

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
**ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ ИМЕНИ В.А.
КОТЕЛЬНИКОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИРЭ ИМ. В.А. КОТЕЛЬНИКОВА РАН)**

На правах рукописи

Таранов

Таранов Михаил Александрович

**Волоконно-оптический низкокогерентный рэлеевский
рефлектометр для распределённых измерений
относительной деформации и температуры**

Специальность:

01.04.03 «Радиофизика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник Алексеев А.Э.

Москва 2021

Оглавление

Введение	6
Глава 1. Обзор существующих решений для распределённых измерений деформации и температуры оптического волокна. Пространственные неоднородности мощности обратного рассеяния Рэлея	16
1.1. Существующие решения. Их ограничения	16
1.1.1. Датчики на основе регистрации сигнала рассеяния Мандельштама-Бриллюэна	17
1.1.2. Датчики на основе регистрации сигнала рассеяния Рамана	23
1.1.3. Датчики на основе регистрации сигнала рэлеевского рассеяния	25
1.1.4. Гибридные датчики	30
1.1.5. Выводы обзора. Когерентный рефлектометр с перестраиваемой длиной волны излучения как отправная точка работы	31
1.2. Неоднородности мощности обратного рэлеевского рассеяния	32
1.2.1. Наблюдение неоднородностей мощности обратного рэлеевского рассеяния	32
1.2.2. Теоретическое описание природы неоднородностей. Контраст рэлеевской рефлектограммы	38
1.2.3. Экспериментальная проверка корректности теоретических выводов	46
1.2.4. Ограничение точности измерения оптических потерь	50
1.3. Выводы главы 1	52
Глава 2. Спектры рассеяния Рэлея. Организация распределённых измерений деформации и температуры с помощью схемы рефлектометра на основе перестраиваемого МЭМС-фильтра	54
2.1. Понятие спектра рассеяния Рэлея	54

2.2. Чувствительность спектров рассеяния Рэля к деформации и температуре оптического волокна	57
2.2.1. Чувствительность к деформации.....	58
2.2.2. Чувствительность к температуре	59
2.2.3. Совместная чувствительность	60
2.2.4. Аналогия со спектром отражения волоконных брэгговских решёток показателя преломления	61
2.3. Организация измерений деформации и температуры на основе регистрации спектров рассеяния Рэля	62
2.3.1. Автокорреляционная функция спектров рассеяния Рэля.....	65
2.3.2. Экспериментальная проверка теоретических выводов о свойствах автокорреляционной функции спектров рассеяния Рэля.....	68
2.3.3. Низкокогерентный рэлеевский рефлектометр на основе перестраиваемого спектрального МЭМС-фильтра.....	69
2.3.4. Способы увеличения дальности действия волоконно-оптических рефлектометров. Рамановское усиление	77
2.4. Выводы главы 2.....	82
Глава 3. Влияние нелинейных эффектов в оптическом волокне на спектры рассеяния Рэля	84
3.1. Механизм влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэля	85
3.1.1. Зависимость контраста неоднородностей в спектрах рассеяния Рэля от пиковой мощности зондирующего излучения	85
3.1.2. Эволюция спектра зондирующего излучения при условии возникновения нелинейных эффектов в оптическом волокне	89
3.2. Уменьшение влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэля..	94

3.3. Увеличение дальности распределённых измерений деформации и температуры оптического волокна с помощью схемы рефлектометра с двумя перестраиваемыми МЭМС-фильтрами.....	97
3.3.1. Достижение 85-километровой дальности измерений	98
3.3.2. Достижение 100-километровой дальности измерений	106
3.4. Выводы главы 3	108
Глава 4. Реакция рэлеевского рефлектометра со спектрально перестраиваемым низкокогерентным источником излучения на неоднородное воздействие.....	110
4.1. Постановка задачи математического моделирования. Выбор параметров модели.....	110
4.2. Реакция на прямоугольное ступенчатое воздействие	113
4.3. Реакция на условно точечное воздействие	119
4.4. Выводы главы 4.....	122
Глава 5. Совместные измерения деформации и температуры оптического волокна с помощью гибридной схемы рефлектометра	124
5.1. Теоретические предпосылки совместных измерений деформации и температуры за счёт регистрации сигналов рэлеевского рассеяния и спонтанного рассеяния Рамана	124
5.2. Экспериментальная установка гибридного рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния Рэля и сигнала антистоксовой компоненты спонтанного рассеяния Рамана	125
5.3. Экспериментальное измерение деформации и температуры с помощью гибридной схемы рефлектометра.....	129
5.4. Выводы главы 5	132

Заключение	133
Список литературы	136
Список работ автора по теме диссертации.....	149
Приложение.....	151

Введение

Важной практической задачей при строительстве и эксплуатации ряда инженерных сооружений является измерение деформации и температуры различных их частей. Наблюдение за изменением этих величин во времени позволяет судить о текущем состоянии контролируемого объекта: моста, тоннеля, дамбы, трубопровода или другого сооружения, выявляя возможные технологические ошибки на этапе строительства, а также степень износа при эксплуатации, тем самым предупреждая развитие аварий. Такие наблюдения принято называть мониторингом структурного состояния или SHM (Structural Health Monitoring). Эта технология представляется перспективной к применению и на крупных транспортных средствах, например, самолётах и скоростных морских судах, корпус и силовые агрегаты которых испытывают продолжительные высокоинтенсивные нагрузки в процессе эксплуатации [1, 2].

Современные средства измерения подразделяются на точечные и распределённые. Первые распространены наиболее широко и представляют собой устройства, позволяющие измерять интересующие параметры в небольшой (локальной) области пространства. Мониторинг структурного состояния крупных объектов с помощью таких датчиков требует их мультиплексирования, что зачастую технически сложно и затратно.

Альтернативой служат распределённые датчики. Такие устройства, как правило, используют волоконный рефлектометрический принцип измерений, который заключается в мониторинге отражённого или рассеянного в обратном направлении оптического излучения при прохождении по оптическому волокну зондирующего импульса [3]. Оптическое волокно (ОВ) в этом случае можно представить как совокупность индивидуально опрашиваемых сенсоров, расположенных последовательно, сигналы от которых приходят в разные моменты времени, благодаря чему имеется возможность определить точное расположение каждого из сенсоров. Распределённые датчики такого типа называются оптическими рефлектометрами OTDR (Optical time-domain reflectometer). Хотя этот

термин закрепился в основном за серийными приборами контроля волоконно-оптических линий связи, мы будем использовать его в более широком смысле, подразумевая любое устройство, в котором реализован принцип оптической рефлектометрии.

Помимо самой возможности организации распределённых измерений, технология оптической рефлектометрии демонстрирует ряд других важных преимуществ: полную электрическую пассивность оптоволоконного чувствительного элемента, его невосприимчивость к электромагнитным помехам, а также минимальные массогабаритные характеристики, хорошую технологичность, чувствительность к воздействиям разной природы, лёгкость объединения с другими волоконно-оптическими устройствами в сложные системы и, наконец, возможность усиливать оптические сигналы в чувствительном элементе устройствами, не требующими подведения электропитания непосредственно к месту их установки.

Востребованность мониторинга структурного состояния крупных инженерных сооружений в современных условиях и практическая безальтернативность оптических рефлектометров для реализации этой технологии обуславливают актуальность распределённых измерений физических воздействий на ОВ, из которых механическое, выраженное в единицах относительной деформации, и температурное представляют особый интерес. Далее для краткости будем опускать слово “относительной” при упоминании деформации.

Цель настоящей работы состоит в анализе интерференционных эффектов рэлеевского рассеяния в одномодовом ОВ перестраиваемого по частоте деполяризованного оптического излучения с ограниченной степенью когерентности, а также в изучении влияния на указанные эффекты изменения деформации и температуры ОВ. Достижение поставленной цели даёт детальный теоретический и практический базис для разработки датчиков нового класса – низкокогерентных рэлеевских рефлектометров для распределённых измерений деформации и температуры.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- 1) дано объяснение физической природы случайных пространственных неоднородностей мощности обратного рэлеевского рассеяния из одномодового ОВ, наблюдаемых на рефлектограмме при использовании источника низкокогерентного дполяризованного излучения. Проведён статистический анализ таких неоднородностей, построено теоретическое описание зависимости меры их выраженности (контраста) на рефлектограмме от параметров зондирующего излучения: времени когерентности и длительности импульса. Корректность теоретических выводов подтверждена экспериментально;
- 2) рассмотрены так называемые спектры рассеяния Рэля, исследован механизм их чувствительности к деформации и температуре ОВ. На основе полученных результатов разработана технология распределённых измерений деформации и температуры ОВ в широком диапазоне величин с помощью схемы оптического рефлектометра с низкокогерентным спектрально перестраиваемым источником излучения. Работоспособность схемы подтверждена экспериментально;
- 3) исследовано влияние нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэля. Экспериментально выявлены эффекты, играющие доминирующую роль в наблюдаемом изменении свойств указанных спектров. Разработан и экспериментально проверен метод, позволяющий уменьшить влияние нелинейных эффектов на спектры рассеяния, регистрируемые с помощью рефлектометра с низкокогерентным перестраиваемым источником излучения;
- 4) методом математического моделирования исследованы особенности реакции низкокогерентного рэлеевского рефлектометра с перестраиваемым источником излучения на воздействия, неоднородные в пределах рассеивающего участка ОВ;
- 5) проанализирована возможность организации распределённых измерений деформации и температуры ОВ с разделением измеряемых воздействий.

Разработана и экспериментально испытана гибридная схема низкокогерентного рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния Рэля и мощности антистоксовой компоненты спонтанного рассеяния Рамана, позволяющая проводить такие измерения.

Объектом исследования настоящей работы является рэлеевское рассеяние деполаризованного излучения с ограниченной степенью когерентности и перестраиваемой частотой (длиной волны) в одномодовом ОВ.

Предметом исследования выступает метод распределённых измерений деформации и температуры ОВ за счёт регистрации сигнала рэлеевского рассеяния на разных длинах волн при использовании перестраиваемого по частоте (длине волны) низкокогерентного источника зондирующего излучения. Указанный метод находит аппаратную реализацию в виде низкокогерентного волоконно-оптического рефлектометра с перестраиваемым источником излучения.

Теоретическую и методологическую основу работы составляют труды отечественных и зарубежных авторов по волоконно-оптической сенсорике, статистической оптике, а также цифровой обработке сигналов. Существенную роль в работе играют материалы, изложенные в книге “Статистическая оптика” Дж. Гудмена (Joseph W. Goodman).

Основными методами научного познания, используемыми в настоящей работе, выступают:

- метод формализаций, позволяющий получать решение задачи в виде аналитических выражений общего плана, связывающих параметры исследуемого явления;
- математическое моделирование с применением компьютерной техники, позволяющее получать численное решение задачи, исходя из базовых физических принципов и закономерностей, лежащих в её основе;

- эксперимент, заключающийся в изучении физических процессов с помощью экспериментальных установок для натурального выявления закономерностей таких процессов.

Совместное использование перечисленных выше методов способствует достижению глубокого понимания исследуемого явления и обеспечивает объективность полученных результатов.

Положения, выносимые на защиту

- 1) Устойчивые пространственные неоднородности интенсивности излучения обратного рэлеевского рассеяния из одномодового оптического волокна, наблюдаемые при использовании низкокогерентного источника зондирующего сигнала, имеют интерференционную природу. Контраст рефлектограммы, содержащей такие неоднородности, определяется свойствами зондирующего излучения: формой огибающей и длительностью импульса, а также формой и шириной оптического спектра мощности. В случае, когда огибающая зондирующего импульса и его оптический спектр мощности имеют гауссову форму, а время когерентности излучения существенно меньше длительности импульса, контраст рефлектограммы пропорционален квадратному корню отношения времени когерентности и длительности импульса.
- 2) Статистически средняя автокорреляционная функция спектров рассеяния Рэлея для одномодового оптического волокна имеет гауссову форму при условии, что зондирующий импульс и его оптический спектр мощности имеют гауссову форму. Ширина указанной автокорреляционной функции приблизительно в $\sqrt{2}$ раза превосходит ширину спектра мощности зондирующего излучения в случае, когда время когерентности этого излучения существенно меньше длительности его импульса. Ширина автокорреляционной функции ограничивает максимальную величину шага спектральной перестройки, используемой при записи опорного и

измерительного спектров рассеяния Рэлея, при котором эти спектры становятся декоррелированными.

- 3) Регистрация спектров рассеяния Рэлея с помощью схемы оптического рефлектометра на основе низкокогерентного источника излучения, перестраиваемого в широком спектральном интервале (единицы нанометров), позволяет проводить распределённые измерения деформации и температуры оптического волокна в диапазоне величин, отвечающем требованиям практического применения для мониторинга структурного состояния крупных инженерных сооружений.
- 4) Нелинейные эффекты в оптическом волокне приводят к снижению контраста спектров рассеяния Рэлея, что сопровождается увеличением ширины их автокорреляционной функции. Указанные изменения обуславливаются уширением спектра зондирующего излучения в результате действия нелинейных эффектов и приводят к ограничению измерительных характеристик, достижимых с помощью схемы низкокогерентного рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея.
- 5) Ослабление влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэлея может быть достигнуто путём ограничения спектральной полосы фотоприёма, позволяя при этом существенно увеличить дальность измерений деформации и температуры с помощью схемы рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея без ухудшения точностных показателей.

Научная новизна

- 1) Теоретически решена задача статистического анализа неоднородностей мощности рэлеевского рассеяния деполяризованного излучения с различной степенью когерентности в одномодовом ОВ. Получено аналитическое выражение, устанавливающее связь контраста рефлектограммы со временем когерентности источника излучения и длительностью оптического импульса.

Теоретические выводы и результаты математического моделирования подтверждены экспериментально.

- 2) Теоретически и экспериментально подтверждена возможность использования рэлеевского рассеяния перестраиваемого по частоте низкокогерентного излучения для измерения деформации и температуры ОВ с высокой точностью в широком диапазоне величин.
- 3) Методом математического моделирования и статистической обработки результатов изучена реакция спектров рассеяния Рэлея на воздействие, неоднородное в пределах рассеивающего участка ОВ. Получены результаты, качественно и количественно описывающие особенности отклика низкокогерентного рэлеевского рефлектометра с перестраиваемой частотой (длиной волны) излучения на такое воздействие.

Научная и практическая значимость работы

Научная значимость работы состоит в углублении понимания закономерностей многолучевой интерференции обратнорассеянного в ОВ излучения с ограниченной степенью когерентности и перестраиваемой частотой. Установленные теоретические зависимости в удобном для анализа виде описывают связь детерминированных параметров системы, таких как времена когерентности и длительность импульса зондирующего излучения, с параметрами чисто статистической природы. К таковым относятся, в частности, средний уровень мощности обратнорассеянного излучения, дисперсия неоднородностей мощности такого излучения, статистическая средняя ширина автокорреляционной функции спектров рассеяния Рэлея.

Практическая значимость определяется тем, что полученные результаты дают детальную основу для разработки нового класса волоконно-оптических датчиков для распределённых измерений деформации и температуры.

Апробация работы

Основные результаты настоящей работы были представлены в виде докладов на II и III всероссийских конференциях «Оптическая рефлектометрия» (г. Пермь, 2018 и 2020 годы), а также 16-м конкурсе работ молодых учёных имени Ивана Анисимкина, ИРЭ РАН (Москва, 2019 год).

Публикации

По теме работы опубликовано семь печатных статей в рецензируемых журналах из перечня ВАК. Тезисы двух докладов, представленных на II и III всероссийских конференциях «Оптическая рефлектометрия», опубликованы в соответствующих сборниках трудов. По результатам работы получен патент на изобретение.

Личный вклад автора

Представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его непосредственном участии в исследовательской работе. Вклад автора в основные результаты работы заключался в исследовании свойств устойчивых пространственных неоднородностей мощности обратного рэлеевского рассеяния в одномодовом ОВ широкополосного зондирующего излучения; в математическом моделировании процесса обратного рассеяния деполяризованного излучения с различной степенью когерентности в одномодовом ОВ; в изучении свойств статистически средней автокорреляционной функции спектров рассеяния Рэля. Математическое моделирование реакции рэлеевского рефлектометра с низкокогерентным перестраиваемым источником излучения на неоднородное в пределах рассеивающего участка ОВ воздействие и анализ полученных результатов проводились автором лично.

Проектирование и создание экспериментальных установок, определение оптимальных параметров и настроек, обеспечивших их функциональность, выполнены совместно с Б.Г. Горшковым и А.Э. Алексеевым. Разработка программного обеспечения для организации регистрации спектров рассеяния Рэля

выполнена совместно с И.А. Сергачёвым и В.С. Вдовенко. Программное обеспечение для цифровой обработки спектров рассеяния Рэлея и определения деформации и температуры ОВ разработано автором лично.

Разработка теоретических моделей и анализ экспериментальных результатов выполнены совместно с Б.Г. Горшковым, А.Э. Алексеевым и В.Т. Потаповым. Изучение влияния нелинейных эффектов в ОВ на спектры рассеяния Рэлея выполнено совместно с Б.Г. Горшковым. Автор внёс весомый вклад в техническую подготовку экспериментов, их проведение и анализ полученных результатов.

В коллективных публикациях автору принадлежат результаты, полученные экспериментально.

Краткое описание содержания

Работа включает в себя пять глав. Первая – вводная – даёт обзор существующих решений для распределённых измерений деформации и температуры ОВ: приводится принцип действия этих решений и их ограничения. Здесь же рассматривается концепция когерентного рефлектометра с перестраиваемой длиной волны излучения – прообраза рэлеевского рефлектометра с низкокогерентным излучателем. Описываются “вмороженные” пространственные неоднородности мощности рэлеевского рассеяния на рефлектограммах, регистрируемых при использовании низкокогерентного источника излучения; рассматривается влияние этих неоднородностей на точность измерения оптических потерь. Завершает главу анализ физической природы неоднородностей; устанавливается связь между контрастом рефлектограммы и свойствами зондирующего излучения.

Вторая глава посвящена рассмотрению спектров рассеяния Рэлея. Описывается их реакция на изменение деформации и температуры ОВ, на основании чего предлагается технология распределённых измерений этих воздействий путём регистрации спектров с помощью схемы рефлектометра на основе перестраиваемого спектрального фильтра, выполненного по технологии

МЭМС (микроэлектромеханическая система). Исследуются способы увеличения дальности действия рефлектометров такого типа.

В третьей главе рассматривается влияние нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэлея; изучается метод уменьшения этого влияния за счёт ограничения оптической полосы фотоприёма. Главу завершает изучение возможностей схемы рефлектометра, реализующей данный метод в сочетании с оптическим усилением, организованным в измеряемом ОВ.

Четвёртая глава охватывает изучение реакции низкокогерентного рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея на неоднородные воздействия, приложенные к ОВ.

Наконец, завершающая пятая глава посвящена вопросу организации измерений деформации и температуры ОВ с разделением измеряемых величин с помощью гибридной схема рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея и мощности антистоксовой компоненты рассеяния Рамана.

Глава 1. Обзор существующих решений для распределённых измерений деформации и температуры оптического волокна.

Пространственные неоднородности мощности обратного рассеяния Рэлея

Широкая востребованность распределённых измерений деформации и температуры и принципиальная возможность их осуществления с помощью волоконно-оптических технологий привели к появлению целого ряда датчиков-рефлектометров, использующих различные физические эффекты с механической и температурной чувствительностью в совокупности с разнообразными методами регистрации и обработки принимаемых сигналов. Подробное рассмотрение всего спектра существующих решений в силу своей объёмности представляется предметом отдельной работы. Здесь же автор приводит краткий, но по возможности полный обзор решений, являющихся, по его мнению, важнейшими и определяющими среди прочих.

1.1. Существующие решения. Их ограничения

В основе работы любого оптического рефлектометра лежит регистрация сигнала обратного рассеяния из измеряемого ОВ. Выделяют три вида рассеяния, имеющих место в ОВ:

- 1) Рэлея;
- 2) Мандельштама-Бриллюэна;
- 3) комбинационное, также известное как рассеяние Рамана.

Все перечисленные эффекты обладают чувствительностью к деформации и температуре и могут быть использованы для построения соответствующих распределённых датчиков. В силу того, что устройства на основе регистрации сигнала бриллюэновского рассеяния нашли, пожалуй, наиболее широкое распространение в системах мониторинга структурного состояния крупных

инженерных сооружений и, таким образом, установили стандарты распределённых измерений, целесообразно начать обзор именно с них.

1.1.1. Датчики на основе регистрации сигнала рассеяния Мандельштама-Бриллюэна

Принцип действия устройств данного типа основан на регистрации излучения от неупругого рассеяния оптических волн на акустических фонах среды [4, 5]. Такой процесс приводит к генерации двух спектральных компонент, равноотстоящих от частоты исходного излучения. Смещённая в сторону меньших частот называется стоксовой компонентой, больших – антистоксовой. Типичная ширина спектра каждой из компонент для одномодовых кварцевых ОВ со ступенчатым профилем показателя преломления для С-диапазона длин волн (1530–1565 нм) составляет ~30 МГц, величина их частотного сдвига, называемого бриллюэновским, – ~10 ГГц, причём её точное значение $\Delta\nu_B$ зависит от деформации и температуры ОВ.

В первом приближении

$$\Delta\nu_B = S_{B\varepsilon}(\varepsilon - \varepsilon_0) + S_{BT}(T - T_0) + \Delta\nu_{B0}, \quad (1)$$

где $S_{B\varepsilon}$ – коэффициент чувствительности к деформации; ε – текущая относительная деформация; ε_0 – относительная деформация при начальных условиях; S_{BT} – коэффициент температурной чувствительности; T – текущая температура; T_0 – температура при начальных условиях; $\Delta\nu_{B0}$ – частота бриллюэновского сдвига при начальных условиях. Впервые зависимость бриллюэновского сдвига от механических напряжений и температуры ОВ на основе плавленого кварца была изучена в работах [6, 7]; получен патент на изобретение способа распределённых измерений деформации с помощью бриллюэновского рефлектометра [8]. Для типичного одномодового кварцевого ОВ $S_{B\varepsilon} \approx 0,046 \text{ МГц} \cdot (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1})^{-1}$ и $S_{BT} \approx 1,07 \text{ МГц} \cdot \text{К}^{-1}$ [9, 10]. Таким образом, зная деформацию и температуру при начальных условиях и предварительно измерив $\Delta\nu_{B0}$, по измеренной $\Delta\nu_B$ можно рассчитать искомые ε или T . Зачастую на практике интерес представляют изменения воздействий, то есть $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_0$ или

$\Delta T = T - T_0$, а не их абсолютные значения. В этом случае достаточно заранее знать (измерить) только $\Delta \nu_{B0}$. Организация рефлектометрической регистрации сигнала бриллюэновского рассеяния позволяет проводить распределённые измерения этих воздействий.

Обратим внимание, что изменение деформации и температуры в выражении (1) оказывают совместное действие на бриллюэновский сдвиг. Следовательно, для корректного определения $\Delta \epsilon$ или ΔT по измеренному $\Delta \nu_B$ необходимо, чтобы во время измерений какое-либо одно из этих воздействий оставалось неизменным. В противном случае можно говорить о температурной ошибке измерения деформации и наоборот. Избежать неопределённости и добиться разделения измеряемых воздействий можно, дополнительно измеряя интенсивность бриллюэновских компонент [11, 12]. Однако в силу низкой чувствительности мощности бриллюэновского рассеяния к деформации ($8 \cdot 10^{-4} \% \cdot (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1})^{-1}$) и температуре ($0,36 \% \cdot \text{K}^{-1}$) ОВ [10] достижение высокой точности измерений этим методом затруднительно.

Существующее разнообразие схем бриллюэновских датчиков можно свести к трём группам:

- 1) на основе регистрации сигнала спонтанного рассеяния;
- 2) на основе регистрации сигнала бриллюэновского усиления / ослабления;
- 3) системы, использующие динамические брэгговские решётки.

Датчики первой группы представлены, главным образом, BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometer) – импульсными рефлектометрами с излучателем, таким, что ширина его спектральной линии существенно меньше величины бриллюэновского сдвига в измеряемом ОВ. Канал приёма обратнорассеянного излучения у таких устройств содержит узкополосный перестраиваемый спектральный фильтр, например, интерферометр Фабри-Перо [11] или Маха-Цендера [13]. Регистрация рефлектограмм в процессе перестройки фильтра позволяет получить бриллюэновский спектр и по нему измерить $\Delta \nu_B$ для каждой пространственной ячейки ОВ. Альтернативой фильтрации является организация когерентного фотоприёма [14].

За последнее десятилетие было продемонстрировано множество вариаций BOTDR, например, с использованием кодовых последовательностей [15], двойного импульса [16], рамановского усиления сигнала в измеряемом ОВ [17], и других методов [18], но их подробное рассмотрение выходит за рамки данной работы. Здесь же целесообразно привести типичные характеристики таких устройств. В работе [17] демонстрируется возможность достижения 100-километровой дальности измерений с разрешением по температуре 3 К ценой сравнительно низкого пространственного разрешения (40 м). Конструктивно схожая схема позволила проводить измерения на дальности до 88 км при пространственном разрешении 20 м и стандартной неопределённости (среднеквадратическое отклонение) 5,7 К [19]. 70-километровая дальность действия и пространственное разрешение 40 м серийного BOTDR компании OZOptics (см. приложение) сопоставимы с приведёнными выше значениями, при этом двойная стандартная неопределённость измерений составляет 2 К по температуре или $40 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ по деформации; время единичного измерения – порядка нескольких минут. Технология BOTDR позволяет достичь метрового и даже субметрового пространственного разрешения при схожей неопределённости измерений, но ценой уменьшения дальности действия до единиц километров [20, 21].

Помимо общеизвестного принципа импульсной рефлектометрии (time domain reflectometry), реализованного, в частности, в BOTDR, существует принцип рефлектометрии в частотной области (frequency domain reflectometry). В работе [22] демонстрировалась возможность построения бриллюэновского рефлектометра (BOFDR, Brillouin Optical Frequency Domain Reflectometer) на этом принципе. Пространственное разрешение такого устройства достигало 1 м при весьма посредственных прочих характеристиках: дальности действия 5 км и стандартной неопределённости измерения частоты бриллюэновского сдвига $\sim 5 \text{ МГц}$, что соответствует $4,7 \text{ К} / 109 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ в единицах температуры / деформации.

Совершенно другой подход к генерации зондирующего и регистрации бриллюэновского сигналов реализован в схеме так называемого рефлектометра с корреляционным опросом (BOCDR, Brillouin Optical Correlation Domain

Reflectometer) [23, 24]. Преимуществами такого решения является очень высокое пространственное разрешение (~ 15 мм) и возможность измерений в режиме реального времени с частотой до 50 Гц. С другой стороны, крайне малая дальность действия (5 м) и высокая неопределённость измерения частоты бриллюэновского сдвига (~ 5 МГц) не создают перспектив этой технологии в сфере мониторинга структурного состояния крупных инженерных сооружений.

Преодолеть ограничения BOTDR и достичь существенно лучших измерительных характеристик за счёт увеличения мощности регистрируемого сигнала позволяет организация бриллюэновского усиления / ослабления [25]. Для этого в измеряемое ОВ с двух концов вводятся встречно распространяющиеся оптические волны: зондирующая “pump”, порождающая обратнорассеянное бриллюэновское излучение, регистрируемое фотоприёмником, и волна “probe” с частотой, отстоящей от частоты зондирующего излучения на величину бриллюэновского сдвига. Принимаемый в этом случае сигнал есть результат взаимодействия двух волн, отражающий меру бриллюэновского усиления (или ослабления) в ОВ. Процесс измерений сводится к перестройке частоты probe-волны в небольших пределах и регистрации сигнала с последующим определением $\Delta\nu_B$ по положению максимума зарегистрированного спектра. Датчики, в которых реализован описанный принцип, принято называть бриллюэновскими анализаторами (Brillouin analyzer).

Как и в случае с бриллюэновскими рефлектометрами, существует три вида схем анализаторов: импульсные BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analyzer), работающие в частотной области BOFDA (Brillouin Optical Frequency Domain Analyzer) и BOCDA (Brillouin Optical Correlation Domain Analyzer) – анализаторы с корреляционным опросом. Исторически первыми появились BOTDA [26–28], представляющие собой устройства, в которых pump-излучение подаётся в измеряемое ОВ в виде импульсов; probe-излучение – в непрерывном (CW, Continuous Wave) режиме. Более 30 лет развития позволили этой технологии стать лидирующей в сфере мониторинга структурного состояния инженерных сооружений, причём наиболее значимые результаты были получены в течение

последнего десятилетия. Опуская ранний этап развития, перейдём к обзору недавних достижений.

Из-за затухания pump- и probe-излучения в ОВ, а также деградации формы спектра pump-излучения (pump depletion) в процессе распространения, дальность действия обычных BOTDA ограничивается несколькими десятками километров [29]. Возможность применения технологии кодовых последовательностей позволила увеличить дальность до 50 км при пространственном разрешении порядка 1 м [30]. Неопределённость измерений деформации / температуры составила $44 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 2,2 \text{ К}$. Формирование перед pump-импульсом небольшого пьедестала (в совокупности с использованием кодовых последовательностей) сделало осуществимыми измерения с субметровым (25 см) пространственным разрешением на дальности до 60 км [31]. При этом неопределённость измерений снизилась до $24 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 1,2 \text{ К}$, то есть примерно вдвое. Эта же технология продемонстрировала возможность достижения ещё меньшей неопределённости измерений ($8 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 0,4 \text{ К}$), но при меньшей дальности (~51 км) и худшем пространственном разрешении (1 м) [32]. Организация биполярной ступенчатой перестройки оптической частоты pump-импульсов при формировании их последовательностей позволила достичь 100-километровой дальности действия [33]. Пространственное разрешение составило 2 м; стандартная неопределённость измерений – $16 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 0,8 \text{ К}$. Аналогичная дальность измерений при схожих пространственном разрешении и показателях точности была достигнута и за счёт использования псевдослучайной кодовой последовательности, сгенерированной посредством генетических алгоритмов [34]. Наибольшая продемонстрированная дальность без использования оптического усиления в измеряемом ОВ составила 120 км [35]. Вместе с тем неопределённость таких измерений была весьма велика ($60 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 3,1 \text{ К}$).

Организация рамановского усиления в измеряемом ОВ позволила достичь лучших ($26 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 1,3 \text{ К}$) измерительных характеристик при той же дальности [36]. Пространственное разрешение составляло 1 м. Наибольшая дальность действия BOTDA была продемонстрирована в работе [37]. Она достигала ~154 км

при пространственном разрешении 5 м и неопределённости измерений температуры 1,4 К, что эквивалентно $28 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ в единицах деформации.

Замена импульсного pump-сигнала на непрерывный (CW) с амплитудной модуляцией и ступенчато изменяющейся частотой позволяет строить бриллюэновские анализаторы, работающие в частотной области – BOFDA (Brillouin Frequency Domain Reflectometer) [38]. Несмотря на концептуальную перспективность, эта технология не продемонстрировала каких-либо преимуществ над BOTDA. Наибольшая достигнутая, по сведениям автора, дальность действия BOFDA не превышает 100 км при пространственном разрешении 12,5 м и неопределённости измерений, сопоставимой с таковой у BOTDA для той же дальности [39].

Подобно BOCDR, бриллюэновские анализаторы с корреляционным опросом (BOCDA) позволяют проводить измерения деформации и температуры ОБ с очень высоким пространственным разрешением и малым временем единичного измерения [40]. Преимуществом таких устройств по сравнению с BOCDR является более высокая точность определения частоты бриллюэновского сдвига. Продемонстрирована возможность её измерений с неопределённостью $\sim 1,7 \text{ МГц}$ (или $37 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 1,6 \text{ К}$ в единицах деформации / температуры) [41]. При этом частота опроса составляла 500 Гц; пространственное разрешение – 6 см; дальность измерений – 200 м. Несмотря на высокие значения скорости измерений и пространственного разрешения, сравнительно малая дальность действия серьёзно ограничивает применение рассматриваемой технологии в сфере мониторинга структурного состояния крупных инженерных сооружений.

Распределённые бриллюэновские датчики на основе динамических брэгговских решёток (DBG, Dynamic Bragg Grating) конструктивно близки BOTDA. DBG представляют собой временные (транзиентные) периодические структуры показателя преломления, наводимые при определённых условиях в процессе взаимодействия излучения с сердцевиной ОБ. В случае бриллюэновского рассеяния DBG возникают при взаимодействии встречной оптической волны с вынужденными акустическими колебаниями среды. Если индуцировать такую

решётку в одномодовом ОВ с сильным двулучепреломлением, например с профилем Bow-Tie или Panda, то частоты оптических волн, отражаемых DBG вдоль медленной и быстрой осей ОВ, будут заметно различаться [42]. Это даёт возможность организовать одновременные измерения как частоты бриллюэновского сдвига, так и вариаций двулучепреломления (путём измерения разности соответствующих оптических частот), зависящих от деформации и температуры ОВ. В свою очередь, результаты таких измерений позволяют определять величины деформации и температуры раздельно. Другая ценность рассматриваемой технологии состоит в высокой измерительной точности: продемонстрированные в работе [43] неопределённости измерений составили $3 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ для деформации и $0,08 \text{ К}$ для температуры. Недостаток – очень малая дальность действия (31 м).

Завершая обзор бриллюэновских датчиков, можно отметить, что в целом наилучшими характеристиками для мониторинга структурного состояния крупных сооружений обладают BOTDA. Тем не менее, в силу своей технической сложности и необходимости вводить излучение в измеряемое ОВ с двух концов (так называемая loop-конфигурация) они менее надёжны и робастны, чем BOTDR. Так BOTDA полностью теряют функциональность при повреждении ОВ, в то время как BOTDR сохраняют способность проводить измерения до места повреждения. К тому же, в случае BOTDA зачастую только половина петли (loop) ОВ используется для измерений. Технология BOTDR принципиально лишена этого недостатка.

1.1.2. Датчики на основе регистрации сигнала рассеяния Рамана

Рамановское рассеяние, подобно бриллюэновскому, также является неупругим, но отличается от последнего тем, что является результатом взаимодействия излучения с оптическими фонами среды [44]. В кварцевых ОВ такой процесс приводит к появлению антистоксовой и стоксовой спектральных компонент шириной $\sim 7 \text{ ТГц}$, отстоящих от частоты исходного излучения приблизительно на 13 ТГц . В отличие от бриллюэновского, при рассеянии Рамана частота компонент практически не зависит от внешних воздействий на ОВ, но их

мощность испытывает заметную чувствительность к температуре. Определить её величину T можно, в частности, из отношения мощностей антистоксовой (P_{AS}) компоненты к стоксовой (P_S) при спонтанном рассеянии:

$$P_{AS}/P_S \propto \exp[-h \cdot \Delta\nu_R/(k_B \cdot T)], \quad (2)$$

где h – постоянная Планка; $\Delta\nu_R$ – величина рамановского сдвига частоты (~ 13 ТГц); k_B – постоянная Больцмана.

Распределённые датчики температуры на основе регистрации мощности спонтанного рамановского рассеяния известны как DTS (Distributed Temperature Sensor). Типичный DTS представляет собой рефлектометр с двумя спектральными фильтрами в приёмном канале. Каждый из фильтров подавляет рэлеевскую компоненту обратного рассеяния и пропускает либо стоксову, либо антистоксову компоненту рассеяния Рамана к соответствующему фотоприёмнику. Определив отношение зарегистрированных мощностей и используя выражение (2), можно рассчитать искомую температуру ОВ.

Схемы DTS не отличаются широким разнообразием. По большому счёту можно выделить два типа таких устройств: классические импульсные (optical time domain) и работающие в частотной области (optical frequency domain). Датчики обоих типов демонстрируют примерно одинаковые измерительные характеристики [45].

С другой стороны, по типу используемого ОВ DTS подразделяются на многомодовые (MM, multimode) и одномодовые (SM, singlemode). Первые, как правило, обеспечивают весьма высокую точность температурных измерений (типичная неопределённость – десятые доли К) при пространственном разрешении порядка 1 м или лучше [46, 47]. Их недостатком является сравнительно малая дальность действия, достигающая в лучшем случае 15 км [48]. Впрочем, было продемонстрировано, что за счёт перехода в режим нелинейных эффектов дальность действия может быть увеличена до ~ 40 км [49]. При этом неопределённость измерений была не больше 3 К. Это же значение типично для одномодовых DTS, позволяющих проводить измерения на дальностях до 26 / 37 км с пространственным разрешением 1 / 17 м [50, 51]. Несмотря на то, что такие DTS

в целом уступают многомодовым аналогам, меньшая стоимость и большая доступность одномодового ОВ и соответствующей элементной базы делают одномодовые датчики температуры также востребованными.

Рефлектометрия на основе регистрации мощности рамановского рассеяния может быть использована и для измерений деформации ОВ. В работе [52] экспериментально продемонстрирована такая возможность. Дальность измерений составляла ~ 300 м; пространственное разрешение – 2 м; время единичного измерения – 10 мин; стандартная неопределённость измерений деформации / температуры – $30 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 0,02 \text{ К}$. Простота реализации этой технологии в совокупности с достигнутыми характеристиками позволяют судить о её пригодности для решения некоторых задач мониторинга структурного состояния инженерных сооружений.

1.1.3. Датчики на основе регистрации сигнала рэлеевского рассеяния

Рэлеевское – преобладающий вид рассеяния в ОВ. В отличие от бриллюэновского и рамановского, оно является упругим и не приводит к спектральному обогащению излучения. Исторически первый оптический рефлектометр был рассчитан на регистрацию сигнала именно этого вида рассеяния [53], и, хотя он не позволял проводить измерений внешних воздействий на ОВ, его можно считать прообразом современных рэлеевских распределённых датчиков. Из них наибольший интерес с точки зрения измерений деформации и температуры представляют Ф-OTDR (phase-sensitive Optical Time Domain Reflectometer) – фазочувствительные (с восстановлением фазы воздействия) импульсные рефлектометры – и устройства на основе регистрации спектров рассеяния Рэля.

Чувствительность рэлеевского рассеяния к деформации и температуре ОВ выражается в том, что эти воздействия вносят дополнительный сдвиг в фазу рассеиваемого когерентного оптического сигнала за счёт как чисто механического удлинения-укорочения ОВ, так и изменения его показателя преломления. Используя ряд методов регистрации и обработки сигнала обратного рассеяния, из него можно извлечь вносимый фазовый сдвиг, являющийся для Ф-OTDR искомой

величиной. Технология Ф-OTDR построена на методах извлечения динамической составляющей фазового сдвига, что особенно актуально в геофизических исследованиях, сейсмических наблюдениях и при охране периметров крупных объектов. Поскольку такие измерения, как правило, проводятся в интервале частот от единиц Гц до единиц кГц, температурным вкладом в измеряемый фазовый сдвиг можно пренебречь.

Предшественницей фазочувствительной рефлектометрии можно считать технологию, описанную в работе [54]. Аппаратной реализацией технологии является рэлеевский OTDR типичной схемы прямого детектирования с высококогерентным источником излучения. Несмотря на невозможность восстанавливать фазу принимаемого сигнала обратного рассеяния, такая схема позволяет достаточно точно определять место и частоту внешних воздействий на измеряемое ОВ, что обуславливает востребованность датчиков подобного рода при мониторинге периметра крупных объектов и сооружений транспортной инфраструктуры.

По методу регистрации Ф-OTDR подразделяются на устройства прямого детектирования и когерентного детектирования. Схемы прямого детектирования включают в себя моноимпульсные, в которых зондирующее излучение вводится в измеряемое ОВ в виде одного импульса, и двухимпульсные. Типичная моноимпульсная схема описана в работах [55, 56]. Её приёмный тракт представляет собой неравноплечий интерферометр Маха-Цендера, выход которого подключен к одному из входов ответвителя 3×3 – 120-градусного оптического гибрида. Благодаря временной задержке между плечами интерферометра, сигналы обратного рассеяния из двух отдельных участков ОВ могут интерферировать, причём расстояние между такими участками (gauge length) определяется межплечевой разностью оптического пути. Использование 120-градусного гибрида позволяет извлекать информацию о разности фаз интерферирующих оптических сигналов путём демодуляции электрических откликов фотоприёмников [57].

Возможна и альтернативная конфигурация приёмного тракта – на основе неравноплечего волоконно-оптического интерферометра Майкельсона с зеркалами

Фарадея. Такая схема позволяет избежать сложностей, связанных с совмещением состояния поляризации интерферирующих сигналов [58, 59]. Применение данной конфигурации в контексте Ф-OTDR продемонстрировано в работах [60–62].

В двухимпульсных Ф-OTDR прямого детектирования зондирующее излучение подаётся в измеряемое ОВ в виде пары субимпульсов с разной фазой, задаваемой с помощью фазового модулятора. В работах [63, 64] величина фазового сдвига между субимпульсами составляла $2\pi/3$, так что набора из трёх их последовательных пар: $(0; +2\pi/3)$, $(0; -2\pi/3)$ и $(0; 0)$ – было достаточно для восстановления формы воздействия на ОВ. Альтернативой является разделение субимпульсов по частоте несущей с организацией квадратурной (I/Q) демодуляции принимаемого сигнала [65].

В схемах с когерентным детектированием сигнал обратного рассеяния из ОВ смешивается с сигналом гомодина [66] или гетеродина [66, 67], после чего подвергается фотоприёму с последующей демодуляцией. При гомодинном детектировании для демодуляции требуется организовать разделение сигналов фазе, для чего может быть использован как 120-градусный оптический гибрид [68], так и 90-градусный [69–71]. В последнем случае процесс восстановления фазы сводится к I/Q-демодуляции принимаемого сигнала [45]. Упоминания заслуживает и схема с когерентным детектированием, функциональность которой обеспечивается за счёт организации частотной модуляции (chirp) зондирующих импульсов [72].

Преимуществом моноимпульсных Ф-OTDR прямого детектирования, а также гетеродинных Ф-OTDR является более высокая скорость извлечения фазового сдвига, что даёт возможность измерять воздействия с частотами в несколько кГц. С другой стороны, двухимпульсные схемы более робастны.

Основными факторами, ограничивающими качество работы Ф-OTDR, выступают неоднозначность измерения фазового сдвига, если его величина выходит за границы диапазона $[-\pi, \pi]$ (что нередко происходит на практике), и так называемый фединг (fading) – падение чувствительности вплоть до нуля в некоторых местах измеряемого ОВ. Влияние первого фактора может быть частично

нивелировано за счёт алгоритмического “склеивания” фазы [73]. Ещё одним методом преодоления неоднозначности является введение в гетеродинную схему второго излучателя, генерирующего на длине волны, отличной от длины волны основного излучателя [74]. Решение проблемы фединга достигается зондированием ОВ на нескольких длинах волн [75], проведением внутриимпульсной фазовой манипуляции [67], а также за счёт использования многомодового ОВ в качестве чувствительного элемента [76].

Характерным показателем точности современных Ф-OTDR является неопределённость измеряемого фазового сдвига в несколько мрад в сейсмической полосе частот (5–150 Гц) [77, 78]. В работе [79] продемонстрирована чувствительность 10 мрад при частоте Найквиста 3,4 кГц и длине измеряемого ОВ ~2 км. Организация рамановского усиления в ОВ позволила достичь дальности действия ~130 км [80], причём пространственное разрешение системы составляло 8 м; частоты регистрируемых воздействий варьировались в диапазоне от 25 до 375 Гц.

Невозможность измерять статические или медленно меняющиеся воздействия сужает сферу применения Ф-OTDR. Датчики на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея лишены такого ограничения. Поскольку принцип действия и технология устройств данного типа, являясь частью объекта исследования, подробно рассматриваются в следующих разделах диссертации, здесь ограничимся лишь общим описанием.

Идея измерения деформации и температуры ОВ за счёт анализа спектров рэлеевского рассеяния восходит к работе [81], где было показано, что спектр рассеяния Рэлея из некоторой пространственной ячейки ОВ претерпевает сдвиг по оси длин волн при однородной деформации этой ячейки. Величина сдвига в первом приближении пропорциональна величине относительной деформации (и температуры, как будет показано позже), что сводит процесс измерений к определению величины этого сдвига. С помощью экспериментальной установки импульсного когерентного рефлектометра с перестраиваемой длиной волны излучения (WS-COTDR, Wavelength-Scanning Coherent Optical Time Domain

Reflectometer), авторы продемонстрировали возможность измерений деформации с неопределённостью порядка $5 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ при пространственном разрешении 30 см. Сравнительная простота реализации и хорошие измерительные характеристики способствовали дальнейшему развитию этой технологии. В более поздних работах [82, 83] достигнуто разрешение по температуре / деформации порядка $0,01 \text{ К} / 0,1 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, причём в последней из них дальность измерений и пространственное разрешение составляли 8 км и 1 м соответственно. Впрочем, диапазон измеряемых воздействий был очень мал: $\pm 0,22 \text{ К}$ по температуре или $\pm 2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ по деформации, что объяснялось узостью интервала спектральной перестройки использованного высококогерентного излучателя. Не отличалось представленное устройство и высокой скоростью опроса, что делало его неприменимым для измерения быстро меняющихся воздействий.

Возможность реализовать такие измерения с помощью WS-COTDR продемонстрирована в работе [84]. Длина измеряемого ОВ составляла $\sim 1 \text{ км}$; пространственное разрешение – 1 м; частота опроса – 1 кГц (при этом обработка зарегистрированных спектров рассеяния занимала $\sim 1 \text{ с}$, что не позволяло выводить результаты в режиме реального времени). Рассчитанная по данным, приведённым авторами, стандартная неопределённость измерений деформации была порядка $0,01 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$; диапазон измерений – $\pm 10 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$. Организация обработки спектров на выходе WS-COTDR с помощью нейронной сети позволила значительно ускорить расчёты и достичь работы в режиме реального времени; также несколько улучшилась линейность измеряемого отклика [85].

