

*На правах рукописи*



**Алексеев Алексей Эдуардович**

**ВОЛОКОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ  
ВОЗДЕЙСТВИЙ**

01.04.03 – радиофизика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Фрязино – 2014

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН) (Фрязинский филиал)

**Научный руководитель:**

**Потапов** Владимир Тимофеевич ,  
доктор технических наук, профессор

**Официальные оппоненты:**

**Горшков** Борис Георгиевич,  
доктор технических наук,  
ведущий научный сотрудник отдела  
светоиндуцированных поверхностных  
явлений Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки  
Института общей физики им.  
А.М.Прохорова РАН.  
**Беланов** Анатолий Семенович,  
доктор физико-математических наук,  
профессор, заведующий кафедрой  
физики Московского государственного  
университета приборостроения и  
информатики.

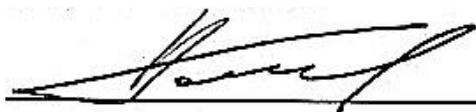
**Ведущая организация:** Научный центр волоконной оптики РАН (Москва)

Защита состоится «19» сентября 2014 г. , в 11-30 на заседании диссертационного совета Д 002.231.02, созданного на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН по адресу: 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп.7

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН и на сайте: <http://www.cplire.ru/rus/dissertations.html> .

Автореферат разослан «  » июля 2014 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физ-мат.наук



А.А.Потапов

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы исследования

Волоконная когерентная интерферометрия, в настоящее время, является хорошо разработанным методом, для детектирования различных физических величин [1]. К наиболее распространенным типам волоконно-оптических датчиков (ВОД) относятся датчики на основе интерферометров Маха-Цандера, Майкельсона, Фабри-Перо, Саньяка. В последние годы достаточно интенсивно ведутся работы по созданию фазочувствительных распределенных ВОД на основе интерференции обратно-рассеянного когерентного излучения в одномодовом оптическом волокне [2-8].

Несмотря на создание и практическое применение таких ВОД многие важные вопросы, такие как уровень собственных шумов, уровень полезного сигнала, пороговая чувствительность, возможность идентификации внешних фазовых воздействий, *остаются недостаточно изученными*. Ответы на указанные вопросы, на наш взгляд, могут быть получены при детальном изучении процесса интерференции обратно-рассеянного когерентного излучения в одномодовом оптическом волокне. Базовым элементом, позволяющим произвести это исследование, является *Волоконный Интерферометр Рассеянного Излучения, сокращенно (ВИРИ)*, который в простейшем виде представляет собой просто отрезок одномодового оптического волокна. В этом интерферометре происходит *многолучевая интерференция полей обратно - рассеянного одномодовым волокном когерентного излучения*, которое образуется вследствие релеевского рассеяния излучения на рассеивающих центрах – неоднородностях показателя преломления среды оптического волокна, с размерами, много меньшими длины волны излучения [9, 10]. Поля, обратно-рассеянные ВИРИ, имеют случайные амплитуды и фазы, поэтому рассмотрение такого интерферометра может быть произведено только статистически.

Детальное изучение статистических и динамических характеристик ВИРИ, позволит произвести более полное описание ВОД на основе обратного рассеяния когерентного излучения в одномодовом оптическом волокне, в частности когерентного рефлектометра.

Таким образом, задача исследования ВИРИ и интерференции обратно-рассеянного в одномодовом волокне когерентного излучения является весьма актуальной для разработки физических основ быстро развивающегося направления волоконной когерентной интерферометрии и рефлектометрии обратно-рассеянного излучения.

### Цель работы

Целью настоящей диссертационной работы является анализ интерференционных эффектов обратно-рассеянного излучения в волоконно-оптическом интерферометре рассеянного излучения (ВИРИ), дающий теоретическую и практическую основу для его применения в качестве датчика внешних фазовых воздействий на оптическое волокно.

**Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:**

- 1) Исследование статистических закономерностей распределения интенсивности излучения, рассеянного оптическим волокном, для полупроводниковых лазеров с различными степенями когерентности;
- 2) Анализ спектральной плотности мощности шума (сокращенно СПМШ) интенсивности рассеянного излучения на выходе различных схем ВИРИ;
- 3) Определение зависимости средней мощности полезного сигнала на выходе ВИРИ от его параметров, при внешнем гармоническом воздействии на волокно;
- 4) Определение среднего отношения сигнал/шум (сокращенно ОСШ) на выходе ВИРИ и пороговой чувствительности интерферометра от его параметров,
- 5) Разработка метода регистрации и демодуляции обратно-рассеянного в ВИРИ излучения с применением метода фазового разнесения для определения вида сигнала внешнего фазового воздействия;
- 6) Исследование причин возникновения замираний (фединга) восстановленного сигнала и способов его устранения.

### **Научная новизна**

- 1) Теоретически решена задача о нахождении статистической плотности распределения интенсивности рассеянного волокном излучения с применением разложения Карунена-Лоэва. Установлена ее связь со степенью когерентности лазерного источника, длиной области рассеяния и степенью поляризации рассеянного излучения. Теоретические расчёты и результаты математического моделирования подтверждены результатами экспериментов.
- 2) Впервые теоретически и экспериментально получены зависимости для средней СПМШ интенсивности на выходах одноканальной и двухканальной схем ВИРИ, от степени когерентности лазера, а также от длины рассеивающих участков ВИРИ. Рассмотрены предельные случаи СПМШ интенсивности на выходе ВИРИ: при низких (акустических) частотах, а также низкой степени когерентности источника и большой протяженности рассеивающего участка.
- 3) Получены выражения для средних мощностей полезных сигналов одноканальной и двухканальной схем ВИРИ, при внешних гармонических воздействиях на них. Теоретически и экспериментально определена пороговая чувствительность ВИРИ и ее связь со степенью когерентности источника, длиной рассеивающего участка и местом внешнего воздействия на него.
- 4) Впервые реализована демодуляция излучения двухканального ВИРИ методом фазового разнесения. Доказана эффективность метода для регистрации внешнего акустического воздействия в виде тонового сигнала и музыки. Проанализированы причины возникновения замираний восстановленного сигнала и предложены методы его устранения.

### **Научная и практическая значимость работы**

Научная значимость работы заключается в установлении более глубокой степени понимания физических закономерностей процесса многолучевой интерференции излучения, обратно-рассеянного оптическим волокном. Ряд впервые установленных теоретических зависимостей, подтверждённых

экспериментально, дает в общем виде связь детерминированных параметров системы, таких, как степень когерентности источника излучения и длина рассеивающего участка, со случайными параметрами, описание которых может быть сделано только статистически: плотность распределения интенсивности рассеянного излучения, средние спектральные характеристики шумов интенсивности, средний уровень полезного сигнала на выходе интерферометра и его пороговая чувствительность.

Практическая значимость работы определяется тем, что полученные в ней результаты анализа свойств ВИРИ и разработанные методы демодуляции рассеянного излучения и восстановления фазового воздействия на волокно, позволяют существенно расширить функциональные возможности распределенных датчиков на основе когерентного рефлектометра. Результаты работы использованы в НИР ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН «Цирконий», «Цикламен», «Цуг».

**Основными методами научного исследования, применяемыми в настоящей работе, являются:**

- 1) метод формализации, дающий решение задач в общем математическом виде и связывающий различные параметры исследуемого процесса с помощью аналитических выражений,
- 2) метод математического моделирования с помощью ЭВМ с применением специализированных программ: MatLab, Maple , позволяющий получить численное решение рассматриваемых задач, исходя из понимания их закономерностей и базовых физических принципов,
- 3) экспериментальные методы, предполагающие исследования процесса с использованием экспериментальных установок и получение его реальных физических закономерностей.

Совместное применение всех трех основных методов исследования позволяет достичь глубокой степени понимания исследуемого явления, а также обеспечить объективность и достоверность полученных выводов и результатов.

**Положения, выносимые на защиту:**

- 1) Интенсивность излучения, образованного в результате обратного релеевского рассеяния когерентного излучения одномодовым оптическим волокном имеет случайное значение, в зависимости от статистического распределения рассеивающих центров и их комплексных амплитуд рассеяния. Статистическая плотность распределения этой интенсивности определяется степенью когерентности используемого источника излучения, длиной рассеивающего волокна и степенью поляризации рассеянного излучения. При уменьшении степени когерентности источника излучения, при неизменной длине рассеивающего волокна, функция плотности распределения изменяется, переходя от близкой к обратной экспоненциальной, к близкой к гауссовской, дисперсия распределения при этом снижается.
- 2) Интенсивность на выходе волоконного интерферометра рассеянного излучения (ВИРИ) имеет шумовую составляющую. Причина возникновения

этого шума лежит в случайных флуктуациях фазы излучения полупроводникового лазерного источника. Шум интенсивности на выходе ВИРИ характеризуется средней спектральной плотностью мощности шума (СПМШ), которая зависит от степени когерентности источника излучения и длины рассеивающего участка ВИРИ.

