

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный
исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

ГЕЛИКОНОВ Григорий Валентинович

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

специальность 01.04.03 – радиофизика

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород - 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1 ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ (по литературе).....	11
ГЛАВА 2 РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА ОКТ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ	26
2.1 Интерферометр с низкокогерентным излучением в методе ОКТ	26
2.2 Схемы ОКТ на поляризационно-удерживающем волокне	28
2.3 Схемы ОКТ на изотропном одномодовом волокне	35
2.4 ОКТ со спектральным способом приема сигнала	38
2.5 Наклонный микроинтерферометр Фабри-Перо с инвертированной отражательной резонансной характеристикой.....	40
ГЛАВА 3 ПОВЫШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ	45
3.1 Оптическая когерентная микроскопия.....	45
3.2 Коррекция комплексного спектра сигнала для достижения предельно возможного разрешения.....	60
3.3 Эффективность материальной компенсации дисперсии интерферометра на анизотропном волокне одновременно на волнах 830 нм и 1280 нм	73
ГЛАВА 4 ЛИНЕАРИЗАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТСЧЕТОВ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ОКТ	82
4.1 Численная компенсация неэквидистантности спектральных отсчетов	82
4.2 Оптическая линейаризация спектрометра в спектральной ОКТ	97
4.3 Линейаризация отсчетов сверхширокополосного спектрометра	103
ГЛАВА 5 ПОДАВЛЕНИЕ ПОМЕХ И АРТЕФАКТОВ В МЕТОДЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОКТ	113
5.1 Подавление когерентных помех в спектральной ОКТ	113
5.2 Учет поперечного смещения сканирующего луча при компенсации когерентных помех	122
5.3 Бездисперсионный фазовый элемент	128
ГЛАВА 6 МУЛЬТИФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ОКТ	138
6.1 Кросс-поляризационная ОКТ	138
6.2 Метод активного управления состоянием поляризации	160
6.3 Визуализация микроциркуляции методом ОКТ	179
6.4 Некоторые результаты применения МФ ОКТ.....	195
ЛИТЕРАТУРА:.....	198

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

ОКТ	оптическая когерентная томография – интерферометрическая техника наблюдения и визуализации внутренней структуры оптически мутных сред, основанная на регистрации обратного рассеяния на оптических неоднородностях в среде;
МФ ОКТ	Многофункциональный ОКТ (ОКТ, объединяющий исследование объекта по нескольким параметрам или характеристикам);
ПЧ ОКТ	поляризационночувствительная оптическая когерентная томография – ОКТ возможностью измерения состояния поляризации рассеянной волны;
КП ОКТ	кроссполяризационная оптическая когерентная томография – ОКТ с приемом рассеянного излучения как в исходной, так и в ортогональной поляризациях;
SV OCT	(speckle variance) метод визуализации микроциркуляции методом ОКТ, основанный на изменении локальной яркости спеклов при внутреннем движении в среде;
CM OCT	(correlation mapping) метод визуализации микроциркуляции методом ОКТ, основанный на построении карты корреляции соседних пикселей;
MEMS	Микро электо механические системы;
ПЗС	прибор с зарядовой связью, устройство, интегрирующее фототок на собственной емкости;
Когерентная помеха	часть принимаемого сигнала, вызванная интерференцией порций излучения на всем пути распространения (включая объект исследования), не связанная с интерференцией с опорной волной;
ССД	то же, что ПЗС;
ИК	инфракрасный (об излучении);
ЭВМ	электронно-вычислительная машина;
ДКВ	(схема) двойной коррелированной выборки;
БИХ-фильтр	фильтр с бесконечной импульсной характеристикой;
КИХ-фильтр	фильтр с конечной импульсной характеристикой;
МИП	проекция максимальной интенсивности.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Работа посвящена развитию методов оптической когерентной томографии – одного из перспективных методов неинвазивного биоимиджинга. Применение радиофизических методов позволило развить как интерферометрические методы приема, так и вычислительные алгоритмы обработки сигнала с целью повышения его качества и получения дополнительной информации об объекте исследования. Применение разработанных методов в медицинской практике имеет большое народно-хозяйственное значение для решения социально-значимых задач здравоохранения.

Оптическая когерентная томография (ОКТ) является методом визуализации внутренней структуры оптически мутных сред с высоким пространственным разрешением за счет интерференционного приема обратно рассеянного света. Наибольшее применение метод ОКТ получил в биологии и медицине, поскольку позволяет в реальном времени получить изображения в 2D и 3D форматах структур с разрешением 1-15 мкм, которое на один – два порядка величины лучше, чем в обычном ультразвуке. В ряде случаев (например, в офтальмологии) этот метод не имеет альтернативы и является заменой биопсии. Неинвазивность метода (для зондирования используется излучение малой мощности) и разрешение, позволяющее строить изображение слоев и клеточных структур биоткани, вызвало высокий интерес к развитию метода ОКТ.

Создание метода ОКТ является прямым следствием стремительного развития волоконной оптики, полупроводниковых и лазерных источников низкокогерентного излучения и нелинейной оптики. Метод ОКТ, который основан на интерференционном приеме баллистических, или слабо отклоненных фотонов низкокогерентного излучения в ближней ИК области (800 – 1300 нм), позволяет осуществлять когерентный прием обратно рассеянных на оптических неоднородностях фотонов и восстановить расположение рассеивателей с разрешением, определяемым малой длины когерентности, составляющей единицы микрон. Жесткая дискриминация по когерентности позволяет устранить мощную засветку, обусловленную многократно рассеянными сильно задержанными фотонами, и визуализировать слои и структуры внутренней приповерхностной биоткани. Малая временная и высокая пространственная когерентность полупроводниковых и лазерных источников низкокогерентного излучения позволяет эффективно объединять достоинства долазерных и лазерных источников излучения. Развитие методов низкокогерентных интерференционных измерений и волоконной оптики в такой области приложений, как ОКТ, является актуальной задачей фундаментальной и прикладной радиофизики.

За более, чем два десятилетия развития ОКТ, начиная с девяностых, не снижается интерес к научным проблемам развития ОКТ и развитию приложений (число публикаций составляет несколько тысяч в год). К числу приоритетных направлений исследований до сих пор относятся: повышение продольного и поперечного разрешения в ОКТ, развитие скоростных методов получения изображений, разработка новых принципов ОКТ и совершенствование существующих, с целью извлечения дополнительной и более детальной информации, что является постоянным запросом со стороны многочисленных исследователей и практиков в области медицины, биологии, физики и техники. Высокий интерес к ОКТ методу и его широкое внедрение в практику стимулировали развитие оптической элементной базы, что, в свою очередь, непосредственно влияет на создание новых модификаций и развитие уже известных методов ОКТ.

В дополнение к первоначально созданному корреляционному методу ОКТ, обладающему высокой помехоустойчивостью при формировании изображений живой биоткани, в настоящее время развиваются также более скоростные спектральные методы, требующие, однако, значительных усилий для устранения ряда специфических помех и достижению предельных параметров по чувствительности и разрешению. Более того, ввиду существенного повышения быстродействия, которое определяет основное преимущество спектральных методов, центр исследований в настоящее время находится именно в области разработки спектральных ОКТ методов. Более высокое быстродействие зондирующей систем позволило развить ряд методов получения сигнала в комплексной форме и более широко разрабатывать и применять цифровые методы обработки сигналов.

В ИПФ РАН разработка методов ОКТ, которая началась в середине девяностых, проводится по большинству направлений развития ОКТ с уклоном в разработку эндоскопических методов исследования и визуализации структуры слизистых оболочек и серозных покровов внутренних органов человека *in vivo* в реальном времени. Мировые достижения по развитию современной оптики позволили направить усилия не только на повышение разрешения и быстродействия, но и на создание интерактивных методов спектральных ОКТ систем, реализующих возможности визуализации физических, физиологических и функциональных параметров живой биоткани, в том числе картин двулучепреломления, кровоснабжения, эластографических характеристик.

В диссертации приводятся результаты разработки радиофизических методов, необходимых для реализации актуальной задачи создания методов многофункциональной оптической когерентной томографии в современных приоритетных направлениях ее развития.

Цель научного исследования:

Целью работы является разработка и развитие высокочувствительных методов низкокогерентной волоконной интерферометрии в ближнем ИК диапазоне для решения задач фундаментальной и прикладной оптики, включая развитие методов оптической когерентной томографии.

Конечной прикладной задачей исследований является создание компактных приборов для получения изображений методом оптической когерентной томографии при использовании в клинических условиях.

Задачи научного исследования:

- разработка и развитие интерференционных методов оптической когерентной томографии на основе волоконной оптики, включая корреляционные и спектральные подходы;
- поиск эффективных методов получения комплексного сигнала в спектральной ОКТ;
- разработка эффективных методов устранения и компенсации дисперсионных искажений при сверхширокополосном приеме методом ОКТ;
- разработка элементов широкополосной и сверхширокополосной волоконной оптики для ОКТ систем;
- разработка методов повышения пространственного разрешения и устранения артефактов в ОКТ системах;
- исследование и разработка методов получения дополнительной, помимо карты рассеяния, информации об объекте исследования методами ОКТ.

Научная новизна работы:

1. Впервые предложен метод снижения неэквидистантности при помощи системы призм при регистрации спектральных компонент интерференционного сигнала линейкой фотоприемников в спектрометре на дифракционной решетке в спектральной ОКТ с апробацией при относительной ширине спектра зондирующего излучения 20%.
2. Разработаны оригинальные методы эффективного удаления когерентных помех в изображениях, обусловленных автокорреляционной составляющей в сигнале спектральной ОКТ.
3. Предложен новый универсальный метод вычисления и компенсации влияния дисперсии произвольной формы в среде объекта на изображения, получаемые в спектральных и корреляционных ОКТ системах на основе обработки сигнала оптической когерентной томографии без дополнительных измерений.
4. Впервые проведено экспериментальное сравнение локального коэффициента кросс-поляризационного рассеяния в живой биоткани при круговой и линейной поляризациях

зондирующей волны с использованием волоконно-оптической системы ОКТ с общим оптическим путем для сигнальной и опорной волн.

5. Впервые разработан метод активного поддержания кругового состояния поляризации зондирующего излучения в кросс-поляризационной системе ОКТ при любых конфигурациях гибкого волоконно-оптического зонда.

6. Разработан ряд оригинальных режимов функционирования спектральной ОКТ-системы, обеспечивающих реализацию интерактивных режимов микроангиографии, эластографии и кросс-поляризационных измерений.

Научная новизна подтверждена публикациями в реферируемых журналах. Всего по методам опубликовано 37 работ [1-37], 9 работ по пилотным медико-биологическим экспериментам [38-46], получено 34 патента на изобретение [47-79]

Практическая значимость

1. Результаты научного исследования методов низкокогерентной волоконной интерферометрии и цифровой обработки сигналов были использованы при разработке макетов ОКТ приборов для клинической практики, в результате чего был создан ряд корреляционных, кросс-поляризационных и спектральных ОКТ-систем. Часть из них прошла сертификацию и внедряется в медицинскую практику.
2. Разработанные методы и макеты ОКТ позволяют:
 - получать изображения внутренней структуры биоткани в видеорежиме со сверхвысоким разрешением, достигающим единиц микрон с целью извлечения дополнительной информации при диагностике;
 - осуществлять нацеливание биопсии;
 - осуществлять ОКТ контроль зон оперативного вмешательства в реальном времени при операциях наружных и внутренних органов человека, а также сетчатки глаза в процессе операции;
 - проводить мониторинг лечения;
 - осуществлять мультимодальный режим ОКТ, включающий осуществление режимов эластографического анализа биокани, ангиографии, и анализа поляризационных характеристик обратно рассеянного излучения.
3. Разработанный уникальный вариант пьезоволоконного фазового модулятора позволил создать систему управления задержкой трехмерных лазерных пучков эллипсоидальной формы в задаче инъекции электронных пучков высокой яркости.