Заслуживает внимания и схема, описанная в работе [86]. Устройство представляло собой поляризационно-чувствительный WS-COTDR на основе ОВ, сохраняющего поляризацию (PM, Polarization Maintaining). Совместные регистрация спектров рассеяния Рэлея и измерение двулучепреломления вдоль ОВ позволили разделять деформацию и температуру. Были достигнуты высокие показатели точности измерений: неопределённость не превышала $\sim 0,5 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ по деформации и $\sim 0,04 \text{ К}$ по температуре. Пространственное разрешение составляло

2 м. Недостатком была малая дальность измерений (длина ОВ не превосходила 100 м).

Альтернативой технологии WS-COTDR выступает рефлектометрия в частотной области (OFDR, Optical Frequency Domain Reflectometry) [87]. Отличительными особенностями рэлеевских OFDR-датчиков являются сравнительно малая дальность действия (типично до 2 км), а также очень высокое пространственное разрешение (от десятков мкм до единиц см) [88]. При этом неопределённость измерений деформации / температуры составляет порядка единиц $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ / десятых долей К; диапазон – порядка тысяч $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ / сотен К, что даёт таким датчикам преимущество при мониторинге структурного состояния объектов, подвергающихся значительным механическим и температурным нагрузкам.

Технология измерений деформации и температуры ОВ за счёт регистрации спектров рассеяния Рэля, по существу, лишена ограничений фазочувствительной рефлектометрии, то есть неоднозначности результата измерений и фединга. С другой стороны, достижение высокой скорости опроса в схемах WS-COTDR и OFDR затруднительно.

1.1.4. Гибридные датчики

Подводя итог обзору решений для распределённых измерений деформации и температуры ОВ, заметим, что рассмотренные выше технологии, за исключением основанной на регистрации сигнала бриллюэновского рассеяния, сами по себе не позволяют разделять измеряемые воздействия. Иными словами, не обладая сторонними данными, невозможно достоверно установить, какая часть отклика измерительной системы вызвана изменением деформации, какая – температуры. Даже в случае бриллюэновской рефлектометрии такое разделение затруднительно, особенно когда требуется обеспечить высокую точность измерений на дальностях порядка нескольких км и более. Преодолеть проблему возможно путём организации гибридной рефлектометрии, то есть такой, когда проводится параллельная регистрация сигналов двух разных видов рассеяния. Разделение

воздействий при этом сводится к решению системы двух уравнений с двумя неизвестными, в которую детерминированными величинами входят коэффициенты чувствительностей и измеренные обоими каналами отклики. Перекрестная непропорциональность этих коэффициентов для разных видов рассеяния гарантирует единственность решения системы.

Классический способ организации распределённых измерений с разделением деформации и температуры основан на совместном использовании бриллюэновской и рамановской рефлектометрии [89]. С помощью гибридного датчика, построенного по схеме “BOTDR + DTS”, была продемонстрирована возможность измерений на дальности до 25 км с разрешением по деформации ~ 100 мкм·м⁻¹ и по температуре 1,2 К [90, 91]. Пространственное разрешение составляло 35 м.

Совместная регистрация сигналов бриллюэновского и рэлеевского рассеяний также позволяет проводить измерения с разделением воздействий. Примером схемы, реализующей этот способ, является гибрид BOTDA и OFDR [92]. Неопределённости измерений деформации и температуры с помощью указанного гибридного решения составляли соответственно 15 мкм·м⁻¹ и 1,2 К при пространственном разрешении 0,5 м. Длина ОВ была ограничена всего 92 м, что можно считать недостатком.

1.1.5. Выводы обзора. Когерентный рефлектометр с перестраиваемой длиной волны излучения как отправная точка работы

Сопоставление рассмотренных выше решений обнаруживает, что по совокупности характеристик BOTDA является лидирующей на сегодняшний день технологией, позволяющей проводить распределённые измерения деформации и температуры ОВ. В то же время когерентная рэлеевская рефлектометрия с перестраиваемой длиной волны излучения (WS-COTDR) демонстрирует возможность достижения существенно лучших показателей точности при более простой конфигурации измеряемой волоконной линии, излучение в которую вводится с одного конца, а не с двух – как в случае BOTDA.

Потенциальная возможность использования перестраиваемого в широком спектральном интервале низкокогерентного излучателя в схеме WS-COTDR и перспектива достижения за счёт этого значительно более широкого диапазона измерений, чем в случае с высококогерентным источником, обусловила научный интерес автора к предмету исследования и подтолкнула к детальному изучению особенностей рассеяния в ОБ излучения с ограниченной степенью когерентности.

1.2. Неоднородности мощности обратного рэлеевского рассеяния

Явлением, заинтересовавшим и подтолкнувшим автора к изучению особенностей рэлеевского рассеяния низкокогерентного излучения в ОБ, стали слабые пространственные шумоподобные неоднородности мощности, наблюдавшиеся в рэлеевской рефлектограмме при использовании широкополосного источника излучения.

1.2.1. Наблюдение неоднородностей мощности обратного рэлеевского рассеяния

Схема экспериментальной установки рефлектометра, с помощью которой впервые осуществлялось наблюдение неоднородностей мощности обратного рэлеевского рассеяния при использовании широкополосного источника излучения, представлена на рисунке 1 [А1].

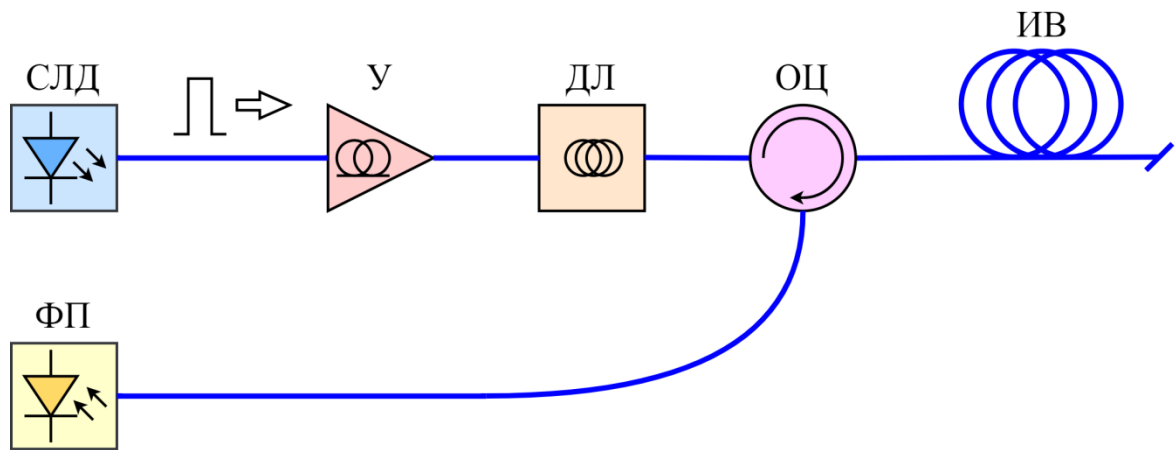


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки, использовавшейся для наблюдения неоднородностей мощности обратного рэлеевского рассеяния при использовании широкополосного источника излучения (СЛД – суперлюминесцентный диод; У – усилитель на основе оптического волокна, легированного эрбием; ДЛ – деполяризатор Лيو; ОЦ – оптический циркулятор; ИВ – измеряемое оптическое волокно; ФП – фотоприёмник)

Источником зондирующего излучения выступал суперлюминесцентный диод СЛД марки SLD-761 (Superlum) с центральной длиной волны около 1550 нм и гладким колоколообразным спектром мощности шириной 45 нм (по уровню полумаксимум). СЛД работал в режиме генерации импульсов длительностью 5 нс с частотой повторения 200 кГц. Оптический сигнал СЛД подавался на вход волоконного эрбиевого усилителя У, после прохождения которого ширина спектра мощности сигнала уменьшалась до 10 нм. За усилителем следовал волоконный деполяризатор Лео ДЛ модели DPOL-BB-15-SS (Phoenix Photonics), позволявший получать широкополосное деполяризованное излучение на выходе. Устройством ввода этого излучения в измеряемое волокно ИВ выступал оптический циркулятор ОЦ с низким паспортным значением поляризационно-зависимых потерь (не более 0,1 дБ). В качестве ИВ использовалась бескаркасная бухта стандартного одномодового оптического волокна длиной 320 м. Рассеянное в обратном направлении излучение выводилось из ИВ с помощью ОЦ и подавалось на вход фотоприёмника ФП с шириной полосы регистрации 50 МГц. Пространственное разрешение экспериментальной установки, определяемое длительностью

зондирующего импульса и полосой регистрации ФП, составляло около 1 м. Оцифровка сигнала ФП производилась с частотой дискретизации 100 МГц. Время накопления одной рефлектограммы составляло 10 мин. При этом отношение сигнал/шум в рефлектограмме достигало порядка 100.

На рисунке 2а показаны типичного вида фрагменты двух рэлеевских рефлектограмм, зарегистрированных с помощью описанной экспериментальной установки. Результаты 1 и 2 получены с промежутком 12 часов. При этом изменение температуры в помещении, где размещалась установка, за указанное время составило не более 3 °С. Видно, что неоднородности обеих рефлектограмм практически совпадают, что подтверждается близким к единице максимальным значением нормированной взаимнокорреляционной функции реализаций 1 и 2 (за вычетом постоянных составляющих) – см. рисунок 2б. Отличие же максимального значения указанной функции от единицы косвенно характеризует уровень помех, имевших место при регистрации рефлектограмм. Также можно сделать вывод, что радиус корреляции представленных реализаций не превышает 1 м (пространственный шаг отсчётов равен 1 м).

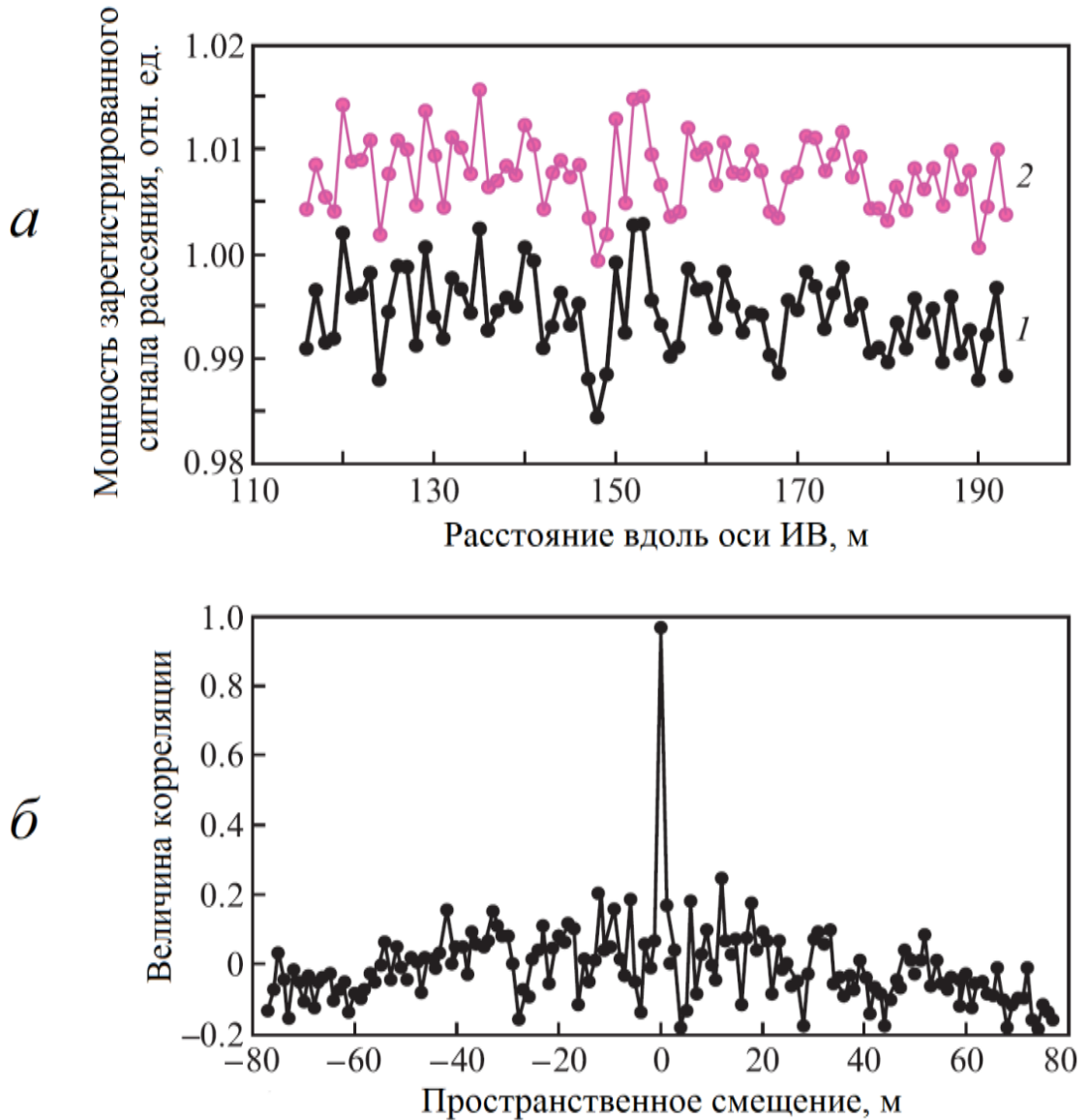


Рисунок 2 – Типичные пространственные неоднородности мощности обратного рэлеевского рассеяния, наблюдавшиеся при использовании широкополосного источника зондирующего излучения (*а*; 1 и 2 – фрагменты рефлектограмм, зарегистрированных с интервалом 12 часов), а также нормированная взаимокорреляционная функция реализаций 1 и 2 за вычетом постоянных составляющих (*б*)

Чтобы убедиться, что наблюдавшиеся неоднородности мощности не были связаны с остаточной поляризацией излучения, один, два и три витка ИВ радиусом около 30 мм каждый поворачивались на угол 90° и фиксировались между последовательными замами (подобные действия предпринимаются также для

управления ручным волоконно-оптическим контроллером поляризации). При этом состояние поляризации излучения в ИВ заведомо изменялось, однако никаких заметных изменений в рефлектограммах не возникало.

Для проверки гипотезы, что рассматриваемые неоднородности являются пространственно “вмороженными” в ИВ, а не представляют собой артефакты от электрических наводок или иных возможных воздействий, между ОЦ и ИВ был вварен отрезок волокна длиной 5,1 м, что соответствовало пяти шагам дискретизации. Новое измерение показало, что все неоднородности мощности сместились ровно на пять отсчётов по оси расстояний без изменения формы.

В подтверждение полученного результата приведём нормированную взаимнокорреляционную функцию неоднородностей, зарегистрированных до и после добавления отрезка оптического волокна (см. рисунок 3). Высокий уровень корреляционного максимума (кривая 2), сдвинутого на пять отсчётов вправо относительно нуля, свидетельствует о почти полном совпадении реализаций, что устраняет сомнения в роли посторонних воздействий в рассматриваемых неоднородностях мощности.

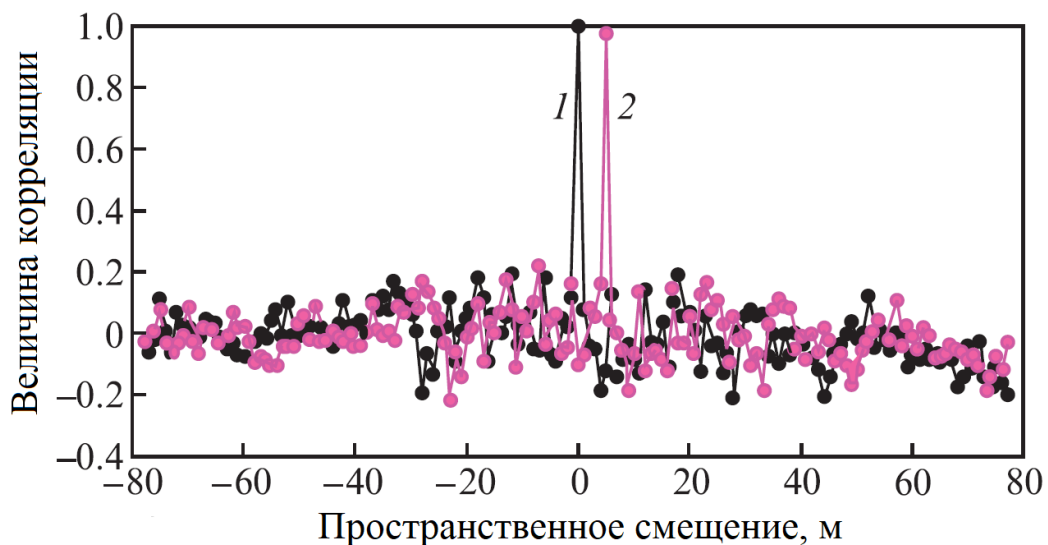


Рисунок 3 – Нормированные автокорреляционная функция неоднородностей до добавления отрезка оптического волокна (1) и взаимнокорреляционная функция неоднородностей до и после его добавления (2)

Дополнительно был проведён эксперимент с подключением противоположного конца ИВ к ОЦ. Очевидно, что если гипотеза о пространственной “вмороженности” неоднородностей верна, то должна наблюдаться корреляция между рефлектограммами, зарегистрированными до и после такого подключения при обращении продольной координаты для любой из рефлектограмм. Действительно, такая корреляция имеет место, о чём свидетельствуют данные на рисунке 4.

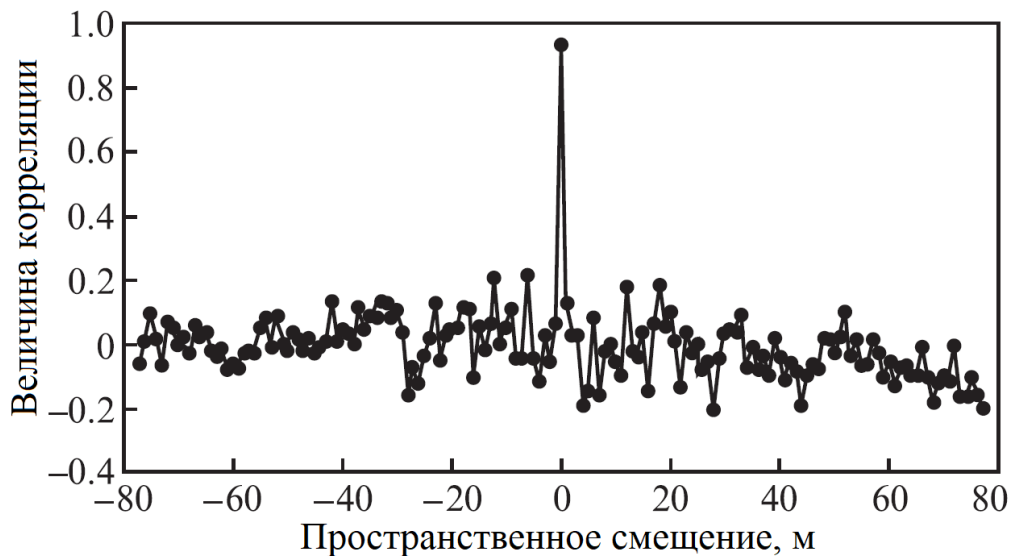


Рисунок 4 – Нормированная взаимокорреляционная функция для двух реализаций неоднородностей, зарегистрированных при различном направлении распространения зондирующего излучения

Существенная ширина спектра зондирующего излучения (~ 10 нм), примерно на семь порядков величины превосходящая такую, при которой наблюдаются контрастные флуктуации мощности, характерные для когерентной рефлектометрии (COTDR) и которые могут быть использованы для обнаружения виброакустических воздействий [93–95], изначально породила сомнение в интерференционной природе “вмороженных” неоднородностей. Тем не менее, дальнейшие исследования показали интерференционную природу таких неоднородностей [A2, A7].

1.2.2. Теоретическое описание природы неоднородностей. Контраст рэлеевской рефлектограммы

Для раскрытия механизма формирования неоднородностей в рэлеевских рефлектограммах обратимся к модели простейшего импульсного рефлектометра (см. рисунок 5).

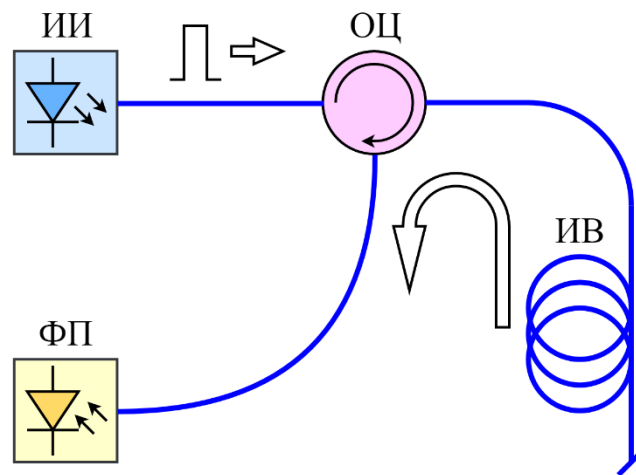


Рисунок 5 – Схема простейшего импульсного рефлектометра (ИИ – источник излучения; ОЦ – оптический циркулятор; ИВ – измеряемое оптическое волокно; ФП – фотоприёмник)

Источник излучения ИИ формирует зондирующие импульсы, которые затем вводятся в одномодовое измеряемое волокно ИВ через оптический циркулятор ОЦ. Распространяясь в ИВ, зондирующее излучение испытывает рэлеевское рассеяние. Часть мощности, рассеянная в обратном направлении, выводится из ИВ с помощью этого же циркулятора и подаётся на вход фотоприёмника ФП. Выходной сигнал ФП, отражающий изменение регистрируемой интенсивности рассеяния во времени, в сущности, и представляет собой рефлектограмму. Период повторения импульсов определяется длиной ИВ и задан таким, чтобы рефлектограммы от соседних из них не накладывались друг на друга.

Положим, что огибающая интенсивности зондирующего импульса имеет форму кривой Гаусса во времени, причём её длительность по уровню

полу максимума (FWHM, Full Width at Half Maximum) составляет $T/\sqrt{2}$. Огибающая напряжённости электрического поля такого импульса тоже будет описываться функцией Гаусса, но её FWHM-длительность будет равна T . Дополнительно примем, что $T \cdot V_{GR} \ll L$, где V_{GR} – групповая скорость зондирующего излучения в ИВ; L – длина ИВ. Другими словами, пространственная протяжённость огибающей напряжённости электрического поля импульса существенно меньше длины ИВ. Математическое выражение такой огибающей имеет вид:

$$U(\tau) = \exp[-4 \cdot \ln(2) \cdot \tau^2 / T^2], \quad (3)$$

где τ – время. Спектр интенсивности зондирующего излучения тоже примем гауссовым:

$$S(\Delta\nu) = S_0 \exp[-4 \cdot \ln(2) \cdot (\Delta\nu)^2 / \sigma^2], \quad (4)$$

где S_0 – максимальное значение спектра; $\Delta\nu$ – отклонение от частоты ν_0 , соответствующей максимуму спектра (то есть от центральной частоты); σ – ширина спектра по уровню полу максимума, такая, что $\sigma \ll \nu_0$. В силу узости спектра пренебрежём дисперсиями показателя преломления и групповой скорости в ИВ. Также пренебрежём изменением состояния поляризации в пределах пространственного интервала, занимаемого зондирующим импульсом при распространении в ИВ. Такое допущение позволяет свести векторные расчёты к скалярным.

Учитывая вышесказанное, запишем комплексную амплитуду волны, испытавшей рассеяние в точке z ИВ и пришедшей затем на вход ФП в момент времени t , для простоты приняв начальные фазы равными нулю:

$$A_{SC}(t, z) = U\left(t - \frac{2z}{V_{GR}}\right) A\left(t - \frac{2z}{V_{GR}}\right) \exp[j(\omega t - \beta \cdot 2z)] \exp\left(2z \cdot \frac{\alpha}{2}\right) \rho(z), \quad (5)$$

где $A = A(\tau)$ – комплексная амплитуда зондирующей волны, являющаяся некоторой реализацией стохастического процесса генерации излучения во времени; j – мнимая единица; $\omega = 2\pi\nu_0$ – циклическая частота излучения; $\beta = 2\pi\nu_0 n/c$ – постоянная распространения; n – показатель преломления сердцевины ИВ; c – скорость света в вакууме; α – натуральный показатель поглощения ИВ;

$\rho(z) = r(z)\exp[j\varphi(z)]$ – комплексный коэффициент рассеяния в точке z ; $r(z)$ – его модуль; $\varphi(z)$ – аргумент. Физический смысл множителя $r(z)$ состоит в том, что он описывает амплитудный коэффициент рассеяния, в то время как $\varphi(z)$ определяет величину фазового сдвига, вносимого при рассеянии.

Будем рассматривать ИВ как одномерную совокупность однородно распределённых вдоль оси z элементарных рассеивателей (центров рассеяния), размеры которых малы по сравнению с длиной волны зондирующего излучения (случай рассеяния Рэлея). В отсутствие анизотропии рассеяния комплексная амплитуда результирующей напряжённости электрического поля волн, рассеянных большим количеством таких центров и интерферирующих на входе ФП, демонстрирует круговую гауссову совместную плотность распределения вероятности с нулевым средним [96–98]. Это достигается, в частности, когда модули r и аргументы φ коэффициентов рассеяния ρ статистически независимы между собой как для каждого конкретного рассеивателя, так и перекрёстно для любых их пар, причём r распределены по одному и тому же закону, а φ – равномерно в интервале $[-\pi, \pi]$ радиан [99]. Если дисперсия коэффициентов рассеяния равна r_0^2 , то их автокорреляционная функция (АКФ), усреднённая по ансамблю $\{\rho\}$ всех возможных реализаций, будет иметь вид:

$$E_\rho[\langle \rho(z - \Delta z) \cdot \rho^*(z) \rangle] = r_0^2 \cdot \delta(\Delta z), \quad (6)$$

где $E_\rho[\dots]$ – операция усреднения по ансамблю реализаций; $\langle \rho(z - \Delta z) \cdot \rho^*(z) \rangle$ – АКФ произвольной реализации коэффициентов рассеяния ($\langle \dots \rangle$ – операция интегрирования по z); Δz – произвольный сдвиг относительно координаты z ; $*$ – оператор комплексного сопряжения; $\delta(\dots)$ – дельта-функция Дирака.

Напряжённость электрического поля поступающего на вход ФП сигнала в момент времени t определяется суммой интерферирующих обратнорассеянных волн (5):

$$E_{SC}(t) = \int_0^L A_{SC}(t, z) dz =$$

$$= \int_0^L U\left(t - \frac{2z}{V_{GR}}\right) A\left(t - \frac{2z}{V_{GR}}\right) \exp[j(\omega t - 2\beta z)] \exp(\alpha z) \rho(z) dz. \quad (7)$$

Для простоты пренебрежём оптическими потерями в ИВ, целесообразность чего обосновывается малостью коэффициента затухания реальных одномодовых ОВ (примерно $-0,2$ дБ·км $^{-1}$ в С-диапазоне длин волн: 1530–1565 нм). С учётом упрощения выражение (7) примет вид:

$$E_{SC}(t) = \int_0^L U\left(t - \frac{2z}{V_{GR}}\right) A\left(t - \frac{2z}{V_{GR}}\right) \exp[j(\omega t - 2\beta z)] \rho(z) dz. \quad (8)$$

Так как процесс фоторегистрации квадратичен по отношению к напряжённости электрического поля, отклик ФП будет определяться интенсивностью поступающего излучения. Её мгновенное значение равно произведению выражения (8) на комплексно-сопряжённое:

$$I_{SC}(t) = E_{SC}(t) \cdot E_{SC}^*(t). \quad (9)$$

Спектр сигнала (9) находится в диапазоне оптических частот (сотни ТГц), недоступном для любого существующего приёмника излучения. Реакция ФП на такой сигнал будет результатом усреднения по времени. Проводя усреднение, получим

$$\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t) = \int_0^L \int_0^L U(t - 2z_1/V_{GR}) U(t - 2z_2/V_{GR}) \cdot \langle A(t - 2z_1/V_{GR}) A^*(t - 2z_2/V_{GR}) \rangle_{\tau} \cdot \exp[j \cdot 2\beta(z_1 - z_2)] \rho(z_1) \rho^*(z_2) dz_1 dz_2, \quad (10)$$

где $\langle \dots \rangle_{\tau}$ – операция усреднения по времени; z_1 и z_2 – произвольные координаты ИВ. Произведение огибающих $U(t - 2z_1/V_{GR}) U(t - 2z_2/V_{GR})$ в подынтегральном выражении не усредняется, поскольку $U(\tau)$ – регулярная функция, спектр частот которой вписывается в полосу регистрации ФП. Несмотря на формальную инфинитность $U(\tau)$, почти вся её энергия сосредоточена в конечном интервале $[-T, T]$ (см. (3)). Это обстоятельство позволяет заменить пределы в (10) на

бесконечные при условии, что z_1 и z_2 достаточно удалены от концов ИВ. Производя замену z_1 на $(\zeta - \Delta z)$ и z_2 на ζ , перепишем (10):

$$\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U[t - 2(\zeta - \Delta z)/V_{GR}]U(t - 2\zeta/V_{GR}) \cdot \langle A[t - 2(\zeta - \Delta z)/V_{GR}]A^*(t - 2\zeta/V_{GR}) \rangle_{\tau} \cdot \exp[-j \cdot 2\beta\Delta z] \rho(\zeta - \Delta z) \rho^*(\zeta) d\zeta d(\Delta z) \quad (11)$$

Для стационарного случайного процесса генерации лазерного излучения справедлива теорема Винера-Хинчина [99], гласящая, что спектром интенсивности $S(\nu)$ такого процесса является Фурье-образ его автокорреляционной функции $\Gamma(\Delta t)$, то есть

$$S(\nu) = \mathcal{F}\{\Gamma(\Delta t)\} = \mathcal{F}\{\langle A(\tau - \Delta t)A^*(\tau) \rangle_{\tau}\}, \quad (12)$$

где $\mathcal{F}\{\dots\}$ – оператор Фурье-преобразования; Δt – сдвиг по времени. Подставляя в (12) выражение (4) и выполняя обратное преобразование Фурье относительно $\Delta \nu$, получим

$$\Gamma(\Delta t) = \mathcal{F}^{-1}\{S(\Delta \nu)\} = S_0 \sqrt{\pi/a} \exp[-(\pi\Delta t)^2/a], \quad (13)$$

где $a = 4 \cdot \ln(2)/\sigma^2$. Замена Δt на $2\Delta z/V_{GR}$ в (13) позволяет перейти от временного представления функции $\Gamma(\Delta t)$ к пространственному. С учётом вышесказанного (11) принимает вид

$$\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U[t - 2(\zeta - \Delta z)/V_{GR}]U(t - 2\zeta/V_{GR}) \cdot \Gamma(2\Delta z/V_{GR}) \cdot \exp[-j \cdot 2\beta\Delta z] \rho(\zeta - \Delta z) \rho^*(\zeta) d\zeta d(\Delta z) \quad (14)$$

Анализируя правую часть выражения (14), можно заметить, что при $\Delta z = 0$ $\Gamma(2\Delta z/V_{GR}) = S_0 \sqrt{\pi/a}$, фазовый множитель $\exp[-j \cdot 2\beta\Delta z]$ обращается в единицу, а произведение комплексных коэффициентов рассеяния равно $r^2(\zeta)$. Рассматриваемое условие соответствует среднему уровню рефлектограммы. Поскольку существует бесконечно много реализаций $r(\zeta)$, анализ любого конкретного случая не имеет смысла. Целесообразно провести статистический анализ, чтобы охватить все случаи сразу. Для этого усредним (14) по всему ансамблю $\{\rho\}$. Учитывая (6) и подставляя (3), получим

$$\begin{aligned}
E_{\rho}[\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t)] &= \langle I_{SC} \rangle_{\tau, \rho}(t) = \langle I_{SC} \rangle_{\tau, \rho} = \\
&= S_0 \sqrt{\pi/a} \cdot r_0^2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta/V_{GR}) d\zeta = S_0 r_0^2 (V_{GR}/2) \sqrt{\pi^2/(a \cdot b)}, \quad (15)
\end{aligned}$$

где $b = 8 \cdot \ln(2)/T^2$. Выражение (15) описывает среднюю интенсивность рефлектограммы при условии, что оптические потери в ИВ пренебрежимо малы.

Уникальность реализации $\rho(z)$ для конкретно взятого ИВ обуславливает уникальность усреднённой по времени интенсивности рэлеевского рассеяния $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t)$ как функции координаты ИВ (переход от временного представления выражения (14) к пространственному осуществляется через замену $t = 2z/V_{GR}$). Другими словами, вид рефлектограммы определяется индивидуальным набором рассеивателей в ИВ. Интерес представляют неоднородности (флуктуации) в структуре рефлектограммы в виде череды минимумов и максимумов интенсивности (см. рисунок 2а). При низкой степени когерентности зондирующего излучения и отсутствии значительных внешних воздействий флуктуации выглядят “вмороженными”, как бы представляющими собой неповторимый отпечаток (fingerprint), свойственный конкретному ИВ [A1, A2].

Рассчитаем дисперсию флуктуаций интенсивности рассеяния Рэлея для произвольной точки ИВ, удалённой от его концов настолько, что краевыми эффектами можно пренебречь. Для этого будем рассматривать $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t)$ как случайный процесс, зависящий от реализации коэффициентов рассеяния ρ . Дисперсия (variance) такого процесса равна

$$\text{Var}_{\rho}[\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t)] = E_{\rho} \left[\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{(1)}(t) \cdot \langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{(2)}(t) \right] - \left(E_{\rho}[\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t)] \right)^2, \quad (16)$$

где $E_{\rho}[\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t)]$ есть среднее значение интенсивности по ансамблю независимых реализаций элементарных рассеивателей, уже нами рассчитанное (см. (15)). $E_{\rho} \left[\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{(1)}(t) \cdot \langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{(2)}(t) \right]$ представляет собой результат усреднения по $\{\rho\}$ произведения выражения (14) на себя же, но записанного в других независимых переменных интегрирования, для обозначения чего использованы индексы ① и ②.

$$\begin{aligned}
& E_{\rho} \left[\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{(1)}(t) \cdot \langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{(2)}(t) \right] = \\
& = E_{\rho} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \cdot U[t - 2(\zeta_1 - \Delta z_1)/V_{GR}] U(t - 2\zeta_1/V_{GR}) \Gamma(2\Delta z_1/V_{GR}) \cdot \right. \\
& \quad \cdot \exp[-j \cdot 2\beta \Delta z_1] \cdot \rho(\zeta_1 - \Delta z_1) \rho^*(\zeta_1) \cdot \\
& \quad \cdot U[t - 2(\zeta_2 - \Delta z_2)/V_{GR}] U(t - 2\zeta_2/V_{GR}) \Gamma(2\Delta z_2/V_{GR}) \cdot \\
& \quad \cdot \exp[-j \cdot 2\beta \Delta z_2] \cdot \rho(\zeta_2 - \Delta z_2) \rho^*(\zeta_2) \cdot \\
& \quad \left. \cdot d\zeta_1 d(\Delta z_1) d\zeta_2 d(\Delta z_2) \right]. \quad (17)
\end{aligned}$$

В силу равенства (6) (см. [99])

$$\begin{aligned}
& E_{\rho} [\langle \rho(\zeta_1 - \Delta z_1) \rho^*(\zeta_1) \cdot \rho(\zeta_2 - \Delta z_2) \rho^*(\zeta_2) \rangle] = \\
& = E_{\rho} [\langle \rho(\zeta_1 - \Delta z_1) \rho^*(\zeta_1) \rangle] \cdot E_{\rho} [\langle \rho(\zeta_2 - \Delta z_2) \rho^*(\zeta_2) \rangle] + \\
& \quad + E_{\rho} [\langle \rho(\zeta_1 - \Delta z_1) \rho^*(\zeta_2) \rangle] \cdot E_{\rho} [\langle \rho(\zeta_2 - \Delta z_2) \rho^*(\zeta_1) \rangle] = \\
& = r_0^4 \cdot \delta(\Delta z_1) \delta(\Delta z_2) + r_0^4 \cdot \delta(\zeta_2 - \zeta_1 + \Delta z_1) \delta(\zeta_1 - \zeta_2 + \Delta z_2). \quad (18)
\end{aligned}$$

Несложно заметить, что выражение (18) не обращается в ноль только при следующих условиях: $\Delta z_1 = \Delta z_2 = 0$ и $\zeta_2 - \zeta_1 + \Delta z_1 = \zeta_1 - \zeta_2 + \Delta z_2 = 0$, причём последнее выполняется, лишь если $\Delta z_1 = -\Delta z_2$. Учитывая данное обстоятельство, сведём запись (17) к виду:

$$\begin{aligned}
& E_{\rho} \left[\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{(1)}(t) \cdot \langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{(2)}(t) \right] = \\
& = r_0^4 \Gamma^2(0) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_1/V_{GR}) d\zeta_1 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_2/V_{GR}) d\zeta_2 + \\
& \quad + r_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_1/V_{GR}) U^2(t - 2\zeta_2/V_{GR}) \Gamma^2[2(\zeta_1 - \zeta_2)/V_{GR}] d\zeta_1 d\zeta_2. \quad (19)
\end{aligned}$$

Первое слагаемое в выражении (19) равно квадрату средней интенсивности рефлектограммы, в чём можно убедиться, вычислив произведение соответствующих интегралов и сравнив результат с (15). Интерес представляет второе слагаемое. Для его расчёта целесообразно ввести замену: $\zeta_1 = (u - w)/2$ и $\zeta_2 = (u + w)/2$, что позволит разделить переменные и свести двойной интеграл к произведению одинарных. Поскольку определитель матрицы Якоби для указанной замены равен 1/2, то

$$\begin{aligned}
& r_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_1/V_{GR}) U^2(t - 2\zeta_2/V_{GR}) \Gamma^2[2(\zeta_1 - \zeta_2)/V_{GR}] d\zeta_1 d\zeta_2 = \\
& = \frac{r_0^4}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-2b\left(t - \frac{u}{V_{GR}}\right)^2\right] du \cdot \frac{S_0^2 \pi}{a} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(2b + \frac{8\pi^2}{a}\right)\left(\frac{w}{V_{GR}}\right)^2\right] dw \quad (20) \\
& = S_0^2 r_0^4 (V_{GR}/2)^2 \cdot \pi^2 / \sqrt{a \cdot b \cdot (4\pi^2 + a \cdot b)}.
\end{aligned}$$

Выразив результат (20) через среднюю интенсивность (15) и подставив полученное значение в выражение (19), а затем переписав (16), придём к выводу, что

$$\text{Var}_\rho[\langle I_{SC} \rangle_\tau(t)] = (\langle I_{SC} \rangle_{\tau,\rho})^2 \sqrt{a \cdot b / (4\pi^2 + a \cdot b)}. \quad (21)$$

Информативным параметром, характеризующим выраженность флуктуаций интенсивности на фоне её среднего уровня $\langle I_{SC} \rangle_{\tau,\rho}$, представляется отношение среднеквадратического отклонения (СКО) этих флуктуаций к величине уровня. Извлекая квадратный корень из (21) и разделив результат на $\langle I_{SC} \rangle_{\tau,\rho}$, получим

$$C = \sqrt{\text{Var}_\rho[\langle I_{SC} \rangle_\tau(t)] / \langle I_{SC} \rangle_{\tau,\rho}} = [a \cdot b / (4\pi^2 + a \cdot b)]^{1/4}. \quad (22)$$

Величину C будем называть контрастом рефлектограммы. Обращаясь к концепции времени когерентности, определяемого как [99]

$$\tau_{\text{COH}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\Gamma(\Delta t)}{\Gamma(0)} \right|^2 d(\Delta t), \quad (23)$$

и подставляя в (23) выражение (13), получим

$$\tau_{\text{COH}} = \sqrt{a/(2\pi)} = 1/\sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)/\pi} \approx \lambda_0^2 / (c\Lambda) \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)/\pi}, \quad (24)$$

где $\lambda_0 = c/\nu_0$ – центральная длина волны излучения; $\Lambda \approx \sigma \cdot \lambda_0^2 / c$ – FWHM-ширина спектра в единицах длины волны. Выражая входящие в (22) множители a и b соответственно через τ_{COH} и T и проделывая несложные преобразования, придём к следующему результату:

$$C = \left[\left(\frac{T}{\tau_{\text{COH}}} \right)^2 \frac{\pi}{4 \cdot \ln(2)} + 1 \right]^{-1/4}. \quad (25)$$

Выражение (25) можно упростить, если $T \gg \tau_{\text{COH}}$. Задавшись реальными значениями экспериментальных параметров: $\lambda_0 = 1558$ нм и $\Lambda = 0,17$ нм, согласно

(24), получим $\tau_{\text{сон}} \approx 32$ пс. Если при этом T – порядка 14 нс (соответствует длительности 10 нс по уровню полумаксимума огибающей интенсивности, что, в свою очередь, соответствует пространственному разрешению ~ 1 м в ИВ), указанное выше условие выполняется. Упрощая (25), получим

$$C = \left[\frac{4 \cdot \ln(2)}{\pi} \right]^{1/4} \cdot \sqrt{\frac{\tau_{\text{сон}}}{T}} \approx 0,97 \cdot \sqrt{\frac{\tau_{\text{сон}}}{T}} \approx \sqrt{\frac{\tau_{\text{сон}}}{T}}. \quad (26)$$

Из выражения (26) следует, что контраст флуктуаций интенсивности обратного рассеяния Рэлея тем меньше, чем больше длительность зондирующего импульса, и тем больше, чем выше степень когерентности источника излучения. Другими словами, контраст рефлектограммы тем ниже, чем больше длин когерентности излучения укладывается в пространственной протяжённости зондирующего импульса.

Выражение (26) даёт удобную оценку контраста рефлектограмм, регистрируемых с помощью рэлеевских рефлектометров.

1.2.3. Экспериментальная проверка корректности теоретических выводов

Для экспериментальной верификации теоретических выводов была собрана установка-рефлектометр с источником излучения низкой степени когерентности [A2]. Схема устройства приведена на рисунке 6.

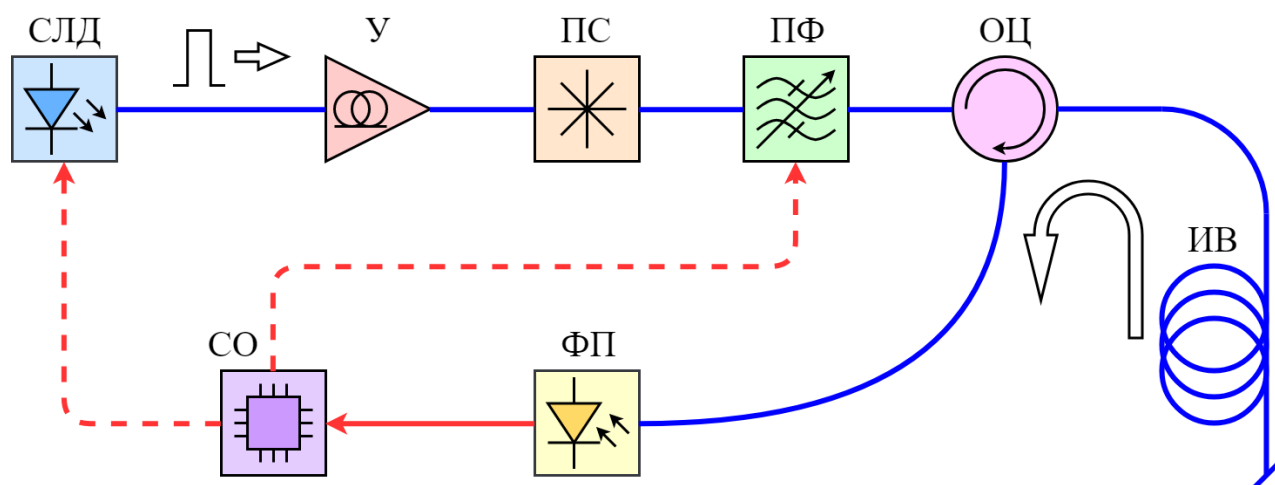


Рисунок 6 – Экспериментальная установка с низкокогерентным источником излучения (СЛД – суперлюминесцентный диод; У – усилитель на основе волокна, легированного эрбием; ПС – поляризационный скремблер; ПФ – перестраиваемый фильтр; ОЦ – оптический циркулятор; ИВ – измеряемое оптическое волокно; ФП – фотоприёмник; СО – система обработки)

Задающим генератором выступал суперлюминесцентный диод СЛД марки SLD-761 (Superlum Diodes), генерирующий на длине волны ~ 1550 нм и имеющий гладкий колоколообразный спектр шириной ~ 45 нм (FWHM). Импульсное излучение СЛД подавалось на вход усилителя У на основе волокна, легированного эрбием (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier). Ширина оптического спектра на выходе У составляла ~ 45 нм (FWHM). Для предотвращения влияния поляризационных эффектов усиленные импульсы пропускались через поляризационный скремблер ПС (General Photonics PSM-002), после чего подавались на вход перестраиваемого спектрального фильтра ПФ, исполненного по технологии МЭМС (микроэлектромеханическая система) и выполнявшего функцию формирователя спектра зондирующего излучения. Огибающая интенсивности импульсов и форма их оптического спектра после ПФ были гауссоподобными. Центральная длина волны составляла 1558 нм. Прошедший через ПФ оптический сигнал вводился в измеряемое волокно ИВ через оптический циркулятор ОЦ, использовавшийся также для подачи обраторассеянного излучения на фотоприёмник ФП. В качестве ИВ использовалась бухта

одномодового ОВ марки SMF-28e+ (Corning) длиной около 8 км. ФП представлял собой модуль на основе лавинного фотодиода из арсенида галлия со встроенным трансимпедансным усилителем. Ширина частотной полосы регистрации модуля составляла 50 МГц. Аналоговый сигнал ФП подавался на вход системы обработки СО, по сути являвшейся компьютером со встроенным аналого-цифровым преобразователем. Частота оцифровки сигнала ФП составляла 100 миллионов выборок в секунду и, таким образом, соответствовала пространственному дискрету ~ 1 м. В задачи СО также входили подача управляющих импульсов на СЛД и контроль ПФ. Частота повторения импульсов была около 11 кГц. Время накопления равнялось 5 с, что позволяло подавлять шумы в рефлектограммах до пренебрежимо малых значений. Типичного вида рефлектограмма, зарегистрированная с помощью описанной установки, показана на рисунке 7 [А2].