3) Внешнее фазовое воздействие на ВИРИ приводит к появлению отклика на его выходе. Величина этого отклика характеризуется средней мощностью полезного сигнала, которая зависит от амплитуды внешнего воздействия, степени когерентности источника излучения, длины рассеивающего участка ВИРИ, а также расположением на нем области внешнего воздействия.

4) При условии воздействия на оптическое волокно ВИРИ в области максимального отклика, среднее отношение сигнал/шум (ОСШ) на его выходе, а также его пороговая чувствительность к внешнему фазовому воздействию, выше ОСШ и пороговой чувствительности волоконного интерферометра Маха-Цандера с эквивалентным значением максимальной временной задержки интерферирующих лучей. Это обусловлено как более низким средним уровнем мощности шума, так и более высоким средним уровнем мощности полезного сигнала на выходе ВИРИ.

5) ВИРИ эффективен для регистрации внешних акустических воздействий на оптическое волокно. Демодуляция рассеянного ВИРИ излучения может быть выполнена методом фазового разнесения, сигнал внешнего воздействия восстанавливается при этом с точностью до масштабного коэффициента. Восстановленный сигнал содержит области замирания или фединга, которые могут быть устранены путем изменения состояния поляризации заводимого в волокно интерферометра излучения или изменения его длины волны.

### **Апробация работы**

Основные результаты диссертационного исследования докладывались на Всероссийской конференции по волоконной оптике (г. Пермь, 2011), 8-м и 9-м Конкурсах молодых ученых ИРЭ РАН, имени Ивана Анисимкина (2011 и 2012 годы), неоднократно обсуждались на научных семинарах ИРЭ РАН.

### **Публикации**

По теме работы опубликовано 9 печатных работ, включая 6 работ в рецензируемых журналах из перечня ВАК, 1 доклад в сборнике трудов Всероссийской конференции по волоконной оптике, 2 тезиса докладов, представленных на 8-й и 9-й конкурсы работ молодых ученых ИРЭ РАН, имени Ивана Анисимкина.

### **Основное содержание работы**

**Во введении** вводится понятие волоконного интерферометра рассеянного излучения (ВИРИ). Приводится обоснование актуальности темы исследования, формулируется цель работы и решаемые в ней задачи. Приведены положения, выносимые на защиту, обоснована научная и практическая значимость работы.

Сделан краткий обзор современных работ по тематике производимого исследования и указаны основные нерешенные вопросы.

**В первой главе** производится теоретический и экспериментальный анализ статистических свойств интенсивности монохроматического и квазимонохроматического излучения обратно-рассеянного ВИРИ: отрезком одномодового оптического волокна, с учетом частичной поляризованности рассеянного излучения. Формулируются основные физические предположения относительно статистических свойств рассеивающей среды оптического волокна и свойств излучения квазимонохроматического источника, используемого в ВИРИ [11, А1-А5]. Рассматриваются основные статистические параметры интенсивности рассеянного излучения, усредненные по ансамблю независимых распределений коэффициентов рассеяния центров  $\{\rho\}$  или по ансамблю независимых рассеивающих участков. Получено выражение для средней по ансамблю  $\{\rho\}$  интенсивности рассеянного волокном излучения:

$$I_{scat}^{mean} = I_s \frac{v_{gr}}{2} \rho_0 T \quad (1),$$

где  $I_s$  - интенсивность излучения источника,  $v_{gr}$  - групповая скорость излучения в рассеивающей среде,  $\rho_0/2$  – дисперсия по ансамблю действительной и мнимой частей комплексных амплитудных коэффициентов рассеяния  $\rho$ ,  $T$  – время распространения излучения от начала до конца рассеивающего участка и обратно. Из (1) следует, что среднее по ансамблю значение интенсивности не зависит от степени когерентности используемого источника излучения и степени поляризации рассеянного излучения.

Получено общее выражение для дисперсии интенсивности рассеянного излучения по ансамблю  $\{\rho\}$ , которая является мерой отклонения интенсивности рассеянного излучения от среднего значения (1), при изменении статистической реализации распределения коэффициентов рассеяния центров:

$$D(I_{scat})_{partpol} = \frac{1+P^2}{2} I_s^2 \frac{v_{gr}^2}{4} \rho_0^2 \left( \frac{\tau_{coh}^2}{2} \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{coh}}\right) - \frac{\tau_{coh}^2}{2} + T\tau_{coh} \right) \quad (2),$$

где  $D$  - обозначает дисперсию интенсивности, индекс *partpol* – указывает на то, что рассеянное излучение является частично поляризованным, со степенью поляризации  $P$ ,  $\tau_{coh}$  - время когерентности источника. Вводится понятие контраста интерферограммы ВИРИ, как отношение среднеквадратичного отклонения интенсивности рассеянного излучения и ее среднего значения:

$$C_{partpol} = \sqrt{D(I_{scat})_{partpol}} / I_{scat}^{mean} \quad (3).$$

Для полностью поляризованного рассеянного излучения график зависимости контраста от отношения  $T/\tau_{coh}$  показан на рисунке 1.

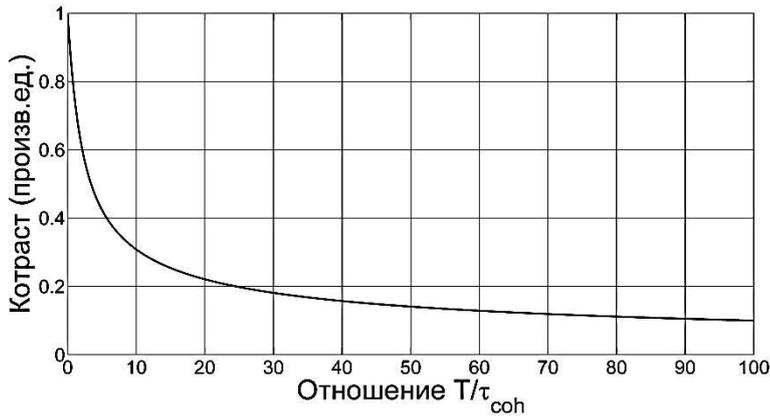


Рисунок 1. Зависимость контраста интерферограммы ВИРИ от отношения максимальной задержки излучения ко времени когерентности  $T/\tau_{coh}$ . Видно монотонное уменьшение контраста с уменьшением времени когерентности.

Контраст, изменяется от 1 для монохроматического источника до 0 для широкополосного источника. Для частично поляризованного рассеянного излучения контраст снижается в  $\sqrt{1+P^2/2}$  раз, в соответствии с (2).

Рассмотрена главная статистическая характеристика интенсивности рассеянного излучения для ВИРИ: плотность распределения вероятностей интенсивности по ансамблю  $\{\rho\}$ , в зависимости от протяженности рассеивающего участка, времени когерентности и степени поляризации рассеянного излучения. Отдельно рассмотрены случаи монохроматического и квазимонохроматического излучения источника

Для случая квазимонохроматического источника излучения впервые получены аналитические выражения для плотностей распределений для полностью поляризованного и частично поляризованного рассеянных излучений для ВИРИ. Вывод плотности распределения производится на основании разложения Карунена-Лоэва случайной комплексной амплитуды квазимонохроматического поля излучения источника, которое сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма с ядром, равным автокорреляционной функции комплексной амплитуды этого поля. Аналитические выражения для плотностей распределений интенсивностей для полностью поляризованного и частично поляризованного рассеянных излучений имеют вид [A1-A5]:

$$p_{scat}(I) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d_n}{a_n} \exp\left(\frac{-I}{a_n}\right) \quad (4),$$

$$p_{scat}(I)_{partpol} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d_n}{a_n} \left( \frac{2d1_n}{(1+P)} \exp\left(-\frac{I}{a1_n}\right) + \frac{2d2_n}{(1-P)} \exp\left(-\frac{I}{a2_n}\right) \right) \quad (5),$$

где  $d_n = \prod_{\substack{m=0 \\ m \neq n}}^{\infty} (1 - a_m/a_n)^{-1}$ ,  $d1_n = \prod_{q=0}^{\infty} (1 - a2_q/a1_n)^{-1}$ ,  $d2_n = \prod_{p=0}^{\infty} (1 - a1_p/a2_n)^{-1}$ ,

$a_n = \frac{v_{gr}}{2} \rho_0 \lambda_n$ ,  $a1_n = \frac{1+P}{2} \frac{v_{gr}}{2} \rho_0 \lambda_n$ ,  $a2_n = \frac{1-P}{2} \frac{v_{gr}}{2} \rho_0 \lambda_n$ ,  $\lambda_n$  - собственные значения упомянутого выше интегрального уравнения Фредгольма. На рисунке 2 а) показана плотность распределения (4) квазимонохроматического полностью

поляризованного рассеянного излучения при изменении отношения  $T/\tau_{coh}$ . С увеличением отношения  $T/\tau_{coh}$ , при увеличении максимальной задержки  $T$  или при уменьшении времени когерентности  $\tau_{coh}$  плотность распределения переходит от близкой к экспоненциальной для излучения с высокой степенью когерентности к близкой к гауссовской для излучения с низкой степенью когерентности. На рисунке 2 б) показана плотность распределения (5) квазимонохроматического рассеянного излучения при изменении отношении  $T/\tau_{coh}$  для рассеянного излучения со степенью поляризации  $P=1/3$ .