Внедрение в практику

Разработанные устройства и методы ОКТ внедрены в практику работы Института прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Московского областного научно-исследовательского клинического института им. М.Ф. Владимирского (МОНИКИ), г. Москва, Нижегородской государственной медицинской академии Министерства здравоохранения и социального развития Российской Федерации НижГМА, г. Н.Новгород, Нижегородской областной клинической больницы им. Н.А. Семашко, г. Н.Новгород, Приволжского Окружного Медицинского Центра (ПОМЦ), г. Н.Новгород, дорожной клинической больницы на ст. Горький ОАО РДЖ, г. Н.Новгород, Медцентра косметологической коррекции «Эклан» ЗАО МЦКК «Эклан», г. Н.Новгород, ООО «БиоМедТех», г. Нижний Новгород, С.-Петербургской Медицинской академии последипломного образования (СПбМАПО), г. С.-Петербург, Российского онкологического центра им. Н.Н. Блохина (РОНЦ РАМН), г. Москва, Научного центра акушерства и гинекологии и перинатологии ФГУ НЦАГиП им. В.И. Кулакова, г. Москва, Московского государственного медико-стоматологического университета (МГМСУ), г. Москва.

Апробация работы

Материалы диссертации были доложены на следующих международных научных конференциях:

CLEO (г. Балтимор, США 1995, 1997, 1999 годы; г. Анахайм, США, 1996 год; г. Сан-Франциско, США, 1998 год); MPLP'2004 (г. Новосибирск, РФ, 2004, 2005 годы); 17th International Cancer Congress (г. Рио-де-Жанейро, Бразилия, 1998 год); CLEO Europe (г. Глазго, Шотландия, 1998 год); LPHYS (Братислава, Словакия, 2002 год; Триест, Италия, 2004 год, Тронхейм, Норвегия, 2008 год), ВВО (г. Вухань, Китай, 2006 год), BiOS (г. Сан Хосе, Калифорния, США 2003 год), Photonics West (Сан Франциско, США, 2010, 2011, 2012 годы), European SPIE/OSA European Conferences on Biomedical Optics (г. Мюнхен, Германия, 2011, Брюссель, Бельгия, 2012.), OSA Digital Holography and Three-Dimensional Imaging (Майами, США, 2010), International Symposium Topical Problems of Biophotonics TPB11 (2011, Санкт Петербург – Нижний Новгород), TPB11 (2013, Нижний Новгород – Ярославль – Нижний Новгород – Казань – Нижний Новгород), Saratov Fall Meeting (SFM) (г. Саратов, РФ, 2010-2017 годы), 2nd Canterbury Conference on OCT Emphasis on Broadband Optical Sources, Canterbury, Kent, United Kingdom, 2017.

Часть результатов работ вошла в Отчеты о деятельности Российской академии наук, два из них вошли в Доклады РАН.

Личное участие автора

Автор занимает ведущую позицию в разработке и развитии методов оптической когерентной томографии с 1993 года по всем направлениям исследований, проводимым в ИПФ РАН. Он является основным автором и разработчиком всех, уже нескольких десятков модификаций метода ОКТ, систем приема, обработки и визуализации ОКТ информации, и активным участником разработок практических приложений.

Структура диссертации:

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

В первой главе, представляющей собой обзор литературы, рассмотрены направления развития и мировые достижения в области оптической когерентной томографии.

Во второй главе рассмотрены особенности создания интерферометрических схем и оптических элементов для решения разнообразных задач оптической когерентной томографии, как при корреляционном, так и при спектральном способах приема сигнала с учетом возможности их практического применения.

В третьей главе диссертации приводятся результаты разработки и применения методов повышения пространственного разрешения в оптической когерентной томографии. Отдельно рассматриваются вопросы вычисления и компенсации дисперсионных искажений широкополосного интерферометрического сигнала.

В четвертой главе описываются предложенные методы решения одной из ключевых проблем спектральной оптической когерентной томографии – линейного по оптической частоте приема спектра интерференционного сигнала.

Пятая глава посвящена рассмотрению методов подавления специфических для спектральной оптической когерентной томографии артефактов, существенно влияющих на качество и значимость получаемых изображений.

В шестой главе рассматриваются методы получения дополнительной информации, получаемой средствами оптической когерентной томографии, для осуществления многофункционального исследования объекта.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Диссертация содержит также заключение и список цитируемой литературы, состоящий из 269 источников. Работа изложена на 213 страницах машинописного текста, из которых основное содержание включает 197 страниц, 109 рисунков.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Проблема устранения неэквидистантности по оптической частоте спектральных отсчетов спектрометра, основанного на дифракционной решетке, может быть решена с

помощью оптических призм за счет геометрического фактора даже при полном отсутствии дисперсионных свойств материала призм.

2. Обусловленное дисперсией распределение фазы спектральных компонент сигнала при низкокогерентной интерференции может быть вычислено по относительным задержкам огибающих вспомогательных сигналов, восстановленных из последовательно выделенных узких участков в пределах всего спектра принятого сигнала.
3. Коррекция формы аппаратной функции и компенсация дисперсионных искажений в изображениях может производиться одинаковым образом как в корреляционной, так и в спектральной ОКТ путем применения соответствующих частотнозависимых множителей к спектральному образу распределения сигнала рассеяния по глубине.
4. Величина сигнала в оптической когерентной томографии при зондировании одновременно двумя некогерентными ортогонально поляризованными порциями излучения одинакового спектра не зависит от состояния поляризаций этих порций излучения.
5. Локальный коэффициент кросс-поляризационного рассеяния при круговой поляризации зондирующей волны больше или равен коэффициенту при линейной поляризации зондирующей волны, и не зависит от ориентации образца.
6. Активное удаленное поддержание кругового состояния поляризации на выходе одномодового волокна при линейном входном состоянии поляризации возможно путем приведения совокупного двулучепреломления оптического тракта к эффективной четвертьволновой пластинке с 45° ориентацией с помощью двух электрически управляемых фазовых пластинок при анализе поляризации излучения, отраженного от выходного торца волокна.
7. Анализ фазового распределения соседних пространственных отсчетов сигнала в оптической когерентной томографии позволяет компенсировать влияние движений объекта на сигнал (включая смещение объекта как целого) и получать дополнительную к структурным и поляризационным изображениям информацию об объекте, такую как распределение внутренней микроциркуляции и распределение упругих свойств, реализуя многофункциональную диагностику объекта.

ГЛАВА 1 ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ (по литературе)

1. Оптическая когерентная томография (ОКТ) является методом визуализации внутренней структуры оптически мутных сред с высоким пространственным разрешением, развитого на основе использования низкокогерентного излучения с относительной шириной полосы оптического спектра в единицы и десятки процентов и интерференционного приема обратно рассеянного света [80]. Появление метода ОКТ в начале девяностых прошлого столетия, было практически следствием значительных успехов в ряде параллельно развиваемых отраслей квантовой физики и оптики, включая фемтосекундную лазерную оптику, твердотельную квантовую оптику, нелинейную оптику, а также волоконную оптику и оптику биоткани. Успехи в обозначенных областях с одной стороны определили стремительное развитие метода ОКТ, а с другой стороны, отчасти, дальнейшее развитие в этих областях во многом было связано с потребностями метода ОКТ. Этот процесс совместного развития продолжается и в настоящее время, обеспечивая совершенствование основ метода ОКТ и его приложений. Наибольшее применение метод ОКТ получил в биологии и медицине, что обусловило необычайно высокое признание метода и успех на рынке. Развитию метода ОКТ и его приложениям в медицине и в биологии в мире посвящено около 50000 статей. В год их количество увеличивается на 4 – 5 тысяч. Это цифры свидетельствуют о высоком интересе к теме и важности развития связанных с ней методов. Изложение основ метода ОКТ и основных приложений в изданиях [81-84] дают хороший обзор проблем в этой области.

2. Метод ОКТ позволяет в реальном времени получить в 2D и 3D форматах изображения эхо-структур оптически мутных сред при обратном рассеянии в среде на оптических неоднородностях [85], в отличие от УЗИ метода, в котором имеет место рассеяние на неоднородностях плотности. Продольное разрешение в ОКТ, составляет величину 1-15 мкм, которое на один – два порядка величины лучше, чем в обычном ультразвуке. В офтальмологии (и в ряде других областей медицины) этот метод не имеет альтернативы и является заменой биопсии. Высокое разрешение и неинвазивность метода, которая обусловлена малой мощностью зондирующей волны, позволяют строить изображение слоев, клеточных структур и, в ряде случаев, и отдельных клеток живой биоткани, что вызвало высокий интерес к развитию метода ОКТ. Постоянное совершенствование методов повышения разрешения в продольном и поперечном направлениях, а также создание методов извлечения дополнительных к структурным параметрам биоткани позволяют повысить информативность ОКТ метода.

Высокое продольное разрешение в методе ОКТ обусловлено шириной спектра зондирующей волны и реализовано при интерференционном приеме, который возможен при разности задержек относительно опорной волны только в пределах длины когерентности,

составляющей единицы микрон. В результате использование низкокогерентного излучения при интерференционном зондировании оптически мутных сред обеспечивает прием только баллистических, или слабо отклоненных фотонов в методе ОКТ и устраняет засветку, вызванную многократным рассеянием. В ОКТ используется излучение в ближней ИК области (800 – 1300 нанометров), которая частично перекрывается с так называемым «терапевтическим окном прозрачности» биоткани, ограниченном с коротковолновой стороны ростом рассеяния, а с длинноволновой – поглощением в воде. Этот ИК диапазон, который оказался чрезвычайно востребованным в области оптической связи, получил необычайно широкое и быстрое развитие. Сочетание малой временной и высокой пространственной когерентности полупроводниковых и лазерных источников низкокогерентного ИК излучения позволяет эффективно реализовать одновременно достоинства долазерных и лазерных методов в волоконной оптике. Развитие методов низкокогерентной интерференционной волоконной оптики и на их базе методов ОКТ, является актуальной задачей радиофизики.

3. Спектр методов ОКТ, развиваемых в настоящее время, очень широк. Со времени выполнения первых успешных демонстраций [80, 86], большое внимание уделялось развитию возможностей визуализации структуры биотканей методами ОКТ с повышенным быстродействием и пространственным разрешением. Помимо развития методов получения обычных интенсивностных изображений, большое внимание уделялось различным модификациям, как самих принципов формирования ОКТ изображений, так и методов их обработки с целью осуществления новых типов визуализации. Картирование одновременно нескольких физически и функционально различных характеристик биоткани должно существенно повысить информативность ОКТ обследования и улучшить специфичность диагностирования. Среди таких типов ОКТ-визуализации биоткани, дающих о ней качественно новую информацию, можно отметить получение многоволновых, поляризационно-чувствительных, эластографических (характеризующих механические свойства ткани) изображений, и методы визуализации микроциркуляции (сосудистой системы) в исследуемой области. В отличие от других средств медицинской визуализации, таких как ультразвуковое сканирование или магнито-резонансная томография, для которых воспроизводимость обследования одной и той же области различными приборами не вызывает существенных трудностей, в ОКТ объединение методов выполнить гораздо сложнее, поскольку область исследования имеет существенно меньший масштаб. Это приводит к проблематичности достаточно точного совмещения изображений, получаемых с использованием нескольких специализированных сканеров и при не точном совмещении резко снижает полезность проведения такого мульти-функционального обследования. По-видимому, наибольший

практический интерес представляет именно возможность получения функционально различных изображений ОКТ системой в ходе единого процесса обследования. Кроме того, даже при наличии гипотетической возможности достаточно точного совмещения различного типа изображений, использование нескольких независимых сканеров многократно повышает стоимость такого мульти-функционального обследования.

Кроме отмеченных выше типов ОКТ биоимиджинга, можно также отметить объединение ОКТ изображений с картиной флуоресценции, индуцированной лазерным излучением [87], комбинирование мультиспектральной и спектральной ОКТ в микроскопии [88], объединение ОКТ изображений на ряде далеко отстоящих спектральных линий [35, 89, 90] и т.п. Построение ОКТ системы, сочетающей большое число различных типов визуализации, должно чрезмерно усложнить как конструирование аппаратной части, так и выполнение необходимых процедур обработки рассеянных биотканью сигналов. Поэтому даже возможность сочетания 2-3 различных типов визуализации (подобно сочетанию возможности получения обычных ультразвуковых сканов и эластографических изображений в современных УЗИ сканерах) в единой ОКТ системе представляет значительный практический интерес и требует совместного решения целого ряда физических и технических задач, специфичных для каждого из совмещаемых типов картирования. Иллюстрацией необходимости увеличения информационного содержания в оптической когерентной томографии (ОКТ) биологических тканей являются недавние усилия по дополнению традиционных структурных изображений вспомогательными контрастными изображениями, получение которых основано на таких методах, как поляризационно-чувствительные измерения и эластографическая визуализация [91-93]; исследования реологических/релаксационных характеристик [94, 95] и микроваскулярных характеристик [96-109], обобщенных в последних обзорах [110, 111].