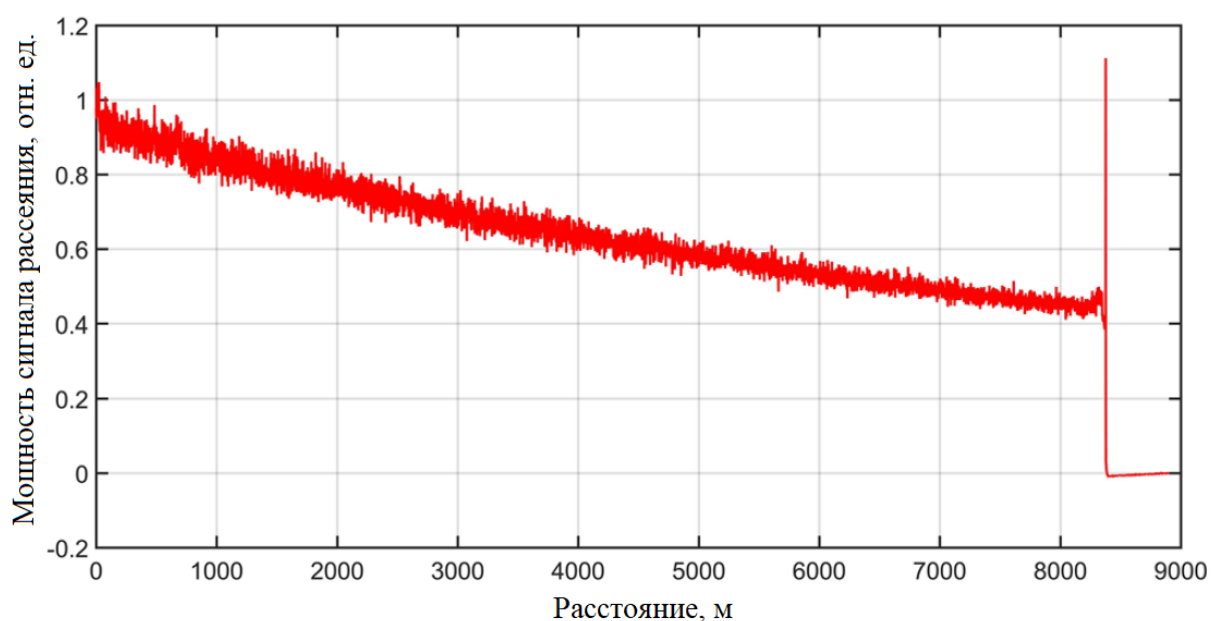


Рисунок 7 – Типичная рефлектограмма с неоднородностями мощности рэлеевского рассеяния, зарегистрированная с помощью экспериментальной установки (длина волны регистрации – 1558 нм; ширина щели ПФ – 0,17 нм (FWHM); длительность зондирующего импульса – 10,5 нс (FWHM))

Эксперимент состоял в регистрации рефлектограмм при различных сочетаниях длительности зондирующего импульса и ширины оптического спектра

с последующим расчётом контраста путём деления СКО рефлектограммы на её среднее значение. Для исключения влияния оптических потерь в ИВ на результат расчёта проводилась коррекция рефлектограмм на затухание. Начальный и конечный сегменты рефлектограмм исключались из расчётов во избежание вклада краевых эффектов. Результаты эксперимента изображены на рисунке 8 [A2].

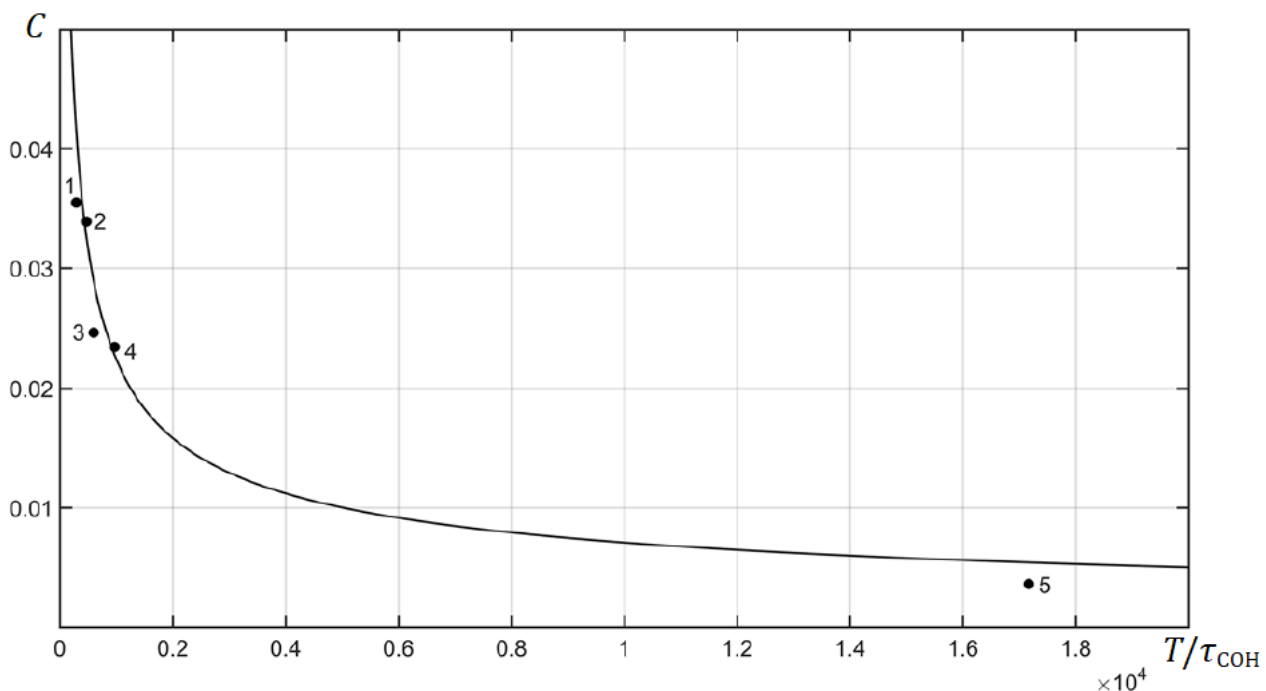


Рисунок 8 – Зависимость контраста флуктуаций интенсивности обратного рассеяния Рэлея от времени когерентности излучения и длительности импульса

Непрерывная кривая отражает теоретическое значение контраста, рассчитанное, используя выражение (26). Точки “1” и “2” соответствуют случаю, когда FWHM-ширина спектра зондирующего излучения Λ составляла 0,17 нм (в качестве ПФ использовался МЭМС-модуль MTF500B компании DiCon Fiberoptics с соответствующей шириной щели), а длительность импульса по уровню полумаксимума мощности ($T/\sqrt{2}$) – 6,5 и 10,5 нс соответственно. Значения “3” и “4” были получены при замене фильтра на модель MTF500A того же производителя, но с шириной щели 0,35 нм; длительности импульса остались соответственно неизменными. Результат “5” был получен при удалении ПФ из схемы на рисунке 6: выход ПС соединялся с входом ОЦ напрямую, что обеспечило

$\Lambda = 10$ нм. Длительность импульса составляла ~ 5 нс. Экспериментальные значения контраста C на рисунке 8 хорошо согласуются с теоретически предсказанными, что говорит об адекватности принятых допущений и корректности проделанного теоретического анализа, подтверждая, таким образом, предположение об интерференционной природе неоднородностей интенсивности обратного рэлеевского рассеяния низкокогерентного излучения.

1.2.4. Ограничение точности измерения оптических потерь

В завершение текущей главы целесообразно упомянуть о роли рассмотренных неоднородностей мощности обратного рэлеевского рассеяния в одной из важнейших задач рефлектометрии – измерении коэффициента затухания ОВ. Такой коэффициент (A) определяется как оптические потери на единицу длины ОВ и выражается в дБ·км⁻¹ [100]. В простейшем случае коэффициент A может быть рассчитан по двум точкам рефлектограммы:

$$A = (R_2 - R_1)/L, \quad (27)$$

где R_1 и R_2 – соответственно ближний и дальний относительно начала рефлектограммы отсчёты (дБ); L – расстояние между этими отсчётами (км). Неоднородности в рефлектограмме вносят возмущения в R_1 и R_2 . Такие возмущения, как следует из (27), должны приводить к вариациям A , то есть к ошибке расчёта коэффициента затухания ОВ. Полагая R_1 и R_2 статистически независимыми случайными величинами (что обеспечивается, если L не меньше пространственного разрешения рефлектометра), распределёнными по одному и тому же закону с дисперсией (variance), равной σ_R^2 , где σ_R – среднеквадратическое отклонение (СКО) отсчётов рефлектограммы вследствие наличия неоднородностей, рассчитаем дисперсию коэффициента A :

$$\text{Var}(A) = [\text{Var}(R_2) + \text{Var}(R_1)]/L^2 = 2\sigma_R^2/L^2. \quad (28)$$

Извлекая квадратный корень из (28), получим СКО-оценку неопределённости измерения A :

$$\sigma_A = \sigma_R \sqrt{2}/L. \quad (29)$$

Из выражения (29) следует, что ошибка измерения коэффициента затухания σ_R прямо пропорциональна характеристической величине неоднородностей, то есть σ_R , и обратно пропорциональна длине L .

На практике при малой длине измеряемого ОВ высокоточное определение A методом рэлеевской рефлектометрии весьма затруднительно. Хорошей иллюстрацией тому служит рисунок 9, на котором отображены фрагменты трёх рефлектограмм длиной по 16 м [A1]. Время накопления для всех рефлектограмм было одинаковым и достаточно большим, чтобы подавить шумы до пренебрежимо малых значений. Нетрудно заметить, что от того, какие отсчёты рэлеевской рефлектограммы будут выбраны для расчёта A , существенно зависит результат. Можно подобрать даже такие пары отсчётов, которые при подстановке в выражение (27) дадут положительное значение коэффициента затухания, что не может соответствовать действительности. Напротив, расчёт A по любой из рамановских рефлектограмм даст адекватный и достаточно точный результат (при условии неизменности температуры ОВ в пределах рассматриваемого участка, что в данном случае выполняется). Таким образом, для измерения коэффициента затухания ОВ малой длины следует предпочесть рамановскую рефлектометрию. В работе [101] продемонстрирована технология прецизионных измерений коэффициента затухания в коротких ОВ за счёт регистрации сигнала бозонных пиков рассеяния Рамана. В отличие от традиционной рамановской рефлектометрии, новая технология позволяет компенсировать температурную зависимость результатов измерений.

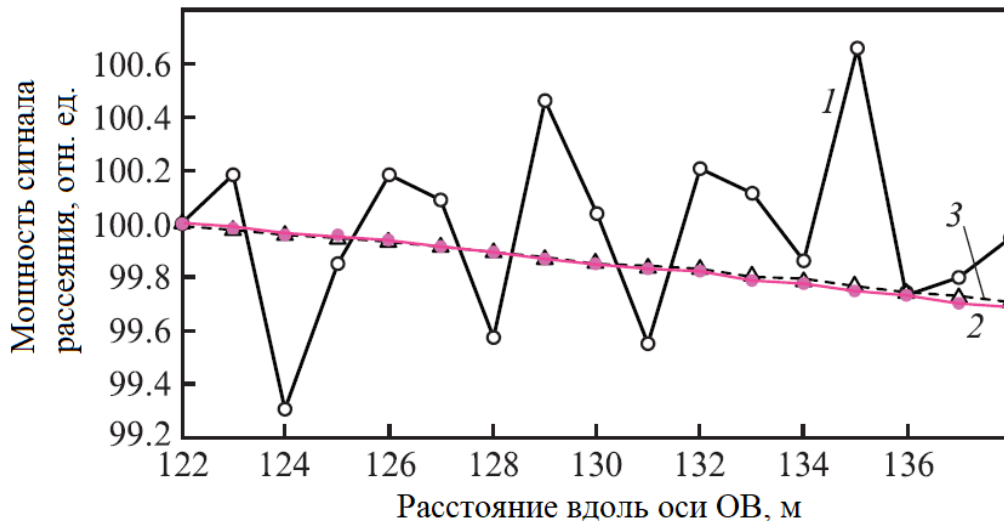


Рисунок 9 – Фрагменты рефлектограмм, зарегистрированных для разных видов рассеяния: 1 – рэлеевского; 2 и 3 – рамановского (соответственно антистоксова и стоксова компоненты) [A1]

Детальное изучение влияния неоднородностей мощности рэлеевского рассеяния на точность измерения коэффициента затухания ОВ выходит за рамки темы диссертации. Результаты такого исследования подробно изложены в работе [102].

1.3. Выводы главы 1

1) Обзор существующих решений для распределённых измерений деформации и температуры показал, что по совокупности характеристик, в особенности важных при мониторинге структурного состояния крупных инженерных сооружений, лидирующими являются датчики на основе регистрации сигнала спонтанного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (рефлектометры BOTDR), а также сигнала бриллюэновского усиления / ослабления (анализаторы BOTDA). Вместе с тем рэлеевские когерентные рефлектометры, позволяющие восстанавливать фазу измеряемого воздействия (Ф-OTDR), и когерентные рефлектометры с перестраиваемой длиной волны излучения (WS-COTDR), также могут быть использованы для проведения такого рода измерений, в ряде

случаев демонстрируя показатели, достижение которых с помощью бриллиантовых решений, в особенности BOTDR, затруднительно.

- 2) Перспективность использования перестраиваемого низкокогерентного источника излучения в схеме рэлеевского рефлектометра обусловила актуальность настоящей работы и потребовала проведения углубленного теоретического и экспериментального изучения эффектов рэлеевского рассеяния излучения с ограниченной степенью когерентности.
- 3) Впервые наблюдались устойчивые пространственные неоднородности мощности обратного рэлеевского рассеяния при использовании источника излучения с низкой степенью когерентности. Установлено, что такие неоднородности имеют интерференционную природу.
- 4) Показано, что контраст рэлеевской рефлектограммы пропорционален квадратному корню отношения времени когерентности и длительности импульса зондирующего излучения при условии, когда огибающая этого импульса и его оптический спектр мощности имеют форму кривой Гаусса, и когда время когерентности много меньше длительности импульса.
- 5) Обнаружено соответствие между теоретически предсказываемыми значениями контраста рэлеевской рефлектограммы и результатами, полученными экспериментально.
- 6) Показано, что неоднородности мощности обратного рэлеевского рассеяния являются существенным фактором, ограничивающим точность измерения коэффициента затухания оптического волокна методом рэлеевской рефлектометрии.

Глава 2. Спектры рассеяния Рэля. Организация распределённых измерений деформации и температуры с помощью схемы рефлектометра на основе перестраиваемого МЭМС-фильтра

Рассмотренные в предыдущей главе неоднородности интенсивности обратного рассеяния Рэля как функция продольной координаты z ОБ определяются реализацией комплексных коэффициентов рассеяния ρ и свойствами зондирующего излучения: формой огибающей и длительностью импульса, а также оптическим спектром и его шириной. Задавшись некоторой произвольной реализацией ρ , проанализируем поведение неоднородностей при изменении центральной длины волны излучения.

2.1. Понятие спектра рассеяния Рэля

Для большей наглядности и удобства описания примем следующие допущения:

- 1) пусть N дискретных элементарных центров рассеяния распределены вдоль ОБ длиной L , равноотстоя друг от друга и занимая центральное положение в своих пространственных ячейках, протяжённость каждой из которых равна L/N (см. рисунок 10);
- 2) размерами центров можно пренебречь;
- 3) каждый центр жёстко связан со своей пространственной ячейкой, то есть не меняет своего положения относительно её середины ни при каких условиях;
- 4) комплексные коэффициенты рассеяния центров постоянны во времени и не зависят ни от свойств зондирующего излучения ни от деформации и температуры ОБ.

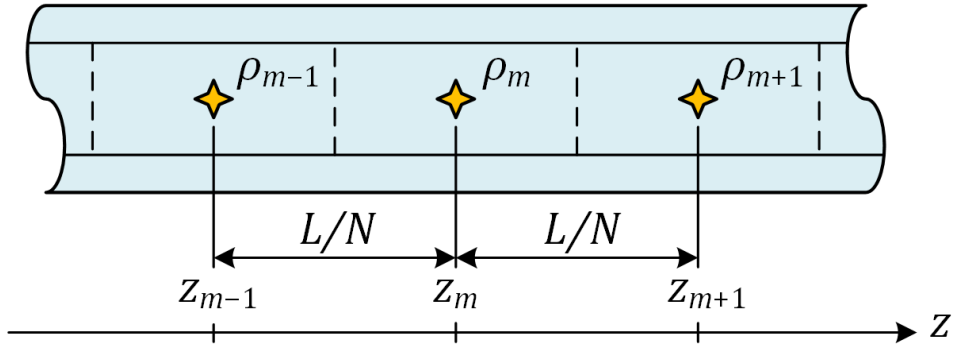


Рисунок 10 – Схема пространственного распределения элементарных центров рассеяния в ОБ (z – координатная ось ОБ; m – счётный индекс центров; L – длина ОБ; N – общее количество центров; ρ_m – коэффициент рассеяния m -го центра)

Перепиcывая (14) в дискретном виде с заменой $(\zeta - \Delta z)$ на z_m и ζ на z_p и возвращаясь к конечным пределам, получим

$$\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t) = \sum_{m=1}^N \sum_{p=1}^N U(t - 2z_m/V_{GR})U(t - 2z_p/V_{GR})\Gamma[2(z_p - z_m)/V_{GR}] \cdot \exp[-j \cdot 2\beta(z_p - z_m)]\rho_m\rho_p^* \quad (30)$$

где $z_m = (m - 1/2) \cdot L/N$, $z_p = (p - 1/2) \cdot L/N$; $\rho_m = \rho(z_m)$, $\rho_p = \rho(z_p)$. Выражение (30) может быть представлено в виде суммы постоянной составляющей $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^C$ ($m = p$) и флуктуаций $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^F$ ($m \neq p$):

$$\langle I_{SC} \rangle_{\tau}(t) = \langle I_{SC} \rangle_{\tau}^C(t) + \langle I_{SC} \rangle_{\tau}^F(t) = S_0\sqrt{\pi/a} \sum_{m=1}^N U^2(t - 2z_m/V_{GR})r_m^2 + \sum_{m=1}^N \sum_{p \neq m}^N U(t - 2z_m/V_{GR})U(t - 2z_p/V_{GR})\Gamma[2(z_p - z_m)/V_{GR}] \cdot \exp[-j \cdot 2\beta(z_p - z_m)]r_m r_p \exp[j(\varphi_m - \varphi_p)] \quad (31)$$

где $r_m = r(z_m)$; $\varphi_m = \varphi(z_m)$. Второе слагаемое в (31) представляет собой попарные суммы взвешенных действительными числами комплексно-сопряжённых экспонент, в силу чего может быть представлено в виде:

$$\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^F(t) = 2 \sum_{m=1}^N \sum_{p>m}^N U(t - 2z_m/V_{GR})U(t - 2z_p/V_{GR})\Gamma[2(z_p - z_m)/V_{GR}] \cdot r_m r_p \cos[2\beta(z_p - z_m) + (\varphi_p - \varphi_m)] \quad (32)$$

Постоянная распространения β зависит от центральной длины волны λ_0 зондирующего излучения. Следовательно, выражение (32) можно рассматривать

как функцию двух аргументов – времени (или пространственной координаты) и длины волны:

$$\begin{aligned} \langle I_{SC} \rangle_{\tau}^F(t, \lambda_0) = \\ = 2 \sum_{m=1}^N \sum_{p>m}^N U(t - 2z_m/V_{GR}) U(t - 2z_p/V_{GR}) \Gamma[2(z_p - z_m)/V_{GR}] \cdot \\ \cdot r_m r_p \cos[4\pi n/\lambda_0 \cdot (z_p - z_m) + (\varphi_p - \varphi_m)] \end{aligned} \quad (33)$$

В общем случае входящие в (33) групповая скорость V_{GR} , показатель преломления n и функция $\Gamma[2(z_p - z_m)/V_{GR}]$ зависят от λ_0 , однако в достаточно узком диапазоне длин волн указанные параметры можно считать неизменными.

Выражение (33) описывает распределение неоднородностей интенсивности обратного рэлеевского рассеяния вдоль ОБ в зависимости от центральной длины волны зондирующего излучения. При фиксированном t $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^F$ в сумме с постоянной составляющей $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^C$ формирует то, что принято называть спектром рассеяния Рэля [81] для пространственной ячейки ОБ, соответствующей моменту времени регистрации t (замена t на $2z/V_{GR}$ позволяет перейти к пространственным координатам). Как и в случае распределения неоднородностей интенсивности вдоль пространственной координаты ОБ, вид индивидуального спектра рассеяния определяется реализацией коэффициентов рассеяния и свойствами зондирующего излучения: формой огибающей импульса, его длительностью, а также спектром мощности и его шириной. Регистрация спектров рассеяния в сущности представляет собой процесс получения массива рефлектограмм при ступенчатой перестройке длины волны излучения (схематичная иллюстрация процесса представлена на рисунке 11). Такой массив рассматривается как набор спектров, каждый из которых сопоставляется индивидуальной пространственной ячейке ОБ.

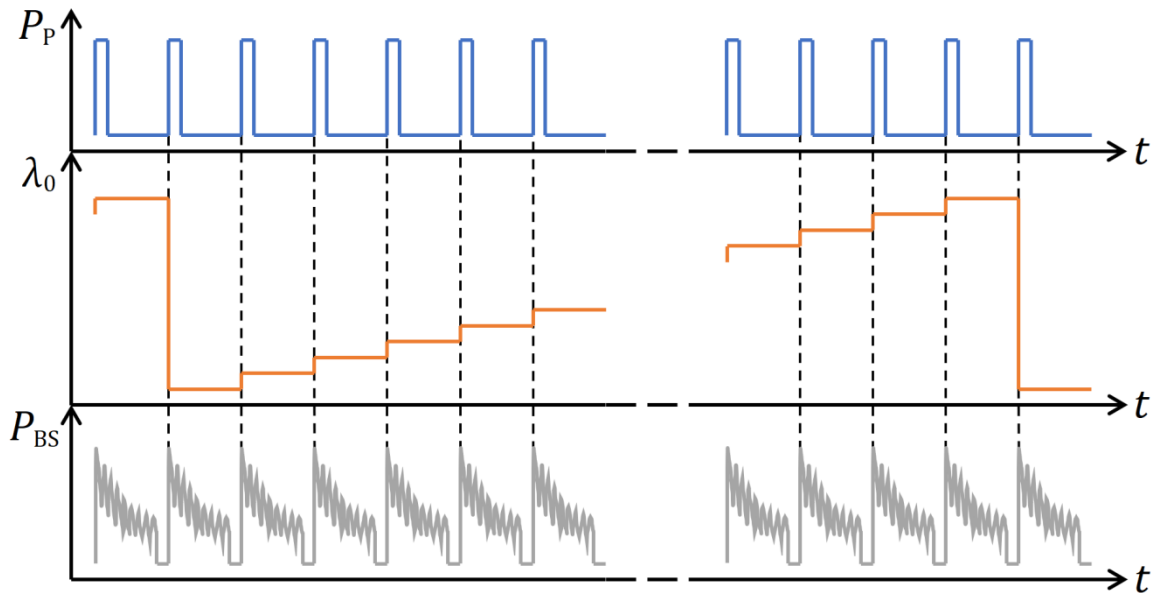


Рисунок 11 – Схематическое представление процесса регистрации спектров рассеяния Рэля при ступенчатой перестройке длины волны зондирующего излучения (P_p – мощность зондирующего излучения; λ_0 – центральная длина волны излучателя; P_{BS} – мощность сигнала обратного рассеяния на входе ФП; t – время)

2.2. Чувствительность спектров рассеяния Рэля к деформации и температуре оптического волокна

Проанализируем аргумент косинуса в (33). Он включает в себя разность сдвигов фаз φ_p и φ_m , вносимых центрами рассеяния с индексами соответственно p и m , и удвоенный фазовый набег между этими центрами, равный $4\pi n/\lambda_0 \cdot (z_p - z_m)$. Поскольку, как было принято в качестве допущения, коэффициенты рассеяния являются фиксированными комплексными величинами, зависящими только от конкретно взятого ОВ, только механическая и температурная чувствительность фазового набега определяет реакцию неоднородностей интенсивности рэлеевского рассеяния на изменение деформации и температуры ОВ. Обозначив $\Delta z_{pm} = z_p - z_m$, перепишем фазовый набег в виде:

$$\psi_{pm} = 4\pi n \Delta z_{pm} / \lambda_0. \quad (34)$$

Чувствительность ψ_{pm} к изменению деформации и температуры ОВ обусловлена реакцией показателя преломления n и расстояния между центрами

рассеяния Δz_{pm} на эти воздействия. Продифференцировав (34) по n и Δz_{pm} и переходя к соответствующим малым приращениям δn и $\delta \Delta z_{pm}$, получим удобное выражение для относительного изменения фазового набега:

$$\delta \psi_{pm} / \psi_{pm} \approx \delta \Delta z_{pm} / \Delta z_{pm} + \delta n / n, \quad (35)$$

где $\delta \psi_{pm}$ – малое приращение ψ_{pm} вследствие изменения деформации и температуры ОВ.

2.2.1. Чувствительность к деформации

Рассмотрим частный случай изменения деформации некоторого участка ОВ при постоянной температуре, полагая такое изменение однородным. Тогда входящее в (35) отношение $\delta \Delta z_{pm} / \Delta z_{pm}$ будет не чем иным, как величиной относительной деформации ε данного участка. Действие деформирующей механической нагрузки вдоль оси ОВ приведёт и к изменению показателя преломления n вследствие фотоупругого эффекта. В направлении распространения излучения величина изменения составит [103]

$$\delta n / n = -1/2 \cdot \varepsilon \cdot n^2 [(1 - \mu) \cdot p_{12} - \mu \cdot p_{11}], \quad (36)$$

где μ – коэффициент Пуассона; p_{12} и p_{11} – элементы тензора фотоупругости материала ОВ. Пренебрегая изменением n^2 , μ , p_{11} и p_{12} при малых изменениях деформации и подставляя в (36) справочные значения указанных параметров для ОВ на основе плавленного кварца, получим

$$\delta n / n \approx -0,22 \cdot \varepsilon. \quad (37)$$

Постоянная 0,22 носит название коэффициента фотоупругости ОВ. Вводя обозначение $g = 0,22$, перепишем (35) с учётом (37):

$$\delta \psi_{pm} / \psi_{pm} \approx (1 - g) \varepsilon. \quad (38)$$

Определим, насколько необходимо перестроить длину волны λ_0 зондирующего излучения, чтобы компенсировать изменение фазового набега, вызванное изменением деформации ε . Дифференцирование выражения (34) по λ_0 с последующей заменой бесконечно малого на соответствующее конечное приращение $\delta \lambda_0$ даёт

$$\delta\psi_{pm}/\psi_{pm} \approx -\delta\lambda_0/\lambda_0. \quad (39)$$

Учитывая, что компенсирующая перестройка длины волны $\Delta\lambda_0$ должна быть противоположна приращению $\delta\lambda_0$ по знаку, и сопоставляя (38) и (39), получим

$$\Delta\lambda_0/\lambda_0 = (1 - g)\varepsilon = 0,78 \cdot \varepsilon. \quad (40)$$

Выражение (40) показывает, что для компенсации изменения фазового набега $\delta\psi_{pm}$, вызванного однородной деформацией рассматриваемого участка ОВ при фиксированных значениях коэффициентов рассеяния центров этого участка и постоянной температуре, достаточно перестроить центральную длину волны зондирующего излучения на величину $\Delta\lambda_0 = 0,78 \cdot \varepsilon \cdot \lambda_0$, где ε – относительная деформация участка. При этом для всех произвольно выбранных точек z_m и z_p данного участка, относительное изменение расстояния между которыми – одно и то же, достигается компенсация изменения аргументов всех косинусов в (33). Другими словами, зарегистрированное распределение флуктуаций интенсивности обратнорассеянного сигнала в границах деформированного участка будет повторять распределение до изменения деформации, что, забегая вперёд, справедливо и в случае изменения только температуры.

Полученный результат применим в том и только в том случае, когда механическое воздействие на ОВ (как и температурное – рассмотрено далее) однородно на всём рассматриваемом участке. Если изменение деформации неоднородно, то для двух разных пар z_m и z_p компенсирующее изменение длины волны будет различным, в силу чего форма спектра рассеяния Рэлея не сможет быть восстановлена до исходной.

2.2.2. Чувствительность к температуре

По аналогии со случаем чистой механической деформации рассмотрим однородное температурное воздействие на ОВ. Ограничиваясь линейным приближением как температурной деформации ОВ, так и зависимости его показателя преломления от температуры, что с хорошей точностью справедливо для плавленого кварца, после несложных преобразований получим

$$\delta\psi_{pm}/\psi_{pm} \approx (\alpha_T + C_T/n)\Delta T, \quad (41)$$

где α_T – температурный коэффициент линейного расширения ОВ; C_T – коэффициент температурной чувствительности показателя преломления n ; ΔT – величина изменения температуры. Пренебрегая зависимостью α_T , C_T и n от ΔT , рассчитаем, насколько необходимо перестроить центральную длину волны λ_0 зондирующего излучения, чтобы компенсировать изменение фазового набега $\delta\psi_{pm}$, вызванное однородным изменением температуры рассматриваемого участка. Приравняв правые части (39) и (41) и заменив $-\delta\lambda_0$ на $\Delta\lambda_0$, запишем искомый результат:

$$\Delta\lambda_0/\lambda_0 = (\alpha_T + C_T/n)\Delta T. \quad (42)$$

Для кварцевых ОВ $(\alpha_T + C_T/n) \approx 7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в С-диапазоне длин волн [45].

2.2.3. Совместная чувствительность

Объединим рассмотренные выше частные случаи компенсации изменения фазового набега $\delta\psi_{pm}$, полагая, что имеет место совместное изменение деформации и температуры ОВ. Как и раньше, воздействия будем считать однородными в пределах всего рассеивающего участка. Преобразуем (35) в предположении, что вклады механической и температурной составляющих в изменение деформации $\delta\Delta z_{pm}$ полностью разделимы и аддитивны, равно как и их вклады в изменение показателя преломления δn . Получим:

$$\frac{\delta\psi_{pm}}{\psi_{pm}} \approx \frac{\delta\Delta z_{pm}^\varepsilon + \delta\Delta z_{pm}^T}{\Delta z_{pm}} + \frac{\delta n^\varepsilon + \delta n^T}{n} = \varepsilon^\varepsilon + \varepsilon^T + \frac{\delta n^\varepsilon}{n} + \frac{\delta n^T}{n}, \quad (43)$$

где $\delta\Delta z_{pm}^\varepsilon$ – вклад в изменение расстояния между рассеивателями p и m от механической деформации; $\delta\Delta z_{pm}^T$ – от температурной; δn^ε и δn^T – соответственно механический и температурный вклады в изменение показателя преломления ОВ; $\varepsilon^\varepsilon = \delta\Delta z_{pm}^\varepsilon/\Delta z_{pm} \equiv \varepsilon$ и $\varepsilon^T = \delta\Delta z_{pm}^T/\Delta z_{pm}$ – относительные механическая и температурная деформации. Учитывая пропорциональность последней изменению температуры ($\varepsilon^T = \alpha_T \Delta T$) [45] и принимая во внимание (37),

а также линейность температурной зависимости показателя преломления ($\delta n^T/n = C_T/n \cdot \Delta T$) [45], из (43) получим

$$\delta\psi_{pm}/\psi_{pm} \approx \varepsilon + \alpha_T \Delta T - g \cdot \varepsilon + C_T/n \cdot \Delta T = (1 - g)\varepsilon + (\alpha_T + C_T/n)\Delta T. \quad (44)$$

Приравнивая правые части (39) и (44) и заменив $-\delta\lambda_0$ на $\Delta\lambda_0$, запишем итоговое выражение для компенсирующей перестройки длины волны:

$$\Delta\lambda_0/\lambda_0 = (1 - g)\varepsilon + (\alpha_T + C_T/n)\Delta T. \quad (45)$$

Сравнивая (45) с (40) и (42), нетрудно заметить, что при совместном изменении деформации и температуры ОВ относительная компенсирующая перестройка длины волны есть алгебраическая сумма относительных компенсирующих перестроек, взятых по-отдельности для случаев чисто механического и чисто температурного воздействий. Также обратим внимание на одинаковость знака множителей $(1 - g)$ и $(\alpha_T + C_T/n)$ для кварцевых ОВ. Это обстоятельство означает, что изменения деформации и температуры одного и того же знака аддитивно влияют на изменение фазового набега и, следовательно, на величину компенсирующей перестройки длины волны. Если ε и ΔT противоположны по знаку, соответствующие изменения фазового набега скомпенсируют друг друга, причём при $\varepsilon = -(\alpha_T + C_T/n)/(1 - g) \cdot \Delta T$ будет достигаться полная компенсация. В последнем случае флуктуации интенсивности рэлеевского рассеяния будут неотличимы от зарегистрированных до оказания воздействия на ОВ.

Функция огибающей напряжённости электрического поля зондирующего импульса и автокорреляционная функция излучения в (33) являются медленноменяющимися по сравнению с быстроосциллирующим косинусом, что позволяет пренебречь их вкладом в изменение спектров рассеяния Рэлея при механическом и температурном воздействиях на ОВ.

2.2.4. Аналогия со спектром отражения волоконных брэгговских решёток показателя преломления

Обратим внимание, что полученные выражения чувствительности спектров рассеяния Рэлея (см. (40), (42) и (45)) к деформации и температуре ОВ совпадают с

такowymi для чувствительности спектров отражения волоконных брэгговских решёток показателя преломления (FBG, Fiber Bragg Grating), причём одинаковыми оказываются и численные значения коэффициентов $(1 - g)$ и $(\alpha_T + C_T/n)$ [104]. Это обстоятельство наводит на аналогию спектров рассеяния Рэля со спектрами отражения брэгговских решёток. Действительно, опрашиваемое ОВ можно рассматривать как массив сегментов, эквивалентных слабым брэгговским решёткам с длиной, определяемой пространственным разрешением рефлектометра, и оптической полосой, совпадающей с полосой излучателя [A2].

2.3. Организация измерений деформации и температуры на основе регистрации спектров рассеяния Рэля

Выведенные выше закономерности позволяют сформулировать двухэтапный метод распределённых измерений деформации и температуры ОВ [A8, A10]. На первом этапе проводится регистрация спектров рассеяния Рэля при некоторых начальных условиях. Полученный массив спектров именуется опорным. Затем, на втором этапе, организуется повторная регистрация спектров рассеяния с целью получения так называемого измерительного массива. Сопоставляя для каждой пространственной ячейки ОВ опорный спектр рассеяния с измерительным и определяя величину сдвига $\Delta\lambda_0$ между ними по оси длин волн (с последующим пересчётом в единицы деформации или температуры через соответствующий коэффициент чувствительности – см. (40), (42)), можно получить искомый профиль измеряемого воздействия вдоль ОВ. При этом результаты измерения будут отражать изменение деформации или температуры по сравнению с начальными условиями. Также следует учитывать, что смещение спектров рассеяния $\Delta\lambda_0$ аддитивно по отношению к изменению деформации и температуры (см. (45)), что не позволяет использовать описанный метод в чистом виде в случае, то есть если требуется обеспечить разделение измеряемых воздействий.

Важным аспектом организации распределённых измерений на основе регистрации спектров рассеяния Рэля является выбор диапазона и шага перестройки центральной длины волны излучателя. Суть проблемы выбора – в

невозможности обеспечить на практике сколь угодно малую величину шага с одной стороны (что к тому же привело бы к неоправданно большому времени регистрации) и риску полной декорреляции опорного и измерительного спектров при изменении деформации и температуры ОВ в случае слишком большого шага с другой. Рисунок 12 наглядно иллюстрирует описанную проблему. Изображённые кривые соответствуют флуктуирующим составляющим опорного и измерительного спектров рассеяния, смоделированным на компьютере путём расчёта (30) для некоторой реализации комплексных коэффициентов рассеяния, полученной с помощью генератора псевдослучайных чисел, в одиночной пространственной ячейке ОВ, подверженной однородной деформации. Длительность оптического импульса соответствовала пространственному разрешению 1 м; спектральная ширина Λ зондирующего излучения составляла 0,17 нм; его центральная длина волны λ_0 перестраивалась в диапазоне $1550 \pm 1,5$ нм; изменение деформации в пространственной ячейке ОВ равнялось $100 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$. Видно, что при шаге перестройки 0,01 нм (рисунок 12а) измерительный спектр с хорошей точностью повторяет опорный по форме, и определить величину его смещения $\Delta\lambda_0$ можно без существенных затруднений. Увеличение шага сканирования до 0,15 нм (рисунок 12б) и 0,3 нм (рисунок 12в) приводит к заметному искажению измерительного спектра, и если в первом случае он ещё сохраняет какое-то подобие опорному, то в последнем корреляция между спектрами практически полностью исчезает, не позволяя тем самым провести сопоставление и определить $\Delta\lambda_0$.

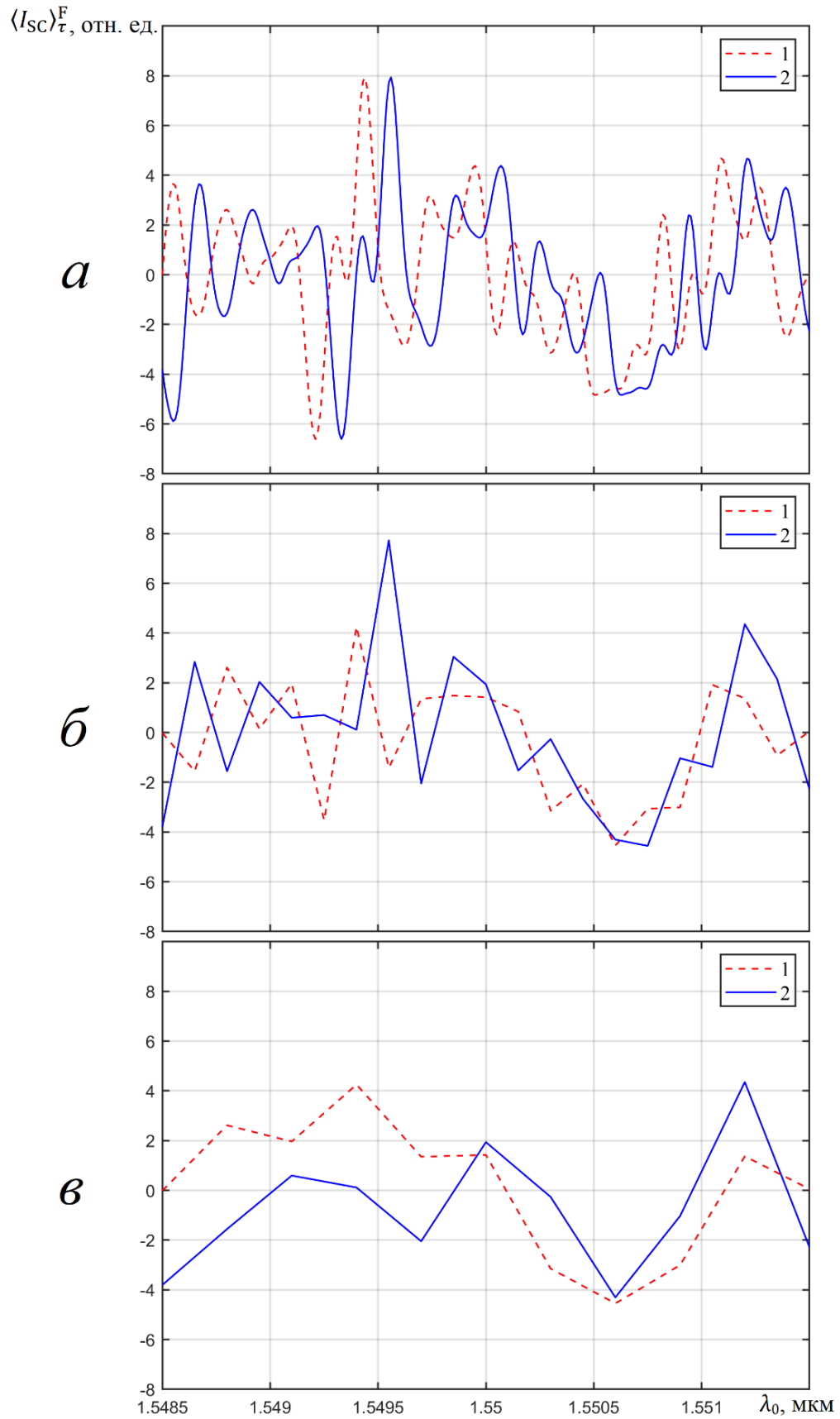


Рисунок 12 – Результат моделирования флуктуирующих составляющих спектров рассеяния (1 – опорного; 2 – измерительного) при различном шаге перестройки длины волны (*a* – 0,01 нм; *б* – 0,15 нм; *в* – 0,3 нм)

2.3.1. Автокорреляционная функция спектров рассеяния Рэлея

Спектральная ширина полосы Λ зондирующего оптического излучения определяет степень корреляции полей, рассеянных любыми двумя центрами рассматриваемого рассеивающего участка. Снижение степени корреляции таких полей снижает выраженность интерференционных эффектов (то есть уменьшает видность соответствующих интерференционных картин), в результате чего зависимость интенсивности регистрируемого обратно-рассеянного излучения от расстояния до области рассеяния – когерентная рефлектограмма – становится более гладкой. Таким образом, корреляционная функция поля зондирующего излучения наряду с длительностью оптического импульса определяет степень сглаженности когерентной рефлектограммы.

Аналогичный эффект имеет место и в спектрах рассеяния Рэлея, представляющих собой реализации случайного процесса $\{\langle I_{SC} \rangle_\tau\}$ в пространстве длин волн λ_0 (или частот ν_0). Мера сглаженности спектров характеризуется корреляционной функцией зондирующего излучения и длительностью оптического импульса, что накладывает ограничение на шаг перестройки длины волны. Математически сглаженность спектров рассеяния Рэлея можно охарактеризовать их автокорреляционной функцией (АКФ), усреднённой по ансамблю $\{\rho\}$. Для нахождения такой АКФ перепишем (14) в виде функции оптической частоты ν_0 :

$$\langle I_{SC} \rangle_\tau(t, \nu_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U[t - 2(\zeta - \Delta z)/V_{GR}] U(t - 2\zeta/V_{GR}) \cdot \Gamma(2\Delta z/V_{GR}) \cdot \exp[-j \cdot 4\pi\nu_0 n \Delta z/c] \rho(\zeta - \Delta z) \rho^*(\zeta) d\zeta d(\Delta z) \quad (46)$$

Поскольку выражение (46) принимает только действительные значения, математическая запись его автокорреляционной функции по аргументу ν_0 , согласно определению, имеет следующий вид:

$$\vartheta_A(t, \Delta\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle I_{SC} \rangle_\tau(t, \nu_0) \cdot \langle I_{SC} \rangle_\tau(t, \nu_0 + \Delta\nu) d\nu_0, \quad (47)$$

где $\Delta\nu$ – сдвиг по оптической частоте.