При сравнении рисунков 2 а) и б) видно, что плотность распределения частично поляризованного рассеянного излучения быстрее стремится к гауссовской, дисперсии распределений интенсивностей при увеличении  $T/\tau_{coh}$  уменьшаются в соответствии с (2). Для подтверждения корректности плотностей распределений (4) и (5), было произведено математическое моделирование процесса рассеяния квазимонохроматического излучения, его результаты полностью согласовывались с теоретическими выводами.

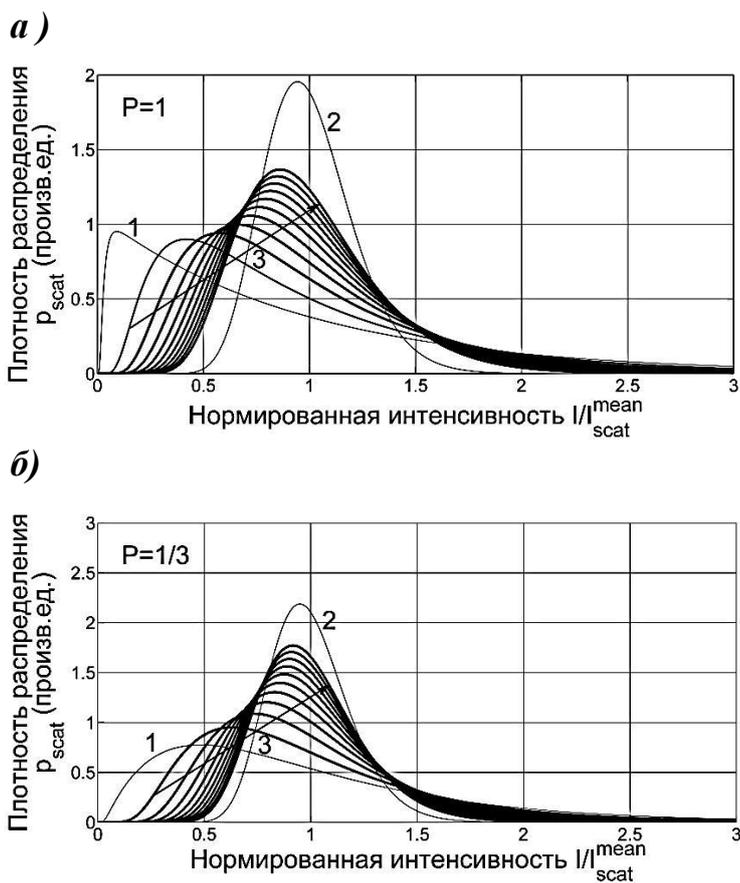


Рисунок 2. Нормированная плотность распределения интенсивности рассеянного квазимонохроматического полностью поляризованного излучения: а) и частично поляризованного рассеянного излучения, со степенью поляризации  $P=1/3$ : б) в зависимости от соотношения  $T/\tau_{coh}$ . 1 – плотность распределения для излучения с высокой степенью когерентности  $T/\tau_{coh}=0.1$ . 2 – плотность распределения для излучения с низкой степенью когерентности  $T/\tau_{coh}=30$ . 3 – изменение плотности распределения при увеличении отношения  $T/\tau_{coh}$  от 1 до 10.

Экспериментальное подтверждение полученных плотностей распределений было выполнено с помощью одноканального ВИРИ, рисунок 3.

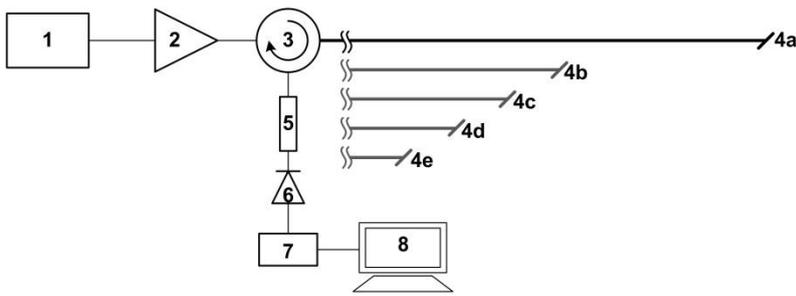


Рисунок 3 Схема экспериментальной установки одноканального ВИРИ. 1 – полупроводниковый лазер, 2 – эрбиевый волоконный усилитель, 3 – оптический циркулятор,

4(a – e) – отрезки оптического волокна SMF – 28, длиной, соответственно, 80м, 40м, 30м, 20м, 10м. 5 – оптический поляризатор, 6 – фотоприемник, 7 – аналогово – цифровой преобразователь, 8 – персональный компьютер.

В экспериментах использовались два вида лазерных источников: с высокой и низкой степенями когерентности, со спектральными ширинами полос, соответственно,  $\Delta\nu=2$  кГц и  $\Delta\nu=480$  кГц. Длина рассеивающего участка ВИРИ могла меняться, на его выходе мог устанавливаться линейный поляризатор. Экспериментальные плотности распределений интенсивностей рассеянного излучения, показанные на рисунке 4, полностью согласовывались с теоретическими плотностями распределений, показанными на рисунке 2.

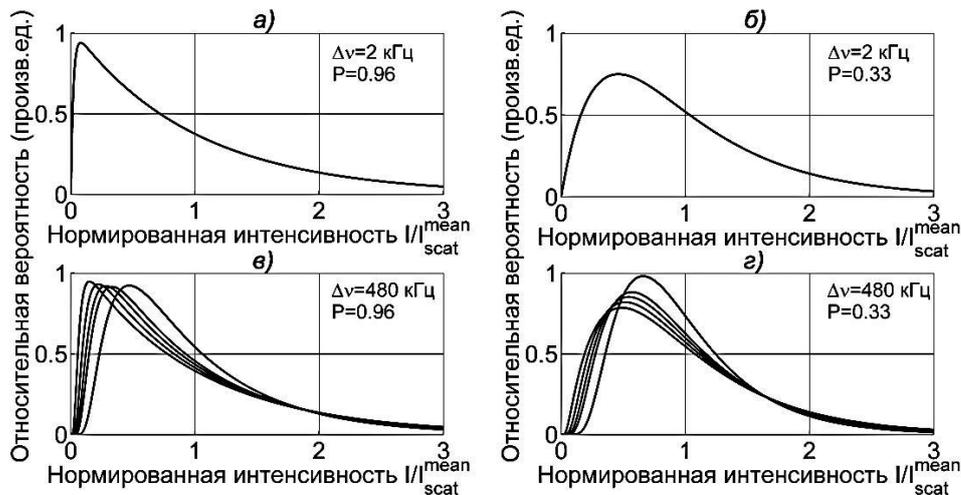


Рисунок 4. Сравнение экспериментальных плотностей распределений интенсивностей рассеянного ВИРИ излучения для лазеров с высокой и низкой степенями когерентности, при изменении длины рассеивающего участка. Плотность распределения для лазера с высокой степенью когерентности, при использовании поляризатора а) и без использования поляризатора б) – неизменна при всех длинах рассеивающих участков. Плотность распределения для лазера с низкой степенью когерентности, при использовании поляризатора в) и без использования поляризатора г) – изменяется при изменении длины рассеивающего участка.

Совпадение результатов теории, математического моделирования и эксперимента для ВИРИ подтверждает применимость предложенной модели для рассеяния квазимонохроматического излучения и корректность

статистического рассмотрения ВИРИ.

**Во второй главе** рассматривается спектральная плотность мощности шума интенсивности (СПМШ) на выходе одноканального и двухканального ВИРИ, вызванного фазовым шумом полупроводникового лазерного источника, усредненная по ансамблю независимых распределений коэффициентов рассеяния центров  $\{\rho\}$  [А6]. Этот вид шума, является основным фактором, ограничивающим чувствительность ВИРИ к внешним воздействиям. Усреднение СПМШ необходимо потому, что амплитуда шума на выходе ВИРИ не является постоянной, а изменяется при изменении статистической реализации распределения коэффициентов рассеяния центров, для практических целей оценки пороговой чувствительности ВИРИ к внешним воздействиям необходимо знать средний уровень шума на выходе интерферометра и его спектральный состав.