В данной диссертации затронуты лишь часть, из наиболее востребованных методов. Среди них рассмотрены методы улучшения продольного и поперечного разрешения в корреляционном и спектральном вариантах ОКТ, преодоление артефактов, обсуждаются проблемы развития кросс-поляризационного ОКТ метода, развитие фазовых методов и повышение быстродействия ОКТ. Совокупность разработанных методов, описанию которых посвящена диссертация, является основой скоростных, поляризационных, эластографических методов ОКТ, эндоскопических приложений и микроангиографии.

4. Создание глубокой модуляции длины оптического пути (с амплитудой в сотни и тысячи оптических длин волн) является важной задачей в области низкокогерентной волоконно-оптической интерферометрии и, в частности, в корреляционной оптической когерентной томографии (ОКТ) [80]. Максимальная глубина, с которой еще возможен прием

рассеянных в биоткани "баллистических" – прямолетящих фотонов на фоне многократного рассеяния, определяется, в основном, разрешенной плотностью мощности оптического излучения, коэффициентом рассеяния и уровнем шумов и составляет величину около 1.5 – 2 мм. Такое изменение длины оптического пути в методе ОКТ осуществляется рядом способов, в том числе механическим движением зеркала, например, при помощи шагового двигателя [80], или гальванометра [112]. Позднее для этого были разработаны пьезоволоконный модулятор оптического пути [1, 66] и модулятор на основе дифракционной решетки [9, 113]. Изменение разности оптических путей в плечах интерферометра Майкельсона в корреляционном методе ОКТ с постоянной скоростью позволяет осуществлять узкополосный интерференционный прием сигнала на частоте доплеровского сдвига [1, 112]. Скорость модуляции разности длин плеч и ее постоянство являются критическими параметрами ОКТ. Например, для получения $3 \cdot 10^3$ продольных А-сканов в секунду на глубину 2 мм требуется реализация скорости изменения оптической разности длин плеч около 6 метров в секунду при амплитуде 2 мм. При ширине спектра интерференционного сигнала в единицы процентов от несущей частоты - частоты доплеровского сдвига, возможно, при этом, осуществлять узкополосную фильтрацию интерференционного сигнала на выходе фотодетектора [1]. Однако скорость продольного сканирования необходимо поддерживать с точностью до долей процента. Необходимую скорость и точность невозможно реализовать при помощи механических систем. Можно отметить, что при механическом синусоидальном сканировании с амплитудой 1 мм и частотой 1500 Гц зеркало должно было испытывать ускорение - около 10^4 g, что не реально в оптических системах. Более того, неизбежно будут сказываться резонансы механической системы, приводящие к модуляции скорости движения. Модулятор другого типа - на основе дифракционной решетки [113, 114] обладает большими размерами, что неприемлемо при создании компактного прибора. Следует отметить, что наиболее компактным и удобным для практического применения является пьезоволоконный модулятор оптического пути [1, 66]. Однако и при использовании пьезоволоконного модулятора есть проблемы, связанные с попаданием резонансов модулятора в спектр управляющего сигнала. В данной диссертации рассмотрены принципы управления пьезоволоконным модулятором оптического пути с повышенной скоростью сканирования, позволяющие преодолеть указанную проблему.

5. Поляризационные методы в ОКТ [35, 115-135], которые активно развиваются в последнее время, оказались перспективными при исследовании внутренней структуры биологической ткани, поскольку в поляризационных характеристиках рассеянного излучения содержится дополнительная информация. Наибольшее внимание уделяется поляризационно-чувствительной ОКТ, которая позволяет получать изображения картины величины

двулучепреломления в упорядоченной биологической ткани [115-117, 119, 121, 127, 128] и параметров Стокса рассеянного света [120, 122] как функции глубины. Величина двулучепреломления в биологической ткани может быть, в частности, оптическим маркером для оценки состояния ожоговых тканей [116, 119, 136] и для ранней диагностики глаукомы [132].

При использовании ОКТ в клинической практике необходимо наличие гибкого волоконного зонда со сканирующим устройством в его дистальном конце. Вначале такие зонды были реализованы на поляризационно-удерживающем (PM) волокне [1, 35] с целью обеспечения гарантированно стабильной видности интерференционной картины. Позднее этот зонд был применен также и для кроссполяризационных наблюдений [35]. На PM волокне был основан и тонкий гибкий волоконный микрозонд со сканирующим устройством для эндоскопических исследований [34]. PM волокно с малой длиной биений - L_b некоторое время не использовалось в поляризационно-чувствительных ОКТ системах (ПЧ ОКТ), поскольку при длинах волокна, превышающих длину деполяризации, относительная фаза собственных волн с ортогональными поляризациями теряется. Такая фазовая информация необходима, в частности, при измерении параметров Стокса [120]. В интерферометре Майкельсона на PM волокне можно восстановить относительную разность фаз между волнами с ортогональными поляризациями, воспользовавшись методом компенсации [137], для реализации которого волокно каждого из плеч интерферометра разделяется пополам и вновь соединяется с разворотом 90 градусов. Такой интерферометр на PM- волокне был реализован для измерения двулучепреломления в биоткани [131].

В изотропном волокне фазовая связь между нормальными волнами сохраняется, поскольку из-за очень большой длины биений L_b между нормальными волнами длина деполяризации L_d достаточно велика. Дифференциальная фазовая задержка и дифференциальная групповая задержка непостоянны в одномодовом волокне из-за случайного характера воздействий и, как отмечалось в [122], приводят соответственно к эволюции состояния поляризации и к уширению интерферограмм в ОКТ-системах. Предложенный в работах [122, 127] метод ПЧ ОКТ основан на сохранении углов между векторами Стокса на сфере Пуанкаре для поляризационных состояний, введенных в изотропное волокно, даже при случайных воздействиях. Ограничительным условием, которое определено в [122], является отсутствие оптических потерь в одномодовом волокне, а также малость разности групповых задержек в плечах интерферометра, не превышающая длину когерентности рабочего излучения.

Известны сложности проведения поляризационных измерений в оптических схемах с волоконными зондами. При использовании изотропного волокна в подвижном гибком зонде ПЧ

ОКТ системы состояние поляризации зондирующего излучения на живом объекте не фиксировано из-за случайного характера изгибных воздействий на волокно. Для осуществления ПЧ ОКТ в таких условиях была разработана оригинальная схема на одномодовом волокне, в которой при условии компенсации наведенного статического двулучепреломления применялась также поляризационно-чувствительная аппаратура объемной оптики для динамического управления состоянием поляризации [123].

Другой поляризационный метод – КП ОКТ, в котором исследуются дифференциальные характеристики рассеяния в ортогональную поляризацию. Кросс-поляризационный метод оптической когерентной томографии (КП ОКТ) [35, 118] разрабатывается для повышения специфичности ОКТ-диагностики в медицине и для расширения возможностей оптических методов в биологии. В методе КП ОКТ осуществляется картирование оптических неоднородностей в поперечном сечении биоткани при интерференционном приеме когерентных компонент ко- и кросс-рассеянного назад света, поляризация которых совпадает и ортогональна, соответственно, поляризации зондирующей волны при ее зеркальном отражении. Соотношение интенсивностей ко- и кросс-рассеянных волн существенно зависит как от оптических свойств биоткани, так и от состояния и стабильности поляризации зондирующей волны. Для повышения достоверности количественной информации, получаемой в методе КП ОКТ, необходима разработка мер для повышения воспроизводимости изображений ко- и кросс-рассеяния. Именно поэтому модификация КП ОКТ метода с гибким волоконно-оптическим зондом, которая может быть использована для наружного и эндоскопического зондирования биоткани, до настоящего времени проходит этапы совершенствования. В КП ОКТ методе высокие требования предъявляются к оптической схеме для обеспечения достаточно малой оптической связи между каналами, которые обеспечивают прием света с ортогональными поляризациями. В работе [118] оптическая схема КП ОКТ, которая основывалась на воздушном интерферометре с дискретными элементами, состояние поляризации в каждом из плеч интерферометра было фиксировано и контролировалось с высокой точностью. В работе [35] для сохранения линейного состояния поляризации в плечах интерферометра использовалось поляризационно-удерживающее волокно. Эти же требования по развязке поляризационных каналов относятся и к ПЧ ОКТ системам. Первые из таких систем основывались на воздушных интерферометрах с дискретными элементами [115-119, 121]. Одномодовое волокно использовалось только для фильтрации пространственно-некогерентного света от сигнального и опорного плеч в схеме направленного детектора [117, 118]. Установки для КП ОКТ следующего поколения базировались на использовании в световедущих трактах интерферометров одномодового изотропного оптического волокна [122, 127, 128]. В таких

интерферометрах принимались меры по снижению влияния случайного двулучепреломления, индуцированного в изотропном волокне эллиптичностью кора и нециркулярной симметрией напряжений. Для этого полностью компенсировалось наведенное двулучепреломление в одномодовом волокне, а для проведения поляризационных измерений применялось устройство для модуляции состояния поляризации. Обычные ОКТ интерферометры на анизотропном волокне не могут быть использованы в описанном выше варианте ПЧ ОКТ-метода из-за большой разности фазовых набегов в собственных ортогональных волнах, при которой эти волны становятся некогерентными. Однако ОКТ интерферометры на анизотропном волокне могут применяться в КП ОКТ методе, в котором не требуется устранения поляризационно-модовой дисперсии [35]. К числу недостатков поляризационно-чувствительных схем с использованием анизотропного волокна можно отнести усложнение кросскорреляционной функции интерферометра, вызванного паразитной связью между нормальными модами. В диссертации излагаются результаты разработки эффективных схем для КП ОКТ с последовательным приемом, основанных на анизотропном и изотропном волокнах. Эти схемы могут быть использованы также и для измерения двулучепреломления.

Сложность поляризационных измерений и интерпретации результатов как в КП ОКТ, так и в ПЧ ОКТ методах в ОКТ системах волокне с гибким сигнальным плечом заключается, таким образом, в непостоянстве состояния поляризации в любом сечении волокна. Однако, как будет показано в диссертации, при этом не исключается возможность выделения и приема света, рассеянного строго в ортогональную поляризацию. В диссертации приведены результаты по разработке и внедрению ОКТ системы для КП ОКТ метода на основе новой оптической топологии. Эта новая топология является дальнейшим развитием топологии, состоящей из зонда с частичным отражением от торца волокна, соединенного с полностью волоконным автокоррелятором (получившей в англоязычной литературе название «common path» системы [138]), которая использовалась ранее в одном из вариантов КП ОКТ систем [9]. В такой системе часть оптического пути с использованием топологии систем на объемных элементах объединена с волоконно-оптической схемой, оптические пути которой являются общими для сигнальной и опорной волн, что снимает проблемы наведенной паразитной анизотропии в волоконной трассе и позволяет использовать одномодовое, не сохраняющее поляризацию волокно.

6. Одним из обязательных качеств сменных эндоскопических зондов в ОКТ-системах, предназначенных для клинического использования, является воспроизводимость их оптических свойств. Наиболее эффективно эта задача реализуется в «common path» оптических схемах, изготовленных из одномодового волокна, в которых дистальная часть зонда и исследуемая

среда составляют интерферометр Физо. В такой системе интерференционный сигнал не зависит от дисперсии и фазовой анизотропии тех участков волокна [139], которые являются общими для обеих, опорной и рассеянной назад волн. Однако при использовании зондов с одномодовым волокном существует проблема стабилизации состояния поляризации зондирующей волны. Как показано в литературе, круговая поляризация волны наиболее оптимальна для зондирования биоткани методом ОКТ по ряду причин. Во-первых, при этом всегда возможно наблюдать периодическую по глубине модуляцию обычного ОКТ сигнала, обусловленную двулучепреломлением в биоткани, вне зависимости от ориентации образца. Во-вторых, при круговой поляризации зондирующей волны возможно устранить эту, обусловленную двулучепреломлением в биоткани модуляцию сигнала рассеяния, используя наличие квадратурного сдвига сигнала в ортогональных каналах [116]. При этом в поперечном сечении формируется карта полного рассеяния, состоящая из компонент рассеянных волн в исходную и ортогональную поляризации. В третьих, устраняется влияние фактора зависимости коэффициента деполяризации от состояния поляризации зондирующей волны.