Искомой АКФ спектров рассеяния будет результат усреднения (47) по ансамблю $\{\rho\}$, то есть $E_\rho[\vartheta_A(t, \Delta\nu)]$. Переписывая правую часть (47) в явном виде, получим

$$E_\rho[\vartheta_A(t, \Delta\nu)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\begin{aligned} & U[t - 2(\zeta_1 - \Delta z_1)/V_{GR}]U(t - 2\zeta_1/V_{GR}) \cdot \\ & \quad \cdot \Gamma(2\Delta z_1/V_{GR}) \cdot \\ & \cdot U[t - 2(\zeta_2 - \Delta z_2)/V_{GR}]U(t - 2\zeta_2/V_{GR}) \cdot \\ & \quad \cdot \Gamma(2\Delta z_2/V_{GR}) \cdot \\ & \cdot \exp[-j \cdot 4\pi\nu_0 n\Delta z_1/c] \cdot \\ & \quad \cdot \exp[-j \cdot 4\pi(\nu_0 + \Delta\nu)n\Delta z_2/c] \cdot \\ & \cdot \rho(\zeta_1 - \Delta z_1)\rho^*(\zeta_1) \cdot \rho(\zeta_2 - \Delta z_2)\rho^*(\zeta_2) \cdot \\ & \quad \cdot d\zeta_1 d(\Delta z_1) d\zeta_2 d(\Delta z_2) d\nu_0 \end{aligned} \right], \quad (48)$$

где ζ_1 и ζ_2 – независимые продольные координаты ОБ; Δz_1 и Δz_2 – соответствующие им независимые смещения. Воспользовавшись для упрощения (48) методикой, позволившей свести (17) к (19), после несложных преобразований запишем

$$E_\rho[\vartheta_A(t, \Delta\nu)] = r_0^4 \Gamma^2(0) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_1/V_{GR}) d\zeta_1 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_2/V_{GR}) d\zeta_2 + \\ + r_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_1/V_{GR})U^2(t - 2\zeta_2/V_{GR})\Gamma^2[2(\zeta_1 - \zeta_2)/V_{GR}] \cdot \\ \cdot \exp[j \cdot 4\pi n\Delta\nu(\zeta_1 - \zeta_2)/c] d\zeta_1 d\zeta_2. \quad (49)$$

Первое слагаемое в выражении (49) соответствует случаю $\Delta z_1 = \Delta z_2 = 0$ и определяет постоянную составляющую искомой АКФ спектров рассеяния Рэля, равную, как можно заметить, квадрату средней интенсивности рефлектограммы $\langle I_{SC} \rangle_{\tau, \rho}$ (см. (15)). Второе же слагаемое является функцией сдвига по частоте $\Delta\nu$ и несёт информацию о форме АКФ и её ширине. Вычисление данного двойного интеграла произведём методом разделения переменных интегрирования. Вводя подстановку $\zeta_1 = (u - w)/2$, $\zeta_2 = (u + w)/2$ и записывая в явном виде подынтегральные функции, получим:

$$\begin{aligned}
& r_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_1/V_{GR}) U^2(t - 2\zeta_2/V_{GR}) \Gamma^2[2(\zeta_1 - \zeta_2)/V_{GR}] \cdot \\
& \quad \cdot \exp[j \cdot 4\pi n \Delta v (\zeta_1 - \zeta_2)/c] d\zeta_1 d\zeta_2 = \\
& = \frac{r_0^4}{2} S_0^2 \frac{\pi}{a} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-2b \left(t - \frac{u}{V_{GR}}\right)^2\right] du \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(2b + \frac{8\pi^2}{a}\right) \cdot \left(\frac{w}{V_{GR}}\right)^2\right] \cdot \\
& \quad \cdot \exp[-j \cdot 4\pi n \Delta v w/c] dw = (50) \\
& = \frac{r_0^4}{2} S_0^2 \frac{\pi}{a} V_{GR} \sqrt{\frac{\pi}{2b}} \cdot \frac{c}{2n} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{c^2}{n^2 V_{GR}^2} \left(\frac{b}{2} + \frac{2\pi^2}{a}\right) \cdot \left(\frac{2nw}{c}\right)^2\right] \cdot \\
& \quad \cdot \exp[-j \cdot 2\pi \Delta v (2nw/c)] d(2nw/c)
\end{aligned}$$

Интеграл с комплексной экспонентой в выражении (50) формально является Фурье-образом функции $\exp\left[-(2nw/c)^2 \cdot c^2 \cdot (b/2 + 2\pi^2/a)/(n^2 V_{GR}^2)\right]$ по аргументу $2nw/c$. Следовательно,

$$\begin{aligned}
& r_0^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U^2(t - 2\zeta_1/V_{GR}) U^2(t - 2\zeta_2/V_{GR}) \Gamma^2[2(\zeta_1 - \zeta_2)/V_{GR}] \cdot \\
& \quad \cdot \exp[j \cdot 4\pi n \Delta v (\zeta_1 - \zeta_2)/c] d\zeta_1 d\zeta_2 = \\
& = \frac{r_0^4}{2} S_0^2 \frac{\pi}{a} V_{GR} \sqrt{\frac{\pi}{2b}} \cdot \frac{c}{2n} \cdot \sqrt{\frac{\pi n^2 V_{GR}^2 2a}{c^2(a \cdot b + 4\pi^2)}} \exp\left[-\frac{\pi^2 n^2 V_{GR}^2 2a}{c^2(a \cdot b + 4\pi^2)} (\Delta v)^2\right] = (51) \\
& = \langle I_{SC} \rangle_{\tau, \rho}^2 \cdot \sqrt{\frac{a \cdot b}{a \cdot b + 4\pi^2}} \exp\left[-\frac{\pi^2 n^2 V_{GR}^2 2a}{c^2(a \cdot b + 4\pi^2)} (\Delta v)^2\right].
\end{aligned}$$

Нормировав (51) на постоянную перед экспонентой, получим выражение, описывающее форму искомой АКФ спектров рассеяния Рэлея:

$$\gamma_A(\Delta v) = \exp\left[-\frac{\pi^2 n^2 V_{GR}^2 2a}{c^2(a \cdot b + 4\pi^2)} (\Delta v)^2\right]. \quad (52)$$

Показатель функции (52) можно упростить, заметив, что для реальных оптических волокон групповая скорость излучения слабо отличается от фазовой, то есть $V_{GR} \approx c/n$. Далее, задаваясь экспериментальными значениями параметров зондирующего излучения: длиной волны $\lambda_0 = 1558$ нм, шириной спектра мощности $\Lambda = 0,17$ нм (FWHM), длительностью оптического импульса $T/\sqrt{2} = 10$ нс (FWHM) и подставляя их в выражения для a ($a \approx 4 \cdot \ln(2) \cdot \lambda_0^4 / (c\Lambda)^2$) и b ($b = 8 \cdot \ln(2)/T^2$), получим, что $a \cdot b \approx 1,7 \cdot 10^{-4} \ll 4\pi^2$. С учётом данного обстоятельства

$$\begin{aligned} \gamma_A(\Delta\nu) &\approx \exp\left[-\frac{a}{2}(\Delta\nu)^2\right] = \exp\left[-2 \cdot \ln(2) \frac{(\Delta\nu)^2}{\sigma^2}\right] = \\ &= \exp\left[-4 \cdot \ln(2) \frac{(\Delta\nu)^2}{(\sigma\sqrt{2})^2}\right]. \end{aligned} \quad (53)$$

Таким образом, усреднённая по ансамблю реализаций автокорреляционная функция спектров рассеяния Рэля представляет собой гауссоиду с шириной по уровню полумаксимумы, равной $\sigma\sqrt{2}$ в пространстве частот, что эквивалентно $\sim\Lambda\sqrt{2}$ в пространстве длин волн.

2.3.2. Экспериментальная проверка теоретических выводов о свойствах автокорреляционной функции спектров рассеяния Рэля

Результат (53) находит экспериментальное подтверждение. С помощью установки, изображённой на рисунке 6, была проведена регистрация спектров рассеяния Рэля в ОВ марки SMF-28e+ (Corning) длиной ~ 8 км [A2]. FWHM-ширина Λ оптической полосы перестраиваемого фильтра ПФ составляла 0,17 нм; шаг перестройки – 0,05 нм; диапазон – от 1555 до 1561 нм; длительность зондирующего импульса по уровню полумаксимумы мощности – 10,5 нс (соответствует пространственному разрешению ~ 1 м); частота дискретизации – 100 МГц. Время накопления сигнала было подобрано таким, что шумовая составляющая была пренебрежимо мала по сравнению с величиной флуктуаций интенсивности рэлеевского рассеяния. График нормированной АКФ, полученной усреднением по всем индивидуальным автокорреляционным функциям зарегистрированных спектров рассеяния, приведён на рисунке 13 ($\Delta\lambda$ – сдвиг по длине волны, соответствующий $\Delta\nu$). Как видно, экспериментальная кривая имеет гауссообразный профиль; её FWHM-ширина составляет 0,23 нм, что находится в хорошем соответствии с теоретически предсказанным значением $\Lambda\sqrt{2} \approx 0,24$ нм.

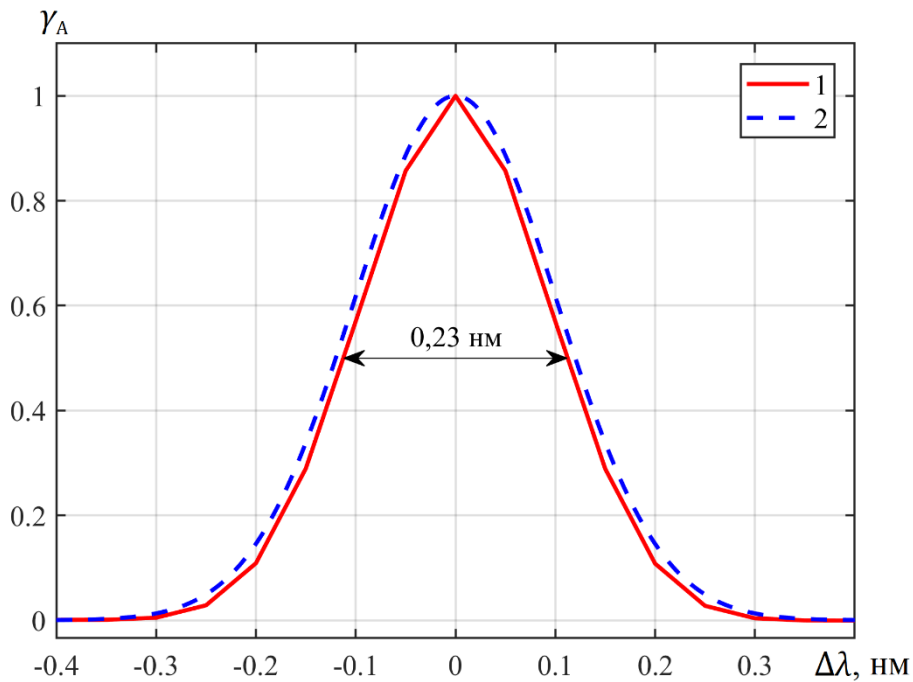


Рисунок 13 – Усреднённые нормированные АКФ спектров рассеяния Рэлея (1 – экспериментальная; 2 – теоретическая)

2.3.3. Низкокогерентный рэлеевский рефлектометр на основе перестраиваемого спектрального МЭМС-фильтра

Величина ширины АКФ спектров рассеяния Рэлея накладывает ограничение на максимальный шаг перестройки длины волны зондирующего излучения. Регистрация спектров на длинах волн, отстоящих друг от друга более чем на $\Lambda\sqrt{2}$, представляется подобной выборке с недостаточной частотой дискретизации.

Выбор интервала спектральной перестройки излучателя определяет диапазон измеряемых воздействий. Из (40) следует, что если перестройка производится в С-диапазоне (1530–1565 нм), то каждый $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ изменения деформации будет приводить к смещению измерительного спектра на 1,2 пм. Аналогично изменение температуры на 1 К будет вызывать сдвиг спектра на 10,8 пм (см. (42)). Таким образом, чтобы обеспечить возможность измерения изменений деформации или температуры величиной, скажем, от нуля до $1000 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ (или 110 К), необходимо организовать перестройку λ_0 в интервале шириной не менее 1,2 нм. Если при этом шаг перестройки – порядка сотых долей нм, то количество шагов, достаточное для сканирования такого интервала, будет составлять десятки, что приемлемо на

практике. С учётом выведенного ограничения на шаг перестройки ширина спектра Δ должна быть порядка десятых долей нм. Другими словами, для организации измерений деформации и температуры ОВ в широком диапазоне измеряемых величин целесообразно использовать низкокогерентный источник зондирующего излучения.

Схема рефлектометра с таким источником приведена на рисунке 6. Источник представляет собой тракт: суперлюминесцентный диод СЛД – усилитель У – поляризационный скремблер ПС – перестраиваемый фильтр ПФ. Последнее звено тракта – ПФ – выступает в роли управляемого формирователя спектра зондирующего излучения.

Для демонстрации работоспособности схемы и её измерительных характеристик измеряемое ОВ было разбито на пять секций, начиная ближней БС и заканчивая дальней ДС, как показано на рисунке 14. Секции #1 и #3 размещались внутри термостатируемой камеры ТК. Секция #2 длиной ~ 8 км играла роль протяжённого сегмента между секциями #1 и #3. Участок ДС длиной 9 м подвергался однородной деформации, величина которой задавалась с помощью механизма гайка-на-винте, взятого из гладкого микрометра с ценой деления 0,01 мм. Концы деформируемого участка были приклеены к двум плоским металлическим планкам слоем эпоксидного компаунда; длины обеих склеек равнялась по 14–15 см. Одна из планок крепилась к неподвижной опоре, вторая – к каретке механизма, причём так, что изгибы ОВ в пределах деформируемого участка, включая обе склейки, были исключены. В качестве ПФ был задействован спектральный МЭМС-фильтр MTF500B (DiCon Fiberoptics) с шириной полосы пропускания 0,17 нм (FWHM). Спектральное сканирование проводилось в диапазоне от 1555 до 1561 нм; шаг сканирования был равен 0,05 нм – примерно одной трети ширины оптической полосы ПФ. Длительность зондирующего импульса составляла 10,5 нс по уровню полумаксимумы мощности. Период повторения импульсов определялся длиной ОВ и составлял ~ 80 мкс. Дискретизация сигнала на выходе фотоприёмника ФП проводилась с частотой 100

МГц. Время накопления одного массива спектров рассеяния Рэля составляло 10 мин.

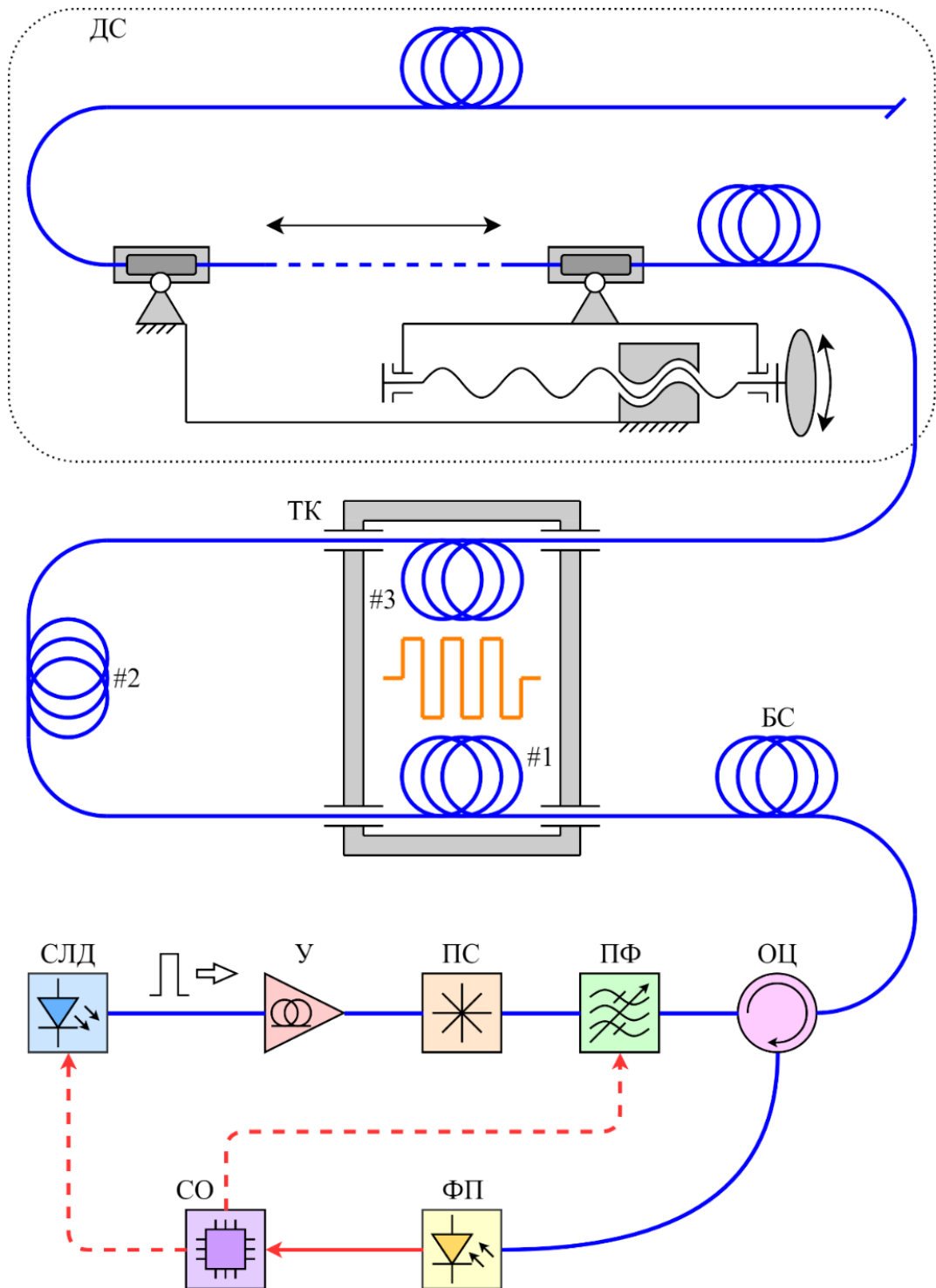


Рисунок 14 – Схема экспериментальной установки рефлектометра с перестраиваемым низкокогерентным источником зондирующего излучения для демонстрации возможности распределённых измерений деформации и температуры ОВ в широком диапазоне измеряемых величин

На рисунке 15 представлены опорный и измерительный спектры рассеяния Рэлея типичного вида (хаотичные неоднородности на фоне постоянного уровня) для некоторой пространственной ячейки в пределах деформируемого участка ДС, зарегистрированные с помощью описанной экспериментальной установки. Как видно, форма измерительного спектра в целом повторяет форму опорного (различия обусловлены дискретным характером спектрального сканирования), но параллельно смещена относительно последнего, что объясняется изменением деформации в ячейке. В данном случае величина смещения измерительного спектра рассеяния равна 120 пм. Её значение было определено путём расчёта взаимнокорреляционной функции (ВКФ) [105] от флуктуирующих составляющих обоих спектров с последующим измерением величины смещения главного максимума этой ВКФ относительно нуля. Рисунок 16 содержит ВКФ флуктуирующих составляющих спектров, изображённых на рисунке 15. Заметно отклонение от нуля координаты главного максимума ВКФ. Для сравнения также приведена АКФ переменной составляющей опорного спектра с главным максимумом строго в нуле.

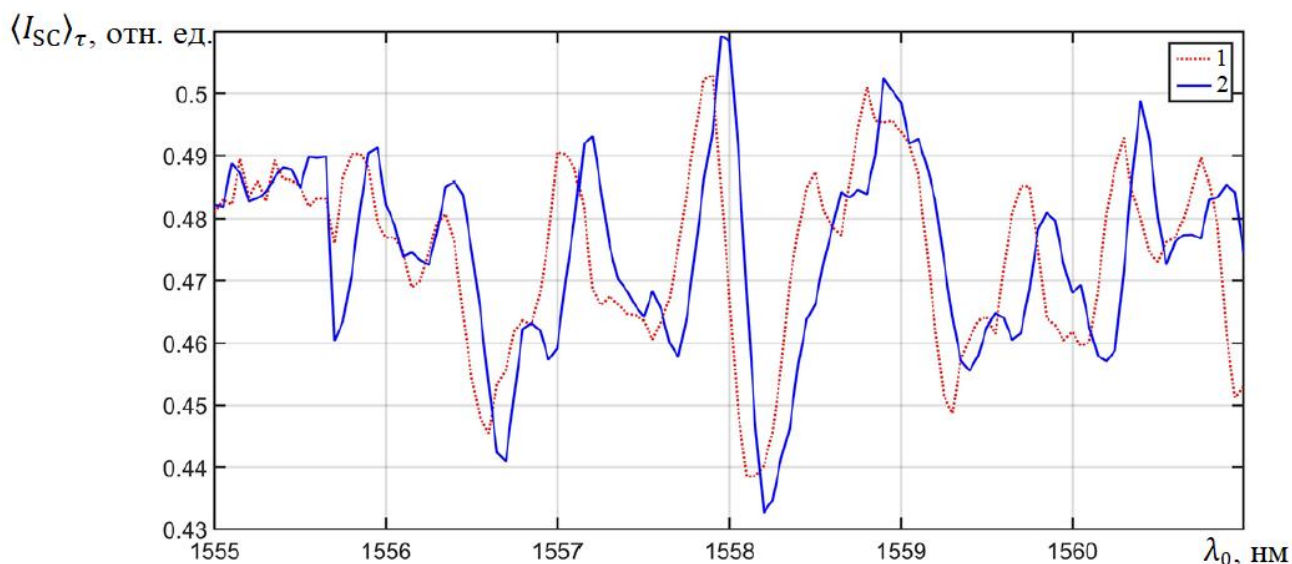


Рисунок 15 – Спектры рассеяния Рэлея, зарегистрированные для пространственной ячейки в пределах деформируемого участка ОВ (1 – опорный; 2 – измерительный)

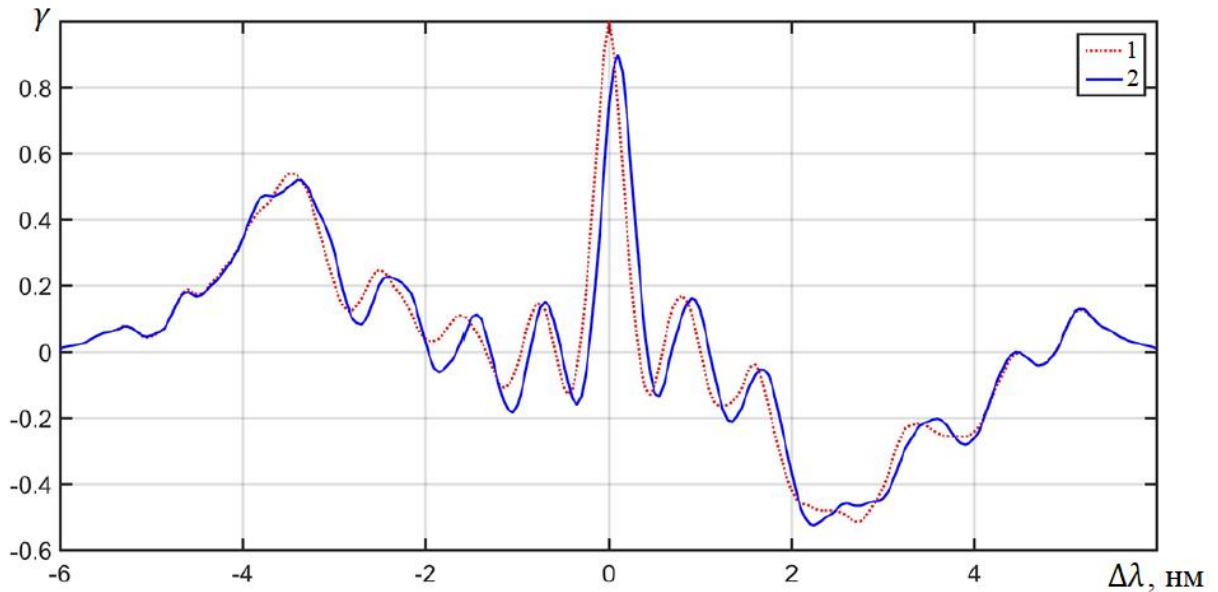


Рисунок 16 – Приведённые нормированные корреляционные функции флуктуирующих составляющих спектров рассеяния Рэля, изображённых на рисунке 15 (1 – АКФ опорного спектра; 2 – ВКФ опорного и измерительного спектров)

Последовательность измерений с помощью схемы на рисунке 14 состояла из следующих этапов:

- 1) регистрация опорного массива спектров рассеяния $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{\text{REF}}(z, \lambda_0)$ при исходных условиях;
- 2) регистрация измерительного массива $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{\text{MSR}}(z, \lambda_0)$ после нагрева сегментов #1 и #3, а также деформирования 9-метрового участка ДС (температура и деформация отличались от исходных на величину заранее известных калибровочных значений ΔT_{CAL} и ϵ_{CAL} соответственно);
- 3) вычитание постоянной составляющей из $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{\text{REF}}(z, \lambda_0)$ и $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{\text{MSR}}(z, \lambda_0)$ – выделение соответствующих флуктуирующих составляющих $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{\text{REF-F}}(z, \lambda_0)$ и $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{\text{MSR-F}}(z, \lambda_0)$;
- 4) расчёт приведённой нормированной ВКФ $\gamma_X(z, \Delta\lambda)$ от $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{\text{REF-F}}(z, \lambda_0)$ и $\langle I_{SC} \rangle_{\tau}^{\text{MSR-F}}(z, \lambda_0)$ для каждого элемента разрешения ОБ;

- 5) расчёт смещения центрального максимума $\gamma_X(z, \Delta\lambda)$ по оси $\Delta\lambda$ (вычисляемое смещение и является искомым спектральным сдвигом $\Delta\lambda_0(z)$ между $\langle I_{SC} \rangle_\tau^{\text{MSR-F}}(z, \lambda_0)$ и $\langle I_{SC} \rangle_\tau^{\text{REF-F}}(z, \lambda_0)$);
- 6) расчёт коэффициентов чувствительности к температуре $S_T = \Delta\lambda_0/\Delta T_{\text{CAL}}$ и деформации $S_\varepsilon = \Delta\lambda_0/\varepsilon_{\text{CAL}}$ по зарегистрированным данным для секций #1 и #3 и деформируемого участка ДС, соответственно (этапы с первого по текущий – суть калибровка экспериментальной установки);
- 7) повтор этапов 2–5, но при $\varepsilon = 0$ в пределах всего измеряемого ОВ и $\Delta T = 1,9$ К для секций, размещённых в ТК;
- 8) расчёт изменения температуры для каждого элемента разрешения ОВ с последующей проверкой корректности показаний для секций #3 и #5;
- 9) многократный повтор этапов 2–5 для разных значений деформации натягиваемого участка ДС и $\Delta T = 0$ в пределах всего ОВ;
- 10) расчёт изменения деформации для каждого элемента разрешения ОВ с последующей проверкой корректности показаний для деформируемого участка.

При калибровке были получены следующие значения коэффициентов чувствительности: $S_\varepsilon = 1,2 \text{ пм} \cdot (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1})^{-1}$ и $S_T = 10,8 \text{ пм} \cdot \text{К}^{-1}$. Указанные значения хорошо согласуются с предсказанными теоретически: соответственно $1,21 \text{ пм} \cdot (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1})^{-1}$ и $10,9 \text{ пм} \cdot \text{К}^{-1}$ (см. (40), (42), полагая $\lambda_0 = 1558 \text{ нм}$), что подтверждает корректность теоретических выводов, описывающих реакцию спектров рассеяния Рэлея на изменение деформации и температуры ОВ. Заметим, что отношение $S_T/S_\varepsilon = 9 \text{ (мкм} \cdot \text{м}^{-1}) \cdot \text{К}^{-1}$, характеризующее систематическую температурную погрешность измерения деформации (или механическую погрешность измерения температуры), приблизительно в 2,5 раза меньше такового для соответствующих чувствительностей бриллюэновского рассеяния, что является заметным преимуществом с точки зрения метрологии.

Результаты измерения температурных изменений $\Delta T(z)$ показаны на рисунке 17. В пределах секций #1 и #3 (соответственно левая и правая вставки) среднее значение измеренного изменения температуры составляло приблизительно

1,9 К, что согласовывалось с показаниями контрольного термометра в ТК. Прочие участки ОВ, как можно видеть, оставались интактными. Обращает на себя внимание возрастание измерительных шумов с увеличением координаты z , что объясняется оптическими потерями в ОВ. Неопределённость измерений по уровню одного СКО (стандартная) в пределах ДС максимальна и составляет 0,24 К. Указанное значение соответствует неопределённости измерения $\Delta\lambda_0$ в 2,4 пм. Фактическое пространственное разрешение оценивалось в $\sim 1,2$ м.

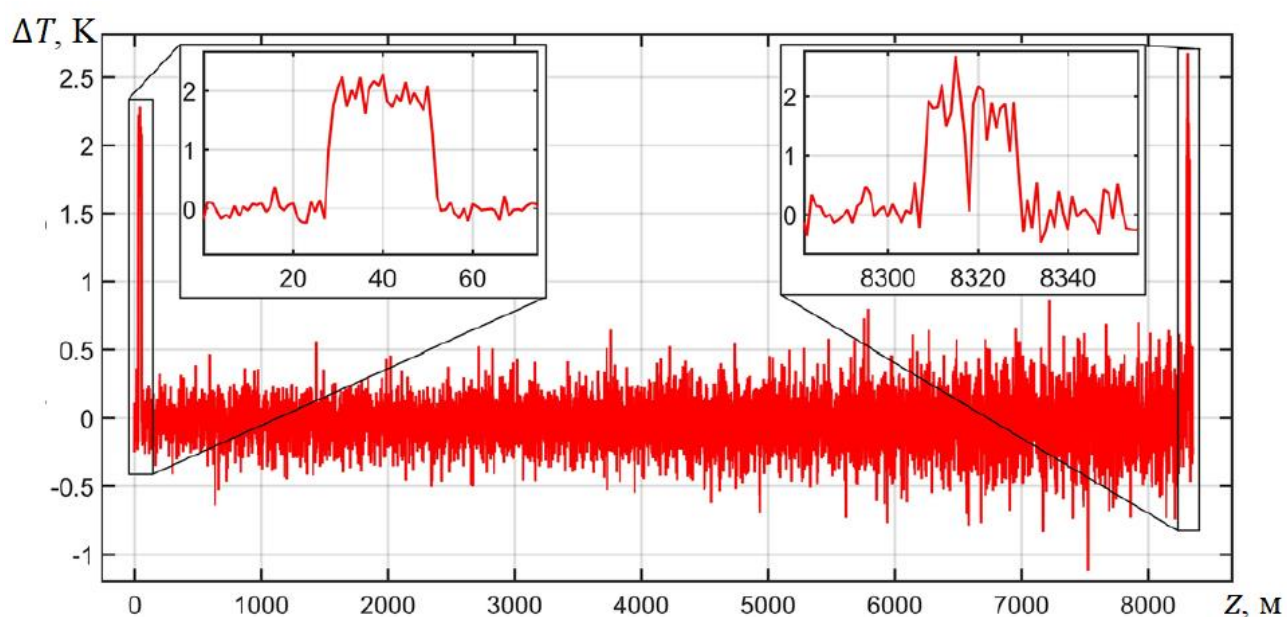


Рисунок 17 – Результаты измерения температурного изменения вдоль ОВ (вставки соответствуют секциям #1 и #3)

Результаты измерений деформации ОВ при разном натяжении 9-метрового участка в составе ДС показаны на рисунке 18. Стандартная неопределённость измерений для ДС составила $2,0 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ (поскольку ошибка определения $\Delta\lambda_0$ в пределах данной секции была равна 2,4 пм). Результаты измерений в диапазоне до $1000 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ продемонстрировали хорошее согласие с фактической величиной деформации натягиваемого участка. В случае деформации величиной $2000 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ (0,2 %) наблюдалось заметное отклонение результатов измерений от фактического значения. Указанное отклонение объясняется существенной деградацией ВКФ спектров рассеяния Рэлея вследствие смещения измерительного спектра

относительно опорного на 2,4 нм, что составляет порядка половины ширины диапазона спектрального сканирования. Несмотря на данное обстоятельство, возможность измерений в диапазоне до $1000 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ уже отвечает требованиям практического применения для мониторинга структурного состояния инженерных сооружений [106]. При этом пространственное разрешение около 1 м и неопределённость измерений деформации $\sim 2 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ не уступают таковым параметрам, достижимым с помощью технологии BOTDA.

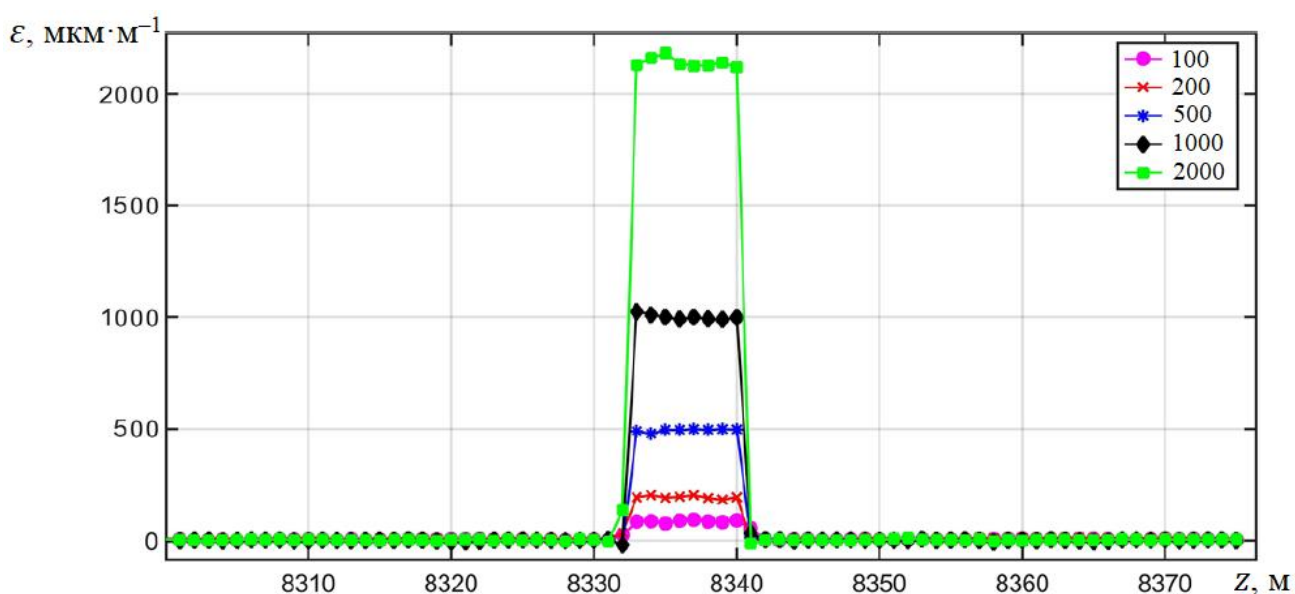


Рисунок 18 – Результаты измерений деформации вдоль ОВ (в легенде указаны фактические значения деформации натягиваемого участка в $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$)

Продемонстрированная схема рефлектометра на основе перестраиваемого спектрального МЭМС-фильтра позволяет проводить измерения деформации и температуры ОВ на дальности не более 9 км с пространственным разрешением $\sim 1,2$ м при условии, что время регистрации одиночного массива спектров рассеяния Рэлея ограничено 10 минутами, а допустимая неопределённость измерений деформации (температуры) – $2,0 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ ($0,24 \text{ К}$). Указанные характеристики представляются адекватными для мониторинга трубопроводного транспорта нефти и газа на предмет обнаружения утечек флюида.

Достижению большей дальности с неизменными измерительными характеристиками препятствует ослабление излучения в ОВ. Компенсировать ослабление, тем самым увеличив дальность действия, возможно, например, за счёт организации усиления оптического сигнала в ОВ.

2.3.4. Способы увеличения дальности действия волоконно-оптических рефлектометров. Рамановское усиление

Известно несколько основных способов организации усиления сигналов в рефлектометрии:

- 1) за счёт вынужденного излучения в полупроводниковой структуре с накачкой электрическим током;
- 2) за счёт вынужденного излучения в оптически накачиваемом волокне, легированном ионами редкоземельных металлов (иттербия или эрбия);
- 3) за счёт эффекта вынужденного рамановского рассеяния.

Первый способ реализуется в устройствах, именуемых полупроводниковыми оптическими усилителями (SOA, Semiconductor Optical Amplifier) и представляющих собой гетероструктурное полупроводниковое тело, через которое пропускаются электрический ток и усиливаемый оптический сигнал. Инжекция зарядов в серединную область структуры создаёт возможность усиления в ней за счёт вынужденного излучения – рекомбинирующие под действием исходного оптического сигнала электронно-дырочные пары порождают фотоны, идентичные вызвавшим рекомбинацию и оттого когерентно добавляющиеся к их общему потоку по мере распространения [107].

Усиление в оптическом волокне, легированном ионами редкоземельных металлов, достигается за счёт того же квантового эффекта, что и в описанном выше случае, с той разницей, что активной средой выступает оптически накачиваемая сердцевина волокна, а вместо рекомбинации имеют место электронные переходы в центрах люминесценции из возбуждённого состояния в основное. Выпускаемые промышленностью иттербиевые волокна имеют максимум поглощения на длине волны ~ 920 нм и предназначены для усиления сигналов в спектральном диапазоне

от 1000 до 1100 нм. Волокна, легированные ионами эрбия, (EDF, Erbium Doped Fiber) поглощают излучение накачки в полосах ~ 980 нм и ~ 1480 нм, обеспечивая усиление во всём С-диапазоне, отчего находят широкое применение в современных волоконно-оптических системах. Усилители на основе EDF (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier) в простейшем случае представляют собой отрезок эрбиевого волокна с ответвителем (coupler) или спектральным мультиплексором (WDM, Wavelength Division Multiplexer), через который совместно подаются излучение накачки и усиливаемый сигнал (см. рисунок 19). Если при этом активное волокно находится на значительном расстоянии от устройства совместной подачи излучения, то говорят об усилителе с удалённой оптической накачкой (ROPA, Remotely Optically Pumped Amplifier) [108].

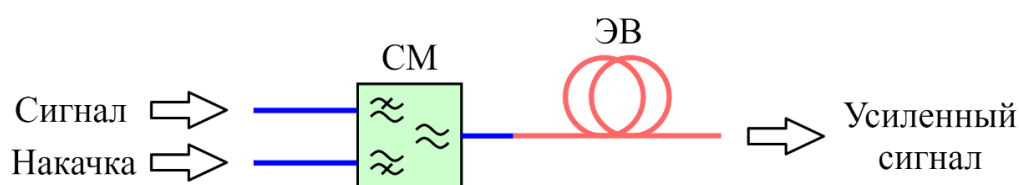


Рисунок 19 – Схема простейшего усилителя на основе волокна, легированного эрбием (СМ – спектральный мультиплексор; ЭВ – эрбиевое волокно)

Усиление за счёт вынужденного рассеяния Рамана (в отечественной литературе также усиление за счёт вынужденного комбинационного рассеяния или попросту ВКР-усиление) достигается при мощной оптической накачке среды распространения излучения от источника, частота сигнала которого превосходит частоту несущей усиливаемого сигнала на величину рамановского сдвига в среде. Таким образом, усиливаемый сигнал оказывается в стоксовой полосе рамановского рассеяния, куда и происходит перекачка энергии в процессе усиления. Для ОВ на основе плавленого кварца рамановский сдвиг составляет ~ 13 ТГц. Накачка, как правило, производится через ответвитель или спектральный мультиплексор от диодного лазера, работающего в непрерывном режиме. При условии, что сигналы накачки и усиливаемый полностью перекрываются и распространяются в одном и том же направлении вдоль оси z ОВ, а также что оптическими потерями и

спонтанным рассеянием Рамана можно пренебречь, прирост интенсивности усиливаемого сигнала I_S в малом сегменте dz даётся выражением [44, 109]:

$$dI_S/dz = g_R I_S I_P, \quad (54)$$

где g_R – коэффициент усиления (для плавленого кварца – порядка $10^{-13} \text{ м} \cdot \text{Вт}^{-1}$); I_P – интенсивность сигнала накачки, $dI_P/dz = -\nu_P/\nu_S \cdot g_R I_S I_P$, где ν_P – оптическая частота накачки; ν_S – частота несущей усиливаемого сигнала. Знак минус в выражении для dI_P/dz означает истощение накачки в процессе усиления. Анализируя (54) с учётом этого истощения, можно качественно заключить, что в общем случае прирост усиливаемого сигнала будет сравнительно мал в начальной и конечной секциях ОБ (где невелики соответственно I_S и I_P), достигая максимума в некотором промежутке между ними [44].

Сравнение рассмотренных выше способов усиления оптических сигналов показывает, что SOA – наихудшее решение с точки зрения влияния на отношение сигнал-шум. Такие усилители характеризуются заметным уровнем спонтанного излучения, являющегося шумовым фактором. Типичное значение коэффициента шума (в англоязычной литературе – noise figure, NF) усилителей этого типа составляет 5–8 дБ в сравнении с 4–5 дБ у EDFA [110]. Вместе с тем с помощью SOA затруднительно достичь выходной мощности выше 50–60 мВт из-за сравнительно низкого порога насыщения усиления. Коэффициент усиления слабых сигналов обычно не превышает 30 дБ. Чувствительность к температуре окружающей среды, лёгкость вхождения в режим нелинейных эффектов, включающих в себя фазовую самомодуляцию, четырёхволновое смешение, самоиндуцированное нелинейное вращение поляризации и других, а также высокие потери на оптических переходах делают такие устройства менее предпочтительными по сравнению с чисто волоконными аналогами.

Усиление с помощью EDFA в сравнении с рамановским характеризуется меньшей мощностью накачки, требуемой для обеспечения одного и того же коэффициента усиления, и большим максимально достижимым значением этого коэффициента: порядка 40 дБ против ~25 дБ. Ещё одним преимуществом EDFA выступает относительно малая длина ЭВ, как правило, не превосходящая 10 м. В

то же время для организации эффективного рамановского усиления требуется, чтобы длина ОВ составляла хотя бы около 10 км, что, отметим, само собой обеспечивается при мониторинге объектов большой протяжённости. Оба способа демонстрируют схожие коэффициенты шума при некотором выигрыше рамановского усиления. Это обстоятельство в совокупности с лёгкостью аппаратной реализации предопределили выбор в пользу последнего способа в попытке увеличения дальности действия разработанного рефлектометра с низкокогерентным источником излучения.

Модифицированная схема рефлектометра представлена на рисунке 20. Источником накачки (на схеме ЛН – лазер накачки) для рамановского усиления в ОВ выступал модуль Fitel FOL 1425RUZ (Furukawa Electric Co.) с максимальной мощностью излучения 400 мВт и центральной длиной волны ~ 1480 нм. Сигнал накачки вводился в измеряемую линию через коротковолновое плечо (с диапазоном пропускания до 1510 нм) спектрального мультиплексора СМ. Чтобы отфильтровать значительную часть спонтанной компоненты рассеяния Рамана пришлось переместить ПФ в тракт среднего порта ОЦ. Также возникла необходимость введения в схему дополнительного скремблера ПСН (поляризационный скремблер в тракте накачки), аналогичного ПС, для устранения эффекта реполяризации излучения в ОВ [А2]. Описанные модификации позволили достичь 25-километровой дальности измерений (длина секции #2 была увеличена до указанного значения) при неизменных прочих условиях эксперимента.

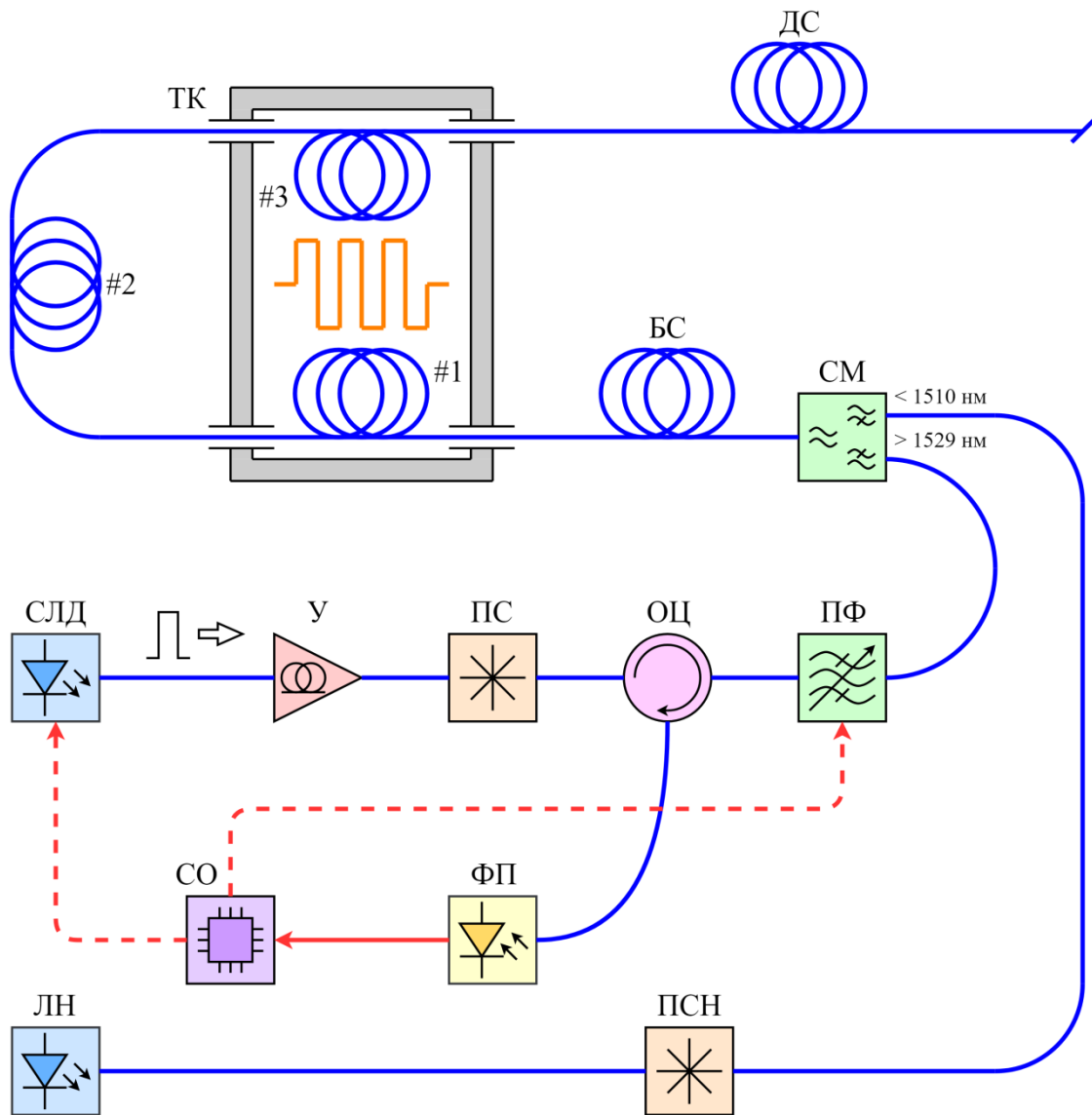


Рисунок 20 – Схема модифицированной экспериментальной установки с рамановским усилением (ЛН – лазер накачки; ПСН – поляризационный скремблер в тракте накачки; надписи у плеч спектрального мультиплексора СМ означают соответствующий диапазон пропускания)

Результаты измерения температурного изменения вдоль ОВ с помощью модифицированной экспериментальной установки представлены на рисунке 21. Из-за организации рамановского усиления уровень измерительных шумов существенно не изменялся вдоль всей линии. Их СКО составило $0,3 \text{ К}$ ($\sim 3 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ в единицах деформации), что сопоставимо с неопределённостью измерений, характерной для схемы без рамановского усиления при длине ОВ $\sim 8 \text{ км}$ ($0,24 \text{ К} / 2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$). Весомым недостатком модифицированного решения, ограничивающим

область его потенциального применения, является высокая мощность излучения ЛН, превышающая установленный для ряда объектов лимит взрывобезопасности 35 мВт [45]. Преодолеть это ограничение при сохранении высокой дальности действия позволяет отказ от организации рамановского усиления и повышение импульсной мощности зондирующего излучения сверх порога нелинейных эффектов до ввода в измеряемое ОВ, что будет продемонстрировано в следующей главе настоящей работы.