Вывод усредненного выражения:  $S_I(f)$  для СПМШ интенсивности одноканального ВИРИ произведен с применением теоремы Винера-Хинчина [12]. Предложена простая физическая интерпретация полученного выражения для усредненной СПМШ интенсивности, показано, что она представляет собой сумму СПМШ интенсивностей всех элементарных интерферометров Майкельсона, образованных парами центров рассеяния рассеивающего участка или участков ВИРИ, при этом СПМШ интенсивности каждого элементарного интерферометра усреднена по всем положениям их рабочих точек. На основании данной интерпретации предложено объяснение наблюдаемого в эксперименте изменение амплитуды шума на выходе ВИРИ: СПМШ интенсивности изменяется при изменении реализации  $\{\rho\}$  между двумя ее предельными значениями, соответствующими условиям, когда все элементарные интерферометры Майкельсона рассеивающей среды находятся в квадратуре, и когда все эти интерферометры находятся вне квадратуры. Введены, соответственно, квадратурные и внеквдратурные СПМШ для ВИРИ.

Выражение для усредненной СПМШ интенсивности на выходе ВИРИ  $S_I(f)$  имеет довольно громоздкий вид, ее зависимости для источников излучения с различными степенями когерентности, а также зависимости для квадратурной и внеквдратурной СПМШ, приведены на рисунках 5 а) и б).

Произведено сравнения усредненных СПМШ интенсивностей для одноканального ВИРИ и для интерферометра Маха-Цандера, с эквивалентными величинами максимальных временных задержек интерферирующих полей. Показано, что усредненная СПМШ на выходе ВИРИ в области частот до 1 МГц ниже, чем усредненная СПМШ на выходе интерферометре Маха-Цандера.

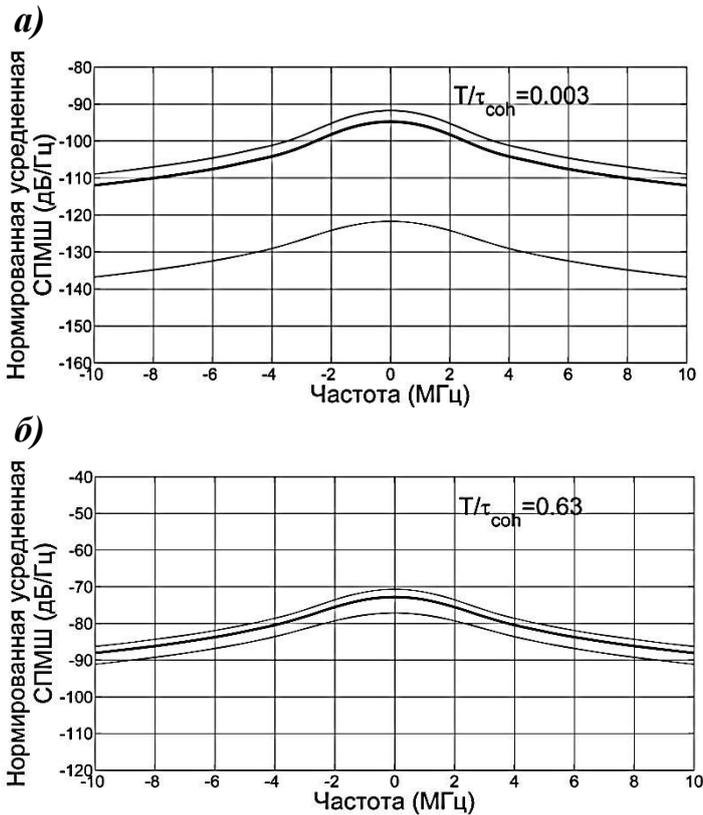


Рисунок 5. Теоретические нормированные усредненные СПМШ интенсивности на выходе одноканального ВИРИ для лазера с высокой степенью когерентности: а)  $T/\tau_{coh} = 0.003$  и низкой степенью когерентности: б)  $T/\tau_{coh} = 0.63$  – жирная линия. СПМШ интенсивности в квадратурном режиме работы интерферометра – тонкие линии сверху, СПМШ интенсивности во внеквadrатурном режиме работы интерферометра – тонкие линии снизу.

Полученное общее выражение для усредненной СПМШ интенсивности одноканального ВИРИ рассматривается в двух предельных случаях. Первый случай характеризует усредненную СПМШ интенсивности в области низких частот, до 200 кГц. Из рисунков 5 а) и б) видно, что в этой области функции имеют очень малую кривизну, поэтому для них справедлива аппроксимация частотной зависимостью с постоянным значением мощности, то есть белым шумом. Для усреднённой СПМШ в окрестности нулевой частоты, имеем [Аб]:

$$S_I(f)|_{f=0} \approx \frac{2(I_{scat}^{mean})^2}{T^2} \tau_{coh} \left\{ \frac{T^2}{2} + \frac{3\tau_{coh}^2}{4} - T\tau_{coh} - \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{coh}}\right) \left( \frac{3\tau_{coh}^2}{4} + \frac{T\tau_{coh}}{2} \right) \right\} \quad (6).$$

Второй случай характеризует усредненную СПМШ интенсивности в пределе большой длины рассеивающего участка, много большей длины когерентности источника: при  $T \gg \tau_{coh}$ , в предположении малого затухания излучения на этом участке. Выражение для усредненной СПМШ в этом пределе приобретает вид :

$$S_I(f) \approx (I_{scat}^{mean})^2 \frac{\tau_{coh}}{1 + (\pi f \tau_{coh})^2} \quad (7),$$

то есть средняя СПМШ интенсивности на выходе одноканального ВИРИ имеет лоренцевскую форму с полушириной, равной удвоенной спектральной ширине полосы источника:  $2\Delta\nu$ . Этот вывод соответствует результату работы [11], и справедлив для низкокогерентных полупроводниковых источников.

Получено выражение  $S_{I12}(f)$  для усредненной СПМШ интенсивности на выходе двухканального ВИРИ, рисунок 6. Показано, что в случае симметричного двухканального ВИРИ (с равными рассеивающими участками и равными максимальными временными задержками интерферирующих полей в

обоих плечах ВИРИ ) усредненная СПМШ интенсивности для двухканального ВИРИ в 4 превосходит усреднению СПМШ для одноканального ВИРИ, при условии, что в оба ВИРИ вводится излучение источника с одинаковой интенсивностью:  $S_{I12}(f) = 4S_I(f)$ . Однако средние СПМШ для двух ВИРИ, нормированные на квадрат среднего значения интенсивности рассеянного излучения на выходе каждого из ВИРИ, оказываются равны друг другу.

Для экспериментального определения усредненной СПМШ интенсивности для ВИРИ спектральную характеристику удобнее сместить от нулевой частоты. Для двухканального ВИРИ этого можно достичь с помощью акустооптического модулятора, смещающего частоту оптического излучения в одном из плеч ВИРИ на известную величину  $f_0$ . При этом показано, что усредненная СПМШ для двухканального ВИРИ  $S_{I12}(f)$  может быть выражена через усредненную СПМШ одноканального ВИРИ  $S_I(f)$  следующим образом:

$$S_{I12}(f) = 2S_I(f) + S_I(f - f_0) + S_I(f + f_0) \quad (8).$$

Характеристика  $S_I(f - f_0)$ , смещенная в область положительных частот, легко наблюдается экспериментально.

Схема экспериментальной установки ВИРИ приведена на рисунке 6. Спектральная характеристика наблюдалась вблизи частоты  $f_0 = 200$  МГц.

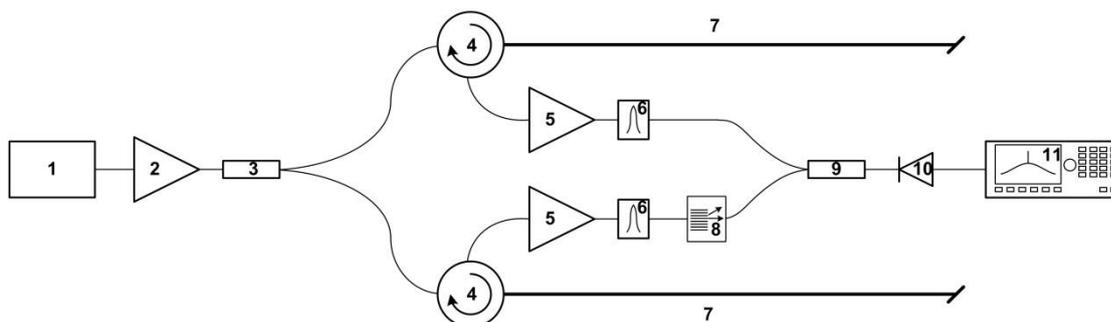


Рисунок 6. Схема экспериментальной установки симметричного двухканального ВИРИ. 1 – полупроводниковый лазер, 2, 5 – эрбиевый волоконный усилитель, 3, 9 – оптический разветвитель, 4 – оптический циркулятор, 6 – оптический фильтр (100ГГц), 7 – отрезок оптического волокна SMF – 28, 8 – акустооптический модулятор, 10 – широкополосный фотоприемник, 11 – радиочастотный анализатор спектра.

В соответствии с (8), в этом случае усредненная СПМШ двухканального ВИРИ соответствовала усредненной СПМШ одноканального ВИРИ.