7. Коэффициенты линейной δ_L и круговой δ_C деполяризации введены в радарной планетарной астрономии [140]. Они определяется как отношение интенсивностей кросс-поляризованной компоненты к интенсивности ко-компоненты при многократном рассеянии назад при линейной и круговой поляризации зондирующих волн, соответственно. Оба коэффициента равны нулю для совершенно гладких мишеней и при однократном рассеянии на сферических частицах [140, 141]. Кросс-поляризованное рассеяние назад, в основном, имеет место при однократном рассеянии на несферических частицах и при многократном рассеянии на частицах относительно большого диаметра, или на кластерах частиц [35, 118]. Деполяризация обратно рассеянного излучения наблюдалась также и при рассеянии линейно поляризованного света в водной 10% суспензии субмикронных полистирольных сфер с близкими к длине волны света размерами и объяснялось многократным рассеянием [142]. Имело место 75% увеличение интенсивности когерентной ко-компоненты рассеянного назад света над некогерентной и 25% увеличение для кросс-компоненты, локализованное в пределах узкого ~ 1 градусного конуса. Согласно теоретической модели, угловой размер определяется отношением длины волны к длине свободного пробега между многократными эластическими соударениями [142, 143]. В результате для когерентной части волны, полученной при рассеянии линейно поляризованной волны в строго обратном направлении, эффект деполяризации описывался величиной $\delta_L=1/3$. В радарных измерениях, согласно оценок, при случайно ориентированных диполях коэффициент линейной деполяризации $\delta_L=1/3$ и круговой деполяризации $\delta_C=1$ [140, 144]. При всех промежуточных параметрах детектируемых радаром

целей $\delta_L < 1$ и $\delta_L < \delta_C$ [140, 141]. Таким образом, вариабельность интенсивности кросс-рассеянной волны в обратном направлении в биологических тканях при аналогичных условиях рассеяния может достигать величины ~ 4 дБ в зависимости от состояния поляризации зондирующей волны [10, 118]. Эта величина сравнима с изменениями кросс-поляризационного сигнала, наблюдаемыми в биологической ткани при возникновении различных патологий, которые могут составлять величину 2,7 – 13 дБ [145]. Очевидно, что необходимо устранить указанную неопределенность уровня сигнала в кросс-канале, что можно сделать за счет поддержания кругового состояния поляризации зондирующей волны.

В настоящей диссертации рассмотрена возможность поддержания кругового состояния поляризации зондирующей волны в «common path system» при реализации метода кросс-поляризационной ОКТ с измерительным интерферометром Физо в дистальной части зонда, а также сравнительные характеристики чувствительности в ко- и кросс-каналах. Эта проблема актуальна для волоконных КП ОКТ систем, предназначенных для исследований как наружных, так и внутренних участков биоткани.

8. Представляет интерес метод визуализации объемных объектов без продольного и поперечного сканирования на основе голографического приема рассеянного излучения [146-148]. Так в работе [146] описывается метод получения комплексной амплитуды рассеянного от объекта поля, при его голографической записи на ПЗС-матрице. Подлежало восстановлению изображение плоского объекта, записанного при использовании монохроматического источника света на длине волны 514 нм. Фиксация продольного положения объекта производилась с точностью до рэлеевской длины эффективного гауссового пучка, определяемого габаритом ПЗС-матрицы и расстоянием до объекта. Продольное разрешение в голографическом методе повышается за счет обработки серии голограмм, полученных на ряде длин волн [147, 148]. На основе 11 голограмм, полученных в интервале перестроения лазера - 10 ГГц (с центральной длиной волны 595 нм), в [147] было продемонстрировано продольное разрешение 3 см, что позволило отделить два плоских слоя, отстоящие друг от друга на расстоянии 18 см. В работе [148] был продемонстрирован метод восстановления 3D-изображения на основе разложения голограммы по поперечным пространственным гармоникам. Это более эффективный метод по отношению сигнал-шум, чем метод восстановления изображения по формуле дифракции Френеля. Была восстановлена поверхностная структура монеты на основе 20 голограмм, полученных в диапазоне длин волн от 575 до 605 нм. Таким образом, основы использования голографической записи рассеянного света на матрице фотоприемников для цифрового восстановления 2D, или 3D изображений поверхностей объекта представлены в работах [146-148]. Голографический матричный способ

записи интерференционной картины с последующим цифровым восстановлением отображения объекта может быть использован в методе ОКТ. При этом для получения аналогичного ОКТ пространственного разрешения необходимо использование низкокогерентного излучения, как в корреляционном [80] и спектральном [149] методах ОКТ. С другой стороны, принципы обработки сигнала на основе преобразований углового спектра, как это использовалось в описанном выше голографическом матричном способе, могут быть достаточно широко применены в ОКТ обработке сигнала.

9. В ОКТ развиты два основных метода извлечения сигнала – корреляционный и спектральный. Традиционный – временной (аналоги названия: TD – time domain, корреляционный) метод ОКТ основан на интерференции света, отраженного в опорном плече и с некоторой глубины в объекте, которая, вследствие низкой когерентности источника, соответствует положению отражателя опорного плеча. Нетрудно видеть, что в этом случае используется только малая часть мощности рассеянного света, поскольку рассеяние в объекте наблюдения происходит по всей его глубине. В связи с этим возникает желание использовать рассеянный свет по максимуму, что, в свою очередь, приводит к появлению новой методики – спектральной ОКТ с использованием дифракционного спектрометра, позволяющей получать изображения, используя весь свет, рассеянный объектом. Принципиально новой возможностью спектральной ОКТ является существенное увеличение динамического диапазона системы – за счет когерентного сложения полезной составляющей сигнала и некогерентного – шумовой. Это обуславливает возможность повышения быстродействия наблюдения сигнала, предельно малый уровень которого совпадает с шумовым. В диссертации произведена оценка потенциального выигрыша системы, с параметрами реально существующего фотоприемника, и исследована чувствительность в зависимости от мощности зондирующего излучения. В спектральных методах ОКТ более полное использование мощности зондирующей волны достигается при длине когерентности света в каждом элементе спектрального разложения (с использованием, например, дифракционной решетки), равной удвоенной глубине исследуемой области объекта. Это позволяет осуществлять одновременный когерентный прием света, рассеянного со всей глубины объекта. Анализ показывает, что спектральные методы могут обеспечить существенно более высокую скорость получения ОКТ-изображений при сохранении динамического диапазона системы [16, 150, 151]. Таким образом, спектральная методика позволяет реализовать ОКТ-установку, создающую ОКТ-изображение в реальном времени со скоростью, достаточной для оперативного наблюдения. На основе пространственного расположения элементов оптической схемы можно получить априорную информацию о положении эквидистантных по оптической частоте отсчетов в пространстве фотоэлементов. Ввиду

достаточно высокой стабильности параметров оптической системы спектрометра эта информация может быть получена при первичной калибровке. Местоположение эквидистантных оптических спектральных отсчетов в пространстве фотоэлементов может быть определено по характерному, синусоидальному виду оптического спектра интерферирующих волн, соответствующему удаленному зеркальному отражателю. Значения интенсивности эквидистантных оптических спектральных компонент могут быть получены с использованием процедуры передискретизации. Методы передискретизации хорошо известны [152, 153], и в настоящей работе они обсуждаются только с методологической точки зрения. Численные методы, применяемые в спектральной ОКТ, должны обладать малой вычислительной емкостью и не должны вносить дополнительных искажений в восстановленный спектр. Альтернативой использованию передискретизации сигнала является изменение оптических характеристик пространства спектрометра таким образом, что волновые числа принимаемых спектральных компонент оказываются распределенными в пространстве отсчетов с необходимой степенью эквидистантности. В качестве элемента, подобным образом изменяющего конфигурацию пространства спектрометра, можно использовать оптическую призму, расположенную за дифракционной решеткой перед линейкой фотоприемников. Впервые подобная конфигурация была применена в астрономической аппаратуре [154] с решеткой, нанесенной на одной из поверхностей призмы. В отличие от [154] в данной диссертации рассмотрена возможность получения максимально эффективной компенсации неэквидистантности спектральных отсчетов за счет введения дополнительных (одной или более) степеней свободы в настройках элемента корректора.

10. Сокращению длины когерентности излучения с целью улучшения разрешения уделяется большое внимание разработчиков, что привело к созданию источников с шириной спектра более 100 нм [155-157]. Однако прямое использование таких источников приводит, как правило, не к улучшению, а к ухудшению пространственного разрешения. Это обусловлено влиянием ряда факторов, таких как неуровненные дисперсионные характеристики оптических трактов плеч интерферометра, материальная дисперсия в объекте, отклонение огибающей спектра зондирующей волны от оптимальной для ОКТ Гауссовой формы [158]. Современные полупроводниковые источники широкополосного излучения, построенные на основе однослойных квантоворазмерных (GaAl)As- гетероструктур, имеют сложную форму спектра [159], что вызывает появление в аппаратной функции интерферометра боковых лепестков, которые проявляются в изображениях в виде паразитных полос и, поэтому, крайне нежелательны при ОКТ диагностике слоистых сред. В еще большей мере эффект боковых лепестков проявляется при использовании составных источников излучения в виде набора

суперлюминесцентных диодов (СЛД) [2, 24, 160], а также при использовании источников суперконтинуума [161].

Подавлению боковых лепестков аппаратной функции ОКТ, обусловленных высокой неоднородностью оптического спектра, коррекции разности дисперсии в оптических плечах интерферометра и материальной дисперсии исследуемой среды на основе численных методов посвящен ряд работ. Так обострение аппаратной функции корреляционной ОКТ осуществлялось методом итеративной деконволюции [162], а также с использованием алгоритма автофокуса [163]. В работе [164] на основе фазовой коррекции было получено уменьшение боковых лепестков корреляционной ОКТ на 8 дБ при спектрально обусловленной длине когерентности около 10 мкм. В работе [165] описана техника числовой компенсации дисперсии для частично когерентной интерферометрии и ОКТ с высоким разрешением с использованием широкополосных источников света. В работе предложен метод компенсации дисперсионных искажений численным методом, однако, пересчету подвергался сигнал интерференции, не в спектральной области, а в области задержек с применением зависящего от глубины ядра преобразования. Корректирующее ядро получают из бездисперсионного ядра путем добавления второго и более высоких порядков дисперсионных коэффициентов. Другая техника цифровой спектральной коррекции в корреляционной ОКТ для уменьшения боковых лепестков при применении негауссового спектра суммарного излучения двух суперлюминесцентных диодов была продемонстрирована в работе [165]. Корректирование каждой спектральной компоненты, которое производилось так, чтобы спектр становился Гауссовым, позволило уменьшить боковые лепестки на 14.5 дБ. В работах [2, 24] было описано использование аналогичной методики коррекции с подавлением боковых лепестков на 17 дБ. Был разработан также метод адаптивной спектральной аподизации для подавления боковых лепестков [166]. В работе [167] было показано, что «кратер-подобная» форма спектра зондирующего излучения, полученная за счет спектрального преобразования, улучшает на 50% осевое разрешение в свободном пространстве, по сравнению с разрешением с использованием исходного спектра лампы белого света. В работе [161] показано, что за счет коррекции спектральных компонент можно добиться теоретически предельного разрешения в бездисперсионном интерферометре даже при использовании источника суперконтинуума. В диссертации рассмотрен ряд мер по улучшению и коррекции формы спектра зондирующего излучения.