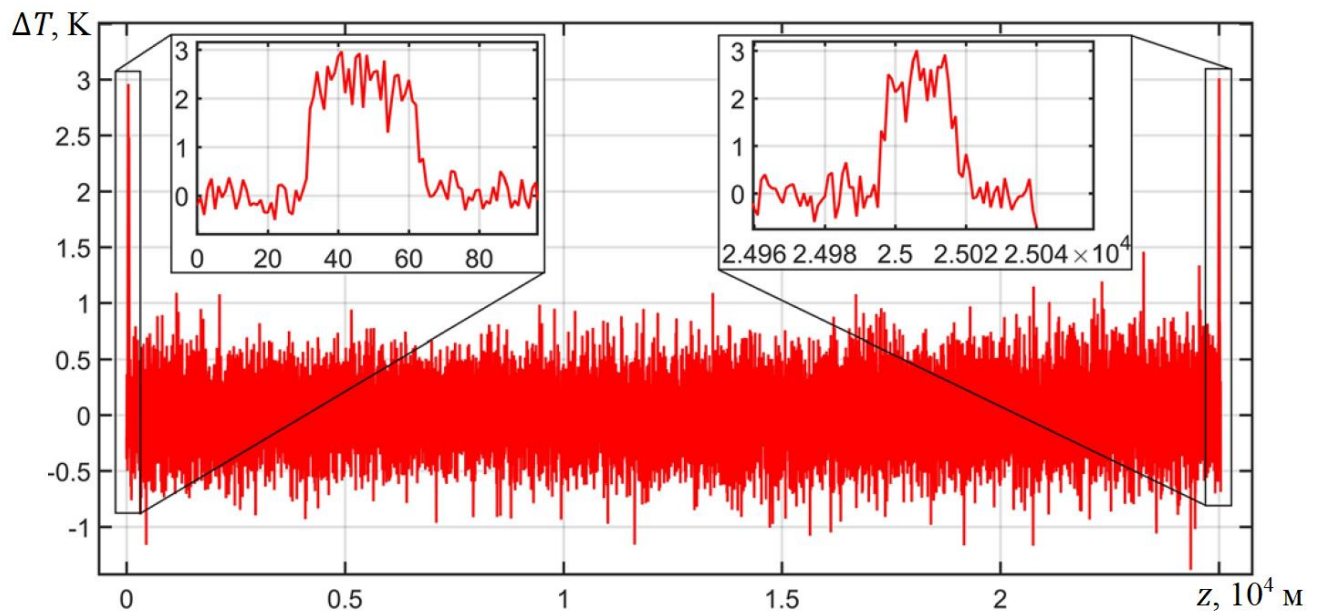


Рисунок 21 – Результаты измерения температурного изменения вдоль ОВ с помощью установки с рамановским усилением (вставки соответствуют секциям #1 и #3)

2.4. Выводы главы 2

- 1) Показано, что спектры рассеяния Релея обладают чувствительностью к механическим и температурным воздействиям на оптическое волокно, при этом их чувствительность к деформации волокна обусловлена фотоупругим эффектом, в то время как к температуре – соответствующей зависимостью показателя преломления волокна и его температурным расширением. Указанные эффекты аддитивны, и разделить их вклады в результирующий сдвиг спектров рассеяния Рэлея в линейном приближении невозможно.

- 2) Получены выражения для коэффициентов чувствительности спектров рассеяния Рэля к деформации и температуре оптического волокна. Указанные выражения справедливы в случае, когда воздействие на волокно однородно. Определённые экспериментально значения коэффициентов с хорошей точностью соответствуют рассчитанным теоретически.
- 3) Получено выражение для статистически средней автокорреляционной функции спектров рассеяния Рэля в случае, когда огибающая зондирующего импульса и его оптический спектр мощности имеют гауссов профиль. Обнаружено согласие с соответствующими экспериментальными данными.
- 4) Разработана и испытана схема рэлеевского рефлектометра с перестраиваемым источником излучения низкой степени когерентности на основе спектрального фильтра, выполненного по технологии МЭМС. Схема позволила проводить распределённые измерения деформации и температуры в широком диапазоне величин ($1000 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 111 \text{ К}$) с малой стандартной неопределённостью ($2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1} / 0,24 \text{ К}$) при длине оптического волокна 8 км. Пространственное разрешение составляло 1,2 м; время регистрации одиночного массива спектров рассеяния – 10 мин. Преимуществом схемы над бриллюэновскими датчиками является в 2,5 раза меньшая температурная погрешность измерения деформации.
- 5) Показана возможность увеличения дальности измерений деформации и температуры с помощью схемы рефлектометра на основе МЭМС-фильтра до 25 км за счёт организации рамановского усиления излучения в измеряемом оптическом волокне.

Глава 3. Влияние нелинейных эффектов в оптическом волокне на спектры рассеяния Рэлея

Качество работы OTDR-датчиков любого типа во многом определяется мощностью зондирующего импульса. Известно, что отношение сигнал/шум в регистрируемых такими приборами рефлектограммах может быть увеличено путём увеличения импульсной мощности излучения, но лишь до определённого порога. По достижении его в измеряемом ОВ развиваются нелинейные эффекты, искажающие полезный сигнал и ухудшающие отношение сигнал/шум, что негативно сказывается на измерительных характеристиках датчика. Например, в случае распределённых датчиков на основе регистрации сигнала спонтанного рамановского рассеяния к такому ограничению приводит вынужденное рассеяние Рамана (SRS, Stimulated Raman Scattering). Характеристики датчиков на основе регистрации сигнала бриллюэновского рассеяния ограничиваются, главным образом, вынужденным рассеянием Манделштама-Бриллюэна (SBS, Stimulated Brillouin Scattering), фазовой самомодуляцией (SPM, Self-Phase Modulation) и модуляционной нестабильностью (MI, Modulation Instability) [45]. Фазовая самомодуляция и модуляционная нестабильность в случае, когда измеряемое ОВ обладает аномальной (положительной) дисперсией показателя преломления, ограничивают возможности распределённых высококогерентных фазочувствительных рэлеевских датчиков [45, 111, 112].

Измерительные характеристики, достижимые с помощью рассмотренной в предыдущей главе схемы низкокогерентного рефлектометра с перестраиваемой длиной волны излучения (см. рисунок 14), обеспечиваются при работе в линейном режиме, то есть когда пиковая мощность излучения не превышает порог нелинейных эффектов в ОВ. Для одномодовых кварцевых волокон такой порог составляет порядка 100 мВт [44]. Экспериментально установлено, что дальнейшее увеличение мощности приводит к ухудшению контраста спектров рассеяния Рэлея, что ограничивает возможности рассмотренной схемы датчика [A3, A8].

В данной главе изучается механизм влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэлея, устанавливается природа этих эффектов и проводится поиск метода, позволяющего уменьшить их негативное воздействие на спектры.

3.1. Механизм влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэлея

Изучение влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэлея проводилось экспериментальным путём. Первый из экспериментов заключался в определении того, как зависит выраженность несущих полезную информацию неоднородностей в спектрах (то есть их контраст) от пиковой мощности зондирующего импульса.

3.1.1. Зависимость контраста неоднородностей в спектрах рассеяния Рэлея от пиковой мощности зондирующего излучения

Для проведения эксперимента была создана установка, схематично представленная на рисунке 22. В общих чертах она повторяет схему на рисунке 14. Отличия состоят в добавлении акустооптического модулятора АОМ, элемента задержки ЭЗ, а также усилителя У2 на основе волокна, легированного эрбием. АОМ обеспечивал отсечение паразитного излучения спонтанной люминесценции усилителя У1 по времени при подаче зондирующего оптического импульса в исследуемое ОВ длиной около 25 км. Данная мера позволила как устранить искажение рефлектограммы, вызванное быстрым ростом мощности спонтанной люминесценции после снятия инверсной населённости во время прохождения импульса от суперлюминесцентного диода СЛД, так и повысить отношение сигнал-шум в регистрируемом сигнале. ЭЗ, связанный с системой обработки СО, аналого-цифровым преобразователем АЦП и суперлюминесцентным диодом СЛД общей шиной синхронизации, обеспечивал стробирование АОМ. Открытие модулятора происходило примерно за 30 нс до прихода зондирующего импульса, закрытие – спустя то же время после его прохождения. Задача У2 состояла в компенсации потерь мощности в АОМ (около –5 дБ). Интенсивность спонтанной люминесценции этого усилителя была существенно меньше, чем у У1, что

объяснялось сравнительно небольшой мощностью излучения накачки, при которой обеспечивалась указанная компенсация потерь.

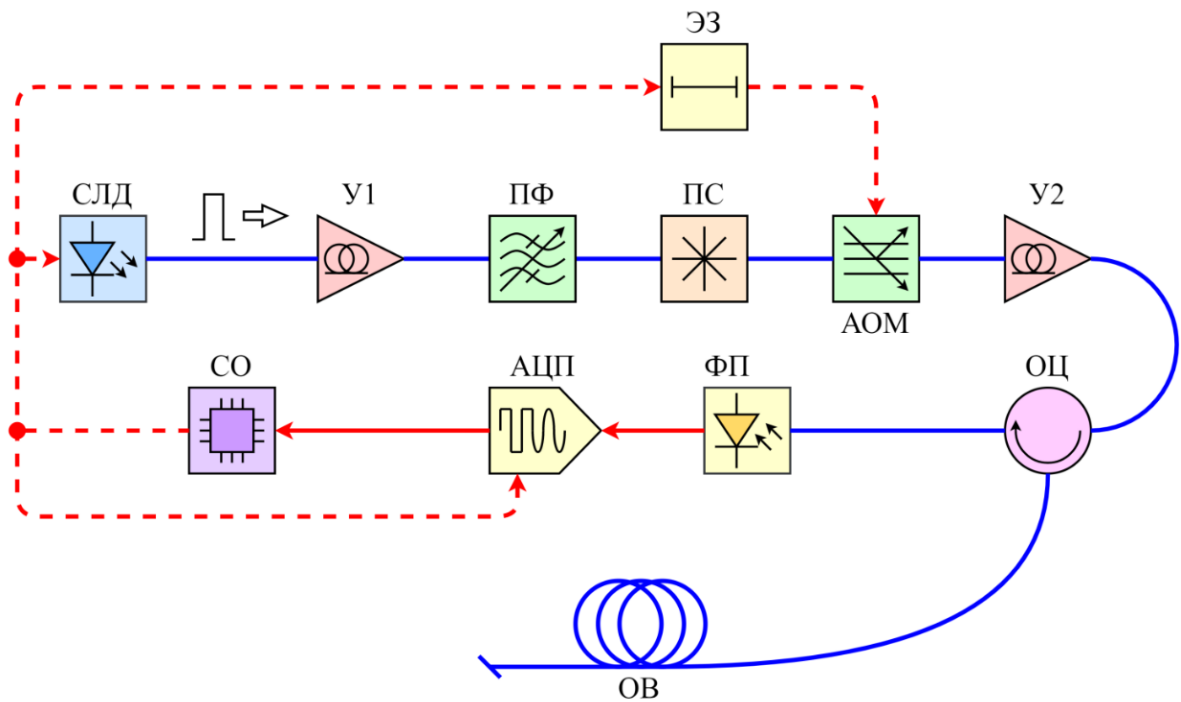


Рисунок 22 – Схема установки для изучения влияния нелинейных эффектов в ОВ на спектры рассеяния Рэлея

Длительность зондирующего импульса составляла $\sim 10,5$ нс; частота дискретизации АЦП – 100 МГц. Таким образом, пространственное разрешение описанной установки было порядка 1 м. Частота повторения зондирующих импульсов ограничивалась 4 кГц, что соответствовало длине ОВ, достигавшей ~ 25 км. Перестройка длины волны зондирующего излучения проводилась в диапазоне 1555–1561 нм с шагом 50 пм. Таким образом, общее количество шагов составляло 121. Время накопления сигнала на один шаг равнялось 10 с, что позволило эффективно подавлять шумовую составляющую в рефлектограммах.

Измерение пиковой мощности зондирующего импульса проводилось с помощью калиброванного модуля на основе быстродействующего р-і-п-фотодиода с полосой регистрации не менее 1 ГГц. Сигнал на выходе модуля визуализировался посредством широкополосного (1 ГГц) осциллографа InfiniiVision MSO7104А фирмы Agilent Technologies.

Результаты измерений контраста флуктуаций в спектрах рассеяния Рэля в зависимости от пиковой мощности зондирующего импульса приведены на рисунке 23. Расчёт контраста X для каждой пространственной ячейки ОВ проводился по следующей формуле:

$$X = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{m=1}^N (P_m - \bar{P})^2 / \bar{P}}, \quad (55)$$

где N – количество шагов по длине волны зондирующего излучения; m – счётный индекс шага; P_m – мощность сигнала обратного рассеяния на шаге m ; $\bar{P} = \sum_{m=1}^N P_m / N$ – средняя мощность спектра для рассматриваемой пространственной ячейки. Нетрудно заметить, что выражение (55) представляет собой отношение среднеквадратического отклонения флуктуаций к средней мощности спектра.

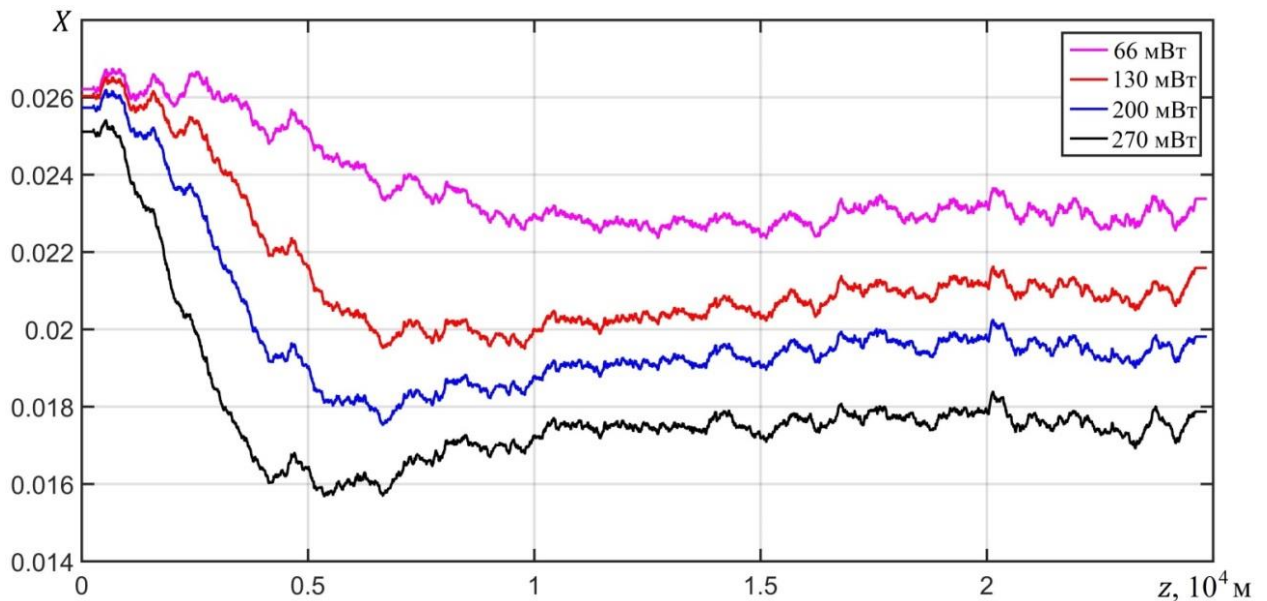


Рисунок 23 – Контраст флуктуаций в спектрах рассеяния Рэля в зависимости от расстояния вдоль ОВ и пиковой мощности зондирующего импульса

Пиковая мощность 66 мВт соответствует порогу нелинейных эффектов в ОВ. Как видно, при такой мощности контраст флуктуаций медленно снижается на первых десяти километрах, после чего практически не изменяется. При большей пиковой мощности контраст демонстрирует выраженное ухудшение на первых

шести-семи километрах, причём крутизна его падения тем выше, чем выше пиковая мощность. В то же время ширина по уровню полумаксимума АКФ спектров рассеяния Рэлея демонстрирует рост на указанном интервале расстояний, что графически отражено на рисунке 24. Оба эффекта отвечают за ухудшение измерительных характеристик датчика. Вспоминая выражения (26) – для контраста рэлеевской рефлектограммы, и (53) – для автокорреляционной функции спектров рассеяния Рэлея, можно предположить, что вероятной причиной этих эффектов является уширение спектра зондирующих импульсов или, иными словами, снижение степени когерентности (уменьшение времени когерентности) зондирующего излучения.

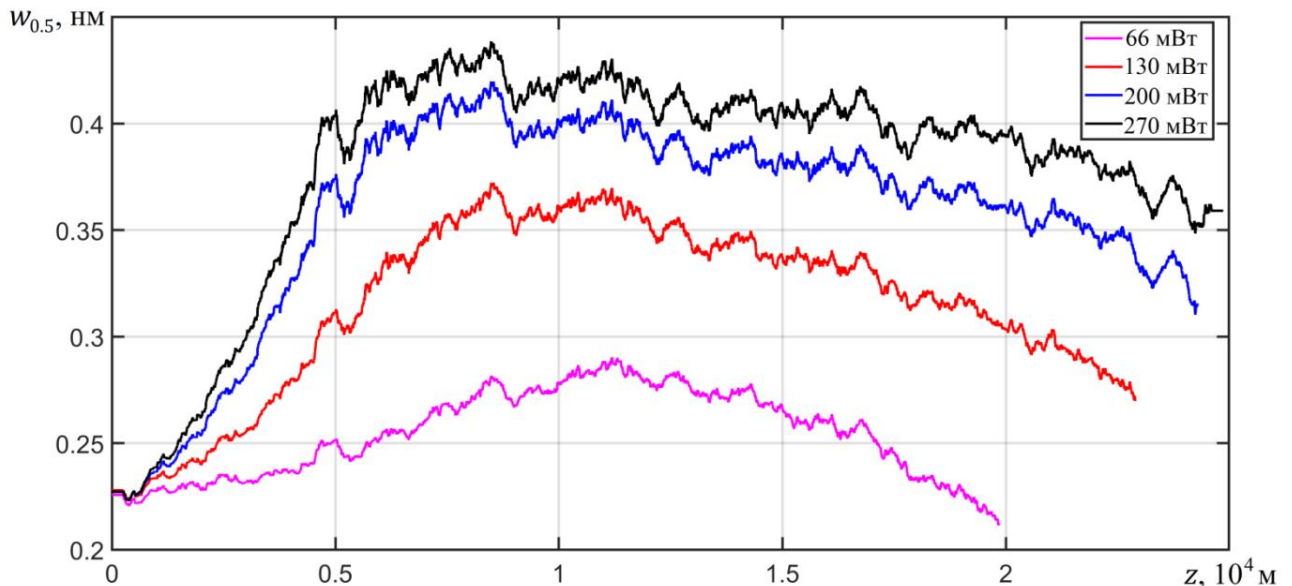


Рисунок 24 – Ширина по уровню полумаксимума ($w_{0.5}$) АКФ спектров рассеяния Рэлея в зависимости от расстояния вдоль ОВ и пиковой мощности зондирующего импульса

Отметим, что пороговый уровень пиковой мощности для наблюдаемых эффектов довольно низок: более чем на порядок ниже порога вынужденного рассеяния Рамана. Вынужденное бриллюэновское рассеяние также может быть исключено, поскольку используется излучение с низкой степенью когерентности [44].

Для изучения эволюции спектра зондирующего импульса по мере распространения в ОВ был поставлен второй эксперимент.

3.1.2. Эволюция спектра зондирующего излучения при условии возникновения нелинейных эффектов в оптическом волокне

Схема экспериментальной установки, собранной для изучения эволюции спектра зондирующего импульса в ОВ, показана на рисунке 25. В общих чертах схема повторяет использовавшуюся для предыдущего эксперимента (см. рисунок 22), но имеет два существенных отличия: 1) перестраиваемый фильтр ПФ размещён между циркулятором ОЦ и фотоприёмником ФП; 2) в качестве формирователя спектра зондирующего сигнала вместо ПФ использован спектральный мультиплексор СМ с полосой пропускания $1550,92 \pm 0,22$ нм. Такое расположение компонентов схемы позволяло исследовать изменение спектра обратного рассеяния вдоль ОВ. Диапазон перестройки ПФ в данном эксперименте определялся полосой пропускания СМ и составлял $1550,9 \pm 1$ нм. Шаг перестройки равнялся 0,02 нм. Эксперимент проводился для двух типов ОВ: Corning SMF-28e+ и Corning MetroCor.

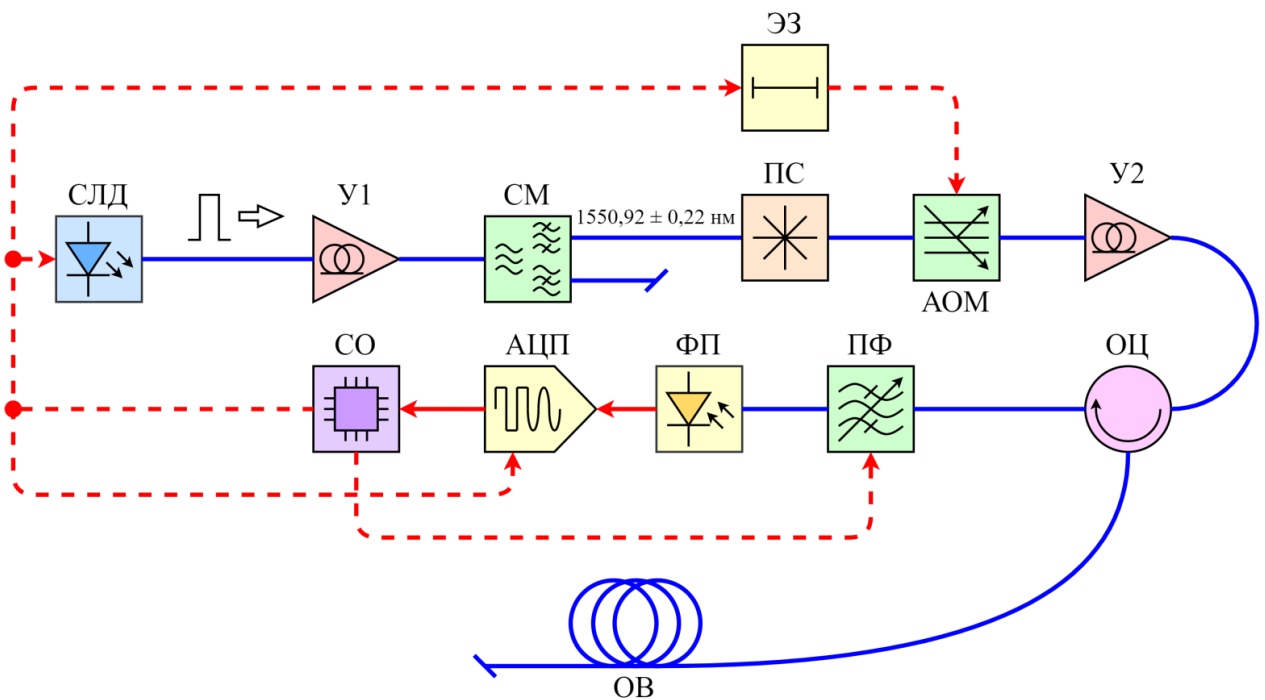


Рисунок 25 – Схема экспериментальной установки для изучения эволюции спектра зондирующего излучения по мере его распространения в ОВ

На рисунке 26 в псевдоцвете показана эволюция спектра зондирующих импульсов вдоль ОВ марки Corning SMF-28e+ для двух значений пиковой мощности на входе: 66 мВт (*a*) и 270 мВт (*б*). Оба набора данных скорректированы на линейные оптические потери (коэффициент затухания – около $-0,2$ дБ·км⁻¹). Как видно, при пиковой мощности, соответствующей порогу нелинейных эффектов (66 мВт), изменения ширины спектра импульсов в ОВ не наблюдается. Напротив, при четырёхкратном превышении порога на начальных двух-трёх километрах развивается уширение, после чего наблюдается незначительное сужение.

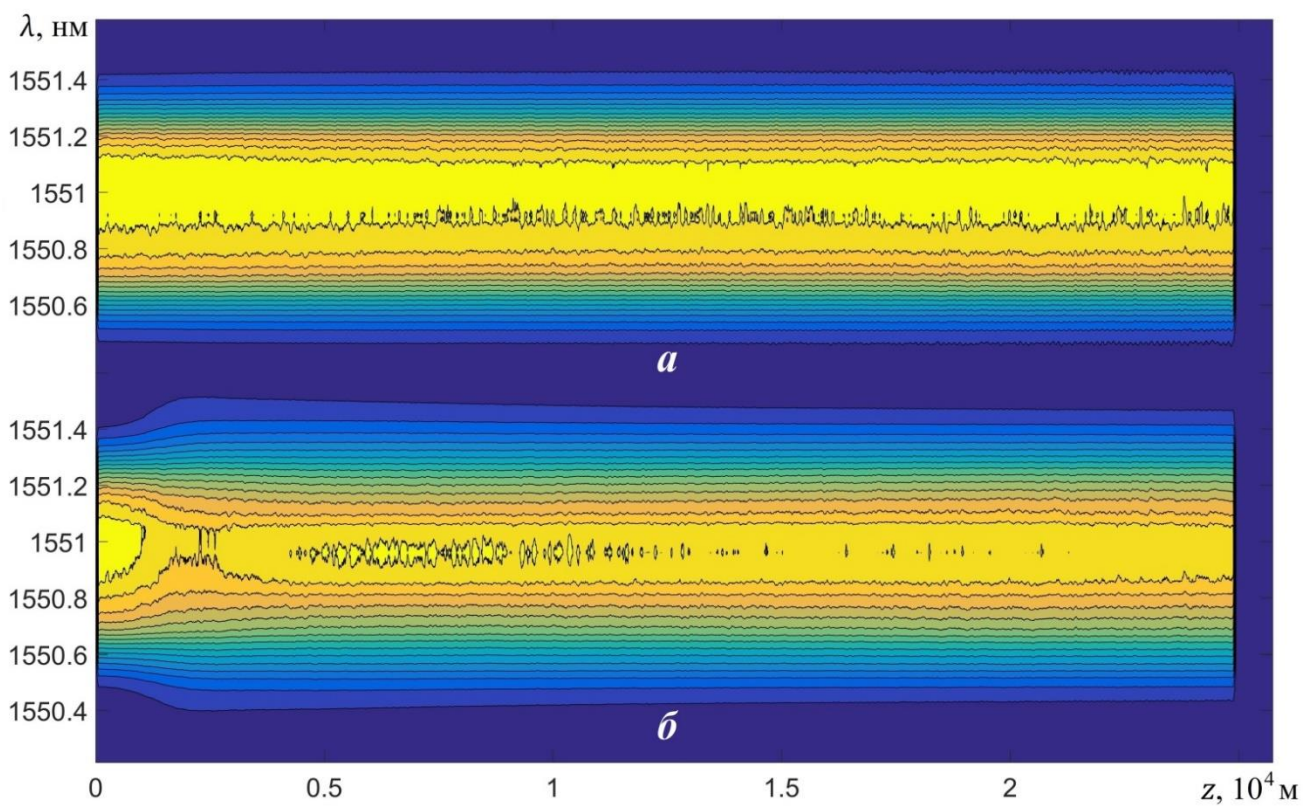


Рисунок 26 – Эволюция спектра зондирующих импульсов при распространении в ОВ марки Corning SMF-28e+ при пиковой мощности на входе, равной: *a*) 66 мВт;

б) 270 мВт

Наблюдаемое уширение спектра, как мы отметили выше, невозможно объяснить ни вынужденным бриллюэновским рассеянием, ни вынужденным рассеянием Рамана. Оставшимися нелинейными эффектами, способными объяснить уширение, являются модуляционная неустойчивость, четырёхволновое

смещение и фазовая самомодуляция. Как известно, модуляционная нестабильность обладает особенностью, заключающейся в частичном восстановлении контраста рефлектограммы после его падения [113]. Таким образом, поведение спектра на рисунке 26б (провал в интервале расстояний от 1 до 5 км) может быть объяснено влиянием модуляционной нестабильности. Для верификации данной гипотезы было проведено экспериментальное изучение эволюции спектра зондирующих импульсов в ОВ марки Corning MetroCor. Использовалась та же установка, что и в случае с ОВ Corning SMF-28e+ (см. рисунок 25). Пиковая мощность излучения на входе в ОВ составляла 270 мВт. Результаты эксперимента представлены на рисунке 27.

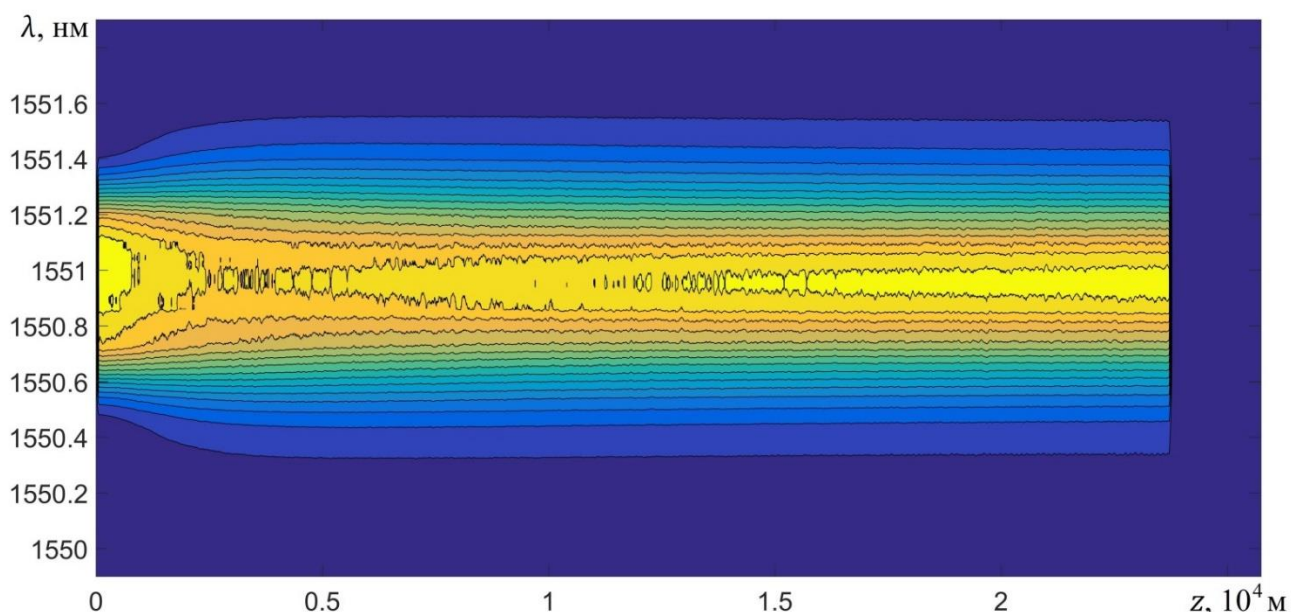


Рисунок 27 – Эволюция спектра зондирующих импульсов при распространении в ОВ марки Corning MetroCor. Пиковая мощность на входе – 270 мВт

ОВ Corning MetroCor имеет отрицательную хроматическую дисперсию. Модуляционная нестабильность в таком волокне невозможна [44]. Тем не менее, как следует из рисунка 27, уширение спектра зондирующего излучения по-прежнему имело место. Для большей наглядности на рисунке 28 приведена зависимость ширины спектра импульсов от расстояния вдоль ОВ Corning MetroCor

при различной пиковой мощности излучения. В качестве меры ширины использована среднеквадратическая оценка [114]:

$$\Lambda = 2 \sqrt{\frac{\sum_{m=1}^N P_m (\lambda_m - \lambda_c)^2}{\sum_{m=1}^N P_m}}, \quad (56)$$

где P_m – мощность зарегистрированного сигнала на длине волны λ_m ; λ_c – центральная длина волны (соответствует максимальной мощности); m – счётный индекс шага по длине волны; N – количество шагов. Таким образом, данные, представленные на рисунках 27 и 28, позволяют заключить, что модуляционная нестабильность не является доминирующим механизмом наблюдаемого спектрального уширения.

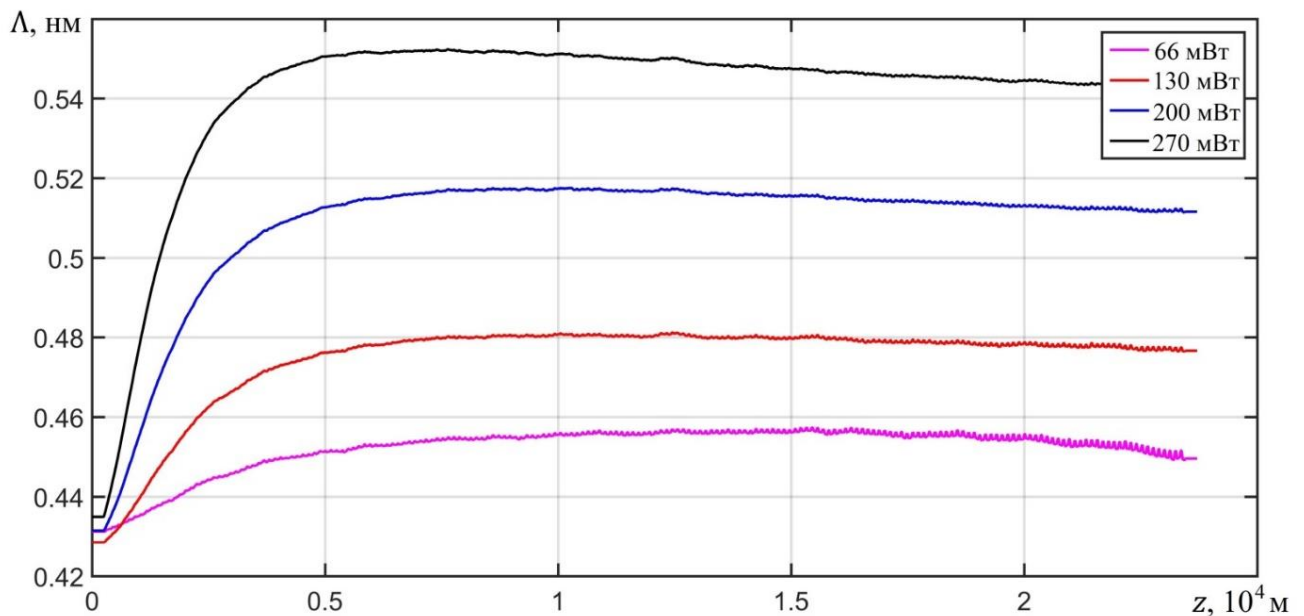


Рисунок 28 – Зависимость ширины спектра зондирующих импульсов, рассчитанной с помощью выражения (56), от расстояния и входной пиковой мощности при распространении в ОВ марки Corning MetroCor

Результаты проведённого исследования хорошо согласуются с выводами, опубликованными в работах [44, 114], где четырёхволновое смешение идентифицировано как основной механизм, ответственный за уширение спектра низкокогерентного излучения при распространении в ОВ. С другой стороны,

известно, что уширение спектра излучения с низкой степенью когерентности объясняется также фазовой самомодуляцией [115, 116]. Таким образом, можно заключить, что наблюдаемое уширение спектра является эффектом, вызванным либо четырёхволновым смещением, либо фазовой самомодуляцией.

В качестве иллюстрации на рисунке 29 показаны рефлектограммы, зарегистрированные экспериментальной установкой (см. рисунок 25) для ОВ Corning SMF-28e+ на длине волны 1550,92 нм при разных значениях пиковой мощности зондирующего излучения. В случае превышения порога нелинейных эффектов спад мощности сигнала обратного рассеяния заметно отличается от экспоненциального (начальные полтора-два километра), характерного для линейного режима работы рефлектометра. Тем не менее, существенной деградации интерференционных флуктуаций сигнала обратного рассеяния в указанном интервале расстояний не наблюдается. Это обстоятельство позволило предположить, что ограничение оптической полосы приёмного тракта низкокогерентного рефлектометра с перестраиваемой длиной волны излучения позволит регистрировать достаточно контрастные спектры рассеяния Рэлея даже при работе в режиме нелинейных эффектов. При этом за счёт высокой мощности зондирующего сигнала станет достижима большая дальность измерений, чем обеспечиваемая схемами на рисунках 14 и 22.

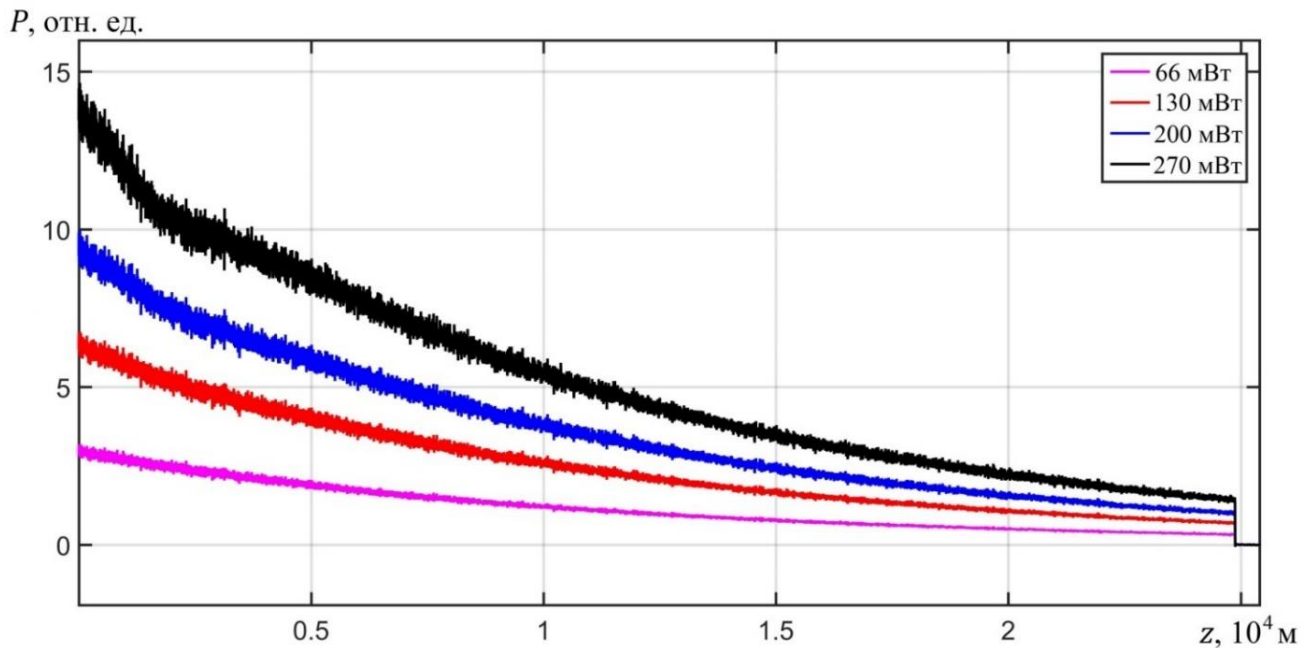


Рисунок 29 – Мощность сигнала обратного рассеяния, зарегистрированная с помощью экспериментальной установки (см. рисунок 25) для ОВ марки Corning SMF-28e+ при разной пиковой мощности зондирующих импульсов

3.2. Уменьшение влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэлея

Уменьшение влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния представлялось достижимым за счёт организации узкополосной спектральной селекции сигнала обратного рассеяния непосредственно перед фотоприёмом. Такая селекция позволила бы подавлять паразитные спектральные компоненты, порождённые нелинейными эффектами при распространении зондирующего импульса, тем самым предотвращая уширение АКФ регистрируемых спектров рассеяния.

Для организации спектральной селекции излучения обратного рассеяния в схему на рисунке 22 вводился дополнительный перестраиваемый фильтр, устанавливаемый между фотоприёмником ФП и выходным плечом циркулятора ОЦ (см. рисунок 30; введённый спектральный фильтр обведён овалом) [А3]. В качестве перестраиваемого фильтра ПФ1 использовался МЭМС-модуль MTF500A компании DiCon Fiberoptics с полосой пропускания шириной 0,34 нм (FWHM) и возможностью перестройки в С-диапазоне длин волн. Роль перестраиваемого фильтра ПФ2 выполнял ранее задействованный модуль MTF500B (DiCon

Fiberoptics; 0,17 нм). Управление обоими фильтрами проводилось через общую шину, что обеспечивало согласованность положения их спектральных полос в ходе перестройки.

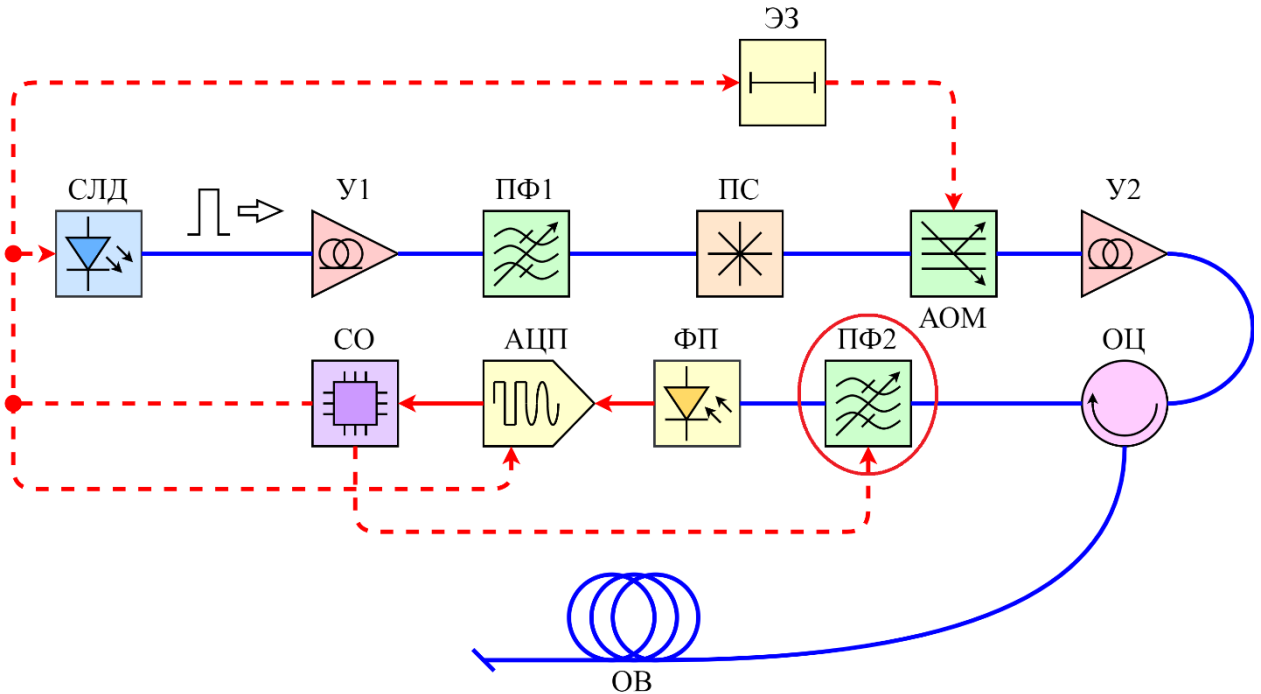


Рисунок 30 – Схема экспериментальной установки с двумя перестраиваемыми фильтрами

Анализ спектров рассеяния Рэлея, зарегистрированных с помощью изображённого на рисунке 30 устройства, ожидаемо продемонстрировал постоянство ширины автокорреляционной функции спектров вдоль ОВ, причём указанная ширина определялась спектральной шириной фильтра ПФ2. Кроме того, было замечено, что отношение сигнал-шум в результатах расчёта смещения измерительных спектров относительно опорных монотонно возрастает с увеличением входной пиковой мощности примерно до половины порога вынужденного рассеяния Рамана в ОВ Corning SMF-28e+, то есть до 4600 мВт. Возникновение вынужденного рассеяния Рамана было идентифицировано путём наблюдения за спектром импульсов, покидающих ОВ со свободного конца, с помощью анализатора спектра AQ6317 компании ANDO. Относительно большое значение порога вынужденного рассеяния Рамана объясняется эффектом

блуждания (walk-off), возникающим при распространении коротких импульсов в ОВ с высокой хроматической дисперсией [117].

На рисунке 31 показаны реализации измерительного шума в единицах деформации вблизи дальнего конца ОВ при разной пиковой мощности зондирующих импульсов. Заметен рост отношения сигнал/шум при увеличении пиковой мощности импульсов. В случае, когда её величина достигала 4600 мВт, сегмент ОВ длиной 9 м подвергался деформации около $90 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$, что отражается в заметном выбросе вверх показаний устройства. Расчётные стандартные неопределённости измерения деформации в пределах данной секции ОВ составили 4,2 и 2,2 $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ для пиковой мощности 270 и 2300 мВт соответственно. При пиковой мощности 4600 мВт неопределённость измерений была почти такой же, как и в случае импульсов мощностью 2300 мВт.