Экспериментальные усредненные спектры мощности шума интенсивности симметричного двухканального ВИРИ приведены на рисунке 7.

Из рисунков 7 а) и б) видно, что для низкокогерентного лазера теоретические и экспериментальные кривые совпадают с хорошей точностью. Для высококогерентного лазера хорошее совпадение наблюдается при частотах, отличающихся от центральной менее, чем на 2 МГц.

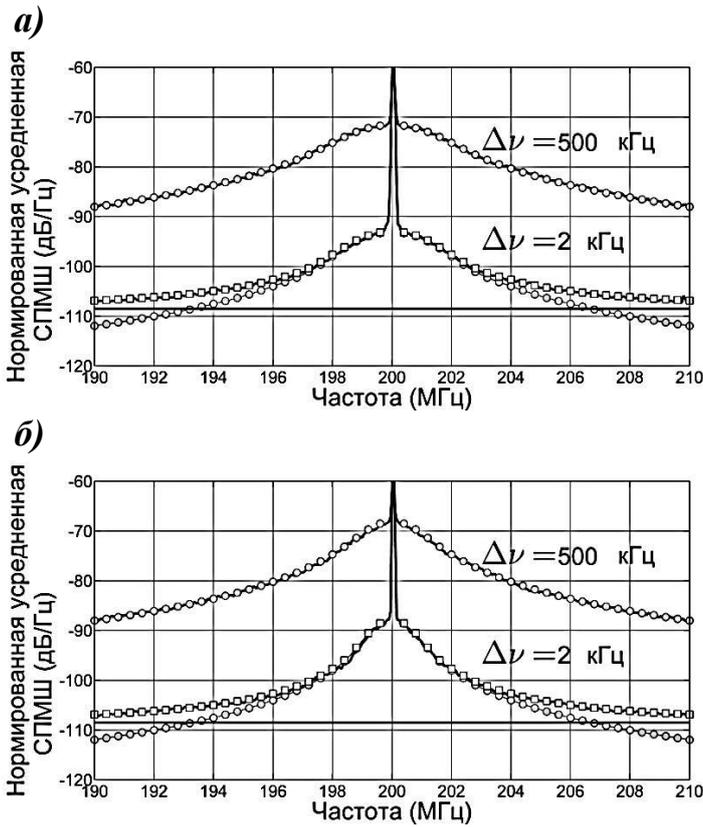


Рисунок 7. Спектры мощности шума интенсивности на выходе двухканального ВИРИ, с длинами участков 50 м каждый – а) и 90 м каждый – б), и лазерами с ширинами спектров:  $\Delta\nu = 2$  кГц и  $\Delta\nu = 500$  кГц. Сплошные линии – измеренные нормированные спектры мощности шума, усредненные по 500 реализациям. Круги – теоретические спектры мощности шума. Квадраты – теоретические спектры мощности шума с учетом шумов предусилителей и фотоприемника. Сплошная горизонтальная линия – уровень шума, вызванный влиянием оптических предусилителей и фотоприемника.

Однако при учете шумов оптического предусилителя и фотоприемника, общий измеренный уровень которых составил – 109 дБ/Гц (горизонтальная линия на рисунке 7), теоретические и экспериментальные кривые совпадают с хорошей точностью.

В итоге, полученные впервые теоретические выражения для усредненных СПИМ интенсивностей для ВИРИ соответствуют экспериментальным зависимостям с хорошей точностью, что подтверждает правильность предложенного статистического описания спектральных характеристик ВИРИ.

В третьей главе рассматривается вопрос детектирования с помощью ВИРИ внешнего фазового воздействия на оптическое волокно в виде гармонического сигнала с некоторой амплитудой и частотой, воздействующего на малую (точечную) область волокна. Как и ранее, рассматриваются усредненные по ансамблю  $\{\rho\}$  параметры, характеризующие отклик ВИРИ: средняя мощность полезного сигнала на выходе ВИРИ и среднее отношение мощности сигнала и мощности шума (среднее ОСШ) на выходе ВИРИ.

Произведен вывод выражений для средних мощностей полезных сигналов на выходах одноканального и двухканального ВИРИ. При малой амплитуде внешнего гармонического фазового воздействия  $\Lambda$  они имеют вид:

$$\sigma_I^2 = \Lambda^2 \frac{(I_{scat}^{mean})^2}{T^2} \frac{\tau_{coh}^2}{4} \left( \exp\left(\frac{2\theta}{\tau_{coh}}\right) - 1 \right) \left( \exp\left(-\frac{2\theta}{\tau_{coh}}\right) - \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{coh}}\right) \right) \quad (9),$$

$$\sigma_{II}^2 = \Lambda^2 \frac{(I_{scat}^{mean})^2}{T^2} \left[ \frac{\tau_{coh}^2}{2} \left( \exp\left(-\frac{2T}{\tau_{coh}}\right) - \exp\left(-\frac{2\theta}{\tau_{coh}}\right) \right) + \tau_{coh} (T - \theta) \right] \quad (10),$$

и характеризуют средние мощности полезных сигналов на частоте внешнего воздействия. При большой амплитуде  $\Lambda$  средние мощности полезных сигналов распределяются между частотами кратными частоте воздействия, в силу нелинейности отклика ВИРИ,  $\theta$  – относительное положение точки воздействия: отношение расстояния от начала рассеивающего участка до точки воздействия, к полной протяженности этого участка. Выражения (9) и (10) получены для полностью поляризованного рассеянного излучения, учет частичной поляризованности приводит к появлению в них множителя  $(1 + P^2)/2$ .

Полученные из (9) и (10) значения для средних мощностей полезных сигналов для ВИРИ сравниваются со средней мощностью полезного сигнала на выходе интерферометра Маха-Цандера с эквивалентной величиной максимальной задержки интерферирующих лучей при равных фазовых амплитудах воздействий, результаты приведены на рисунке 8. Нормированная средняя мощность полезного сигнала для интерферометра Маха-Цандера не зависит от положения точки воздействия на его сигнальное плечо, напротив, для ВИРИ она зависит от этого положения. Для одноканального ВИРИ она максимальна, когда воздействие приложено в центре сигнального участка, для симметричного двухканального ВИРИ – в начале сигнального участка. Из рисунка 8 видно, что при увеличении отношения  $T/\tau_{coh}$  из-за снижения когерентности источника или увеличения длин участков ВИРИ (увеличении задержки в интерферометре Маха-Цандера) средние мощности полезных сигналов снижаются, причем для интерферометра Маха-Цандера снижение происходит быстрее, чем для ВИРИ.



Рисунок 8. Зависимости нормированной средней мощности полезного сигнала на выходе ВИРИ, от относительного положения места воздействия, для одноканального ВИРИ – тонкие линии, двухканального

симметричного ВИРИ – толстые линии и для интерферометра Маха-Цандера – кружки, при двух различных значениях отношения:  $T/\tau_{coh} = 0.003$  и  $T/\tau_{coh} = 0.75$  и равных по величине амплитудах фазовых воздействий.

На основании полученных результатов для средних СПМШ интенсивностей (6) и средних мощностей полезных сигналов (9) и (10), рассчитаны средние ОСШ для ВИРИ при внешнем гармоническом воздействии на них, которые сравниваются со средним ОСШ для интерферометра Маха-Цандера. Соответствующие графики показаны на рисунке 9.

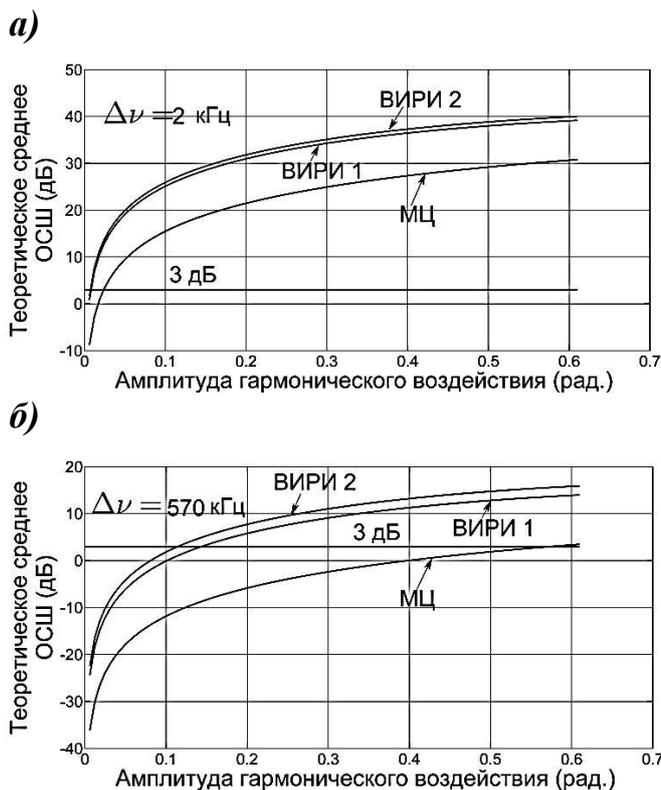


Рисунок 9. Теоретические зависимости среднего ОСШ в спектральной полосе  $\Delta f = 50$  кГц, для интерферометра Маха-Цандера (кривая МЦ) с разностью длин плеч:  $L_{MZ} = 95$  м, одноканального ВИРИ (кривая ВИРИ 1) и двухканального ВИРИ (кривая ВИРИ 2) с длинами участков  $L_{scat} = 47.5$  м, при относительном положении точки воздействия  $O$  равном:  $\theta = 1/4$ , от амплитуды внешнего гармонического воздействия, с полупроводниковым лазером со спектральной шириной полосы (а)  $\Delta\nu = 2$  кГц и (б)  $\Delta\nu = 570$  кГц. Горизонтальной линией показано значение, равное 3 дБ.