11. В работе [168] приведен численный алгоритм для вычислительной коррекции влияния дисперсии материала по данным отражения ОКТ для однородных и стратифицированных сред. Вычисление и коррекция материальной хроматической дисперсии

материала также реализовано в методе спектральной ОКТ на основе итерационного подхода к нахождению и коррекции фазового искажения сигнала. Это позволяет компенсировать материальную дисперсию с точностью до десятых долей радиан (единицы процентов) без решения оптимизационной задачи [169]. В работе [170] была рассмотрена численная дисперсионная компенсация в спектральной ОКТ, основанная на использовании дробного преобразования Фурье (Fractional Fourier Transform FrFT). Дисперсия, индуцированная 26 мм водной ячейкой была компенсирована для спектральной ширины полосы 110 нм и восстановлено теоретическое осевое разрешение на воздухе 3,6 мкм при подборе оптимального параметра дробного преобразования Фурье. Несмотря на математическую элегантность метода, он применим для компенсации исключительно второй производной дисперсионного распределения. «Слепой» метод компенсации дисперсии в ОКТ сигнале теоретически рассмотрен в работе [171]. В работе рассматривается метод нахождения профиля дисперсии по обобщенной автоконволюции комплексного пакета ОКТ сигнала. Рассматривается аналогия с квантовой ОКТ, где при интерференции спутанных фотонов аннулируется дисперсия. Рассмотрение, однако, ограничивается квадратичным членом разложения дисперсионной зависимости, что совершенно недостаточно для практического применения, и не делается предположения о влиянии более высоких порядков.

В рассмотренных выше методах компенсации дисперсии корректируется только небольшое число порядков спектрального разложения дисперсионного распределения фазы интерференционного сигнала. В случае материальной компенсации дисперсии это можно объяснить сложностью и даже невозможностью подбора материалов для эффективной компенсации более высоких порядков разложения дисперсионной зависимости. Но и в случае применения цифровых методов компенсации рассматриваются только несколько компонентов разложения. Как будет показано ниже, цифровым методом можно компенсировать дисперсию произвольной формы не только в спектральных методах ОКТ, но и в корреляционных. Некоторые ограничения, однако, накладываются на скорость изменения фазового распределения дисперсии по спектру принимаемого сигнала, но не на форму этого распределения.

12. Спектральная ОКТ наряду с несомненными преимуществами перед корреляционным методом, обладает и важными недостатками. Детектирование спектра интерферирующих волн дает сигнал в действительных числах, без доплеровского сдвига как в корреляционном ОКТ, поэтому имеют место когерентные помехи [172, 173], обусловленные интерференцией между компонентами рассеянного сигнала. Для спектральной ОКТ предложен ряд методов компенсации когерентных помех [172, 173]. В этих методах совместно обрабатывается набор

нескольких сигналов интерференции с фиксированным фазовым сдвигом. В работах [172, 173] такие измерения проводились через конечные промежутки времени, что накладывает ограничения на применимость метода. Необходимо, чтобы внутренние локальные движения в объекте исследования не приводили к накоплению существенной фазовой ошибки за время между отдельными измерениями. Такая фазовая ошибка обусловлена возникновением локального доплеровского сдвига частоты из-за внутренних движений объекта. Эта ошибка тем существеннее, чем выше скорость движения и больше временной интервал между измерениями. Необходимо отметить, что этот временной интервал задается техническими параметрами системы и, в частности, временем опроса всего массива элементов и не может быть уменьшен до нуля. Таким образом, данный метод компенсации когерентных помех не обладает достаточно высокой эффективностью. В диссертации предложен оригинальный метод подавления таких когерентных помех и рассмотрены особенности его применения.

13. Интерес к перестраиваемым источникам в ближнем ИК - диапазоне вызван возможностью их использования в спектральной оптической когерентной томографии [174, 175]. Широко настраиваемые полупроводниковые лазеры имеют широкий спектр применений в сетях мультиплексирования с разделением по длине волны, сенсорных системах и биоинформации [174, 175]. Имеется большое количество публикаций по разработке частотно-перестраиваемых лазеров (как с кольцевой, так и с линейной полостью) (см., например, [176-178]). В зависимости от применения могут быть разные требования к настраиваемым характеристикам лазера, таким как диапазон настройки, скорость настройки, длина когерентности излучения, стабильность мощности, коэффициент подавления поперечных мод, работа в одиночных продольных и поперечных модах и т. д. (Например, для спектральной оптической когерентной томографии (ОКТ) использует лазер с широким диапазоном настройки, равным десяткам нанометров, и с определенной длиной когерентности). Все эти характеристики лазера существенно зависят от его оптической схемы и, в частности, от типа селективного по длине волны элемента. Существует довольно много методов создания систем избирательной обратной связи в широкополосном перестраиваемом линейном лазере с использованием спектральных избирательных элементов, например резонатор Фабри-Перо [179], отражательная решетка [180] и несколько типов внешних лазерных резонаторов [181, 182]. Существуют различные подходы к созданию миниатюрных перестраиваемых лазеров. Возможности резонатора Фабри Перо для оптической селекции и широкая перестройка длины волны в лазерных устройствах малого размера, на наш взгляд не исчерпаны, несмотря на многочисленные версии его приложений. В диссертации рассмотрено создание частотного селектора на основе интерферометра Фабри Перо со сверхкороткой базой, и на его основе

перестраиваемый лазер, сочетающий в себе компактные размеры, простоту и дешевизну конструкции, а также диапазон перестройки частоты в единицы процентов.

Всего Оптической когерентной томографии в мире посвящено около 50000 статей. В год их количество увеличивается на 4 – 5 тысяч. Это цифры свидетельствуют о высоком интересе к теме и важности развития связанных с ней методов.

ГЛАВА 2 РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА ОКТ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Со времен открытия явления интерференции света в конце 17го века обнаруживаются все новые и новые свойства интерференции и открываются все новые и новые области применения. Так низкокогерентная интерферометрия предоставляет уникальные возможности в медицинской диагностике методом ОКТ. Несмотря на простоту исходной идеи – малая длина когерентности используемого излучения позволяет локализовать оптические неоднородности среды с высоким (часто недостижимым иными методами) разрешением – реализация этого метода воплощает множество оригинальных физических идей и подходов.

В главе рассмотрены особенности механизма образования сигнала в волоконно-оптическом интерферометре с низкокогерентным излучением. Представлены разработанные оптические элементы и ряд схем интерферометров. Приведено их краткое описание, а также примеры практического использования разработанных ОКТ.

2.1 Интерферометр с низкокогерентным излучением в методе ОКТ

Как показано во введении, информация об оптических неоднородностях структуры мутной среды может быть извлечена посредством селекции баллистической рассеянной (или слабо рассеянной) когерентной компоненты излучения на фоне мощной засветки, образуемой неинформативной сильно рассеянной компонентой зондирующего излучения. Такая селекция эффективно осуществляется посредством оптической интерферометрии с широкополосными источниками излучения видимого или ближнего инфракрасного диапазона частот.

Рассмотрим простейшую схему интерферометра Майкельсона с зеркалом в качестве образца, приведенную на рисунке 2.1, которая используется в качестве основы для реализации корреляционного метода ОКТ.

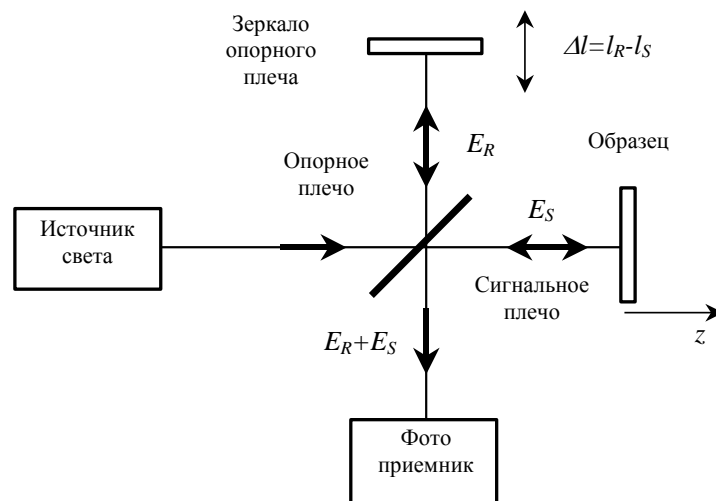


Рисунок 2.1 Простейшая оптическая схема ОКТ системы

Приведем основные выражения для сигнала интерференции, которые получены для случая низкокогерентного излучения с конечной шириной полосы частот [183]. Поля сигнальной E_S и опорной E_R волны могут быть представлены в функции оптической частоты ω :

$$E_{S,R}(\omega) = A_{S,R}(\omega) \exp\{-j[2\beta_{S,R}(\omega)l_{S,R} - \omega t]\} \quad (2.1)$$

здесь β – константы распространения.

Усредненный по времени фототок I определяется по формуле:

$$I = \frac{\eta e}{h\nu} \left[\frac{1}{2} |A_R|^2 + \frac{1}{2} |A_S|^2 + \text{real}\{E_S E_R^*\} \right], \quad (2.2)$$

где интерференционный член

$$\text{real}\{E_S E_R^*\} = A_R A_S \cos(2\beta_R l_R - 2\beta_S l_S). \quad (2.3)$$

Здесь η – квантовая эффективность фотодетектора.

В методе ОКТ используются низкокогерентные источники излучения со спектральной полосой около единиц процентов от несущей частоты. Интерференционный сигнал на фотодетекторе при этом пропорционален сумме интерференций на каждой монохроматической волновой компоненте спектра:

$$I \propto \text{real} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} E_S(\omega) E_R(\omega)^* \frac{d\omega}{2\pi} \right\} = \text{real} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \exp[-j\Delta\phi(\omega)] \frac{d\omega}{2\pi} \right\}. \quad (2.4)$$

Здесь использованы определения для спектральной плотности мощности источника

$$S(\omega) = A_S(\omega) A_R(\omega)^*$$

и для разности фаз в плечах интерферометра

$$\Delta\phi(\omega) = 2\beta_S(\omega)l_S - 2\beta_R(\omega)l_R. \quad (2.5)$$

В предположении Гауссовой формы для спектральной плотности мощности источника излучения,

$$S(\omega - \omega_0) = \left(\frac{2\pi}{\sigma_\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2} \right], \quad (2.6)$$

где $2\sigma_\omega$ – стандартная ширина спектра мощности,

а также при учете дисперсии групповой скорости разность фаз в плечах интерферометра определяется как:

$$\Delta\phi(\omega) = \beta(\omega_0)(2\Delta l) + \beta'(\omega_0)(\omega - \omega_0)(2\Delta l) + \frac{1}{2} \Delta\beta''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2(2L), \quad (2.7)$$

где $\Delta\beta''(\omega) = \beta_S''(\omega_0) - \beta_R''(\omega_0)$, $L = l_s + l_R$. При этом выражение для сигнала интерференции имеет вид:

$$I \propto \text{real} \left\{ \frac{\sigma_\tau}{\Gamma(2L)} \exp \left[-\frac{\Delta\tau_g^2}{2\Gamma(2L)^2} \right] \exp \left[-j\omega_0 \Delta\tau_p \right] \right\} \quad (2.8)$$

Здесь $\Delta\tau_p = \frac{\beta(\omega_0)}{\omega_0} (2\Delta l) = \frac{2\Delta l}{v_p}$ - разность фазовых задержек в плечах интерферометра;

$\Gamma(2L)^2 = \sigma_\tau^2 + j\Delta\beta''(\omega_0)(2L)$ - характеристическая ширина аксиальной кросскорреляционной функции. Эта ширина определяет разрешение метода ОКТ. $\Delta\tau_g = \beta'(\omega_0)(2\Delta l) = \frac{2\Delta l}{v_g}$ - разность

групповых задержек; $v_p = \omega_0 / \beta(\omega_0)$ - фазовая скорость на центральной частоте; $v_g = 1 / \beta'(\omega_0)$ - групповая скорость, $\Delta l = l_s - l_R$. Если разность плеч интерферометра Δl изменяется со скоростью $\Delta l = -v_s t$, тогда из (2.8) следует, что электрический сигнал имеет несущую частоту,

равную доплеровскому сдвигу $\omega_D = \frac{2v_s}{v_p} \omega_0$. Таким образом, при перемещении зеркала в

опорном плече в фототоке будет наблюдаться модуляция на центральной частоте ω_D с амплитудой, пропорциональной E_S при разности хода не превышающей ширину кросскорреляционной функции. Помещая в предметном плече объект исследования, и перемещая опорное зеркало, получим сигнал содержащий сумму интерференционных откликов от рассеивателей в объекте.