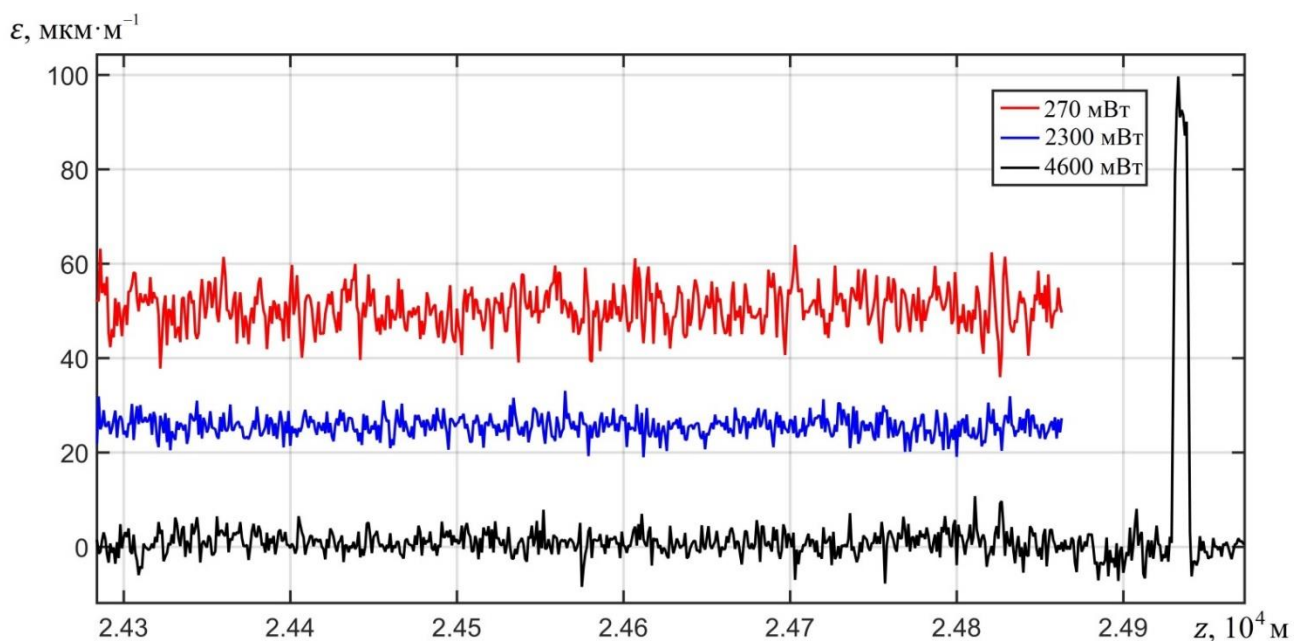


Рисунок 31 – Результаты измерения деформации вблизи дальнего конца ОВ с помощью установки с двумя перестраиваемыми фильтрами (см. рисунок 30). Кривые, соответствующие мощностям 270 и 2300 мВт, смещены соответственно на 50 и 25 $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ вверх для лучшей визуализации. Стандартные неопределенности измерения составляли: 4,2 $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ (для 270 мВт), 2,2 $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ (для 2300 мВт) и 2,3 $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ (для 4600 мВт)

Примечательно, что средняя за период повторения импульсов мощность зондирующего излучения рассматриваемой установки не превышала 0,2 мВт при пиковой мощности 4600 мВт (длительность каждого импульса составляла ~10,5 нс; период повторения равнялся 250 мкс, что соответствовало частоте повторения 4 кГц). Указанное значение средней мощности заметно ниже порога взрывобезопасности в 35 мВт [45], что позволяет судить о возможности применения данного решения для распределённых измерений деформации и температуры во взрывоопасных условиях. Отметим, что ранее рассмотренная технология с задействованием рамановского усиления в ОВ (см. рисунок 20) непригодна для организации подобных измерений, поскольку для обеспечения схожих измерительных характеристик требуется поддержание высокой мощности оптической накачки, достигающей сотен милливатт по порядку величины.

3.3. Увеличение дальности распределённых измерений деформации и температуры оптического волокна с помощью схемы рефлектометра с двумя перестраиваемыми МЭМС-фильтрами

Достигнутая 25-километровая дальность измерений деформации и температуры с помощью низкокогерентной рефлектометрии с перестраиваемой длиной волны излучения удовлетворяет требованиям большинства задач мониторинга крупных объектов. Тем не менее, в ряде случаев приведённая дальность оказывается недостаточной: например, при мониторинге протяжённых участков нефте- и газопроводов, проходящих через труднодоступную местность, установка электронного оборудования в которой сильно затруднена или нецелесообразна. Увеличение достигнутой дальности действия в разы удовлетворило бы требованиям мониторинга более широкого спектра объектов, отчего представлялось целесообразным.

В работе [118] показано, что организация рамановского усиления излучения в волоконном тракте совместно с использованием встроенных в этот тракт эрбиевых усилителей с удалённой оптической накачкой (ROPA, remotely optically pumped amplifier) позволяет значительно – до 100 км – расширить дальность

действия распределённых виброакустических датчиков (DVS, distributed vibration sensor) на основе COTDR. Поскольку рассматриваемая технология низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии с перестраиваемой длиной волны излучения задействует исключительно С-диапазон длин волн в качестве рабочего, было предположено, что заимствование технических решений из [118] позволит заметно увеличить дальность измерений, достижимую с помощью разработанной схемы на основе двух согласованно перестраиваемых МЭМС-фильтров.

3.3.1. Достижение 85-километровой дальности измерений

Модификация схемы на рисунке 30 с целью увеличения дальности измерений заключалась в установке спектрального мультиплексора СМ между средним портом циркулятора ОЦ и измеряемым ОВ для введения в линию непрерывного излучения накачки на длине волны ~ 1480 нм от мощного лазера ЛН (лазер накачки; FITEC FOL1425), а также в добавлении двух сегментов легированного эрбием волокна ЭВ1 и ЭВ2, как показано на рисунке 32 [А4, А9]. Для недопущения реполяризации излучения в измеряемом ОВ в схему был также введён поляризационный скремблер ПС2, аналогичный ПС1. Все вновь введённые элементы на рисунке 32, за исключением сегментов эрбиевого волокна, обведены рамками.

участок длиной 9 м размещался в механизме, позволявшем прецизионно задавать деформацию участка.

Длительность зондирующего импульса составляла примерно 25 нс (FWHM). Частота повторения импульсов ограничивалась длиной измеряемой линии (~85 км суммарно). Усилители У1 и У2 были отрегулированы так, что пиковая мощность излучения на входе в длинноволновый порт СМ (1529–1630 нм) равнялась ~1300 мВт. Дальнейшее её увеличение не приводило к улучшению точностных показателей при расчёте сдвига зарегистрированных спектров рассеяния Рэлея. Мощность излучения от лазера накачки достигала 380 мВт. Усиление Рамана осуществлялось только в Б1. Оставшаяся после прохождения этой бухты часть мощности излучения ЛН использовалась для накачки сегментов ЭВ1 и ЭВ2, длины которых (соответственно 1,5 м и 3 м) были экспериментально подобраны таким образом, чтобы сигнал обратного рассеяния из участка Б2–Б4 был сравним с сигналом из Б1. Указанные меры обеспечили представлявшееся оптимальным отношение сигнал-шум в регистрируемых спектрах рассеяния Рэлея вдоль всей измеряемой оптоволоконной линии. Пространственное разрешение установки, учитывающее групповой показатель преломления ОВ, равный 1,47, составляло ~2,6 м. С целью согласования радиочастотной полосы фотоприёма с указанным пространственным разрешением в качестве ФП использовался 16-мегагерцовый модуль на основе лавинного фотодиода. Частота дискретизации АЦП оставалась прежней – 100 МГц.

Типичная рефлектограмма, зарегистрированная с помощью описанной выше установки, приведена на рисунке 33. В структуре рефлектограммы наблюдаются характерные для низкокогерентной рефлектометрии флуктуации, размах которых оценочно равен 10 % от средней мощности. Отличная от экспоненциальной форма сигнала в пределах Б1 объясняется, с одной стороны, организованным в этой бухте рамановским усилением, с другой – нелинейными эффектами, доминирующими на начальных 700–800 м, чему отвечает выраженный пик.

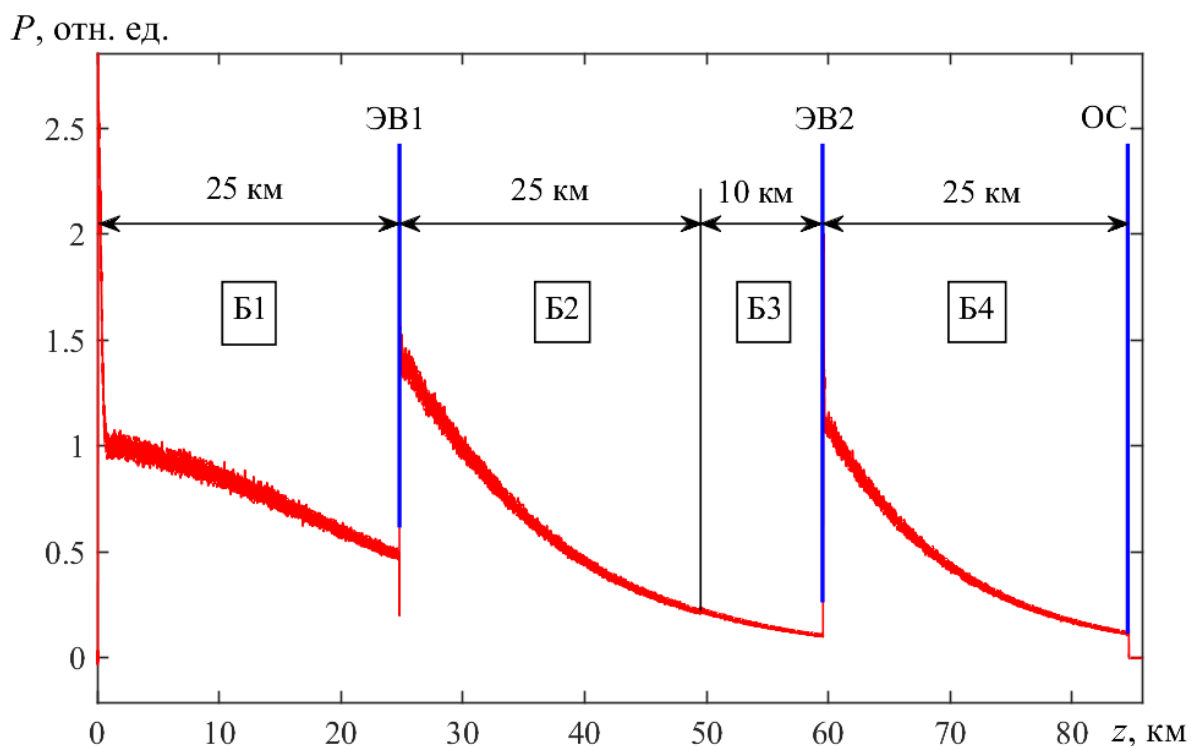


Рисунок 33 – Типичная рефлектограмма, зарегистрированная с помощью установки с двумя перестраиваемыми фильтрами и организацией усиления в измеряемом ОВ (см. рисунок 32). Длина волны регистрации составляла 1558 нм

Экспериментальная верификация возможности измерений на дальности до 85 км и оценка измерительных характеристик, достижимых с помощью схемы на рисунке 32, проводилась в следующей последовательности:

- 1) регистрация опорного массива спектров рассеяния Рэлея;
- 2) регистрация измерительных массивов спектров при ступенчатом изменении деформации натягиваемого 9-метрового участка ОВ с помощью механизма с микрометрическим винтом до $500 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ с шагом $100 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$;
- 3) корреляционная обработка зарегистрированных массивов и расчёт спектрального сдвига для каждой пространственной ячейки измеряемой линии с последующим пересчётом результата в единицы деформации.

Рабочая длина волны фильтров ПФ1 и ПФ2 перестраивалась в диапазоне 1555–1561 нм при регистрации опорного массива спектров и в диапазоне 1556,5–1559,5 нм при регистрации каждого из измерительных массивов. Шаг перестройки составлял 0,05 нм. Время регистрации опорного массива равнялось двадцати

минутам, измерительного – десяти. Поскольку необходимости в многократной регистрации опорного массива спектров не было, время единичного измерения деформации определялось только длительностью сбора измерительного массива. Ширина диапазона спектральной перестройки при регистрации опорных спектров вдвое превышала такую же при регистрации измерительных. Такая мера была принята с целью недопущения существенной деградации ВКФ спектров рассеяния Рэлея при значительных изменениях деформации натягиваемого участка ОВ (из-за проявления краевых эффектов).

Регистрируемые описанной установкой массивы опорных и измерительных спектров характеризовались высокой взаимной коррелированностью на всех участках оптоволоконной линии, наглядной иллюстрацией чему является рисунок 34. На рисунке представлена зависимость максимального значения $\gamma_{\text{МАХ}}$ приведённой нормированной ВКФ γ опорного (I_R) и измерительного (I_M) спектров от расстояния z вдоль ОВ:

$$\begin{aligned} \gamma(\Delta\lambda, z) &= \\ &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [I_R(\lambda_0, z) - \bar{I}_R(\Delta\lambda, z)] \cdot [I_M(\lambda_0 - \Delta\lambda, z) - \bar{I}_M(z)] d\lambda_0}{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} [I_R(\lambda_0, z) - \bar{I}_R(\Delta\lambda, z)]^2 d\lambda_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} [I_M(\lambda_0 - \Delta\lambda, z) - \bar{I}_M(z)]^2 d\lambda_0}}, \end{aligned} \quad (57)$$

где $\Delta\lambda$ – произвольное смещение относительно центральной длины волны λ_0 зондирующего излучения; $\bar{I}_R(\Delta\lambda, z)$ – среднее значение опорного спектра рассеяния $I_R(\lambda_0, z)$ на интервале перекрытия с $I_M(\lambda_0 - \Delta\lambda, z)$; $\bar{I}_M(z)$ – постоянная составляющая измерительного спектра рассеяния $I_M(\lambda_0, z)$. Близость $\gamma_{\text{МАХ}}$ к единице косвенно указывала на хорошие измерительные свойства установки.

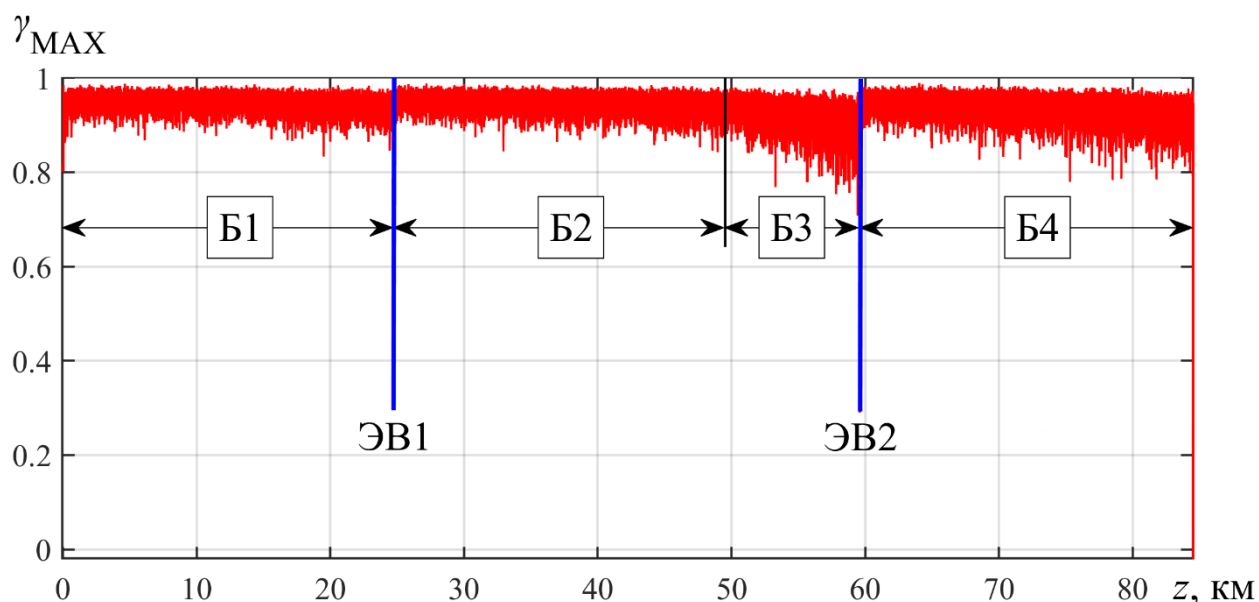


Рисунок 34 – Зависимость от расстояния вдоль ОВ максимального значения приведённой нормированной ВКФ (см. (57)) спектров рассеяния Рэлея, зарегистрированных с помощью установки со схемой на рисунке 32

Типичный результат измерения деформации приведён на рисунке 35. Заметна неравномерность измерительных шумов, увеличивающихся по мере приближения к оконечным участкам Б1, Б3, а также к ОС. Среднеквадратическое значение шумов (стандартная неопределённость измерений) в наихудшем случае приблизительно равнялось $3,8 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ (оконечный участок Б3 и ОС). Показания в пределах натягиваемого участка хорошо согласовывались с реальной величиной его деформации – $500 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$.

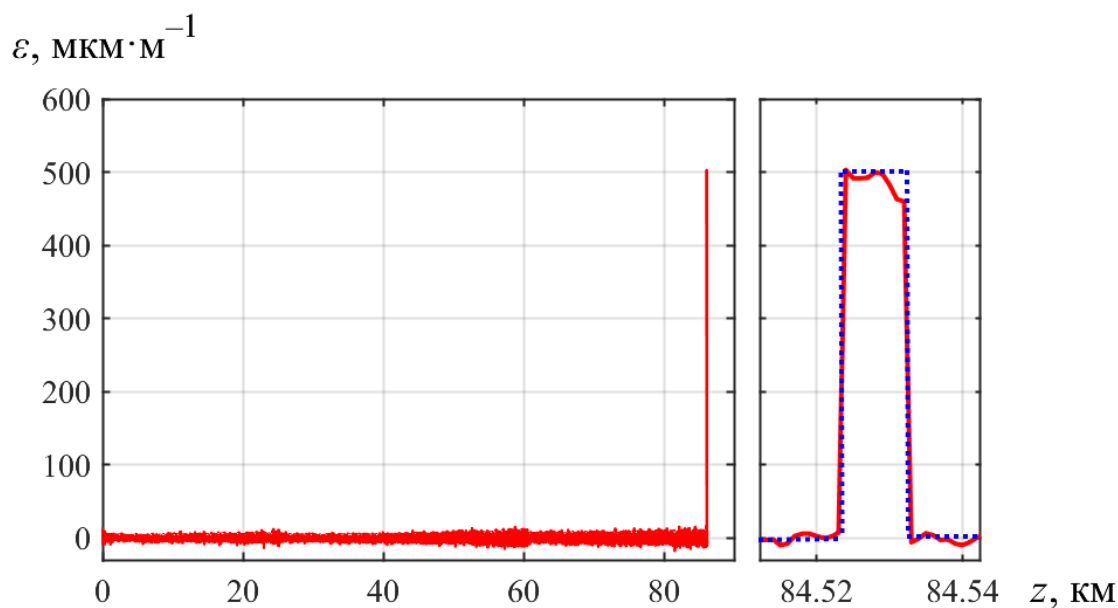


Рисунок 35 – Типичный результат измерения деформации ОВ с помощью установки со схемой на рисунке 32. Вставка справа показывает распределение деформации натягиваемого участка в увеличенном продольном масштабе.

Пунктиром показано заданное (реальное) распределение деформации.

Неинформативные результаты, соответствующие ЭВ1 и ЭВ2, удалены

На рисунке 36 представлена амплитудная характеристика (зависимость измеренного значения от реального), рассчитанная по результатам проведённых измерений деформации натягиваемого участка ОВ. Высокая линейность характеристики и малая величина неопределённости измерений (показана на рисунке планками погрешности) положительно характеризовали экспериментальную установку в качестве датчика.

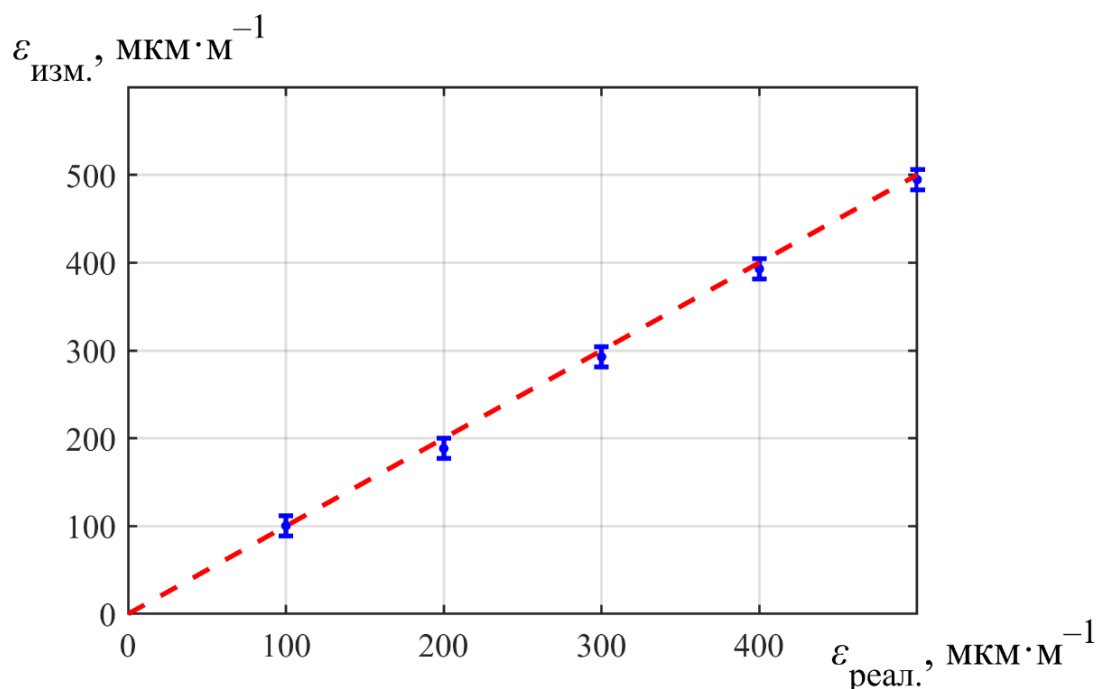


Рисунок 36 – Амплитудная характеристика установки со схемой на рисунке 32. $\varepsilon_{\text{изм.}}$ – измеренное изменение деформации; $\varepsilon_{\text{реал.}}$ – реальная величина изменения деформации. Пунктиром показана идеализированная характеристика. Синие отрезки соответствуют диапазону ± 3 СКО измерительных шумов, то есть $\pm 11,4$ $\text{мкм}\cdot\text{м}^{-1}$

Неравномерность шумов вдоль ОВ приводит к зависимости неопределённости измерений от расстояния. На рисунке 37 дана оценка этой неопределённости, полученная методом расчёта скользящего среднеквадратического отклонения с окном шириной в 500 отсчётов. Входными данными являются отображённые на рисунке 35 результаты измерений деформации, а также результаты, полученные аналогичным образом с помощью модифицированной установки рефлектометра. Модификация проводилась с целью достижения пространственного разрешения ~ 1 м и заключалась в уменьшении длительности зондирующего импульса до 10,5 нс, а также замене фотоприёмника ФП на быстродействующий 50-мегагерцовый модуль и уменьшении длины ЭВ2 до 1,75 м. Ценой обеспечения прежнего качества измерений стало падение их дальности на 10 км (пришлось исключить Б3).

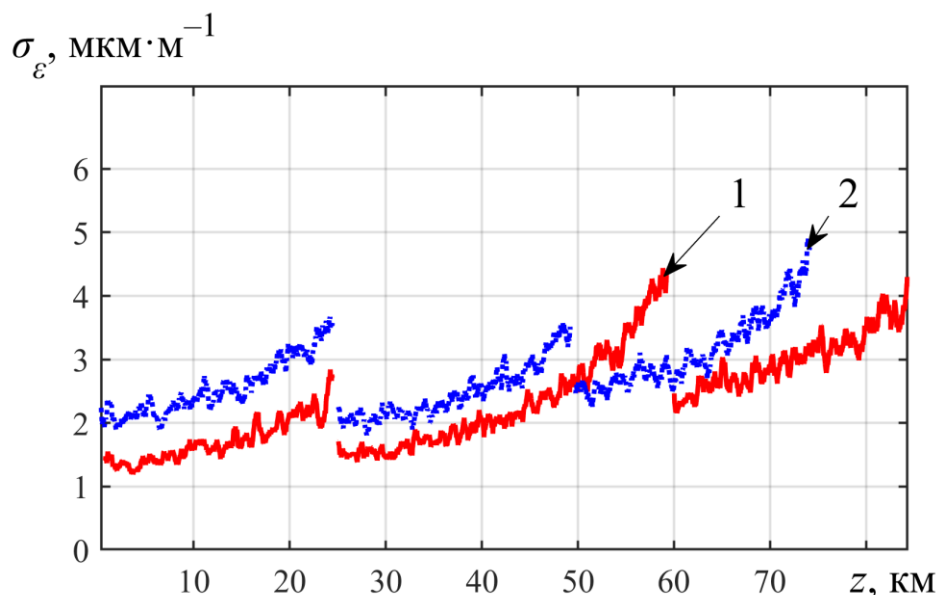


Рисунок 37 – Стандартная неопределённость измерений деформации в зависимости от расстояния вдоль ОВ. Кривая 1 соответствует пространственному разрешению $\sim 2,6$ м; кривая 2 – около 1 м. Разрывы кривых соответствуют участкам с ЭВ1 и ЭВ2

3.3.2. Достижение 100-километровой дальности измерений

Путём добавления в измеряемую линию третьего эрбиевого усилителя с удалённой накачкой удалось достичь 100-километровой дальности действия при пространственном разрешении около 1 м [A5]. Соответствующая конфигурация оптоволоконной линии изображена на рисунке 38, где также приведены длины всех участков, включая ЭВ. Поскольку головная часть установки изменений не претерпела, она показана упрощённо и обозначена как ГЧ. Рабочие настройки схемы также не отличались от таковых в эксперименте по достижению 75-км дальности измерений. В качестве фотоприёмника по-прежнему использовался модуль с шириной полосы регистрации 50 МГц.

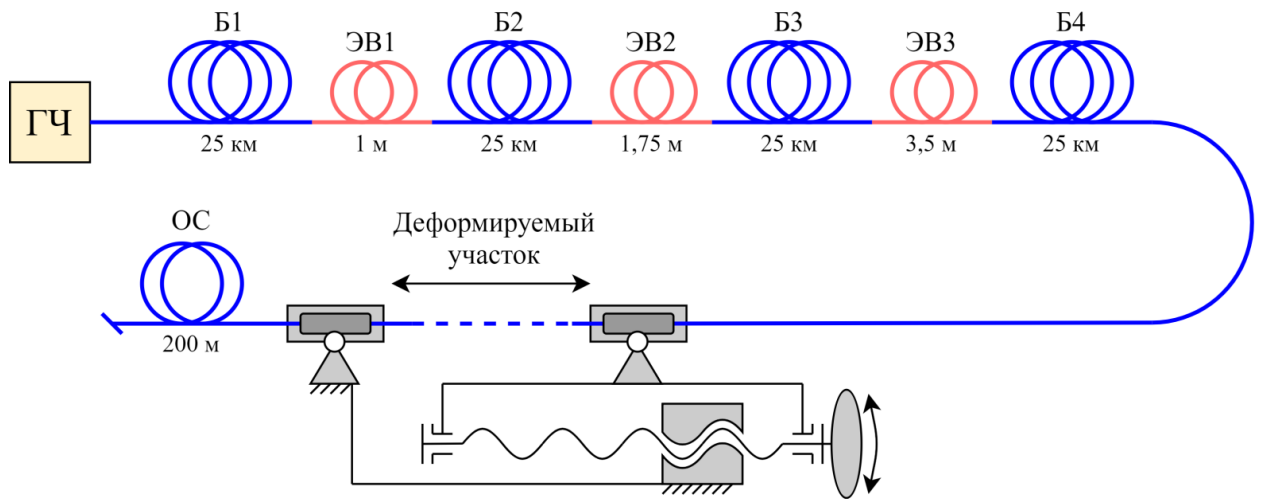


Рисунок 38 – Схема оптоволоконной линии в эксперименте по достижению 100-километровой дальности измерений деформации

Полученные результаты качественно не отличались от приведённых на рисунках 34–36. Стандартная неопределённость измерений деформации в худшем случае составила $\sim 6,5 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ (см. рисунок 39), что превышает наибольшую неопределённость в эксперименте с 75-километровой линией (см. рисунок 37), но всё ещё представляется приемлемым для задачи мониторинга структурного состояния инженерных сооружений большой протяжённости.

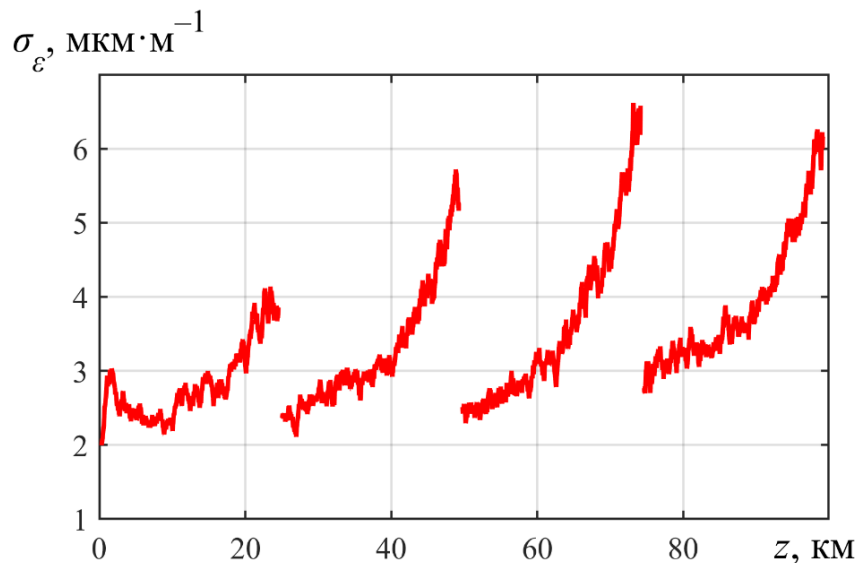


Рисунок 39 – Стандартная неопределённость измерений деформации вдоль 100-км ОВ, рассчитанная методом скользящего СКО с шириной окна 500 отсчётов

Сопоставляя данные, приведённые в обзорной части настоящей работы, и достигнутые характеристики, можно заключить, что технология распределённых измерений деформации и температуры с помощью низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии с перестраиваемой длиной волны излучения в совокупности показателей превосходит BOTDR и в некоторых аспектах даже BOTDA.

3.4. Выводы главы 3

- 1) Показано, что предельно достижимые характеристики низкокогерентного рэлеевского рефлектометра с перестраиваемой длиной волны излучения на основе спектрального МЭМС-фильтра, размещённого в тракте формирования зондирующего излучения, ограничены нелинейными эффектами, развивающимися в одномодовом оптическом волокне при пиковой мощности порядка 100 мВт. Ограничение характеристик обусловлено спектральным уширением зондирующих импульсов по мере распространения в волокне. Такое уширение приводит к снижению контраста регистрируемых спектров рассеяния Рэля, а также к увеличению ширины их автокорреляционной функции. Обосновано, что уширение спектра зондирующих импульсов можно интерпретировать как эффект, вызванный либо четырёхволновым смещением, либо фазовой самомодуляцией.
- 2) Предложен и экспериментально осуществлён метод уменьшения влияния нелинейных эффектов на спектры рассеяния Рэля за счёт ограничения спектральной полосы фотоприёма. Применимость метода объясняется тем, что нелинейные эффекты не приводят к нелокальному влиянию на регистрируемый сигнал рэлеевского рассеяния, в отличие, например, от случая бриллюэновских анализаторов (BOTDA). Применение метода позволило проводить измерения деформации и температуры на дальностях до 25 км без организации усиления излучения в измеряемой линии. Наилучшие характеристики достигались при пиковой мощности зондирующих импульсов 2300 мВт (на входе в линию).
- 3) Показана возможность увеличения дальности измерений деформации и температуры до 100 км с помощью схемы рефлектометра на основе двух

согласованно перестраиваемых МЭМС-фильтров. Указанная дальность достигается за счёт организации в измеряемой оптоволоконной линии рамановского усиления излучения и усиления за счёт эрбиевых усилителей с удалённой накачкой (ROPA).

Глава 4. Реакция рэлеевского рефлектометра со спектрально перестраиваемым низкокогерентным источником излучения на неоднородное воздействие

Рассмотренный ранее случай поведения произвольного спектра рассеяния Рэля при изменении деформации или температуры ОВ соответствовал однородному воздействию. Такой случай реализуется, например, для некоторого рассеивающего участка (пространственной ячейки) в пределах равномерно натянутого сегмента ОВ. С другой стороны, в ячейках, соответствующих местам крепления ОВ к объекту мониторинга, распределение деформации в общем случае может быть неоднородным. Ожидаемо, поведение спектров рассеяния для таких ячеек будет отличаться от простого сдвига вдоль оси длины волны. Следовательно, и реакция рэлеевского рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния для таких ячеек будет иметь особенности. Настоящая глава посвящена изучению этих особенностей.

4.1. Постановка задачи математического моделирования. Выбор параметров модели

Ранее отмечалось, что информацию об изменении деформации или температуры ОВ несёт флуктуирующая составляющая спектров рассеяния, описываемая выражением (33). При однородном воздействии на ОВ относительное изменение фазы косинуса в этом выражении постоянно в пределах рассматриваемой пространственной ячейки. В случае же неоднородного воздействия указанное изменение, очевидно, будет функцией координаты внутри ячейки. Следовательно, после приложения воздействия спектр рассеяния Рэля приобретёт форму, не сводящуюся к исходной путём трансляции вдоль оси длины волны.

В силу случайного характера флуктуаций в спектрах рассеяния Рэля изучение их реакции на неоднородное воздействие целесообразно было провести путём математического моделирования по большому ансамблю реализаций с

последующим усреднением и анализом результата. В рамках данной работы были рассмотрены следующие представляющиеся наиболее актуальными типы воздействий: прямоугольное ступенчатое и сосредоточенное в малой области – условно точечное. Для простоты под воздействием полагалось такое, которое приводило исключительно к изменению деформации (моделирование реакции спектров на аналогичное изменение температуры, как следует из второй главы диссертации, дало бы качественно идентичный результат). Для определения искомого изменения деформации (по сути отклика рефлектометра) использовался корреляционный алгоритм сопоставления опорного (до приложения воздействия) и измерительного (после) спектров рассеяния Рэлея.

Моделирование проводилось для случая импульсного зондирующего излучения. Рассчитывались опорный и измерительный спектры рассеяния, соответствующие некоторой единичной пространственной ячейке ОВ.

Пространственная протяженность такой ячейки определяется размером области ОВ, из которой обратно-рассеянные поля приходят на фотоприёмник одновременно, и равна половине пространственной протяженности зондирующего импульса. Максимальное значение интенсивности всех полей, приходящих на фотоприёмник от каждой пространственной ячейки, имеет поле, рассеянное центром рассеяния, расположенным в центре рассматриваемой ячейки. Поэтому каждой пространственной ячейке можно сопоставить некоторую огибающую, отображающую значения амплитуд полей, рассеянных центрами с соответствующими пространственными координатами.

Как и ранее, источниками обратнорассеянных полей принимались точечные центры рассеяния, равномерно распределённые по длине пространственной ячейки и характеризовавшиеся комплексными коэффициентами рассеяния. В силу малости длины ячейки оптические потери в ней полагались пренебрежимо малыми. Перечисленные допущения позволили использовать выражение (33) для проведения необходимых расчётов.

Действительные и мнимые части комплексных коэффициентов рассеяния задавались с помощью генератора статистически независимых случайных чисел с

нулевым средним и гауссовой плотностью распределения вероятности. Таким образом, коэффициенты рассеяния подчинялись статистике круговой комплексной гауссовой случайной величины [99]. Форма огибающей интенсивности зондирующего оптического импульса также принималась гауссовой, а его пространственная протяжённость по уровню полумаксимума (FWHM) в ОБ принималась равной 2 м. Следовательно, общая огибающая интенсивности обратнорассеянных интерферирующих полей тоже являлась гауссовой, но её протяжённость составляла 1 м (FWHM).

Заметим, что указанная протяжённость общей огибающей интенсивности определяет пространственное разрешение рефлектометрического датчика с заданными выше параметрами длительности зондирующего сигнала.

Максимум огибающей интенсивности обратнорассеянного излучения соответствовал, как было указано выше, центру пространственной ячейки ОБ. Во избежание влияния краевых эффектов длина такой ячейки была ограничена тремя метрами, что обеспечивало учёт вклада почти 100 % энергии интерферирующего излучения в результаты расчётов.

Оптический спектр мощности зондирующих импульсов также был положен гауссовым с шириной 0,17 нм (FWHM; автокорреляционная функция такого излучения в предположении, что его генерация есть стационарный в широком смысле случайный процесс, описывается выражением (13) [99]). Диапазон перестройки центральной длины волны был задан равным $1558 \pm 1,5$ нм; шаг перестройки – 25 пм.

Число центров рассеяния пространственной ячейки ОБ было выбрано равным 12000. Такой выбор объяснялся, с одной стороны, необходимостью обеспечить аperiodичность моделируемых спектров рассеяния Рэлея (экспериментально зарегистрированные спектры всегда были аperiodическими) при заданных длине пространственной ячейки и параметрах спектральной перестройки. С другой стороны, при большем количестве центров длительность расчётов существенно возрастала, но новой информации о поведении спектров рассеяния Рэлея не появлялось.

Указанные выше значения параметров моделирования были специально подобраны таким образом, чтобы условия моделирования максимально приближались к реальным условиям регистрации спектров рассеяния Рэлея с помощью рассмотренной во второй главе экспериментальной установки рефлектометра на основе МЭМС-фильтра. При этом цель моделирования состояла в определении отклика (результата измерения), который мог бы продемонстрировать экспериментальный рефлектометр для ячейки ОВ, к которой было бы приложено заданное неоднородное воздействие.

Моделирование проводилось в последовательности, включавшей следующие этапы:

- 1) генерация совокупности комплексных коэффициентов рассеяния;
- 2) расчёт опорного спектра рассеяния Рэлея для сгенерированной совокупности;
- 3) задание воздействия в пространственной ячейке;
- 4) расчёт измерительного спектра рассеяния Рэлея;
- 5) вычитание из спектров постоянной составляющей и расчёт приведённой нормированной ВКФ флуктуирующих компонент спектров;
- 6) определение по ВКФ отклика на заданное воздействие в единицах деформации;
- 7) многократное повторение этапов 1–6 для различных совокупностей комплексных коэффициентов рассеяния;
- 8) проведение усреднения ВКФ по ансамблю реализаций распределений центров рассеяния, а также построение гистограммы распределения измеренной деформации.

4.2. Реакция на прямоугольное ступенчатое воздействие

Условия моделирования для случая прямоугольного ступенчатого воздействия, центрированного относительно пространственной ячейки, показаны на рисунке 40. При таком воздействии изменение деформации в одной из половин ячейки равнялось 0, во второй – некоторой отличной от нуля величине (для

определённости было задано значение $250 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ – отметим, что при однородном изменении деформации на указанную величину соответствующее смещение спектра рассеяния Рэля составило бы $0,3 \text{ нм}$). Моделирование повторялось для 5000 различных случайных совокупностей комплексных коэффициентов рассеяния.

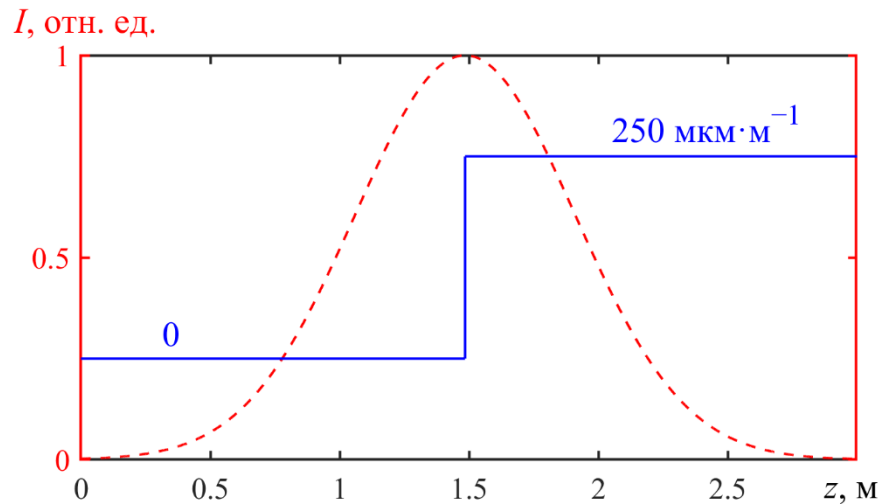


Рисунок 40 – Зависимость деформации в моделируемой пространственной ячейке от продольной координаты при ступенчатом воздействии (красным пунктиром показано положение огибающей интенсивности обратнорассеянного излучения)

На рисунке 41 показана типичная пара спектров рассеяния Рэля, полученных в ходе моделирования. Опорный спектр изображён пунктирной кривой, в то время как измерительный – сплошной. Оба спектра соответствуют одной и той же совокупности комплексных коэффициентов рассеяния, но, как несложно заметить, они не могут быть полностью совмещены путём трансляции вдоль оси длины волны.

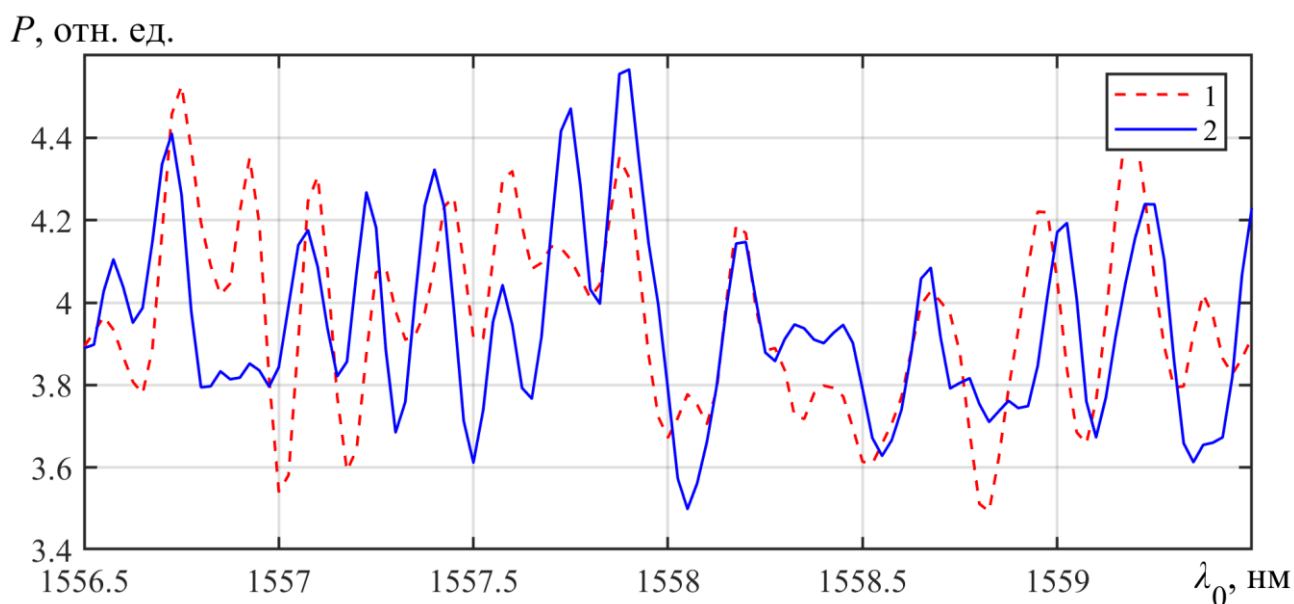


Рисунок 41 – Моделирование спектров рассеяния Рэля: опорный (1) и измерительный (2) – при прямоугольном ступенчатом воздействии величиной $250 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, центрированном относительно пространственной ячейки

Результаты расчёта приведённых нормированных ВКФ флуктуирующих составляющих смоделированных спектров рассеяния Рэля и усреднённой по ансамблю реализаций ВКФ представлен на рисунке 42. Как следует из рисунка, усреднённая ВКФ (толстая кривая жёлтого цвета) характеризуется наличием двух выраженных максимумов, причём один из них находится в нуле и, таким образом, соответствует нулевому изменению деформации, в то время как второй смещён вправо на $0,3 \text{ нм}$. Вспомним, что такому спектральному сдвигу отвечает однородное изменение деформации величиной $250 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$.

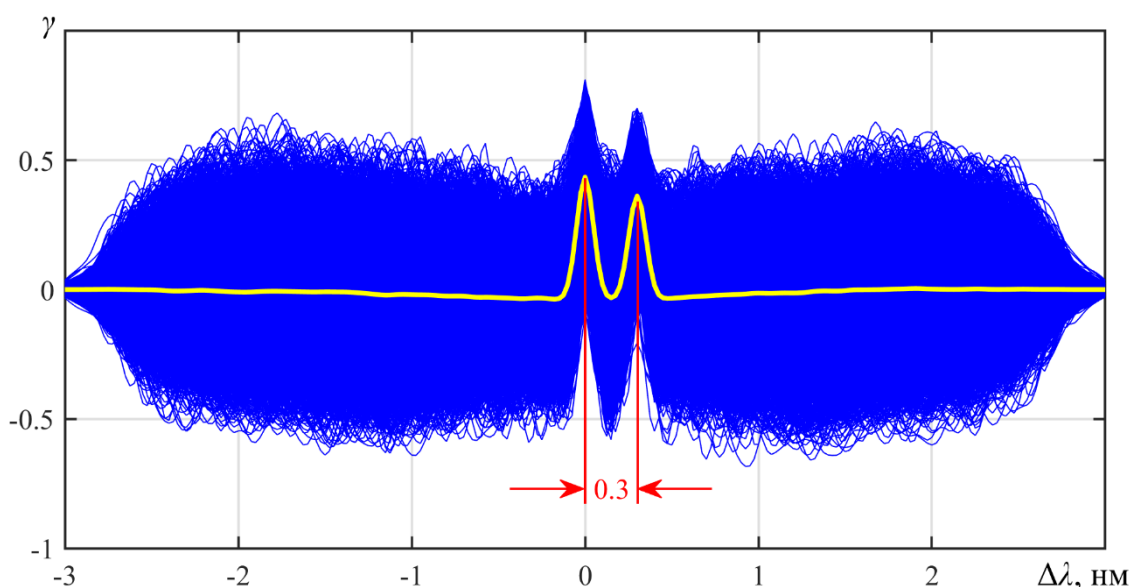


Рисунок 42 – Приведённые нормированные ВКФ флуктуирующих составляющих смоделированных спектров рассеяния Рэлея (тонкие синие кривые) и усреднённая по ансамблю реализаций ВКФ (толстая жёлтая кривая) при прямоугольном ступенчатом воздействии величиной $250 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, центрированном относительно пространственной ячейки

Вид усреднённой ВКФ свидетельствовал о бимодальном характере распределения результатов измерения деформации, что подтвердилось при построении соответствующей гистограммы (показана на рисунке 43). Наличие в ней некоторого количества исходов, заметно отклоняющихся от двух доминирующих мод, объяснялось сравнительно невысокой коррелированностью спектров рассеяния, в ряде случаев приводящей к значительному искажению формы главного максимума ВКФ, а иногда и невозможности выделения такого среди паразитных максимумов.