По рисунку 9 произведена оценка пороговой чувствительности ВИРИ, соответствующей среднему ОСШ, равному 3 дБ, в спектральной полосе измерения  $\Delta f = 50$  кГц и соответствующих минимально детектируемых амплитуд сигнала воздействия. Для высококогерентного/низкокогерентного источника теоретические минимально детектируемые амплитуды удлинений волокна составили: 5 нм /122 нм для интерферометра Маха-Цандера, 1.7 нм/30 нм для одноканального ВИРИ, 1.52 нм/24 нм для двухканального ВИРИ. При расчете среднего ОСШ учтено, что одно и то же внешнее воздействие вызывает в ВИРИ в два раза большее фазовое воздействие, чем в интерферометре Маха-Цандера. Среднее ОСШ для ВИРИ зависит от места воздействия на волокно и в силу (9), (10) и рисунка 8 может быть как больше, так и меньше среднего ОСШ для интерферометра Маха-Цандера.

Экспериментальное измерение среднего ОСШ производилось с помощью установки ВИРИ, рисунок 10 (опорное плечо могло исключаться), по спектру сигнала, записанного в течение 30 с. Волокна периодически растягивались с помощью пьезокерамического цилиндра в некоторой малой области  $O$ .

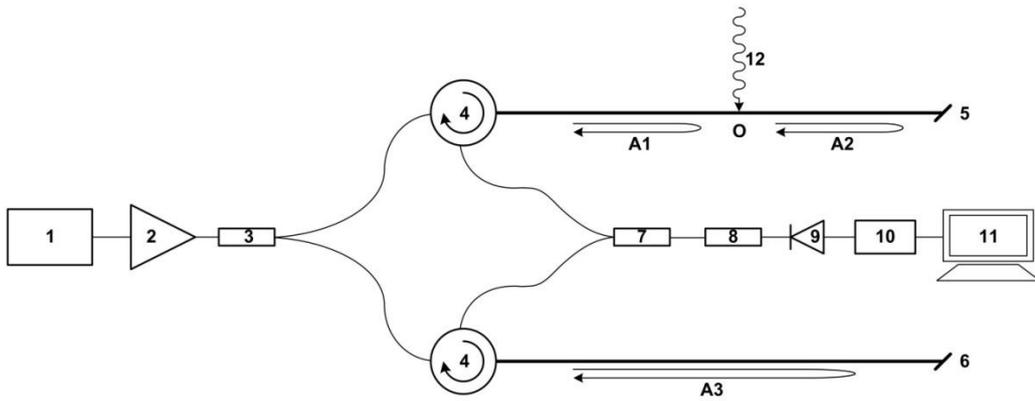


Рисунок 10. Схема экспериментальной установки симметричного двухканального ВИРИ, 1 – полупроводниковый лазер, 2 – эрбиевый волоконный усилитель, 3,7 – оптический ответвитель, 4 – оптический циркулятор, 5 – сигнальный отрезок оптического волокна SMF – 28, 6 – опорный отрезок оптического волокна SMF – 28, 8 – оптический аттенюатор, 9 – фотоприемник, 10 – аналогово – цифровой преобразователь, 11 – персональный компьютер, 12 – внешнее воздействие.

Мощность полезного сигнала оценивалась по первой гармонике в спектре. Для мощности шума производились две оценки: первая учитывала только шум, вызванный фазовым шумом лазера, вторая – дополнительно учитывала фликкер-шум, возникающий в системе на низких частотах. Экспериментальные зависимости среднего ОСШ от амплитуды внешнего воздействия показаны на рисунке 11.

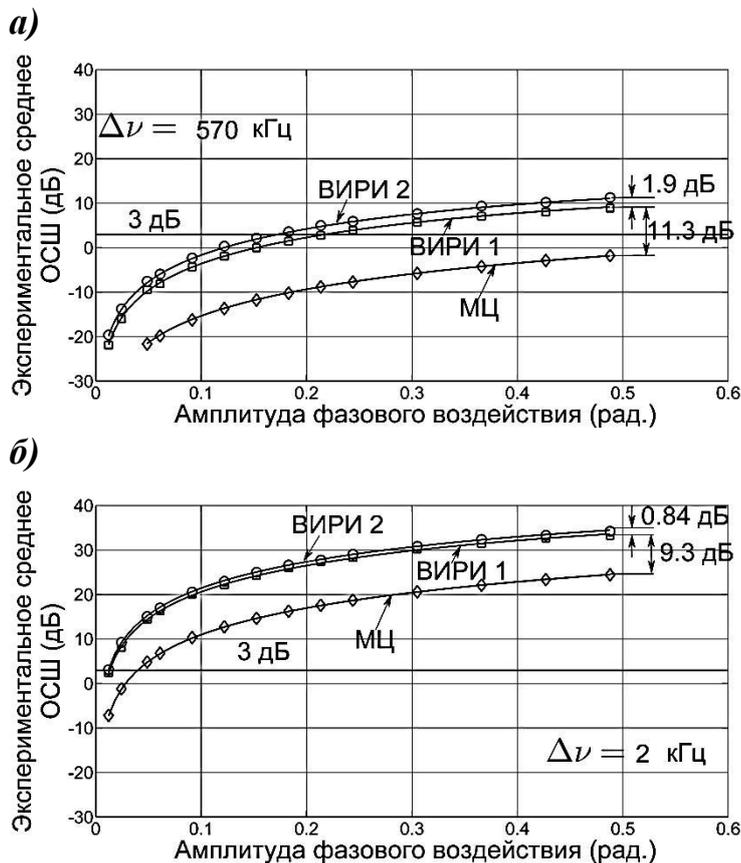


Рисунок 11. Экспериментальные средние ОСШ, в спектральной полосе  $\Delta f = 50$  кГц, для интерферометра Маха-Цендера (кривая МЦ) с разностью длин плеч:  $L_{MZ} = 95$  м, одноканального ВИРИ (кривая ВИРИ 1) и двухканального ВИРИ (кривая ВИРИ 2) с длинами участков  $L_{scat} = 47.5$  м, при относительном положении точки воздействия  $O$  равном:  $\theta = 1/4$ , от амплитуды внешнего гармонического воздействия, с полупроводниковым лазером со спектральной шириной полосы (а)  $\Delta \nu = 2$  кГц и (б)  $\Delta \nu = 570$  кГц. Горизонтальной линией показано значение, равное 3 дБ.

При учете фликкер-шума, кривые средних ОСШ оказались ниже теоретических для высококогерентного лазера на 4.5 дБ, для низкокогерентного лазера на 3.5 дБ, их относительное расположение при этом, соответствовало теории.

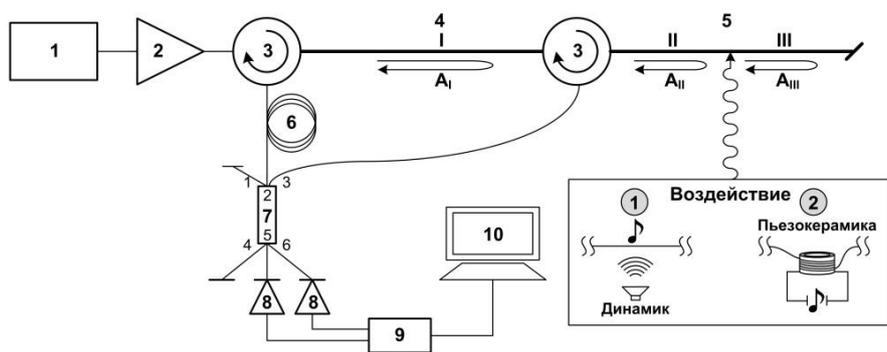
Минимально детектируемые амплитуды удлинений волокна, соответствующие среднему ОСШ, равному 3 дБ, для высококогерентного/низкокогерентного источника составили: 2.8 нм/47 нм для одноканального ВИРИ, 2.6 нм/36 нм для двухканального ВИРИ, что выше теоретических значений.

Таким образом, вид экспериментальных зависимостей соответствовал теоретическим, наличие фликкер-шума приводило к уменьшению среднего ОСШ и, соответственно, к увеличению минимально детектируемого сигнала.