2.2 Схемы ОКТ на поляризационно-удерживающем волокне

На рисунке 2.2 приведена схема компактного корреляционного ОКТ прибора на основе РМ волокна [1].

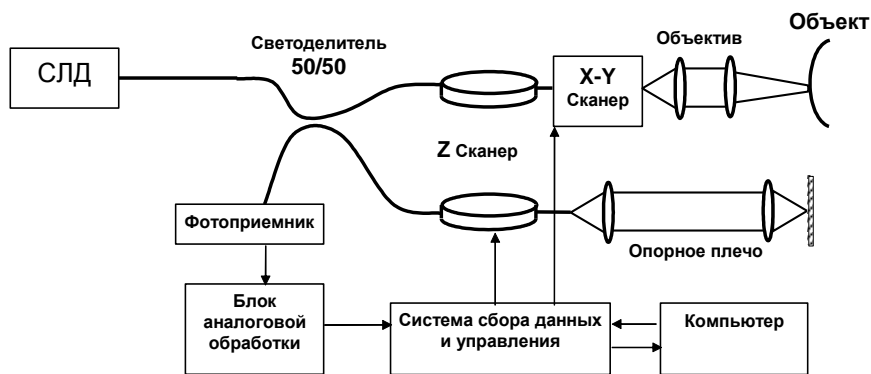


Рисунок 2.2 Функциональная схема волоконного интерферометра

Применение поляризационно-сохраняющего волокна в интерферометре, с одной стороны, позволяет избежать поляризационных федингов, с другой - приводит к целому ряду проблем, связанных с поляризационной многоканальностью. Отметим, что в обычных интерферометрах на поляризационно-удерживающем волокне в каждом плече используется лишь одна из двух поляризационных мод. Во второй поляризационной моде, исходно свободной от излучения, могут возбуждаться паразитные когерентные цуги волн на различного типа неоднородностях. В каждом волокне такие паразитные волны возбуждаются даже без каких-либо внешних возмущений из-за внутренних, наведенных при изготовлении неоднородностей оптического волновода. Эффективность перекачки оптической волны между поляризационными модами определяется так называемым h -параметром. В реальном волоконном устройстве возникают дополнительные причины для связи поляризационных мод. Связь может возникнуть на дефектах дискретных волоконных элементов (ответвителях, поляризаторах, и т.д.) или в местах стыковки волокон. В результате, поляризационная многоканальность, случайные замешивания поляризационных мод и поляризационная модовая дисперсия в интерферометре, наряду с другими факторами, приводят к искажениям аппаратной функции, которые проявляются в виде полос, повторяющих контуры изображения. Многие из этих причин устранить невозможно, однако, был предложен метод устранения паразитных полос в области изображения на основе использования различных задержек поляризационных мод в опорном и сигнальном плечах интерферометра. На рисунке 2.3 приведена схема используемых задержек в плечах интерферометра, в которой обе волны, сигнальная и опорная – быстрые. В этой схеме при сканировании опорным плечом в глубину сначала создаются условия для интерференции паразитных волн, рожденных медленной поляризационной модой, с волной быстрой поляризационной моды. Затем идет интерференция основных волн. В результате паразитные полосы будут присутствовать только над изображением.

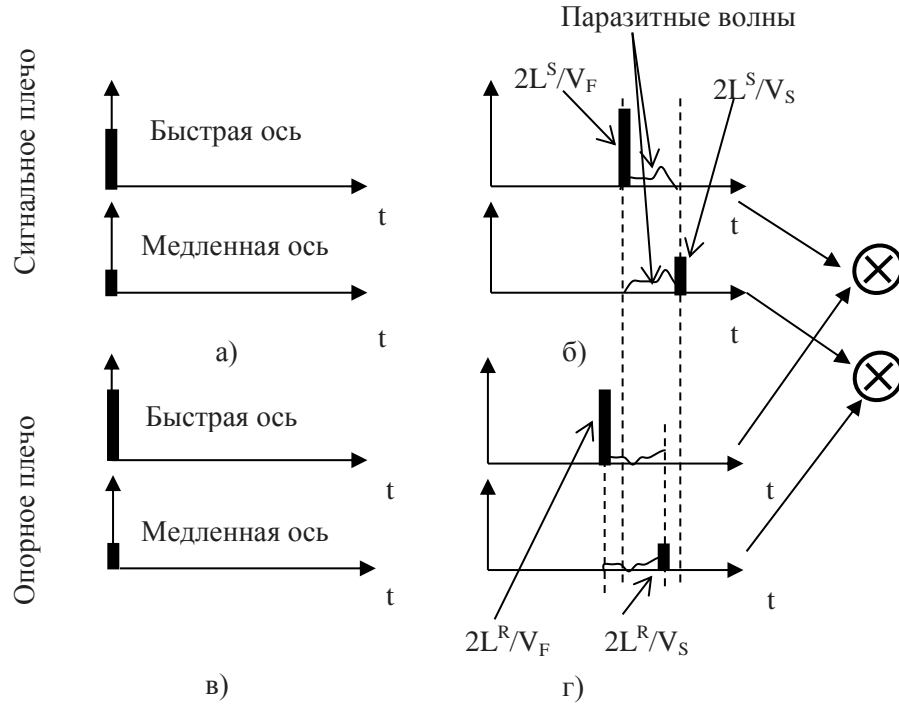


Рисунок 2.3 Интенсивности ортогональных мод на входе в сигнальное плечо – а), опорное плечо – б) и на выходе из сигнального плеча – в) и опорного плеча – г) во второй не оптимальной схеме интерферометра.

Таким образом, в приведенной схеме устраняется влияние паразитных связей мод, возникших в ответвителе и волокнах интерферометра. Влияние же ортогональной поляризации в интерференционном сигнале подавляется сильнее, чем при использовании лучших поляризующих устройств.

Схема реализует корреляционный принцип сканирования с приемом интерференционного сигнала на доплеровской частоте при постоянной скорости сканирования в глубину. Для обеспечения постоянства доплеровского сдвига и оптимизации полосовой фильтрации приемной части были разработаны электромеханический и отповолоконный пьезомодулятор длины оптического пути (патенты [50, 55]).

В некоторых модификациях такой модулятор обеспечивает сканирование оптической задержки со скоростью до 16 м/с на длину до 15 мм и был использован в системе для мониторинга однородных трехмерных эллипсоидальных лазерных пучков [184].

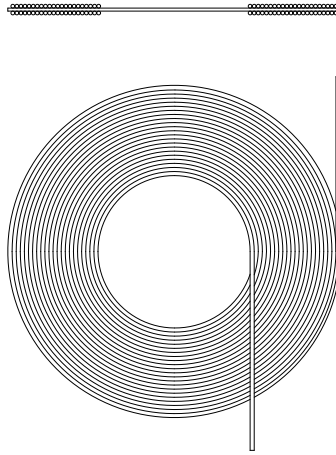


Рисунок 2.4 Волконно-оптический пьезомодулятор оптической задержки

Такая высокая эффективность при относительном удлинении пьезо-материала $\sim 10^{-4}$ была достигнута за счет многослойной плотной намотки оптического волокна на пьезопластину. Высокие динамические характеристики определялись высокочастотным первым резонансом (~ 30 кГц). Такой модулятор являлся основой всех корреляционных ОКТ, разработанных с участием автора, начиная с [1]. Тот же модулятор позволил реализовать сканирование с постоянной скоростью (с отклонениями на уровне $< 1\%$) в диапазоне 2 мм при частоте 1.5 кГц, что, в свою очередь, позволило реализовать компактный корреляционный ОКТ со скоростью 20 кадров в секунду. Вопросам линейаризации движения посвящена работа [5].

Применение поляризационно-удерживающего волокна позволило обеспечить постоянство глубины интерференционной картины, независимо от ориентации и изгибов волокна. Последнее обстоятельство позволило впервые в мире создать сменный эндоскопический микрозонд (рисунок 2.5) и осуществить пионерские работы по эндоскопической визуализации *in vivo* [34, 42].

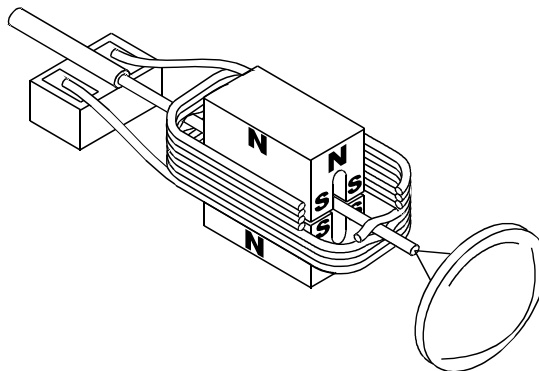
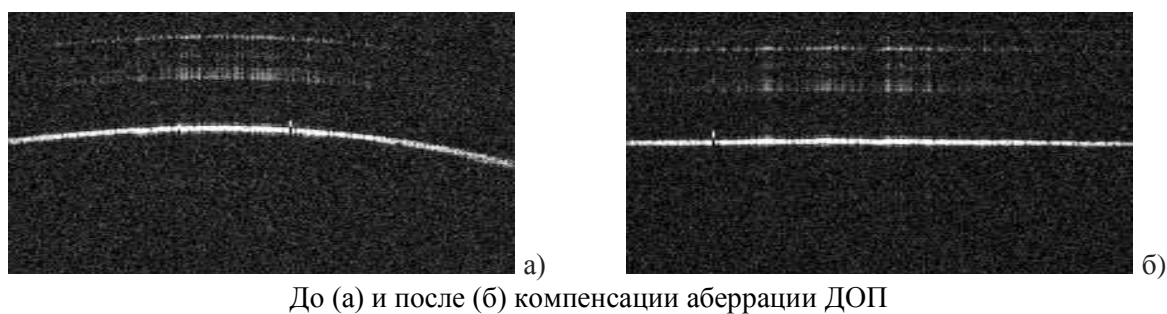


Рисунок 2.5 Конструкция миниатюрного поперечного сканера волоконного эндо зонда

В конструкции электромеханической системы зонда удалось создать эффективное распределение магнитного поля, позволяющее в заданной геометрии осуществлять перемещение катушки с током при низкой потребляемой мощности.

Одной из важнейших измеряемых величин в ОКТ является величина задержки до рассеивателя. Эта величина напрямую отображается в ОКТ данных. Это позволило обнаружить и устранить специфическую абберацию оптических систем переноса изображения зонда – непостоянство длины оптического пути. Она проявляется при сканировании в виде искривления ОКТ изображения заведомо плоской поверхности. Ранее такая абберация не могла быть обнаружена, так как при оптическом построении изображений взаимная разность задержек (оптических путей) частей изображения никак не проявляется. На рисунке 2.6 приведены примеры до и после компенсации длины оптического пути (ДОП).



До (а) и после (б) компенсации абберации ДОП

Рисунок 2.6 ОКТ изображение плоской поверхности

Для устранения абберации длины оптического пути достаточно располагать ключевые оптические элементы конфокально. В оптике применяется термин – телецентрическая схема. Она призвана устранять искажение перспективы при построении изображений. Такая схема лишена абберации ДОП, однако это свойство ранее не было известно. Результаты были запатентованы [53, 64, 65] конструкция 2D эндо зонда запатентована в [48, 73].

Развитием представленной на рисунке 2.2 схемы стала схема кросс-поляризационной ОКТ (КП ОКТ) для одновременного приема рассеянного излучения в обеих поляризациях – падающей, и ортогональной к ней. особенности кросс-поляризационного исследования образца относятся к многофункциональному ОКТ и будут обсуждаться в разделе 6.1.1.