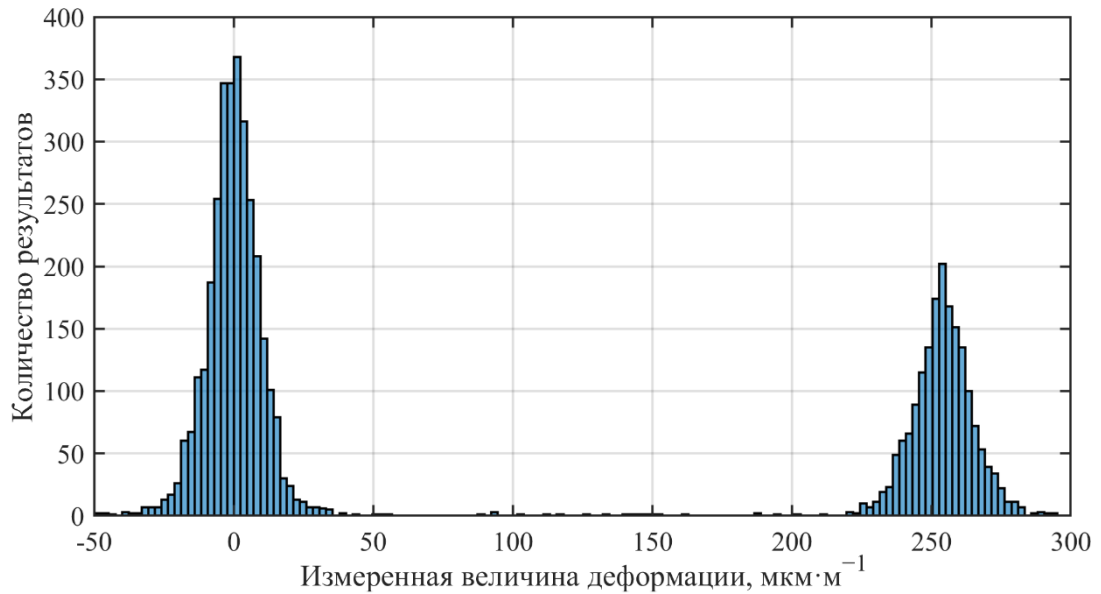


Рисунок 43 – Гистограмма распределения измеренной величины деформации при прямоугольном ступенчатом воздействии величиной $250 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, центрированном относительно пространственной ячейки

Близкие к нулю у границ диапазона сдвига по длине волны $\Delta\lambda$ значения ВКФ (см. рисунок 42) объяснялись взвешиванием флуктуирующих составляющих опорных спектров рассеяния оконной функции вида

$$w(\lambda_0) = \exp\left\{-\left[(\lambda_0 - \lambda_c)^2 / (2 \cdot \Lambda_w^2)\right]^5\right\}, \quad (58)$$

где λ_0 – длина волны зондирующего излучения; λ_c – центральная длина волны диапазона спектральной перестройки ($\lambda_c = 1558 \text{ нм}$); Λ_w – параметр, задающий ширину оконной функции (эмпирически подобран равным $0,87 \text{ нм}$). Графическое представление функции (58) дано на рисунке 44. Для лучшей визуализации также приведён один из нормированных спектров рассеяния Рэля без постоянной составляющей, взвешенный данной функцией. Использование оконной функции обосновывалось тем, что она позволяла ослабить негативное влияние пограничных флуктуаций в спектрах рассеяния на ширину главного максимума ВКФ, благодаря чему несколько (в $\sim 1,5$ раза) снижалась неопределённость измерения положения этого максимума.

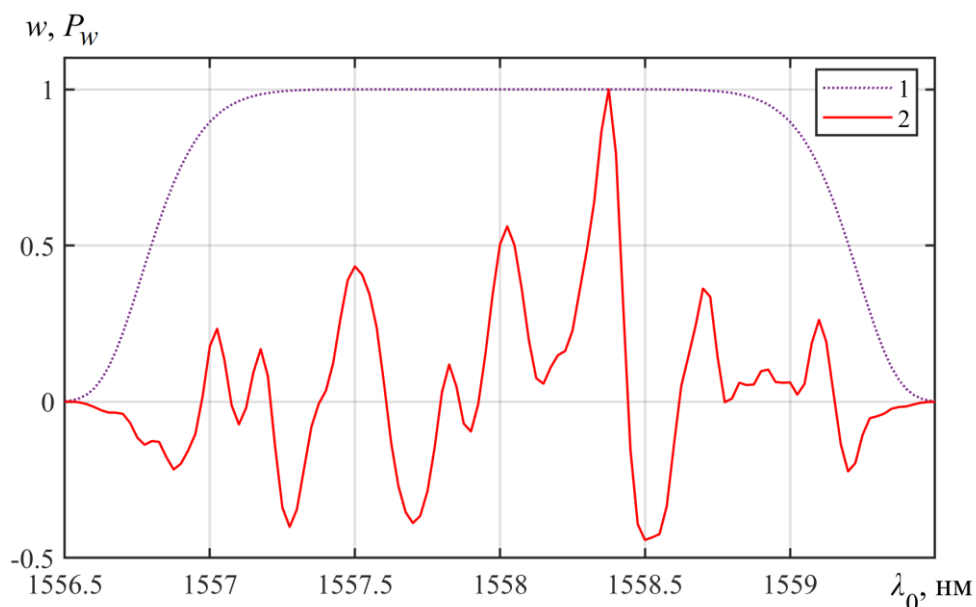


Рисунок 44 – Оконная функция $w(\lambda_0)$ (1) и нормированная флуктуирующая составляющая $P_w(\lambda_0)$ (2) одного из смоделированных спектров рассеяния Рэлея, взвешенная данной функцией

Из полученных результатов следует, что в случае прямоугольно ступенчатого воздействия, центрированного относительно пространственной ячейки ОБ, наиболее вероятным исходом измерения будет значение, соответствующее какому-либо из двух уровней воздействия. Если же величина воздействия сравнительно мала (порядка $10\text{--}20 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$), можно ожидать такое перекрытие мод гистограммы, при котором наиболее вероятный исход будет соответствовать среднему значению воздействия в пространственной ячейке.

Выводы по результатам моделирования позволяют объяснить, почему в экспериментально измеренных изменениях деформации иногда наблюдалось несовпадение фронтов, соответствующих местам крепления деформируемого сегмента ОБ (в указанных местах распределение деформации имело ступенчатый характер), при разном натяжении этого сегмента. В качестве иллюстрации приведём результаты двух таких измерений (см. рисунок 45), выполненных с помощью установки, описанной в параграфе 3.3.2 настоящей диссертации. Условия измерений отличались лишь заданной величиной изменения деформации, составлявшей в одном случае $500 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ (1), во втором – $1000 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ (2).

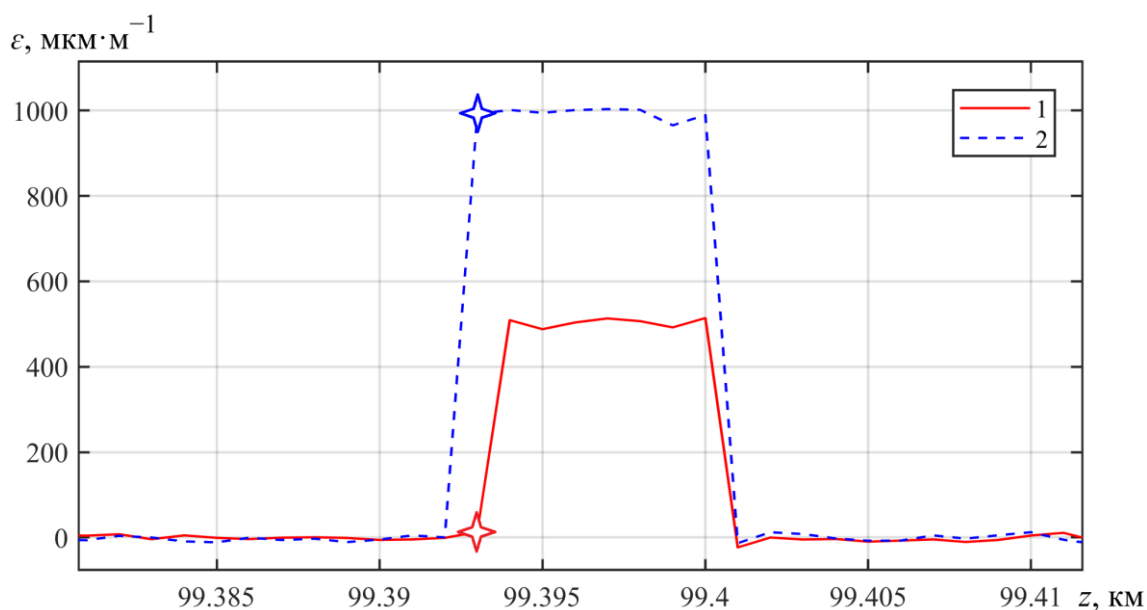


Рисунок 45 – Измеренное с помощью установки, описанной в параграфе 3.3.2, изменение деформации для случаев, когда заданное изменение деформации натягиваемого сегмента ОВ составляло $500 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ (1) и $1000 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$ (2).

Выделенные отсчёты указывают на несовпадение положения фронтов

Как видно, левые фронты кривых на рисунке 45 не совпадают на один отсчёт (помечен звездой) по оси расстояния. Объяснение такого результата состоит в том, что в случае (1) реализовался сценарий, когда максимум ВКФ спектров рассеяния Рэлея, соответствующий нулевой деформации, превысил максимум, отвечающей деформации в $500 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$. В случае же (2) реализовался альтернативный исход.

4.3. Реакция на условно точечное воздействие

Условия моделирования для условно точечного воздействия представлены на рисунке 46. Как видно, под воздействием данного типа понималось такое, которое приводит к гест-образному изменению деформации в пространственной ячейке ОВ, причём протяжённость интервала ненулевых значений деформации существенно меньше размера ячейки. Для определённости протяжённость указанного интервала была задана равной 10 см (размер пространственной ячейки составлял 3 м). Максимальная величина деформации достигала $250 \text{ мкм}\cdot\text{м}^{-1}$. Количество

реализаций комплексных коэффициентов рассеяния для моделирования по-прежнему оставалось равным 5000.

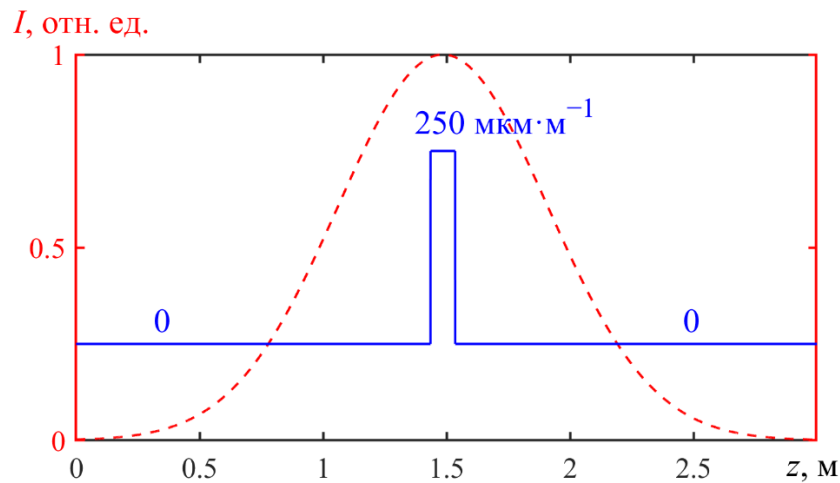


Рисунок 46 – Зависимость деформации в моделируемой пространственной ячейке от продольной координаты при условно точечном воздействии (красным пунктиром показано положение огибающей интенсивности обратнорассеянного излучения)

На рисунке 47 представлены приведённые нормированные ВКФ флуктуирующих компонент смоделированных спектров рассеяния Рэлея (тонкие синие кривые). Толстой жёлтой кривой показана корреляционная функция, являющаяся результатом усреднения по полученному ансамблю ВКФ. Поскольку изменению деформации подвергался лишь участок малой протяжённости, соответствующий вклад в искажение формы спектра рассеяния ожидаемо был незначителен, о чём свидетельствует сильный максимум усреднённой ВКФ в нуле по оси $\Delta\lambda$. Несложно заметить, что указанный максимум заметно превосходит расположенный справа от него слабый максимум, отвечающий приложенному воздействию.

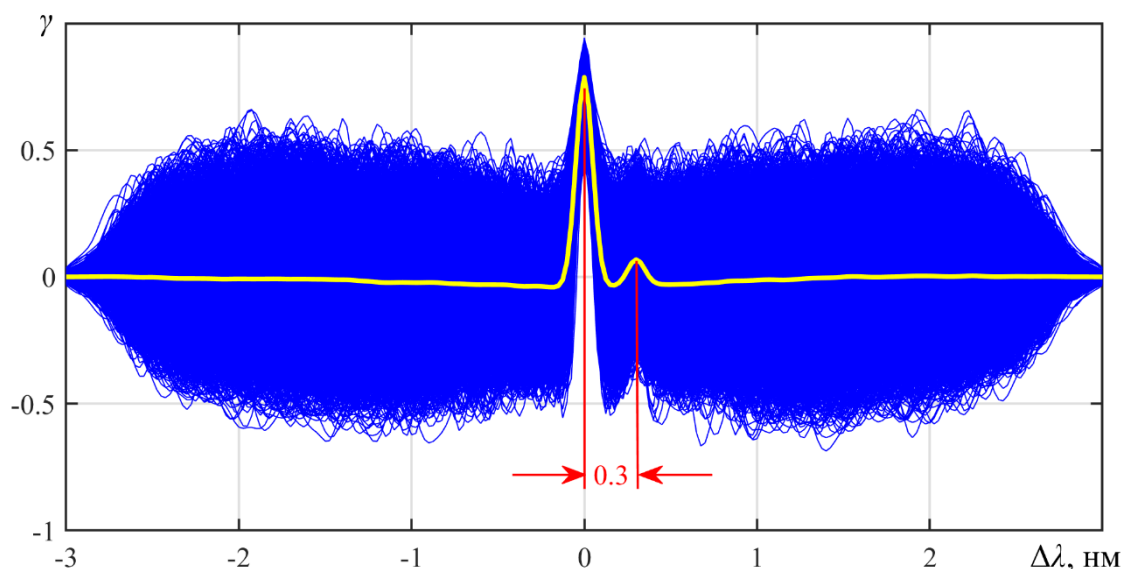


Рисунок 47 – Приведённые нормированные ВКФ флуктуирующих компонент смоделированных спектров рассеяния Рэля (тонкие синие кривые) и усреднённая по ансамблю реализаций ВКФ (толстая жёлтая кривая) при условно точечном воздействии величиной $250 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, центрированном относительно пространственной ячейки

То обстоятельство, что слабый максимум теряется на фоне паразитных максимумов индивидуальных ВКФ, приводит к практической невозможности его обнаружения с помощью пороговых алгоритмов. Таким образом, при воздействии условно точечного типа можно ожидать отсутствия детектируемого отклика системы. Представленная на рисунке 48 гистограмма полученных в ходе моделирования значений деформации подтверждает данное предположение.

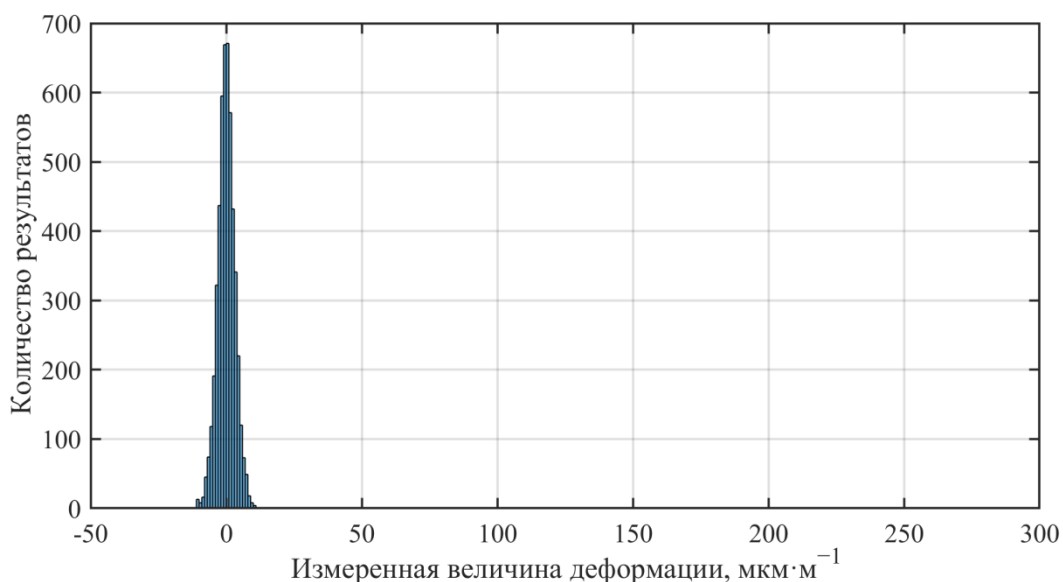


Рисунок 48 – Гистограмма измеренных значений деформации при условно точечном воздействии величиной $250 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, центрированном относительно пространственной ячейки

4.4. Выводы главы 4

- 1) Показано, что неоднородное воздействие на оптическое волокно приводит к изменению формы спектра рассеяния Рэлея, некомпенсируемому трансляцией опорного спектра (зарегистрированного до приложения воздействия) вдоль оси длины волны.
- 2) Путём математического моделирования установлено, что при прямоугольном ступенчатом воздействии, центрированном относительно пространственной ячейки оптического волокна, взаимнокорреляционная функция спектров рассеяния Рэлея для этой ячейки приобретает два основных максимума, положение которых соответствует уровням приложенного воздействия. В зависимости от величины уровней, а также от конкретной реализации распределения комплексных коэффициентов рассеяния центров в ячейке, наиболее вероятным исходом измерения деформации или температуры будет значение, отвечающее одному из двух таких уровней.
- 3) Показано, что условно точечное воздействие также приводит к появлению второго основного максимума во взаимнокорреляционной функции спектров

рассеяния Рэлея. При этом указанный максимум практически не выделяется на фоне паразитных флуктуаций, что не позволяет зарегистрировать такого рода воздействие, используя пороговые алгоритмы обработки взаимнокорреляционной функции спектров рассеяния.

Глава 5. Совместные измерения деформации и температуры оптического волокна с помощью гибридной схемы рефлектометра

В настоящей главе изучается возможность организации распределённых измерений деформации и температуры ОВ с разделением измеряемых величин с помощью технологии низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии с перестраиваемой длиной волны зондирующего излучения в сочетании с технологией рамановской рефлектометрии.

5.1. Теоретические предпосылки совместных измерений деформации и температуры за счёт регистрации сигналов рэлеевского рассеяния и спонтанного рассеяния Рамана

Возможность измерений деформации и температуры ОВ с разделением измеряемых величин может быть обеспечена за счёт совместного использования двух различных по своей природе физических эффектов: рассеяния Рэля и спонтанного рассеяния Рамана. Механизм чувствительности первого из них к деформации и температуре подробно рассмотрен во второй главе настоящей диссертации и предполагает организацию регистрации спектров рассеяния Рэля. Второй эффект, как известно, обладает выраженной температурной чувствительностью при исчезающе малой механической [44].

Поскольку антистоксова компонента рассеяния Рамана характеризуется приблизительно в пять раз большей температурной чувствительностью, чем стоксова [52], при построении гибридной схемы разумнее организовать регистрацию именно антистоксовой компоненты. Известно, что её мощность P_{RAS} как функция абсолютной температуры T имеет вид распределения Бозе-Эйнштейна и выражается следующим отношением [44]:

$$P_{RAS}(T) \propto \frac{\exp[-h \cdot \Delta\nu_R / (k_B \cdot T)]}{1 - \exp[-h \cdot \Delta\nu_R / (k_B \cdot T)]}, \quad (59)$$

где h – постоянная Планка; $\Delta\nu_R$ – величина рамановского сдвига частоты (около 13 ТГц для ОВ на основе плавленого кварца); k_B – постоянная Больцмана.

Зависимость (59) слабо отличается от линейной в довольно широком диапазоне температур, близких к 300 К (27 °С), в силу чего для упрощения дальнейших расчётов имеет смысл использовать её линейную аппроксимацию методом наименьших квадратов. В интересующем нас интервале от 25 до 45 °С максимальная ошибка такой аппроксимации не превышает 0,07 °С [А6]. Принимая также во внимание линейность смещения спектров рассеяния Рэлея при однородных изменениях деформации ε и температуры ΔT , несложно заключить, что, измерив совместно величину $\Delta\lambda_0$ такого смещения и относительное изменение мощности антистоксовой компоненты рассеяния Рамана $\Delta P_{\text{RAS}}^{\text{N}}$, получаем возможность определить искомые ε и ΔT , решив следующее матричное уравнение:

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_0 \\ \Delta P_{\text{RAS}}^{\text{N}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{\varepsilon}^{\text{RSS}} & S_T^{\text{RSS}} \\ S_{\varepsilon}^{\text{RAS}} & S_T^{\text{RAS}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon \\ \Delta T \end{bmatrix}, \quad (60)$$

где $\Delta P_{\text{RAS}}^{\text{N}} = (P_{\text{RAS}} - P_{\text{RAS}}^0)/P_{\text{RAS}}^0$, причём P_{RAS} – текущая мощность антистоксовой компоненты; P_{RAS}^0 – её мощность при начальных условиях; $S_{\varepsilon}^{\text{RSS}}$ и S_T^{RSS} – коэффициенты чувствительности спектров рассеяния Рэлея соответственно к изменению деформации и температуры: $1,2 \text{ пм} \cdot (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1})^{-1}$ и $10,8 \text{ пм} \cdot \text{°C}^{-1}$; $S_{\varepsilon}^{\text{RAS}} \approx 0$ и $S_T^{\text{RAS}} \approx 7,25 \cdot 10^{-3} \text{ °C}^{-1}$ – аналогичные коэффициенты чувствительности для антистоксовой компоненты рассеяния Рамана [52].

5.2. Экспериментальная установка гибридного рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея и сигнала антистоксовой компоненты спонтанного рассеяния Рамана

Описанный выше принцип измерений был реализован с помощью гибридной экспериментальной установки, схема которой представлена на рисунке 49 [А6]. Первичным источником излучения выступал суперлюминесцентный диод (СЛД) Superlum SLD-761. Ширина его спектра мощности составляла $\sim 45 \text{ нм}$ (FWHM); центральная длина волны приблизительно равнялась 1550 нм . СЛД работал в режиме генерации импульсов длительностью около $10,5 \text{ нс}$ с частотой повторения 12 кГц (определялась длиной измеряемого ОВ, достигавшей $\sim 8 \text{ км}$). Усилитель У1 на основе волокна, легированного эрбием (EDFA), позволял увеличить мощность

излучения СЛД до приемлемого уровня. Для устранения обусловленных паразитным двулучепреломлением ошибок в показаниях датчика в схему был введён поляризационный скремблер (ПС) PSM-002 производства компании General Photonics. Идентичные тонкоплёночные спектральные мультиплексоры CM1 и CM2 выполняли функцию направленных спектральных фильтров, используемых для пространственного разнесения каналов регистрации излучения рэлеевского и рамановского рассеяний. Через тракт, образованный портами мультиплексоров с диапазоном пропускания 1547–1553 нм, производилась подача зондирующего сигнала для канала регистрации излучения рамановского рассеяния. Находившийся в указанном тракте усилитель У2 (EDFA) позволял компенсировать потери мощности, обусловленные фильтрацией в CM1. Параллельный тракт, сформированный портами с полосой пропускания 1555–1607 нм, содержал канал регистрации излучения рэлеевского рассеяния. Решение реализовать данный канал в указанном тракте объяснялось тем, что максимум спектра мощности излучения после У1 соответствовал длине волны 1558 нм. В тракте имелся перестраиваемый спектральный фильтр ПФ и поляризационно-нечувствительный оптический циркулятор ОЦ, через который обратнорассеянное излучение подавалось на вход фотоприёмника ФП1. ПФ представлял собой МЭМС-модуль DiCon MTF500B, позволявший перестраивать длину волны в С-диапазоне и имевший ширину полосы пропускания 0,17 нм (FWHM). ФП1 являлся интегрированным устройством на основе лавинного фотодиода, подключенного к трансимпедансному усилителю (ТИА, transimpedance amplifier). Ширина полосы пропускания ФП1 достигала 50 МГц.

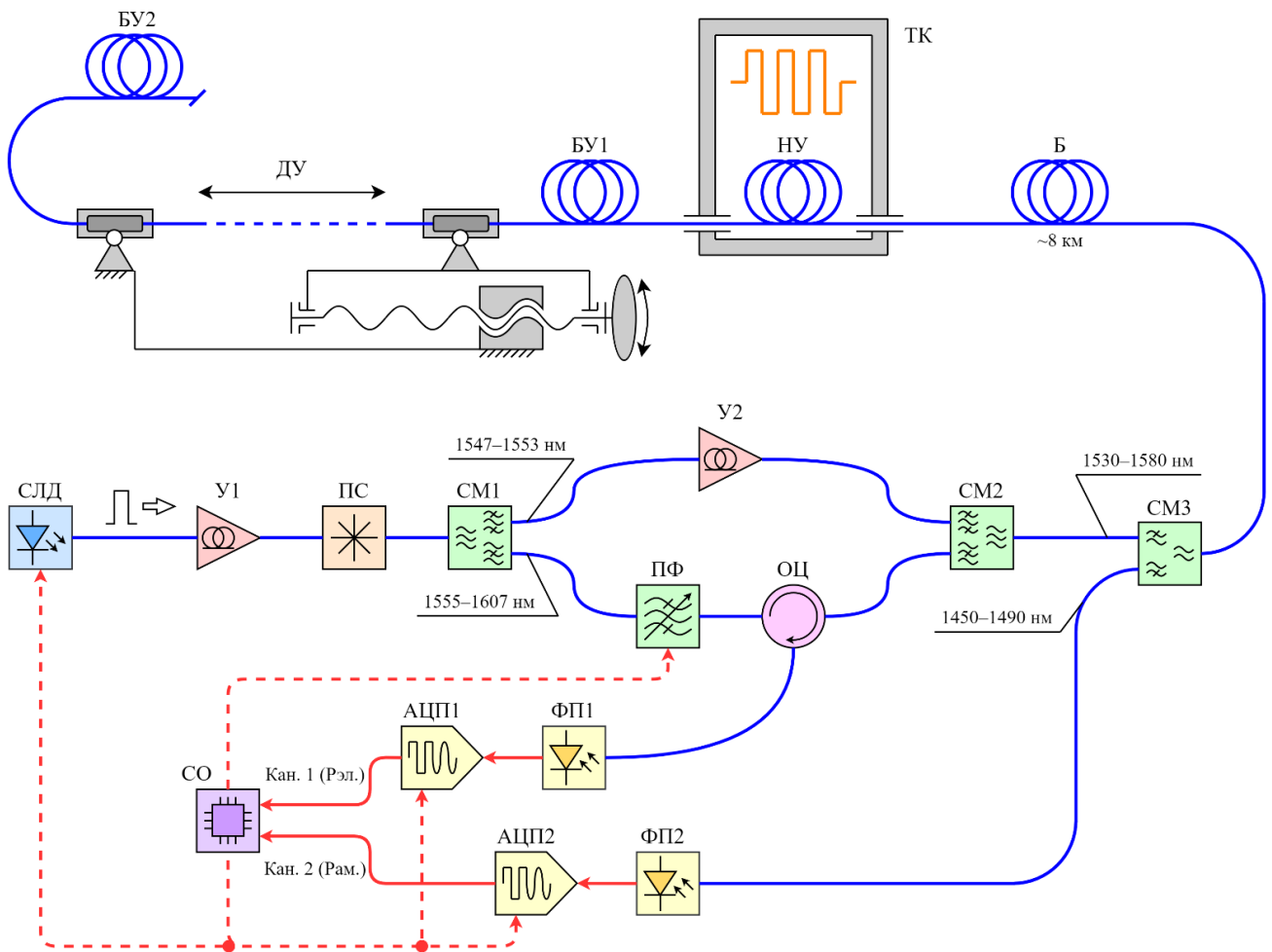


Рисунок 49 – Схема гибридной экспериментальной установки для проведения совместных измерений деформации и температуры ОБ

Формирователем канала регистрации излучения рамановского рассеяния выступал спектральный мультиплексор СМ3, коротковолновый и длинноволновый порты которого имели диапазон пропускания 1450–1490 нм и 1530–1580 нм, соответственно. Регистрация излучения рамановского рассеяния производилась с помощью фотоприёмника ФП2, аналогичного по характеристикам ФП1.

Сигналы на выходе ФП1 и ФП2 подвергались оцифровке с помощью двух 8-разрядных аналого-цифровых преобразователей АЦП1 и АЦП2, работавших параллельно. Частота выборки обоих преобразователей составляла 100 МГц. После преобразования сигналы подавались на входы системы обработки СО, функция которой состояла в общем управлении работой схемы, включая перестройку ПФ и синхронизацию АЦП1, АЦП2 и СЛД (соответствующие шины показаны

пунктирными линиями на рисунке), а также в сборе данных по обоим каналам регистрации и решению матричного уравнения (60) с целью определения искомым изменений деформации и температуры ОВ в каждой пространственной ячейке. При этом сбор данных по каналу регистрации излучения рэлеевского рассеяния (“Кан. 1 (Рэл.)” на рисунке 49) представлял собой ни что иное как получение спектров рассеяния, в то время как по второму каналу (“Кан. 2 (Рам.)”) производилось простое накопление рефлектограмм во времени.

Измеряемая линия представляла собой бухту Б оптического волокна марки Corning SMF-28e+ длиной около 8 км, к одному из концов которой был приварен нагреваемый в термокамере ТК участок НУ длиной 35 м. НУ был соединён с 9-метровым деформируемым участком ДУ через буферный участок БУ1 (~37–38 м). Второй буферный участок (БУ2) длиной порядка 30 м выступал окончательным звеном измеряемой линии.

ДУ размещался в опорах механизма, обеспечивавшего прецизионно контролируемое изменение деформации. Одна из опор этого механизма была неподвижно закреплена на общем основании, вторая же – смонтирована на каретке устройства линейного перемещения на основе кинематической пары “винт-гайка”. Расстояние между опорами регулировалось вращением ручки устройства. В обеих опорах были шарнирно закреплены плоские металлические пластины с прямолинейно приклеенным оптическим волокном. Такой способ крепления позволял исключить изгибные потери при натяжении ДУ.

Перестройка длины волны зондирующего излучения с помощью ПФ проводилась в диапазоне 1558 ± 3 нм с шагом 0,05 нм как при регистрации опорных спектров рассеяния Рэлея, так и при регистрации измерительных спектров. Выбор указанных значений параметров спектральной перестройки позволил проводить измерения в достаточно широком диапазоне величин за приемлемое время единичного измерения в 10 мин (время накопления рефлектограммы на каждом шаге спектральной перестройки составляло 5 секунд).

5.3. Экспериментальное измерение деформации и температуры с помощью гибридной схемы рефлектометра

Экспериментальное измерение деформации и температуры ОБ с помощью описанной выше гибридной схемы рефлектометра включало следующие этапы:

- 1) регистрация опорных спектров рассеяния Рэлея, а также опорной рефлектограммы антистоксовой компоненты рассеяния Рамана;
- 2) повышение температуры внутри ТК приблизительно на 20 °С, увеличение деформации ДУ до 200 мкм·м⁻¹ при неизменной температуре данного участка;
- 3) регистрация измерительных спектров рассеяния Рэлея и измерительной рефлектограммы антистоксовой компоненты рассеяния Рамана;
- 4) определение величины сдвига $\Delta\lambda_0$ каждого измерительного спектра рассеяния Рэлея относительно соответственного опорного посредством корреляционного анализа спектров; расчёт относительного изменения мощности ΔP_{RAS}^N антистоксовой компоненты рассеяния Рамана для каждой пространственной ячейки ОБ;
- 5) решение матричного уравнения (60) относительно искомым изменений деформации ε и температуры ΔT для каждой пространственной ячейки ОБ.

На рисунке 50 приведены полученные зависимости $\Delta\lambda_0$ и ΔP_{RAS}^N от расстояния z вдоль ОБ. Как видно, относительное изменение мощности антистоксовой компоненты рамановского рассеяния ΔP_{RAS}^N не проявляло заметной чувствительности к деформации ДУ, что было ожидаемо. Спектры рассеяния Рэлея же демонстрировали выраженную чувствительность как к механическому, так и температурному воздействию на ОБ.

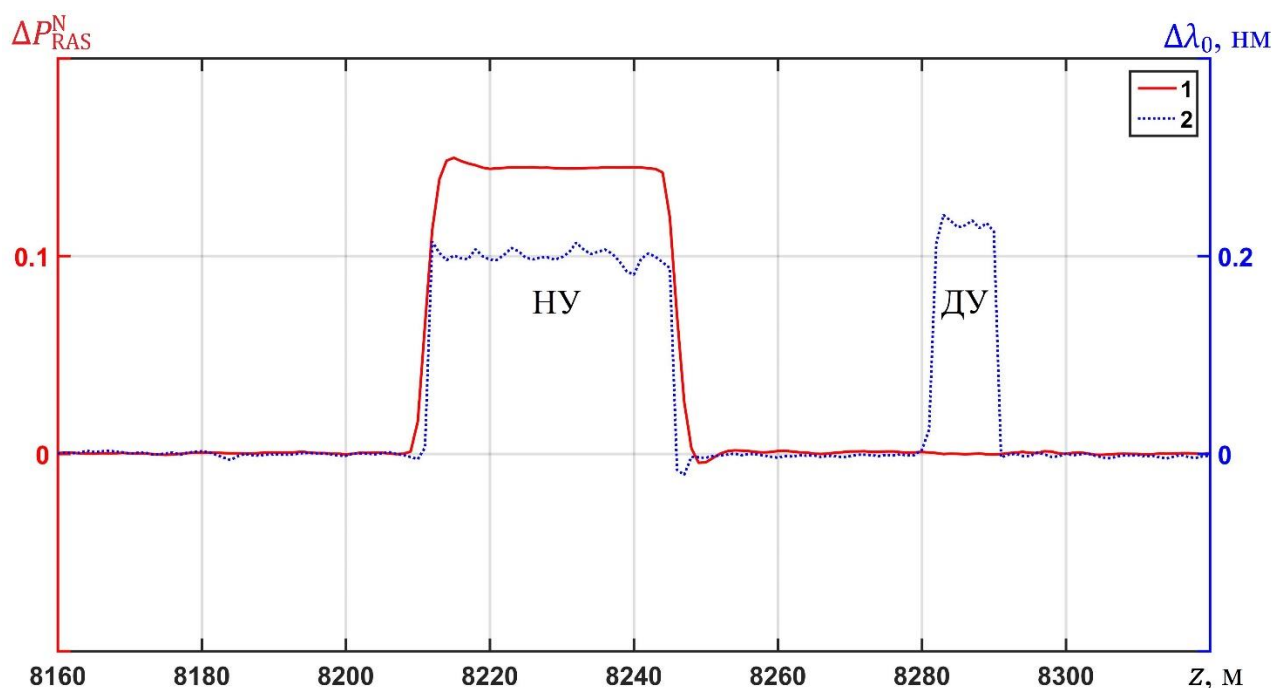


Рисунок 50 – Зависимость относительного изменения мощности антистоксовой компоненты рамановского рассеяния (1) и величины сдвига спектров рассеяния Рэлея (2) от расстояния вдоль измеряемого ОВ

Результаты расчёта искомых изменений деформации ε и температуры ΔT представлены на рисунке 51. Несложно заметить, что измеренное изменение деформации в пределах НУ в среднем не отличалось от нуля. Аналогичным был и результат измерения температурного изменения в пределах ДУ. Таким образом, можно заключить, что рассмотренная гибридная схема рефлектометра позволила проводить распределённые измерения деформации и температуры ОВ с разделением измеряемых величин. Неопределённость измерений увеличивалась с расстоянием вдоль ОВ и в интервале 7600–8200 м достигала значений $\sim 2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ для изменения деформации и $0,04 \text{ }^\circ\text{C}$ – температуры.

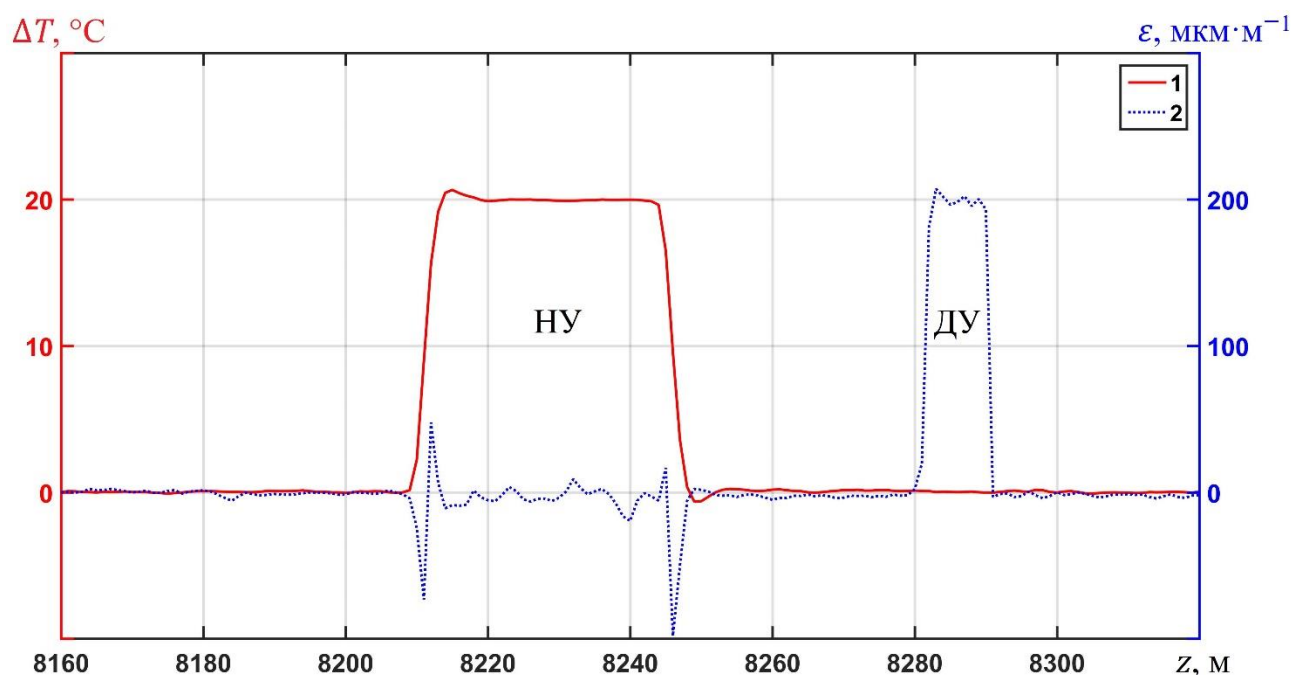


Рисунок 51 – Зависимость измеренных изменений температуры (1) и деформации (2) от расстояния вдоль ОВ

Проявившиеся артефакты в виде выбросов измеренного изменения деформации ε у границ НУ объясняются различием крутизны фронтов зависимостей $\Delta P_{RAS}^N(z)$ и $\Delta \lambda_0(z)$, что несложно заметить, обратившись к рисунку 50. Такое различие вызвано частично материальной дисперсией ОВ, частично – принципиально разными методами получения измерительных данных – $\Delta P_{RAS}^N(z)$ и $\Delta \lambda_0(z)$ – по обоим каналам регистрации обратнорассеянного излучения. Представляется весьма вероятным, что в большинстве случаев мониторинга структурного состояния инженерных сооружений механические и температурные воздействия не имеют столь же резких пространственных фронтов, какие имели место в описанном эксперименте. Следовательно, появление подобных артефактов на практике, как ожидается, будет маловероятным. Нельзя исключать и возможность минимизации артефактов вплоть до устранения за счёт использования специальных методов цифровой обработки сигналов, включающих коррекцию с помощью искусственных нейронных сетей.

Кроме артефактов, в границах НУ наблюдались шумоподобные паразитные флуктуации. Их СКО, вычисленное по свободному от артефактов интервалу 8213–

8244 м, приблизительно равнялось $6 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, что заметно превосходило рассчитанную ранее неопределённость измерений деформации в $2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$. В работе [Аб] отмечалось, что в предположении линейности температурной зависимости СКО таких флуктуаций соответствующий коэффициент пропорциональности оказывается равным около $0,2 (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1}) \cdot \text{°C}^{-1}$ – указанное значение удобно рассматривать как дополнительную (температурную) неопределённость измерения деформации. Тем не менее, принципиально одинаковый механизм реакции спектров рассеяния Рэлея на изменение температуры и изменение относительной деформации, при котором зависимости СКО флуктуаций от величины изменения (деформации) не наблюдалось, заставляет усомниться в том, что существенная температурная погрешность измерения деформации действительно имела место. Наблюдавшийся эффект был обусловлен временными вариациями температуры в использовавшейся термокамере, представлявшей собой воздушный шкаф с термостатом порогового типа и слоем теплоизолятора.

5.4. Выводы главы 5

Разработана и экспериментально испытана гибридная схема датчика для распределённых измерений деформации и температуры оптического волокна на основе низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии с перестраиваемой длиной волны зондирующего излучения, а также рамановской рефлектометрии. Одновременное использование двух физических явлений разной природы – рассеяния Рэлея и спонтанного рассеяния Рамана – позволило проводить разделение измеряемых величин. Достигнутые с помощью гибридной схемы измерительные характеристики:

- дальность – 8 км,
- пространственное разрешение – около 2 м

при стандартной неопределённости измерения деформации $2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, температуры – $0,04 \text{ °C}$ – отвечают требованиям практического применения для мониторинга крупных инженерных сооружений.

Заключение

Решение научных задач, стоявших перед автором настоящей работы, позволило достичь детального понимания особенностей интерференционных эффектов рассеяния Рэлея, имеющих место в одномодовом оптическом волокне для ограниченно когерентного деполаризованного излучения с перестраиваемым спектром. Полученные результаты формируют теоретический и практический базис для разработки низкокогерентных рэлеевских рефлектометров для распределённых измерений деформации и температуры в широком диапазоне величин. Таким образом, цель работы представляется достигнутой.

Ниже приводятся основные результаты.

1) Проведён статистический анализ случайных пространственных неоднородностей мощности обратного рассеяния Рэлея, наблюдаемых на рефлектограмме при использовании источника деполаризованного излучения с ограниченной степенью когерентности. Построено теоретическое описание зависимости контраста такой рефлектограммы от параметров зондирующего излучения: формы и ширины оптического спектра, а также формы огибающей импульса и его длительности. Корректность теоретических выводов подтверждена экспериментально.

2) Изучен механизм реакции спектров рассеяния Рэлея на однородное изменение деформации и температуры оптического волокна; получены аналитические выражения для коэффициентов чувствительности спектров к деформации и температуре. Обнаружено согласие между расчётными значениями коэффициентов и их значениями, определёнными экспериментально, для оптического волокна марок Corning SMF-28e+ и Fujikura FutureGuide-LWP. При работе в С-диапазоне длин волн (1530–1565 нм) для указанных марок оптического волокна коэффициент чувствительности к деформации составляет приблизительно $1,2 \text{ пм} \cdot (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1})^{-1}$; к температуре – $10,8 \text{ пм} \cdot \text{К}^{-1}$.

3) Разработана технология распределённых измерений изменения деформации и температуры оптического волокна в широком диапазоне величин ($\pm 1000 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$

/ ± 110 К) на основе регистрации спектров рассеяния Рэля с помощью схемы рефлектометра с перестраиваемым спектральным МЭМС-фильтром. Работоспособность схемы подтверждена экспериментально. Достигнутые характеристики: пространственное разрешение – 1 м, дальность измерений – 8 км при стандартной неопределённости измерения деформации / температуры $2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ / $0,24$ К – удовлетворяют требованиям практического применения для мониторинга структурного состояния крупных инженерных сооружений.

4) Изучен механизм влияния нелинейных эффектов в оптическом волокне на спектры рассеяния Рэля. Установлено, что нелинейные эффекты приводят к уширению спектра зондирующего излучения по мере его распространения в оптическом волокне. Обосновано, что указанное уширение можно интерпретировать как эффект, вызванный либо четырёхволновым смещением, либо фазовой самомодуляцией. Уширение спектра зондирующего излучения приводит к ограничению измерительных характеристик, достижимых с помощью схемы рефлектометра на основе перестраиваемого МЭМС-фильтра. Разработана и экспериментально испытана схема рефлектометра, содержащая два согласованно перестраиваемых МЭМС-фильтра, позволяющая преодолеть ограничения, вызванные нелинейными эффектами, за счёт ограничения спектральной полосы фотоприёма. Продемонстрирована возможность достижения 100-километровой дальности измерений деформации и температуры оптического волокна с помощью такой схемы при пространственном разрешении порядка 1 м.