**В четвертой главе** рассматривается вопрос об использовании двухканального ВИРИ, в качестве датчика внешних акустических воздействий. Показывается возможность восстановления формы сигнала внешнего воздействия с использованием метода фазового разнесения [А7-А9]. Схема экспериментальной установки ВИРИ показана на рисунке 12.

Внешнее воздействие, как и ранее, моделировалось с помощью пьезокерамического цилиндра, на который подавался гармонический сигнал с заданной амплитудой и частотой, а также музыкальный фрагмент заданной громкости. Амплитуда и громкость сигналов выбирались такими, что частоты гармоник, возникающих в сигнале ВИРИ из-за его нелинейного отклика, были ниже частоты Найквиста для применяемого АЦП, составляющей 50 кГц.

Как видно из рисунка 12, сигнальное излучение, рассеянное участком III ВИРИ, модулируется по фазе внешним воздействием. Для демодуляции этого излучения осуществлялось его сложение с опорным излучением, рассеянным другим участком I, их интерференция возможна в силу высокой когерентности используемого лазера.



*Рисунок 12. Схема экспериментальной установки двухканального ВИРИ для регистрации внешнего воздействия методом фазового разнесения: 1 – высококогерентный полупроводниковый лазер,*

*2 – эрбиевый волоконный усилитель, 3 – циркулятор, 4,5 – сигнальный и опорный рассеивающие участки, 6 – балансирующая линия задержки, 7 – оптический гибрид, ответвитель 3×3, 8 – фотоприемник, 9 – аналого – цифровой преобразователь (АЦП), 10 – компьютер.*

Ключевым элементом в методе фазового разнесения [13] является оптический гибрид, который объединяет сигнальное и опорное излучения, поступающие на его входные порты, таким образом, что на разных выходных портах они суммируются с разными относительными фазами, т.е. оказываются разнесенными по фазе на некоторую величину  $\delta$ , определяемую типом гибрида. В качестве оптического гибрида применялся симметричный ответвитель 3x3: ( $\delta = 2\pi/3$ ). Такая схема регистрации была выбрана в силу того, что ее аналог относительно просто может быть реализован в приемной части когерентного рефлектометра [14] с использованием линии задержки.

В работе произведен теоретический расчет интенсивностей излучений на выходных портах 5 и 6 оптического гибрида:  $I_5(t)$ ,  $I_6(t)$ , при внешнем фазовом воздействии  $k\varphi(t)$ . Эти интенсивности являются случайными во времени величинами в силу случайности полей рассеянных излучений, причем фазы изменения этих интенсивностей отличаются на величину  $\delta$ .

Внешнее фазовое воздействие  $k\varphi(t)$ , вызывающее нелинейный отклик ВИРИ, определялось с помощью методики, предложенной в [15]. Идея метода заключается в формировании из разнесенных по фазе сигналов  $I_5$ ,  $I_6$  сигнала вида:  $S = I^+ (dI^-/dt) - I^- (dI^+/dt)$ , где  $I^+ = \tilde{I}_5 + \tilde{I}_6$ ,  $I^- = \tilde{I}_5 - \tilde{I}_6$ , а сигналы  $\tilde{I}_5$  и  $\tilde{I}_6$  получены из  $I_5$  и  $I_6$  путем удаления составляющих, плавно изменяющихся во времени и не зависящих от  $\varphi(t)$ . Переменная  $S$  в этом случае оказывается пропорциональной производной по времени от модулирующего сигнала:  $d\varphi/dt$ , а ее интеграл, с точностью до масштабного множителя, равен модулирующему сигналу  $k\varphi(t)$ , т.е. форма сигнала воздействия восстанавливается:

$$S(t) = 16A_I (A_{III})^2 \sin(2\delta) [A_I \cos(2\delta) + A_{II} \cos(\varphi_I - \varphi_{II})] (d(k\varphi(t))/dt) \quad (11),$$

где  $A_I$ ,  $A_{II}$ ,  $A_{III}$  и  $\varphi_I$ ,  $\varphi_{II}$ ,  $\varphi_{III}$  – случайные амплитуды и фазы полей рассеянных излучений, для трех рассматриваемых участков, рисунок 12.

Экспериментальные зависимости регистрируемых сигналов с двух портов гибрида, при воздействии на волокно тонового сигнала с частотой 230 Гц, а также сигнал, восстановленный путем интегрирования (11) по времени, приведены на рисунке 13; видно, что форма тонового сигнала восстановлена.

Из рисунка 13 в) видно, что в восстановленном сигнале присутствуют области, в которых его амплитуда близка к нулю, эти области называются областями замирания сигнала или фединга. Причины фединга лежат в случайной природе полей рассеянных излучений, комплексные амплитуды которых изменяются случайным образом, при изменении статистической реализации распределения центров в волокне из-за температурных дрейфов.

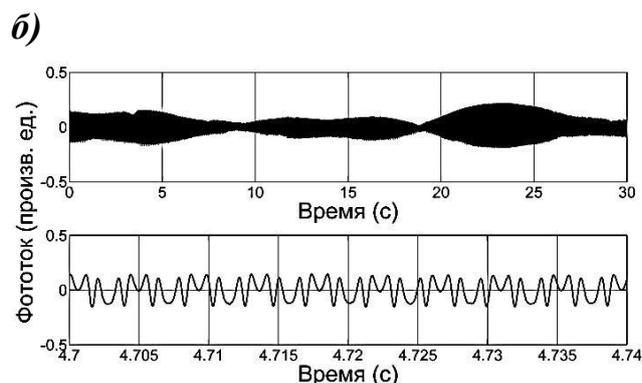
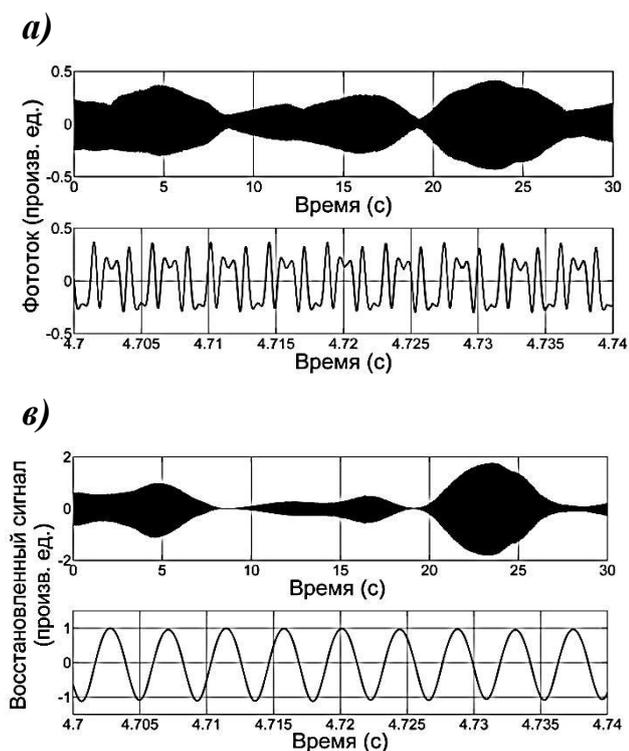


Рисунок 13. Временные зависимости сигналов, регистрируемых с пятого а) и шестого б) портов гибрида, и восстановленный сигнал в), при внешнем воздействии на волокно тонового сигнала с частотой 230 Гц. Индекс фазовой модуляции равен 3. Снизу показаны картины в увеличенном временном масштабе.

В работе показано, что для исследуемого двухканального ВИРИ существуют три независимых случая, приводящие к федингу, все их можно вывести из (11):

- первый случай соответствует малости амплитуды поля, рассеянного опорным отрезком ВИРИ:  $A_I$ , из (11), следует, что при этом восстановленный сигнал  $S(t) = 0$ ; показано, что сигналы  $I_5(t)$ ,  $I_6(t)$  в этом случае изменяются в фазе,
- второй случай соответствует малости амплитуды поля, рассеянного сигнальным отрезком ВИРИ,  $A_{III}$ , из (11) также следует, что  $S(t) = 0$ ; показано, что сигналы  $I_5(t)$ ,  $I_6(t)$ , при этом не зависят от внешнего воздействия  $\varphi(t)$ ,
- третий случай соответствует условию:  $A_I \cos(2\delta) + A_{II} \cos(\varphi_I - \varphi_{II}) = 0$ , из (11) видно, что при этом  $S(t) = 0$ ; сигналы  $I_5(t)$ ,  $I_6(t)$  в этом случае изменяются в противофазе. Интересным частным случаем третьего условия является обращение в ноль одного из регистрируемых сигналов  $I_5(t)$  или  $I_6(t)$ .

Все указанные виды фединга восстановленного сигнала наблюдаются экспериментально, что подтверждает правильность проведенного анализа.