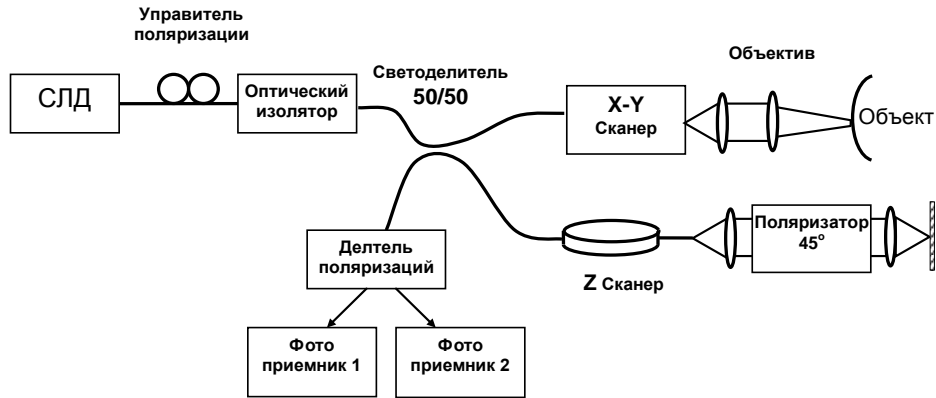


Рисунок 2.7 Общая схема кросс-поляризационной ОКТ на РМ волокне

Для обеспечения приема одновременно в двух поляризациях в интерферометре формируется дополнительная опорная волна ортогональной поляризации. Для этого в опорном плече устанавливается поляризатор под углом 45° . Пришедшая волна линейной поляризации частично проходит через поляризатор и на обратном пути возбуждает две ортогональные моды РМ волокна опорного плеча, создавая опорную волну для кросс-рассеянного в объекте излучения. Нетрудно показать, что относительные задержки опорных и сигнальных волн в ко- и кросс-каналах будут одинаковыми. На выходе интерферометра порции излучения ортогональных поляризаций направляются на разные приемники, обеспечивая два независимых канала приема интерференционного сигнала. Схема опубликована в [10].

Пожалуй, самым сложным устройством, реализованном на РМ волокне стал двухволновый ОКТ. Его схема приведена на рисунке 2.8.

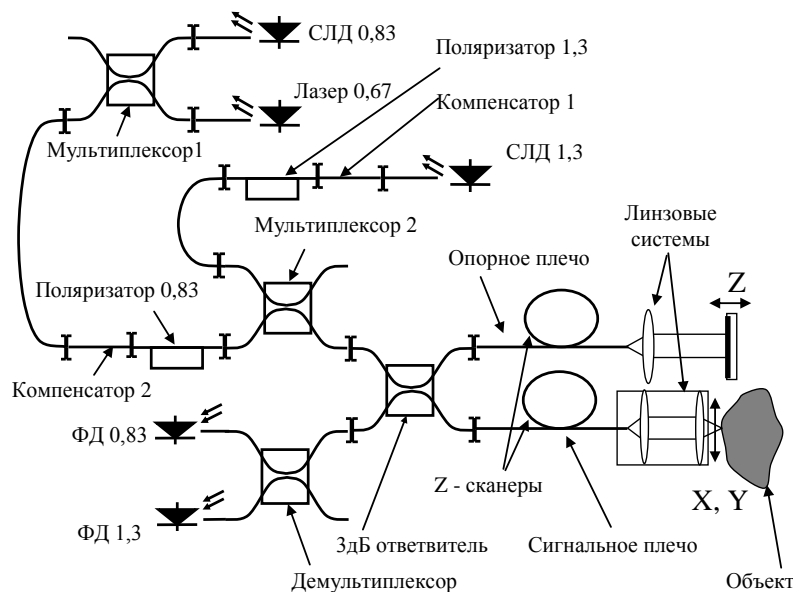
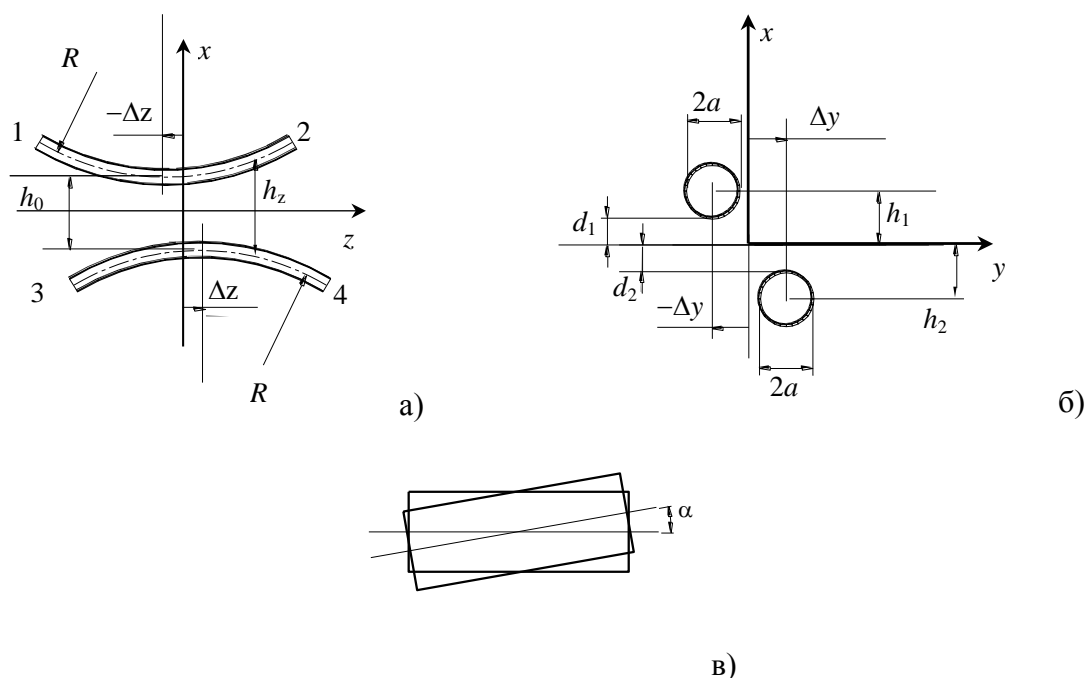


Рисунок 2.8 Оптическая схема интерферометра двухволнового ОКТ

Основной особенностью схемы стало применение излучения нескольких длин волн, распространяющихся в одном волоконном тракте в одномодовом режиме. В качестве рабочих были применены излучения с центральными длинами волн 830 и 1280 нм, в качестве пилотного луча – излучение 670 нм. При этом излучение 1280 нм находилось в зоне слабого удержания, а 670 нм в области возможного маломодового распространения для выбранного волокна. Как было показано в [185], при соблюдении определенных условий, возможно запитать преимущественно простейшую моду которая потом будет сохраняться на протяжении всего волоконного тракта. Это обеспечивается короткой длиной биений основной моды с ближайшими. В отсутствие возмущений такого же масштаба эффективность перекачки в другие моды будет мала.

Для обеспечения эффективности всего интерферометра были разработаны специальные волоконно-оптические элементы, такие как полированные мультиплексоры и делитель (рисунок 2.9).



Вид сердцевин: сбоку -а); в перпендикулярном сечении в середине области связи мод – б). Вид двух половинок ответвителя, ориентированных под углом α друг к другу, – в). Цифрами 1-4 обозначены входы и выходы ответвителя.

Рисунок 2.9 Схематический рисунок ответвителя

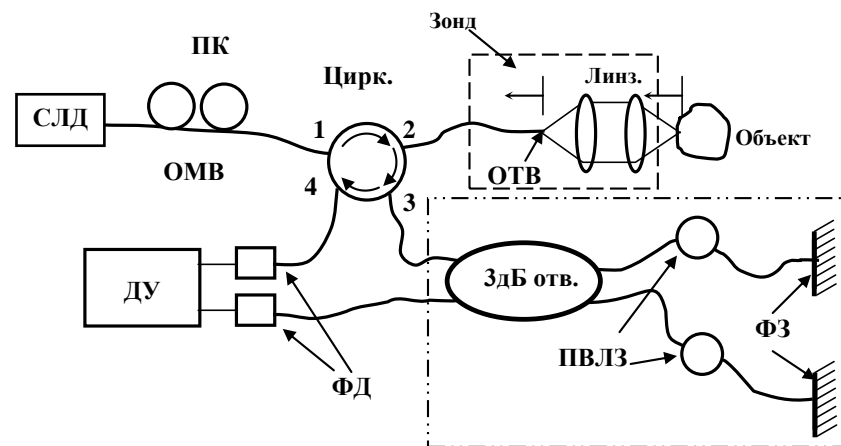
Для реализации нужного коэффициента деления на обеих длинах волн была найдена дополнительная степень свободы при настройке элементов – угол взаимного разворота половинок в плоскости поверхности. Применение такого подхода позволило обеспечить необходимые коэффициенты деления одновременно на двух рабочих длинах волн.

Для маскировки артефактов, связанных с поляризационной модовой дисперсией, применялись поляризационные компенсаторы – куски РМ волокна той же длины, что и входное волокно следующего элемента, приваренные под 90^0 . При этом на каждом участке компенсировалась модовая дисперсия, и уменьшалось количество паразитных пиков интерференции.

Вопросы компенсации дисперсии в таком широком спектральном диапазоне и результаты применения будут представлены в разделе 3.2. Результаты опубликованы в [3, 4, 186].

2.3 Схемы ОКТ на изотропном одномодовом волокне

Несмотря на очевидные преимущества оптической схемы, основанной на интерферометре Майкельсона с использованием РМ волокна, имеются существенные недостатки. Так для реализации взаимозаменяемости зондов требуется поддерживать их длину с миллиметровой точностью при длине несколько метров. Это практически весьма затруднено. Более того, манипуляция с зондом может менять его длину на доли миллиметра, что заметно как движение изображения при сканировании. Еще одно важное обстоятельство – необходимость поддержания постоянных дисперсионных характеристик зондов. Данное требование практически недостижимо. Практика показывает, то последовательно взятые куски волокна одинаковой длины из одной катушки по-разному уширяют аппаратную функцию, и компенсация дисперсии для одного из них не подходит другому. Для преодоления указанных недостатков на основе схемы, опубликованной в [187], была разработана схема корреляционной ОКТ с тандемным включением измерительного и компенсирующего интерферометров [74] (рисунок 2.10).



СЛД - суперлюминесцентный диод; ПК – контроллер поляризации; ОМВ – одномодовое волокно; ЦИРК. – 4х портовый циркулятор; ОТВ – отражающий торец волокна; Объект – объект

исследования; ЗдБ отв. – 0,5x0,5 ответвитель; ПВЛЗ – пьезоволоконные линии задержки; ФЗ – Фарадеевские заркала; ФД – фотодиоды; ДУ – дифференциальный усилитель. Пунктирной рамкой выделен зонд, а штрих-пунктирной – компенсирующий интерферометр Майкельсона, который также осуществляет продольное сканирование.

Рисунок 2.10 Тандемная оптическая схема ОКТ на изотропном волокне

В такой схеме излучение от широкополосного оптического источника (СЛД) направляется через циркулятор к волоконно-оптическому зонду. Дистальный кончик волокна зонда может совершать боковое перемещение и его оптическое изображение передается на образец с помощью системы линз. Торец конца волокна имеет угловой скол, создающий контролируемое по величине отражение опорной волны. Отраженное излучение смешивается с обратно рассеянным излучением от образца. Затем суммарное излучение направляется через ответвитель на полностью волоконный интерферометр Майкельсона, который имеет оптическую разность хода, равную задержке между опорным отражением зонда и обратным рассеянием от образца (которая близка к 10 мм свободного пространства в нашем случае). Система реализует традиционное корреляционное сканирование на доплеровской частоте. Сканирование выполняется за счет элементов пьезоволоконной задержки, приводимых в действие пилообразным напряжением переменного тока. Это напряжение, управляющее сканированием, содержит корректирующую компоненту, с предискажениями для компенсации нелинейности и гистерезиса пьезокерамики, что обеспечивает стабильность скорости сканирования (и мгновенного значения доплеровской частоты) лучше 1%. Это, в свою очередь, позволяет использовать фильтрацию доплеровского сигнала в узкой полосе, чтобы минимизировать ширину полосы приема шума, что, в свою очередь, оптимизирует соотношение сигнала к шуму. Другая функция пьезоволоконной задержки заключается в статической регулировке положения зоны когерентного приема. Обычно эта функция выполняется механической подвижкой, но предложенный элемент пьезоволоконной задержки при постоянном приложенном напряжении обеспечивает более простое и экономичное решение с диапазоном регулировки ~ 4 мм (с диапазоном напряжений ~ 350 В) и позволяет использовать все преимущества волоконного решения, включая отсутствие оптических потерь в коллимационных и соединительных элементах.

В схеме реализован прием обеих порций результата интерференции (с двух выходов интерферометра). Это позволяет увеличить эффективность использования излучения, мощность которого ограничена стандартами безопасности.