5) Изучены особенности реакции рэлеевского рефлектометра с перестраиваемой длиной волны излучения для измерения деформации и температуры на неоднородные в пределах рассеивающего участка оптического волокна воздействия. Установлено, что при прямоугольном ступенчатом воздействии вероятными будут исходы измерения, отвечающие любому из двух (левому или правому) уровней воздействия. Показано также, что условно точечное воздействие (область воздействия существенно меньше пространственной протяжённости импульса зондирующего излучения) не может быть

зарегистрировано, используя пороговые алгоритмы обработки взаимнокорреляционной функции спектров рассеяния Рэлея.

б) Разработана и экспериментально испытана гибридная схема рефлектометра на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея и сигнала спонтанного рассеяния Рамана, с помощью которой осуществимы распределённые измерения деформации и температуры оптического волокна с разделением измеряемых величин. Достигнутые с помощью гибридной схемы измерительные характеристики: пространственное разрешение – около 2 м, дальность измерений – 8 км при стандартной неопределённости измерения деформации $2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$, температуры – 0,04 К – отвечают требованиям практического применения.

В завершение автор хочет выразить искреннюю благодарность своему научному руководителю, Алексею Эдуардовичу Алексееву, за внимательное отношение к проделанной работе на всех её этапах.

Также я очень благодарен Борису Георгиевичу Горшкову и Владимиру Тимофеевичу Потапову за их опыт, мудрость, терпение и ценные рекомендации, без которых настоящая работа, как представляется, не нашла бы целостного воплощения.

Отдельную признательность выражаю своим родителям и брату. Ваша любовь, понимание и тёплая поддержка всегда придавали мне сил.

Очень благодарю Дмитрия и Максима Владимировичей Заирных, а также Юлию Евгеньевну Жарову и Сергея Викторовича Мельникова за предоставление организационно-материальной возможности выполнить работу.

Выражаю признательность своим коллегам: Денису Евгеньевичу Симикину, Георгию Борисовичу Горшкову, Константину Михайловичу Жукову, Виктору Сергеевичу Вдовенко, Михаилу Игоревичу Михайлову, Александру Игоревичу Сергачёву, Георгию Зубкову, Александру Александровичу Панову, Елене Николаевне Борисевич, Тимофею Авданину, Вячеславу Игоревичу Фёдорову, Владимиру Сергеевичу Ковалёву, Глебу Сергеевичу Будылину и Илье Александровичу Сергачёву, с которыми имел удовольствие работать во время написания настоящей диссертации.

Список литературы

1. Güemes A. SHM Technologies and Applications in Aircraft Structures // 5th International Symposium on NDT in Aerospace: proceedings in e-Journal of Nondestructive Testing (Singapore, 13–15 November 2013). – Bad Breisig: NDT.net, 2013. – Vol. 18.
2. Farrar C.R. Structural health monitoring for ship structures / C.R. Farrar, G. Park, M. Anghel, M.T. Bement, L. Salvino // 7th International Workshop on Structural Health Monitoring: proceedings (Palo Alto, CA, USA, 9–11 September 2009). – Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, 2009. – Paper LA-UR-09-04362.
3. Optical Fiber Sensor Technology: Fundamentals / ed. K.T.V. Grattan, B.T. Meggitt – New York: Springer Science & Business Media, 2000. – 334 p.
4. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света / И.Л. Фабелинский – М.: Наука, 1965. – 512 с.
5. Ippen E.P. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers / E.P. Ippen, R.H. Stolen // Appl. Phys. Lett. – 1972. – Vol. 21, № 11. – P. 539–541.
6. Горбатов И.Е. Исследование мандельштам-бриллюэновского рассеяния в плавленом кварце при нагревании и механической деформации / И.Е. Горбатов, Б.Г. Горшков // Физика твёрдого тела. – 1988. – Т. 30, № 7. – С. 2226–2227.
7. Горшков Б.Г. Люминесценция, рассеяние и поглощение света в кварцевых оптических волокнах и перспективы их использования в распределенных световодных датчиках / Б.Г. Горшков, И.Е. Горбатов, Ю.К. Данилейко, А.В. Сидорин // Квантовая электроника. – 1990. – Т. 17, № 3. – С. 345–350.
8. Способ определения деформаций // Патент СССР № 1534304. 1990. Бюл. № 1. / Миусов И.М., Быканов В.В., Кузин А.Ю., Горшков Б.Г., Горбатов И.Е., Шевченко Н.П.
9. Maughan S.M. Simultaneous distributed fibre temperature and strain sensor using microwave coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter / S.M. Maughan, H.H. Kee, T.P. Newson // Meas. Sci. Technol. – 2001. – Vol. 12, № 7. – P. 834–842.

10. Parker T.R. Temperature and strain dependence of the power level and frequency of spontaneous Brillouin scattering in optical fibers / T.R. Parker, M. Farhadiroushan, V.A. Handerek, A.J. Rogers // *Opt. Lett.* – 1997. – Vol. 22, № 11. – P. 787–789.
11. Parker T.R. Simultaneous distributed measurement of strain and temperature from noise-initiated Brillouin scattering in optical fibers / T.R. Parker, M. Farhadiroushan, R. Feced, V.A. Handerek, A.J. Rogers // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1998. – Vol. 34, № 4. – P. 645–659.
12. Ohno H. Reduction of the effect of temperature in a fiber optic distributed sensor used for strain measurements in civil structures / H. Ohno, Y. Uchiyama, T. Kurashima // *Smart Structures and Materials 1999: SPIE proceedings (Newport Beach, CA, USA, 1 March 1999)*. – Bellingham: SPIE, 1999. – Vol. 3670. – P. 486–496.
13. DeSouza K. Diode-pumped Landau-Placzek based distributed temperature sensor utilising an all-fibre Mach-Zehnder interferometer / K. DeSouza, G.P. Lees, P.C. Wait, T.P. Newson // *Electron. Lett.* – 1996. – Vol. 32, № 23. – P. 2174–2175.
14. Shimizu K. Coherent self-heterodyne Brillouin OTDR for measurement of Brillouin frequency shift distribution in optical fibers / K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, T. Kurashima // *J. Lightwave Technol.* – 1994. – Vol. 12, № 5. – P. 730–736.
15. Soto M.A. Brillouin-based distributed temperature sensor employing pulse coding / M.A. Soto, P.K. Sahu, G. Bolognini, F. Di Pasquale // *IEEE Sens. J.* – 2008. – Vol. 8, № 3. – P. 225–226.
16. Sakairi Y. Prototype double-pulse botdr for measuring distributed strain with 20-cm spatial resolution / Y. Sakairi, S. Matsuura, S. Adachi, Y. Koyamada // *2008 SICE Annual Conference: proceedings (Chofu, Japan, 20–22 August 2008)*. – Tokyo: SICE, 2008. – P. 1106–1109.
17. Song M. 100 km brillouin optical time-domain reflectometer based on unidirectionally pumped raman amplification / M. Song, Q. Xia, K. Feng, Y. Lu, C. Yin // *Opt. Quant. Electron.* – 2016. – Vol. 48, № 1. – P. 30.
18. Bai Q. Recent Advances in Brillouin Optical Time Domain Reflectometry / Q. Bai, Q. Wang, D. Wang, Y. Wang, Y. Gao, H. Zhang, M. Zhang, B. Jin // *Sensors.* – 2019. – Vol. 19, № 8. – P. 1862.

19. Cho Y.T. Distributed Raman amplification combined with a remotely pumped EDFA utilized to enhance the performance of spontaneous Brillouin-based distributed temperature sensors / Y.T. Cho, M.N. Alahbabi, G. Brambilla, T.P. Newson // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2005. – Vol. 17, № 6. – P. 1256–1258.
20. Yu Z. Distributed optical fiber sensing with Brillouin optical time domain reflectometry based on differential pulse pair / Z. Yu, M. Zhang, H. Dai, L. Liu, J. Zhang, X. Jin, G. Wang // Opt. Laser Technol. – 2018. – Vol. 105. – P. 89–93.
21. Xia H. Edge technique for direct detection of strain and temperature based on optical time domain reflectometry / H. Xia, C. Zhang, H. Mu, D. Sun // Appl. Opt. – 2009. – Vol. 48, № 2. – P. 189–197.
22. Minardo A. Proposal of Brillouin optical frequency-domain reflectometry (BOFDR) / A. Minardo, R. Bernini, R. Ruiz-Lombera, J. Mirapeix, J.M. Lopez-Higuera, L. Zeni // Opt. Express. – 2016. – Vol. 24, № 26. – P. 29994–30001.
23. Mizuno Y. Proposal of Brillouin optical correlation-domain reflectometry (BOCDR) / Y. Mizuno, W. Zou, Z. He, K. Hotate // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16, № 16. – P. 12148–12153.
24. Mizuno Y. One-end-access high-speed distributed strain measurement with 13-mm spatial resolution based on Brillouin optical correlation-domain reflectometry / Y. Mizuno, Z. He, K. Hotate // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2009. – Vol. 21, № 7. – P. 474–476.
25. Optical fiber evaluation methods and system using Brillouin amplification // European Patent № EP0348235B1. 1994. / Horiguchi T., Tateda M.
26. Horiguchi T. BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: theory / T. Horiguchi, M. Tateda // J. Lightw. Technol. – 1989. – Vol. 7, № 8. – P. 1170–1176.
27. Kurashima T. Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers / T. Kurashima, T. Horiguchi, M. Tateda // Opt. Lett. – 1990. – Vol. 15, № 18. – P. 1038–1040.

28. Tateda M. First measurement of strain distribution along field-installed optical fibers using Brillouin spectroscopy / M. Tateda, T. Horiguchi, T. Kurashima, K. Ishihara // *J. Lightwave Technol.* – 1990. – Vol. 8, № 9. – P. 1269–1272.
29. Motil A. State of the art of Brillouin fiber-optic distributed sensing / A. Motil, A. Bergman, M. Tur // *Opt. Laser Technol.* – 2016. – Vol. 78. – P. 81–103.
30. Soto M.A. Simplex-coded BOTDA fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range / M.A. Soto, G. Bolognini, F. Di Pasquale, L. Thévenaz // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35, № 2. – P. 259–261.
31. Soto M.A. Optimization of a DPP-BOTDA sensor with 25 cm spatial resolution over 60 km standard single-mode fiber using Simplex codes and optical pre-amplification / M.A. Soto, M. Taki, G. Bolognini, F. Di Pasquale // *Opt. Express.* – 2012. – Vol. 20, № 7. – P. 6860–6869.
32. Sun Q. Long-range BOTDA sensor over 50 km distance employing pre-pumped Simplex coding / Q. Sun, X. Tu, S. Sun, Z. Meng // *J. Opt.* – 2016. – Vol. 18, № 5. – P. 055501.
33. Soto M.A. Bipolar optical pulse coding for performance enhancement in BOTDA sensors / M.A. Soto, S. Le Floch, L. Thévenaz // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21, № 14. – P. 16390–16397.
34. Sun X. Genetic-optimised aperiodic code for distributed optical fibre sensors / X. Sun, Z. Yang, X. Hong, S. Zaslowski, S. Wang, M.A. Soto, X. Gao, J. Wu, L. Thévenaz // *Nat. Commun.* – 2020. – Vol. 11. – P. 5774.
35. Soto M.A. Long-range simplex-coded BOTDA sensor over 120 km distance employing optical preamplification / M.A. Soto, G. Bolognini, F. Pasquale // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36, № 2. – P. 232–234.
36. Soto M.A. Simplex-Coded BOTDA Sensor Over 120-km SMF With 1-m Spatial Resolution Assisted by Optimized Bidirectional Raman Amplification / M.A. Soto, M. Taki, G. Bolognini, F.D. Pasquale // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2012. – Vol. 24, № 20. – P. 1823–1826.
37. Jia X.H. Hybrid distributed Raman amplification combining random fiber laser based 2nd-order and low-noise LD based 1st-order pumping / X.H. Jia, Y.J. Rao, C.X. Yuan,

- J. Li, X.D. Yang, Z. Wang, W. Zhang, H. Wu, Y. Zhu, F. Peng // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21, № 21. – P. 24611–24619.
38. Garus D. Distributed sensing technique based on Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis / D. Garus, K. Krebber, F. Schliep, T. Gogolla // *Opt. Lett.* – 1996. – Vol. 21, № 17. – P. 1402–1404.
39. Kapa T. A 100-km BOFDA Assisted by First-Order Bi-Directional Raman Amplification / T. Kapa, A. Schreier, K. Krebber // *Sensors.* – 2019. – Vol. 19, № 7. – P. 1527.
40. Hotate K. Brillouin Optical Correlation-Domain Technologies Based on Synthesis of Optical Coherence Function as Fiber Optic Nerve Systems for Structural Health Monitoring / K. Hotate // *Appl. Sci.* – 2019. – Vol. 9, № 1. – P. 187.
41. Kohno Y. Performance improvement in high-speed random accessibility of Brillouin optical correlation domain analysis / Y. Kohno, M. Kishi, K. Hotate // *Sixth European Workshop on Optical Fibre Sensors: SPIE proceedings (Limerick, Ireland, 31 May – 3 June 2016).* – Bellingham: SPIE, 2016. – Vol. 9916. – P. 991630.
42. Song K.Y. All-optical dynamic grating generation based on Brillouin scattering in polarisation-maintaining fiber / K.Y. Song, W. Zou, Z. He, K. Hotate // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33, № 9. – P. 926–928.
43. Zou W. Complete discrimination of strain and temperature using Brillouin frequency shift and birefringence in a polarization-maintaining fiber / W. Zou, Z. He, K. Hotate // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17, № 3. – P. 1248–1255.
44. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics*, 5th ed. / G.P. Agrawal – New York: Academic Press, 2012. – 648 p.
45. Hartog A.H. *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors* / A.H. Hartog – Boca Raton: CRC Press, 2017. – 440 p.
46. Chen Y. A fast high-spatial-resolution Raman distributed temperature sensor / Y. Chen, A.H. Hartog, R.J. Marsh, I.M. Hilton, M.R. Hadley, P.A. Ross // *23rd International Conference on Optical Fibre Sensors: SPIE proceedings (Santander, Spain, 2–6 June 2014).* – Bellingham: SPIE, 2014. – Vol. 9157. – P. 91575M.

47. Soto M.A. High performance and highly reliable Raman-based distributed temperature sensors based on correlation-coded OTDR and multimode graded-index fibers / M.A. Soto, P.K. Sahu, S. Faralli, G. Sacchi, G. Bolognini, F. Di Pasquale, B. Nebendahl, C. Rueck // Third European Workshop on Optical Fibre Sensors: SPIE proceedings (Napoli, Italy, 4–6 July 2007). – Bellingham: SPIE, 2007. – Vol. 6619. – P. 66193B.
48. Schenato L. A Review of Distributed Fibre Optic Sensors for Geo-Hydrological Applications / L. Schenato // Appl. Sci. – 2017. – Vol. 7, № 9. – P. 1.
49. Signorini A. 40 km long-range Raman-based distributed temperature sensor with meter-scale spatial resolution / A. Signorini, S. Faralli, M.A. Soto, G. Sacchi, F. Baronti, R. Barsacchi, A. Lazzeri, R. Roncella, G. Bolognini, F. Di Pasquale // Optical Fiber Communication Conference 2010: proceedings (San Diego, CA, USA, 21–25 March 2010). – New York: IEEE, 2010. – P. 1–3.
50. Soto M.A. Raman-based distributed temperature sensor with 1 m spatial resolution over 26 km SMF using low-repetition-rate cyclic pulse coding / M.A. Soto, T. Nannipieri, A. Signorini, A. Lazzeri, F. Baronti, R. Roncella, G. Bolognini, F. Di Pasquale // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, № 13. – P. 2557–2559.
51. Park J. Raman-based distributed temperature sensor with simplex coding and link optimization / J. Park, G. Bolognini, L. Duckey, P. Kim, P. Cho, F. Di Pasquale, N. Park // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2006. – Vol. 18, № 17. – P. 1879–1881.
52. Gorshkov B.G. Simultaneous temperature and strain sensing using distributed Raman optical time-domain reflectometry / B.G. Gorshkov, G.B. Gorshkov, M.A. Taranov // Laser Phys. Lett. – 2017. – Vol. 14, № 1. – P. 015103.
53. Barnoski M.K. Optical time domain reflectometer / M.K. Barnoski, M.D. Rourke, S.M. Jensen, R.T. Melville // Appl. Opt. – 1977. – Vol. 16, № 9. – P. 2375–2379.
54. Shatalin S.V. Interferometric optical time-domain reflectometry for distributed optical-fiber sensing / S.V. Shatalin, V.N. Treschikov, A.J. Rogers // Appl. Opt. – 1998. – Vol. 37, № 24. – P. 5600–5604.

55. Posey R. Strain sensing based on coherent Rayleigh scattering in an optical fibre / R. Posey, G.A. Johnson, S.T. Vohra // *Electron. Lett.* – 2000. – Vol. 36, № 20. – P. 1688–1689.
56. Masoudi A. A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR / A. Masoudi, M. Belal, T.P. Newson // *Meas. Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 24, № 8. – P. 085204.
57. Priest R. Analysis of fiber interferometer utilizing 3×3 fiber coupler / R. Priest // *IEEE J. Quant. Electron.* – 1982. – Vol. 18, № 10. – P. 1601–1603.
58. Breguet J. Interferometer using a 3×3 coupler and Faraday mirrors / J. Breguet, N. Gisin // *Opt. Lett.* – 1995. – Vol. 20, № 12. – P. 1447–1449.
59. Time-division multiplexing of polarization-insensitive fiber optic Michelson interferometric sensor // US Patent № US5946429A. 1999. / Huang S.C., Lin W.W.
60. Optical sensor and method of use // GB Patent № GB2482641B. 2015. / Farhadiroushan M., Parker T.R., Shatalin S.V.
61. Interferometric high fidelity optical phase demodulation // World Intellectual Property Organization Patent № WO2015130300A1. 2015. / Barfoot D.A.
62. Wang C. Distributed acoustic mapping based on interferometry of phase optical time-domain reflectometry / C. Wang, Y. Shang, X. Liu, G. Peng // *Opt. Commun.* – 2015. – Vol. 346. – P. 172–177.
63. Алексеев А.Э. Когерентный фазочувствительный рефлектометр с дифференциальной фазовой модуляцией зондирующих импульсов / А.Э. Алексеев, В.С. Вдовенко, Б.Г. Горшков, В.Т. Потапов, И.А. Сергачёв, Д.Е. Симикин // *Квантовая Электроника.* – 2014. – Т. 44, № 10. – С. 965–969.
64. Alekseev A.E. A phase-sensitive coherence reflectometer with amplitude-phase modulation of probing pulses / A.E. Alekseev, V.S. Vdovenko, B.G. Gorshkov, V.T. Potapov, D.E. Simikin // *Tech. Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 41, № 1. – P. 72–75.
65. Alekseev A. A phase-sensitive optical time-domain reflectometer with dual-pulse diverse frequency probe signal / A. Alekseev, V. Vdovenko, B. Gorshkov, V. Potapov, D. Simikin // *Laser Phys.* – 2015. – Vol. 25, № 6. – P. 065101.

66. Distributed fiber optic sensor system with improved linearity // US Patent № US9170149B2. 2012. / Hartog A.H., Kader. K.
67. Pan Z. Phase-sensitive OTDR system based on digital coherent detection / Z. Pan, K. Liang, Q. Ye, H. Cai, R. Qu, Z. Fang // Optical Sensors and Biophotonics III (conference): SPIE proceedings (Shanghai, China, 13–16 November 2011). – Bellingham: SPIE, 2011. – Vol. 8311. – P. 83110S.
68. Stephens T.D. Optical homodyne receiver with a six-port fibre coupler / T.D. Stephens, G. Nicholson // Electron. Lett. – 1987. – Vol. 23, № 21. – P. 1106–1108.
69. Hodgkinson T.G. Demodulation of optical DPSK using in-phase and quadrature detection / T.G. Hodgkinson; R.A. Harmon; D.W. Smith // Electron. Lett. – 1985. – Vol. 21, № 19. – P. 867–868.
70. Hodgkinson T.G. In-phase and quadrature detection using 90° optical hybrid receiver: Experiments and design considerations / T.G. Hodgkinson, R.A. Harmon, D.W. Smith, P.J. Chidgey // IEE Proc. Pt. J. – 1988. – Vol. 135, № 3. – P. 260–267.
71. Kazovsky L.G. All-fiber 90° optical hybrid for coherent communications / L.G. Kazovsky, L. Curtis, W.C. Young, N.K. Cheung // Appl. Opt. – 1987. – Vol. 26, № 3. – P. 437–439.
72. Xiong J. Single-Shot COTDR Using Sub-Chirped-Pulse Extraction Algorithm for Distributed Strain Sensing / J. Xiong, Z. Wang, Y. Wu, Y. Rao // J. Light. Technol. – 2020. – Vol. 38, № 7. – P. 2028–2036.
73. Itoh K. Analysis of the phase unwrapping algorithm / K. Itoh // Appl. Opt. – 1982. – Vol. 21, № 14. – P. 2470.
74. He H. Enhanced range of the dynamic strain measurement in phase-sensitive OTDR with tunable sensitivity / H. He, L. Yan, H. Qian, X. Zhang, B. Luo, W. Pan // Opt. Express – 2020. – Vol. 28, № 1. – P. 226–237.
75. Method and apparatus for acoustic sensing using multiple optical pulses // GB Patent № GB2442745B. 2008. / Russell S.J., Hayward J.P.W., Lewis A.B.
76. Alekseev A. Fading reduction in a phase optical time-domain reflectometer with multimode sensitive fiber / A. Alekseev, V. Vdovenko, B. Gorshkov, V. Potapov, D. Simikin // Laser Phys. – 2016. – Vol. 26, № 9. – P. 095101.

77. Hartog A. Vertical seismic optical profiling on wireline logging cable / A. Hartog, B. Frignet, D. Mackie, M. Clark // *Geophys. Prosp.* – 2014. – Vol. 62, № 4. – P. 693–701.
78. Alekseev A. Fidelity of the dual-pulse phase-OTDR response to spatially distributed external perturbation / A. Alekseev, B. Gorshkov, V. Potapov // *Laser Phys.* – 2019. – Vol. 29, № 5. – P. 055106.
79. Alekseev A. A phase-sensitive optical time-domain reflectometer with dual-pulse phase modulated probe signal / A. Alekseev, V. Vdovenko, B. Gorshkov, V. Potapov, D. Simikin // *Laser Phys.* – 2014. – Vol. 24, № 11. – P. 115106.
80. Peng F. Ultra-long high-sensitivity Φ -OTDR for high spatial resolution intrusion detection of pipelines / F. Peng, H. Wu, X.H. Jia, Y.J. Rao, Z.N. Wang, Z.P. Peng // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22, № 11. – P. 13804–13810.
81. Froggatt M. High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter / M. Froggatt, J. Moore // *Appl. Opt.* – 1998. – Vol. 37, № 10. – P. 1735–1740.
82. Imahama M. Restorability of Rayleigh backscatter traces measured by coherent OTDR with precisely controlled light source / M. Imahama, Y. Koyamada, K. Hogari // *IEICE Trans. Commun.* – 2008. – Vol. E91-B, № 4. – P. 1243–1246.
83. Koyamada Y. Fiber-Optic Distributed Strain and Temperature Sensing With Very High Measurand Resolution Over Long Range Using Coherent OTDR / Y. Koyamada, M. Imahama, K. Kubota, K. Hogari // *J. Lightw. Technol.* – 2009. – Vol. 27, № 9. – P. 1142–1146.
84. Liehr S. Wavelength-scanning coherent OTDR for dynamic high strain resolution sensing / S. Liehr, S. Münzenberger, K. Krebber // *Opt. Express.* – 2018. – Vol. 26, № 8. – P. 10573–10588.
85. Liehr S. Real-time dynamic strain sensing in optical fibers using artificial neural networks / S. Liehr, L.A. Jäger, C. Karapanagiotis, S. Münzenberger, S. Kowarik // *Opt. Express.* – 2019. – Vol. 27, № 5. – P. 7405–7425.

86. Lu X. Temperature-strain discrimination in distributed optical fiber sensing using phase-sensitive optical time-domain reflectometry / X. Lu, M.A. Soto, L. Thévenaz // *Opt. Express.* – 2017. – Vol. 25, № 14. – P. 16059–16071.
87. Glombitza U. Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides / U. Glombitza, E. Brinkmeyer // *J. Light. Technol.* – 1993. – Vol. 11, № 8. – P. 1377–1384.
88. Duncan R.G. OFDR-Based Distributed Sensing and Fault Detection for Single- and Multi-Mode Avionics Fiber-Optics / R.G. Duncan, B.J. Soller, D.K. Gifford, S.T. Kreger, R.J. Seeley, A.K. Sang, M.S. Wolfe, M.E. Froggatt // 10th Joint DoD/NASA/FAA Conference on Aging Aircraft: proceedings (Palm Springs, CA, USA, 16–19 April 2007). – Washington: Federal Aviation Administration, 2007. – P. 10–14.
89. Alahbabi M.N. Simultaneous temperature and strain measurement with combined spontaneous Raman and Brillouin scattering / M.N. Alahbabi, Y.T. Cho, T.P. Newson // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30, № 11. – P. 1276–1278.
90. Bolognini G. Fiber-Optic Distributed Sensor Based on Hybrid Raman and Brillouin Scattering Employing Multiwavelength Fabry–Perot Lasers / G. Bolognini, M.A. Soto, F. Di Pasquale // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2009. – Vol. 21, № 20. – P. 1523–1525.
91. Bolognini G. Simultaneous distributed strain and temperature sensing based on combined Raman–Brillouin scattering using Fabry–Perot lasers / G. Bolognini, M.A. Soto, F. Di Pasquale // *Meas. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 21, № 9. – P. 094025.
92. Zhou D.P. Distributed Temperature and Strain Discrimination with Stimulated Brillouin Scattering and Rayleigh Backscatter in an Optical Fiber / D.P. Zhou, W. Li, L. Chen, X. Bao // *Sensors.* – 2013. – Vol. 13, № 2. – P. 1836–1845.
93. Juškaitis R. Interferometry with Rayleigh backscattering in a single-mode optical fiber / R. Juškaitis, A.M. Mamedov, V.T. Potapov, S.V. Shatalin // *Opt. Lett.* – 1994. – Vol. 19, № 3. – P. 225–227.
94. Горшков Б.Г. Фазовочувствительный волоконный рефлектометр для распределённых датчиков внешнего воздействия / Б.Г. Горшков, В.М.

- Парамонов, А.С. Курков, А.Т. Кулаков // *Lightwave Russian Edition*. – 2005. – № 4. – С. 47–49.
95. Горшков Б.Г. Распределенный датчик внешнего воздействия на основе фазочувствительного волоконного рефлектометра / Б.Г. Горшков, В.М. Парамонов, А.С. Курков, А.Т. Кулаков, М.В. Зазирный // *Квантовая электроника*. – 2006. – Т. 36, № 10. – С. 963–965.
96. Eickhoff W. Statistics of backscattering in single-mode fiber / W. Eickhoff, R. Ulrich // *Optical Fiber Communication Conference 1981: proceedings in OSA Technical Digest (San Francisco, CA, USA, 27–29 April 1981)*. – Washington: OSA Publishing, 1981. – Paper TUK4.
97. Goodman J.W. Statistical Properties of Laser Speckle Patterns. In: *Laser Speckle and Related Phenomena: Topics in Applied Physics*, vol. 9 / Edited by J.C. Dainty – Berlin: Springer, 1975. – P. 9–75.
98. Gysel P. Statistical properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers / P. Gysel, R.K. Staubli // *J. Lightwave Technol.* – 1990. – Vol. 8, № 4. – P. 561–567.
99. Goodman J.W. *Statistical Optics*, 2nd ed. / J.W. Goodman – New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2015. – 516 p.
100. ГОСТ Р МЭК 60793-1-40-2012. Волокна оптические. Часть 1–40. Методы измерений и проведение испытаний. Затухание. М.: Стандартинформ, 2014. 24 с.
101. Горшков Б.Г. Прецизионное измерение потерь в оптических волокнах малой длины рефлектометрическим методом без использования рэлеевского рассеяния света / Б.Г. Горшков, Г.Б. Горшков, К.М. Жуков // *Квантовая электроника*. – 2019. – Т. 49, № 6. – С. 581–584.
102. Таранов М.А. О минимальной неопределённости измерения коэффициента затухания в одномодовом оптическом волокне, достижимой с использованием рэлеевской рефлектометрии / М.А. Таранов, Б.Г. Горшков, К.М. Жуков, М.Л. Гринштейн // *Приборы и техника эксперимента*. – 2020. – № 4. – С. 90–95.
103. Butter C.D. Fiber optics strain gauge / C.D. Butter, G.B. Hocker // *Appl. Opt.* – 1978. – Vol. 17, № 18. – P. 2867–2869.

104. Othonos A. Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing / A. Othonos, K. Kalli – Dedham: Artech House, 1999. – 433 p.
105. Rabiner L.R. Theory and Application of Digital Signal Processing / L.R. Rabiner, B. Gold – New Jersey: Prentice Hall, 1975. – 762 p.
106. Kishida K. Study of optical fibers strain-temperature sensitivities using hybrid Brillouin-Rayleigh system / K. Kishida, Y. Yamauchi, A. Guzik // Photonic Sens. – 2014. – Vol. 4, № 1. – P. 1–11.
107. Saleh B.E.A. Fundamentals of Photonics / B.E.A. Saleh, M.C. Teich – New York: John Wiley & Sons, 1991. – 992 p.
108. Becker P.M. Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology / P.M. Becker, A.A. Olsson, J.R. Simpson – New York: Academic Press, 1999. – 460 p.
109. Леонов А.В. Усилители на основе вынужденного комбинационного рассеяния в оптических системах связи / А.В. Леонов, О.Е. Наний, В.Н. Трещиков // Прикладная фотоника. – 2014. – № 1. – С. 27–50.
110. Ivaniga T. Comparison of the optical amplifiers EDFA and SOA based on the BER and Q-factor in C-band / T. Ivaniga, P. Ivaniga // Adv. Opt. Technol. – 2017. – Vol. 2017, № 1. – P. 1–9.
111. Tosoni O. Model of a fibreoptic phase-sensitive reflectometer and its comparison with the experiment / O. Tosoni, S.B. Aksenov, E.V. Podivilov, S.A. Babin // Quantum Electron. – 2010. – Vol. 40, № 10. – P. 887–892.
112. Alekseev A.E. Contrast enhancement in an optical time-domain reflectometer via self-phase modulation compensation by chirped probe pulses / A.E. Alekseev, V.S. Vdovenko, B.G. Gorshkov, V.T. Potapov, D.E. Simikin // Laser Phys. – 2016. – Vol. 26, № 3. – P. 035101.
113. Martins H. Modulation instability-induced fading in phase-sensitive optical time-domain reflectometry / H. Martins, S. Martin-Lopez, P. Corredera, P. Salgado, O. Frazão, M. Gonzalez-Herraez // Opt. Lett. – 2013. – Vol. 38, № 6. – P. 872–874.

114. Soh D. The effect of dispersion on spectral broadening of incoherent continuous-wave light in optical fibers / D. Soh, J. Koplrow, S. Moore, K. Schroder, W. Hsu // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18, № 21. – P. 22393–22405.
115. Manassah J. Self-phase modulation of incoherent light revisited / J. Manassah // *Opt. Lett.* – 1991. Vol. 16, № 21. – P. 1638–1640.
116. Kuznetsov A. Spectral broadening of incoherent nanosecond pulses in a fiber amplifier / A. Kuznetsov, E. Podivilov, S. Babin // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2012. – Vol. 29, № 6. – P. 1231.
117. Stolen R. The effect of pulse walkoff on stimulated Raman scattering in fibers / R. Stolen, A. Johnson // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1986. – Vol. 22, № 11. – P. 2154–2160.
118. Van Putten L. 100-km-sensing-range single-ended distributed vibration sensor based on remotely pumped Erbium-doped fiber amplifier / L. van Putten, A. Masoudi, G. Brambilla // *Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 44, № 24. – P. 5925.

Список работ автора по теме диссертации

Публикации в журналах из перечня ВАК РФ, также входящих в базы данных Web of Science, Scopus

- A1. Бусурин В.И. Ограничение точности измерения потерь излучения в одномодовых волокнах: “вмороженные” неоднородности коэффициента обратного рэлеевского рассеяния / В.И. Бусурин, Б.Г. Горшков, Г.Б. Горшков, М.Л. Гринштейн, **М.А. Таранов** // Квантовая электроника – 2017. – Т. 47, № 1. – С. 83–86.
- A2. Gorshkov B.G. Distributed stress and temperature sensing based on Rayleigh scattering of low-coherence light / B.G. Gorshkov, **M.A. Taranov**, A.E. Alekseev // Laser Phys. – 2017. – Vol. 27, № 8. – P. 085105.
- A3. Gorshkov B.G. Nonlinear spectrum broadening and its impact on performance of Rayleigh-scattering-based distributed strain/temperature fiber optic sensors / B.G. Gorshkov, **M.A. Taranov** // Laser Phys. Lett. – 2018. – Vol. 15, № 11. – P. 115108.
- A4. **Таранов М.А.** Достижение 85-километровой дальности измерений деформации (температуры) с помощью низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии / М.А. Таранов, Б.Г. Горшков, А.Э. Алексеев // Приборы и техника эксперимента. – 2020. – № 4. – С. 96–101.
- A5. **Taranov M.A.** Distributed strain and temperature sensing over 100 km using tunable-wavelength OTDR based on MEMS filters / M.A. Taranov, B.G. Gorshkov, A.E. Alekseev, V.T. Potapov // Appl. Opt. – 2021. – Vol. 60, № 11. – P. 3049–3054.
- A6. Горшков Б.Г. Одновременное измерение деформации и температуры оптического волокна в гибридном распределенном датчике на основе регистрации рэлеевского и комбинационного рассеяний / Б.Г. Горшков, **М.А. Таранов** // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48, № 2. – С. 184–187.

Публикации в журналах из перечня ВАК РФ, не входящих в базы данных Web of Science, Scopus

- A7. **Таранов М.А.** Распределённые измерения натяжения и температуры оптического волокна с помощью рэлеевского рефлектометра с низкокогерентным источником излучения / М.А. Таранов, Б.Г. Горшков, А.Э. Алексеев, В.Т. Потапов // *Нелинейный мир*. – 2020. – Т. 18, № 1. – С. 69–72.

Публикации в материалах конференций, индексируемых в РИНЦ

- A8. Горшков Б.Г. Распределённые измерения температуры и напряжений оптического волокна по спектрам рассеяния Рэлея. Ограничение характеристик за счёт нелинейных эффектов / Б.Г. Горшков, **М.А. Таранов** // Сборник тезисов докладов II всероссийской конференции «Оптическая рефлектометрия – 2018». – 2018. – С. 93.
- A9. **Таранов М.А.** Достижение 85-километровой дальности измерений деформации (температуры) с помощью низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии / М.А. Таранов, Б.Г. Горшков, А.Э. Алексеев // Сборник тезисов докладов III международной конференции «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика – 2020». – 2020. – С. 18–20.

Патенты на изобретения

- A10. Способ и устройство для распределённого контроля физических воздействий // Патент РФ № 2672794. 2018. Бюл. № 32. / Горшков Б.Г., Зафирный Д.В., Зафирный М.В., **Таранов М.А.**

Приложение



OZ Optics
shop.ozoptics.com
www.ozoptics.com

219 Westbrook Road
Ottawa, ON, Canada, K0A 1L0
Toll-free: 1-800-361-5415
Telephone: 1-613-831-0981
Fax: 1-613-836-5089
sales@ozoptics.com

Fiber Optic Distributed Strain and Temperature Sensors (DSTS)

BOTDA+BOTDR Combo Module

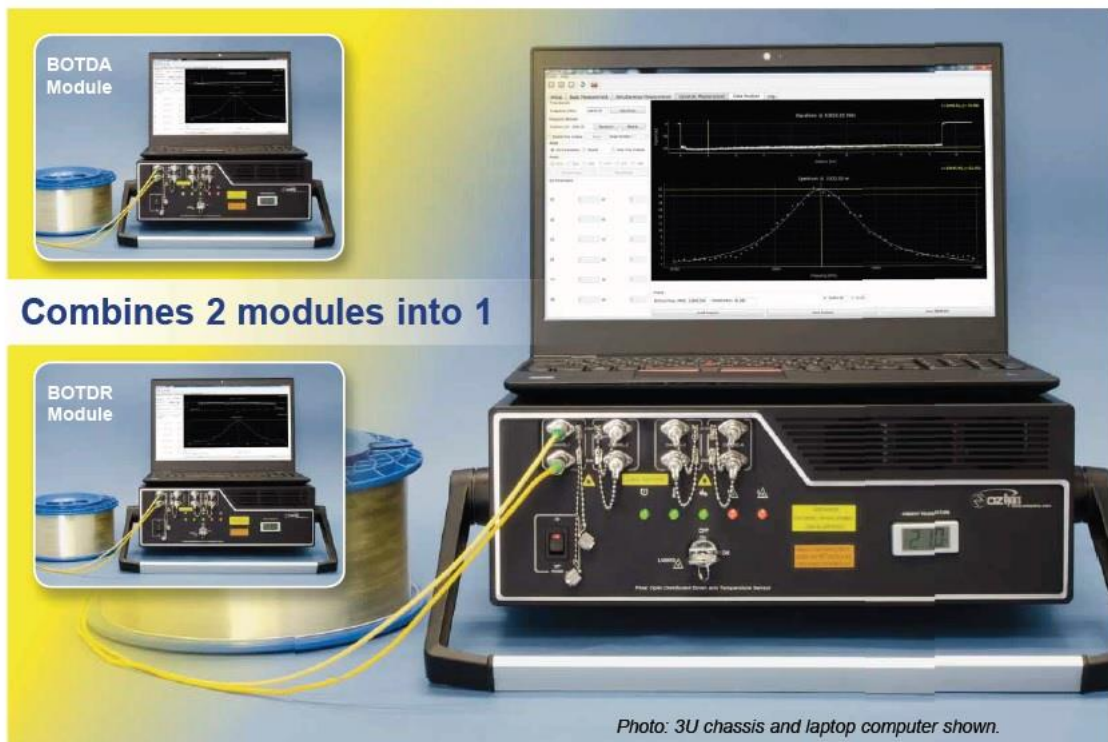


Photo: 3U chassis and laptop computer shown.

Features

- Loop or single end measurements
- Uses low-cost telecom single mode fiber
- High spatial resolution and long sensing range
- Multiple channel monitoring available

Performance at a glance

- 0.1 m (BOTDA) / 1 m (BOTDR) spatial resolution
- 160 km (BOTDA) / 70 km (BOTDR) maximum fiber length

Description

OZ Optics' ForeSight™ family of fiber optic Brillouin distributed strain and temperature sensors (DSTS) are sophisticated optical sensor systems employing Brillouin scattering. Distributed sensing provides a direct method of measuring the changes in strain and temperature along the entire length of an optical fiber. A new unit combining BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analyzer) and BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometer) capabilities is now available. If there is a break somewhere along the fiber, this unit can be switched from BOTDA mode to BOTDR mode to continue measurements.

Приложение (продолжение)

Specifications				
Model		BOTDA module		BOTDR module
Performance	Number of Channels		2 to 25 ¹	
	Sensor Configuration		Loop fiber	Single end
	Maximum Fiber Length		160 km ²	70 km
	Spatial Resolution		0.1 to 50 m 0.5 to 50 m 1 m to 50 m	1 to 80 m
	Spatial Step		as low as 5 cm	
	Dynamic Range		30 dB	>15 dB
	Temperature Sensing Range (depending on cable material)		-270°C to +2100°C	-100°C to +500°C ³
	Temperature Resolution		0.005°C ⁴	
	Temperature Accuracy (2 σ)		$\pm 0.1^\circ\text{C}$	$\pm 0.8^\circ\text{C}$ ⁵
	Strain Range (depending on cable material)		-3% to +4%	-0.2% to +1% ³
	Strain Resolution		0.1 $\mu\epsilon$ ⁴	
	Strain Accuracy (2 σ)		$\pm 2\mu\epsilon$	$\pm 16\mu\epsilon$ ⁵
	Fault Point Detection	Acquisition Time	1 second per thousand scans	
		Sensing Range (round trip)	100 km	
	Simultaneous Measurement of Strain and Temperature (using patented cable design)	Temperature Resolution	0.005°C ⁴	
		Temperature Accuracy (2 σ)	$\pm 0.1^\circ\text{C}$ (whole sensing range for BOTDA)	
Strain Resolution		0.1 $\mu\epsilon$ ⁴		
Strain Accuracy (2 σ)		$\pm 2\mu\epsilon$ (whole sensing range for BOTDA)		
Sensing Range		50 km		
Measured Variables		Strain, Temperature, Brillouin spectrum		
General	Communication & Connections		Ethernet port, USB	
	Output Signals		Software alarms via TCP/IP, SPST, SSR relays (optional)	
	Data Storage		Internal hard disc (128GB or more)	
	Data Format		Database, text files, MS Excel, bit map plot	
	Optical Connections		FC/APC ⁶	
	Laser Wavelength		1550 nm band	
	Operating Temperature		0°C to 40°C, <85% RH, Non-condensing	
	Power Supply		115 or 230 VAC; 50–60Hz; max 300W	
	Dimensions (L x W x H)	3U Chassis	390 mm x 344 mm x 133 mm (not including computer) ⁷	
	Weight	3U Chassis	<12 kg (not including computer)	
Features	Measurement Modes		Manual, remote or automatic unattended measurements	
	Data Analysis		Measurement analysis, multiple trace comparison with respect to selectable baseline, measurement trends, graphical zoom	
	Alarms & Warnings		Automatic alarm triggering, configurable alarm settings (gradient, threshold, etc.)	
	Remote Operation		Remote control, configuration and maintenance via TCP/IP	
	Watch Dog		Long term operation 24/7 guaranteed by automatic recovery and continuous self diagnostics	

¹ 2 channels or 4 channels are provided within the sensor unit. Additional channels can be added by using an external optical switch.
² For fiber lengths longer than 100 km, only the first 100 km has a valid Brillouin spectrum.
³ -270°C to 1500°C and -3% to +3% is optional.
⁴ This value is estimated/calculated from the uncertainty of laser beat frequency (5 kHz), and temperature and strain coefficients of fibers.
⁵ Measurement condition: 1 km SM fibers with unstrained condition at pulse width of 10ns, average time of 60000, frequency sweep span of 300 MHz with frequency step of 5 MHz, standard deviation (2 σ) of 100 consecutive data on temperature/strain distribution waveform.
⁶ Adaptors and patch cords are available for mating with other types of optical connectors.
⁷ Dimensions do not include carrying handle. Air vents on sides of unit must not be obstructed.

Приложение (продолжение)

The ForeSight™ Brillouin based DSTS design enables focus on the variable of most concern. For instance, concrete fracture detection may require tight spatial resolution and high precision.

The measurement time of the DSTS BOTDA module can vary from **1 second** to **10 minutes** based on the requirements dictated by the application. The sample table below reflects some common requirements: better than $\pm 0.5^\circ\text{C}$ and $\pm 10\mu\epsilon$ precision. All table measurements were completed in less than 1 minute and 40 seconds.

The table is not a restriction of what can be achieved. Variations in the four areas of concern can be accommodated. For instance, the measurement of temperature/strain for 50 km sensing fiber, 2 m spatial resolution, with a precision of $0.2^\circ\text{C}/4\mu\epsilon$ is attainable, but will increase measuring time to 3 minutes and 45 seconds. Another comparison of the interaction of fiber length, spatial resolution, accuracy of temperature/strain, and measurement time: 100 km sensing fiber, 6 m spatial resolution can be $0.4^\circ\text{C}/8\mu\epsilon$ when measuring time is 4 minutes and 38 seconds, however the same 100 km can have a precision of $0.1^\circ\text{C}/2\mu\epsilon$ when spatial resolution is increased to 50 m with a measuring time of 3 minutes and 48 seconds.

		Spatial Resolution									
		10 cm	50 cm	1 m	2 m	3 m	4 m	5 m	10 m	20 m	50 m
Fiber Length	1 km	0.3°C/6μϵ	0.2°C/4μϵ								
	2 km		0.3°C/6μϵ	0.1°C/2μϵ							
	4 km		0.4°C/8μϵ	0.3°C/6μϵ							
	10 km			0.3°C/6μϵ							
	20 km			0.4°C/8μϵ	0.06°C/1.2μϵ						
	30 km				0.2°C/4μϵ						
	40 km				0.3°C/6μϵ	0.1°C/2μϵ	0.2°C/4μϵ				
	50 km					0.2°C/4μϵ	0.3°C/6μϵ	0.2°C/4μϵ	0.1°C/2μϵ		
	60 km								0.2°C/4μϵ		
	70 km								0.3°C/6μϵ		
	80 km									0.2°C/4μϵ	
	90 km									0.4°C/8μϵ	
100 km									0.4°C/8μϵ	0.2°C/4μϵ	

Typical BOTDA module measurement precision table (acquisition time ≤ 100 seconds)

		Spatial Resolution						
		1 m	2.5 m	4 m	10 m	25 m	35 m	40 m
Fiber Length	1 km	$\pm 0.8^\circ\text{C} / \pm 16\mu\epsilon$						
	2 km	$\pm 1.2^\circ\text{C} / \pm 24\mu\epsilon$						
	5 km	$\pm 1.5^\circ\text{C} / \pm 30\mu\epsilon$						
	10 km		$\pm 1.5^\circ\text{C} / \pm 30\mu\epsilon$					
	20 km			$\pm 1^\circ\text{C} / \pm 20\mu\epsilon$				
	30 km				$\pm 1.5^\circ\text{C} / \pm 30\mu\epsilon$			
	40 km				$\pm 1.5^\circ\text{C} / \pm 30\mu\epsilon$			
	50 km					$\pm 1.75^\circ\text{C} / \pm 35\mu\epsilon$		
	60 km						$\pm 1.25^\circ\text{C} / \pm 25\mu\epsilon$	
70 km							$\pm 2^\circ\text{C} / \pm 40\mu\epsilon$	

Typical BOTDR module measurement precision table

Results listed above are based on 100 continuous measurement using a single mode sensing fiber with zero strain. Averaging a greater number of scans can provide better precision but it will require longer measurement time.