В заключении предлагаются способы устранения фединга: усиление опорного сигнала  $A_I$  и изменение состояния поляризации излучения лазера, заводимого в ВИРИ; применимость этих методов показана экспериментально.

## Основные результаты диссертационной работы

- 1) Впервые исследован Волоконный интерферометр рассеянного излучения (ВИРИ) с полупроводниковым лазерным источником. Предложен и разработан статистический метод описания ВИРИ. Получены аналитические выражения для среднего значения и дисперсии распределения интенсивности на выходе ВИРИ, введено понятие контраста интерферограммы. Впервые получено выражение для статистической плотности распределения интенсивности рассеянного излучения для ВИРИ в зависимости от степени когерентности источника излучения, длины рассеивающего участка и степени поляризации рассеянного излучения. Теоретические расчеты подтверждены результатами математического моделирования и экспериментальными данными.
- 2) Впервые получено общее выражение для статистически усредненной спектральной плотности мощности шума (СПМШ) интенсивности одноканального и двухканального ВИРИ, вызванного фазовым шумом лазерного источника. Показано, что для низких частот (менее 200 кГц) усредненная СПМШ для ВИРИ может быть аппроксимирована белым шумом. Теоретические зависимости СПМШ подтверждены экспериментальными измерениями спектров.
- 3) Решена задача об отклике ВИРИ на внешнее фазовое воздействие. Получены выражения для средних мощностей полезных сигналов на выходах одноканальной и двухканальной схем ВИРИ, а также для средних отношений сигнала к шуму (ОСШ) при воздействии на ВИРИ гармонического возмущения. Произведено сравнение средних мощностей полезных сигналов, а также средних ОСШ для ВИРИ и интерферометра Маха-Цандера, с эквивалентной величиной фазовой задержки интерферирующих лучей. ВИРИ, в среднем, имеет больший отклик на внешнее воздействие и большее среднее ОСШ, чем интерферометр Маха-Цандера. Теоретически и экспериментально определены минимально детектируемые ВИРИ сигналы, при использовании источников с различными степенями когерентности.
- 4) Впервые экспериментально показана возможность использования ВИРИ в качестве датчика внешних акустических воздействий на оптическое волокно. Предлагаемый метод фазового разнесения позволяет восстанавливать форму сигнала внешнего воздействия на волокно ВИРИ с помощью демодуляции рассеянного излучения. Продемонстрирована применимость такого датчика на примере восстановления гармонического сигнала внешнего воздействия, а также музыки. Рассмотрены причины возникновения фединга (замираний) восстановленного сигнала в исследуемой схеме ВИРИ и предложены методы его устранения.

## Список работ автора по теме диссертации

- A1. Алексеев, А. Э. Влияние степени когерентности полупроводникового лазера на статистику интенсивности обратно-рассеянного излучения в одномодовом оптическом волокне / А. Э. Алексеев, Я. А. Тезадов, В. Т. Потапов // Радиотехника и Электроника. – 2011. – т. 56, № 12. – С. 1522-1530.
- A2. Алексеев, А. Э. Статистические свойства обратнорассеянного излучения полупроводниковых лазеров с различной степенью когерентности / А. Э. Алексеев, Я. А. Тезадов, В. Т. Потапов // Квантовая Электроника. – 2012. – т. 42, № 1. – С. 76-81.
- A3. Алексеев, А. Э. Статистика интенсивности обратно-рассеянного излучения полупроводникового лазера в одномодовом оптическом волокне / А. Э. Алексеев, Я. А. Тезадов, В. Т. Потапов // Письма в Журнал Технической Физики. – 2012. – т. 38, № 2. – Р. 74-81.
- A4. Алексеев, А. Э. Статистика интенсивности обратно-рассеянного излучения полупроводникового лазера в одномодовом оптическом волокне / А. Э. Алексеев, Я. А. Тезадов, В. Т. Потапов // Всероссийская конференция по волоконной оптике (3 ; 2011 ; Пермь), Фотон-Экспресс. – 2011. – № 6 (94). – С. 70-71.
- A5. Алексеев, А. Э. Статистика интенсивности обратно-рассеянного излучения полупроводникового лазера в одномодовом оптическом волокне / А. Э. Алексеев, Я. А. Тезадов, В. Т. Потапов // Нелинейный мир. – 2012. – № 2. – С. 116-118.
- A6. Алексеев, А. Э. Спектральная плотность мощности шума волоконного интерферометра рассеянного излучения с полупроводниковым лазерным источником / А. Э. Алексеев, В. Т. Потапов // Квантовая Электроника. – 2013. – т. 43, № 10. – С. 968–973.
- A7. Алексеев, А. Э. Регистрация внешнего акустического воздействия на оптическое волокно с помощью интерферометра рассеянного излучения / А. Э. Алексеев, Я. А. Тезадов, В. Т. Потапов // Письма в Журнал Технической Физики. – 2012. – т. 38, № 24. – С. 67-74.
- A8. Алексеев, А. Э. Регистрация внешнего акустического воздействия на оптическое волокно с помощью интерферометра рассеянного излучения методом фазового разнесения / А. Э. Алексеев, Я. А. Тезадов, В. Т. Потапов // Радиотехника и электроника. – 2013. – т. 58, № 3. – С. 292-299.
- A9. Алексеев, А. Э. Регистрация внешнего акустического воздействия на оптическое волокно с помощью интерферометра рассеянного излучения / А. Э. Алексеев, Я. А. Тезадов, В. Т. Потапов // Нелинейный мир. – 2013. – № 2. – С. 112-113.

## Список цитированной литературы

1. Giallorenzi, T. G. Optical Fiber Sensor Technology / T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. H. Sigel, J. H. Cole, S. C. Rashleigh, R. G. Priest //

- Transactions on Microwave Theory and Techniques, IEEE. – 1982. – vol. 30, № 4. – P. 472-511.
2. Juškaitis, R. Interferometry with Rayleigh backscattering in a single-mode optical fiber / R. Juškaitis, A. M. Mamedov, V. T. Potapov, S. V. Shatalin // Optics Letters. – 1994. – vol. 19, № 3. – P. 225-227.
  3. Shatalin, S. V. Interferometric Optical Time-Domain Reflectometry for Distributed Optical-Fiber Sensing / S. V. Shatalin, V. N. Treschikov, A. J. Rogers // Applied Optics. – 1998. – vol. 37, № 24. – P. 5600-5604.
  4. Juarez, J. C. Distributed fiber-optic intrusion sensor system / J. C. Juarez, E. W. Maier, Nam Choi Kyoo, H. F. Taylor // Journal of Lightwave Technology. – 2005. – vol. 23, № 6. – P. 2081-2087.
  5. 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.
  6. Вдовенко, В. С. Когерентный рефлектометр с двухволоконным интерферометром рассеянного излучения / В. С. Вдовенко, Б. Г. Горшков, М. В. Зазирный, А. Т. Кулаков, А. С. Курков, В. М. Парамонов // Квантовая электроника. – 2011. – т. 36, № 2. – С. 176–178.
  7. Нестеров, Е. Т. Метод увеличения дальности работы когерентного оптического рефлектометра / Е. Т. Нестеров, В. Н. Трещиков, А. Ж. Озеров, М. А. Слепцов, В. А. Камынин, О. Е. Наний, А. А. Сусьян // Письма в Журнал Технической Физики. – 2011. – т. 37, № 9. – С. 55-64.
  8. Lu, Y. Distributed Vibration Sensor Based on Coherent Detection of Phase-OTDR / Y. Lu, T. Zhu, L. Chen, X. Bao // Journal of Lightwave Technology. – 2010. – vol. 28, № 22. – P. 3243-3249.
  9. Листвин, А. В. Рефлектометрия оптических волокон / А. В. Листвин, В. Н. Листвин. – М. : ЛЕСАРпт, 2005. – 150 с.
  10. Исимару, А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, том 1 / А. Исимару. – М. : Мир, 1981. – 281 с.
  11. Gysel, P. Statistical properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers / P. Gysel, R. K. Staubli // Journal of Lightwave Technology. – 1990. – vol. 8, № 4. – P. 561-567.
  12. Гудмен, Дж. Статистическая оптика / Дж. Гудмен. – М. : Мир, 1988. – 527 с.
  13. Davis, A. Phase diversity techniques for coherent optical receivers / A. Davis, M. J. Pettitt, J. P. King, S. Wright // Journal of Lightwave Technology. – 1987. – vol. 5, № 4. – P. 561-572.
  14. Posey, R. Strain sensing based on coherent Rayleigh scattering in an optical fibre / R. Posey, G. A. Johnson, S. T. Vohra // Electronics Letters. – 2000. – vol. 36, № 20. – P. 1688-1689.
  15. Zhiqiang, Zhao. Improved demodulation scheme for fiber optic interferometers using an asymmetric 3x3 coupler / Zhao Zhiqiang, M. S. Demokan, M. Macalpine // Journal of Lightwave Technology. – 1997. – vol. 15, № 11. – P. 2059-2068.