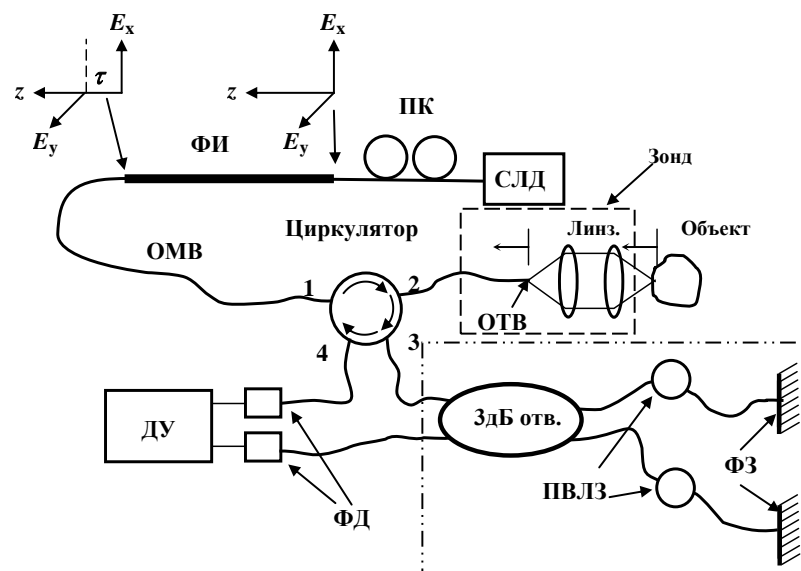
Такая тандемная схема полностью лишена зависимости от длины волокна зонда, поскольку, приобретая взаимную задержку в зонде, опорная и сигнальная волны идут по

одному пути до компенсирующего интерферометра, настроенного на такую же задержку. Это позволяет применять зонды различной длины с одним и тем же прибором. Действительно обеспечение постоянства длины измерительного интерферометра (~10 мм) с точностью до 1 мм не представляется сложной задачей.

Еще одно преимущество данной схемы состоит в применении одномодового волокна, такого же как в линиях связи. Кроме низкой цены преимуществом является отсутствие поляризационной модовой задержки, приводящей к появлению артефактов. Поддержание состояния поляризации осуществляется Фарадеевскими зеркалами [188, 189]. Для более точного поддержания состояния поляризации при широкополосном излучении были разработаны варианты таких зеркал [15].

Несмотря на проигрыш в предельной эффективности такая схема имеет огромное преимущество в удобстве применения. Это делает ее более предпочтительной для практического использования в медицине.

Кросс-поляризационный прием с использованием одномодового волокна выглядит как практически нерешаемая задача в рамках подходов, используемых в предыдущей кросс-поляризационной схеме (рисунок 6.4). Действительно одномодовое волокно не поддерживает состояние поляризации и неясно как можно организовать кросс-поляризованную опорную волну. Однако такое решение было найдено, и реализовано в схеме на рисунке 6.7.



СЛД - суперлюминесцентный диод; ПК – контроллер поляризации; ФИ – формирователь излучения, состоящий из отрезка двулучепреломляющего волокна; ОМВ – одномодовое волокно;

Циркулятор – 4х портовый циркулятор; ОТВ – отражающий торец волокна; Объект – объект исследования; ЗдБ отв. – 0,5x0,5 ответвитель; ПВЛЗ – пьезоволоконные линии задержки; ФЗ – Фарадеевские зеркала; ФД – фотодиоды; ДУ – дифференциальный усилитель. Пунктирной рамкой выделен зонд, а штрих-пунктирной – компенсирующий интерферометр Майкельсона, который

также осуществляет продольное сканирование.

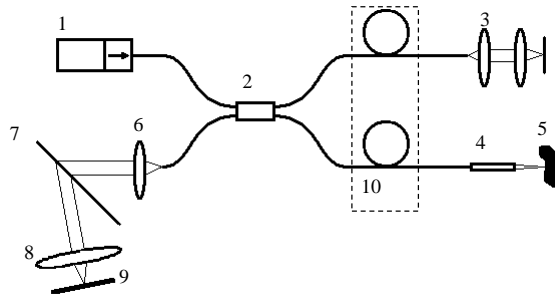
Рисунок 2.11 Оптическая схема КП ОКТ на изотропном волокне

В такой схеме заранее формируются две ортогональные волны с взаимной задержкой, превышающей размеры зоны сканирования. Для этого используется, как вариант, кусок поляризационно-удерживающего волокна. Длина волокна выбирается такой, что из-за модовой дисперсии поляризационные моды приобретают необходимую взаимную задержку. Интерференция в кросс-поляризации, при этом, происходит со смещением относительно ко-поляризации на величину предварительной задержки. Важно, что взаимная ортогональность излучений сохраняется на протяжении всего одномодового тракта.

Подобная схема имеет важную особенность – в построении изображений в традиционном ко- канале принимает участие две ортогональные поляризации, неинтерферирующие друг с другом. Как будет показано в разделе 6.1.3, в таком случае сигнал в ко-канале не зависит от взаимной ориентации поляризации зондирующей волны и выделенных направлений объекта. Результаты опубликованы в [9, 10]

2.4 ОКТ со спектральным способом приема сигнала

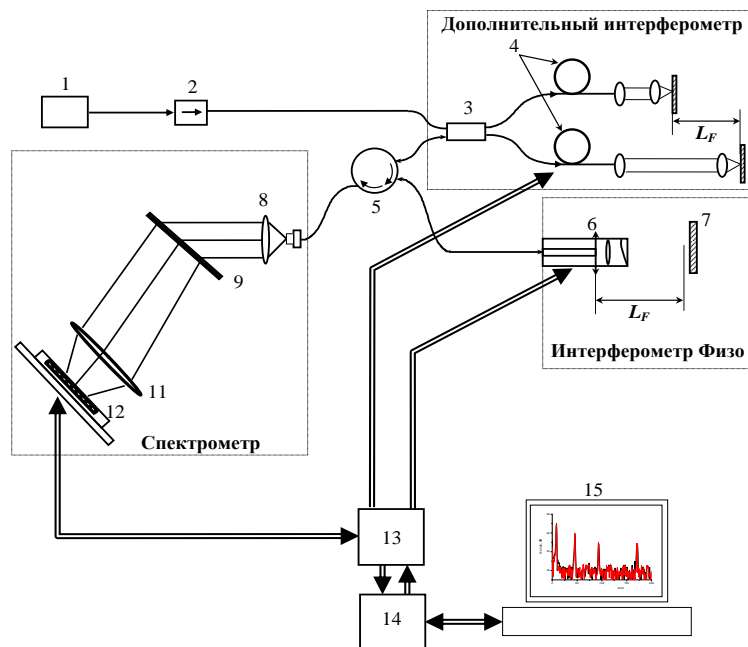
Корреляционный способ регистрации сигнала обладает высокой надежностью и помехозащищенностью. Однако, является неэффективным с точки зрения использования принимаемого излучения. В каждый момент времени принимается сигнал только из диапазона, попадающего в окно когерентности (эквивалентно элементу разрешения в глубину) интерферометра. Таким образом, рассеянное излучение со всех остальных мест остается незарегистрированным. Спектральные способы приема ОКТ сигнала, впервые предложенные Ферчером [190], регистрируют спектр интерференции опорной волны рассеянной объектом. При этом обратная ширина каждой спектральной компоненты соответствует всему диапазону наблюдения, а обратная ширина спектра – элементу разрешения. Прием осуществляется на линейку фотоэлементов. Во время экспозиции каждый элемент регистрирует сигнал со всей глубины зондирования. Тем самым, весь рассеянное излучение участвует в регистрируемой интерференции. Для восстановления профиля сигнала в глубину необходимо сделать преобразование Фурье по оптическому спектру. Схема, реализующая спектральный способ приема показана на рисунке 5.1.



Широкополосный источник излучения с оптическим изолятором - 1, делитель излучения - 2, опорное плечо измерительного интерферометра - 3, зонд с поперечным сканером - 4, исследуемый объект - 5, коллимирующая линза - 6, просветная дифракционная решетка с максимумом дифракции в (-1) порядок - 7, фокусирующая объектив - 8, линейный массив фотоэлементов - 9, модулятор разности фаз интерферирующих волн - 10.

Рисунок 2.12 Схема спектральной ОКТ

В развитие спектральных методов приема были разработаны оригинальные тандемные схемы интерферометрических приемных частей, реализующие преимущества как спектрального приема, так тандемной организации интерференции рисунок 4.10.



1 – источник широкополосного излучения, 2 – оптический изолятор, 3 – 3дБ ответвитель, 4 – пьезокерамический модулятор, 5 – оптический циркулятор, 6 – сканирующая система, 7 – исследуемый объект, 8 – коллимирующая линза, 9 – дифракционная решетка, 10 – фокусирующая линза, 11 – линейный массив фотоэлементов, 12 – интерфейсные системы, 13 – быстродействующий аналого-цифровой преобразователь, 14 – ЭВМ.

Рисунок 2.13 Оптическая схема ОКТ со спектральным способом приема

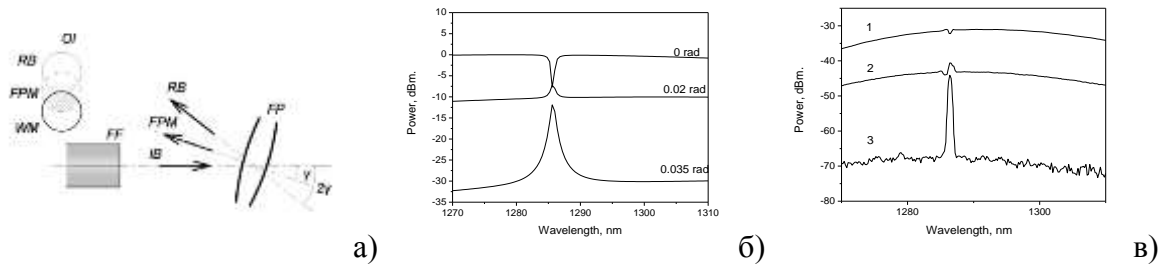
Организация параллельного приема двух порций интерференционного сигнала как в схеме на рисунке 2.10 потребовала бы построения двух идентичных спектрометров, что технически сложно и ощутимо дорого. Компенсировать потерю эффективности удалось с помощью предложенной схемы с обратным расположением компенсирующего и измерительного интерферометров. В компенсирующем интерферометре Майкельсона формируется предварительная задержка двух порций излучения, одна из которых впоследствии станет опорной, другая – сигнальной. С выхода интерферометра обе порции направляются на измерительный интерферометр Физо, а затем на приемную систему. Поскольку на выход интерферометра Майкельсона и за тем на объект приходит только половина мощности, такая схема позволяет удвоить применяемую исходную мощность источника излучения при соблюдении стандартов безопасности.

2.5 Наклонный микроинтерферометр Фабри-Перо с инвертированной отражательной резонансной характеристикой

В задачах частотной селекции в волоконно-полупроводниковом генераторе с перестройкой в единицы – процентов от центральной оптической частоты в качестве управляющего элемента часто используют микроинтерферометр Фабри-Перо. Так для перестройки длины волны генерации $\Delta\lambda = 100$ нм при помощи интерферометр Фабри - Перо при центральной длине волны $\lambda = 1$ мкм, длина интерферометра Фабри- Перо L должна быть не более 5 мкм: $L \leq \lambda^2 / 2\Delta\lambda = 5 \times 10^{-6}$.

В качестве такого селектора был исследован интерферометр Фабри – Перо, выполненный в виде двух сферических зеркал, расположенных на расстоянии нескольких десятков мкм. В ходе экспериментов была обнаружена способность такого селектора отражать узкие частотные пики в обратном направлении (рисунок 2.14 в). Исследовались отражательные спектральные характеристики в обратном направлении, когда его мода и падающий гауссов пучок имеют рассогласование по углу.

На рисунке 2.14 изображены схема и результаты опыта по исследованию отраженного от наклонного интерферометра Фабри – Перо спектра суперлюминесценции полупроводникового оптического усилителя. В эксперименте было обнаружено, что при угле δ больше некоторого значения в отраженном спектре появляются особенности в виде узких инвертированных пиков.



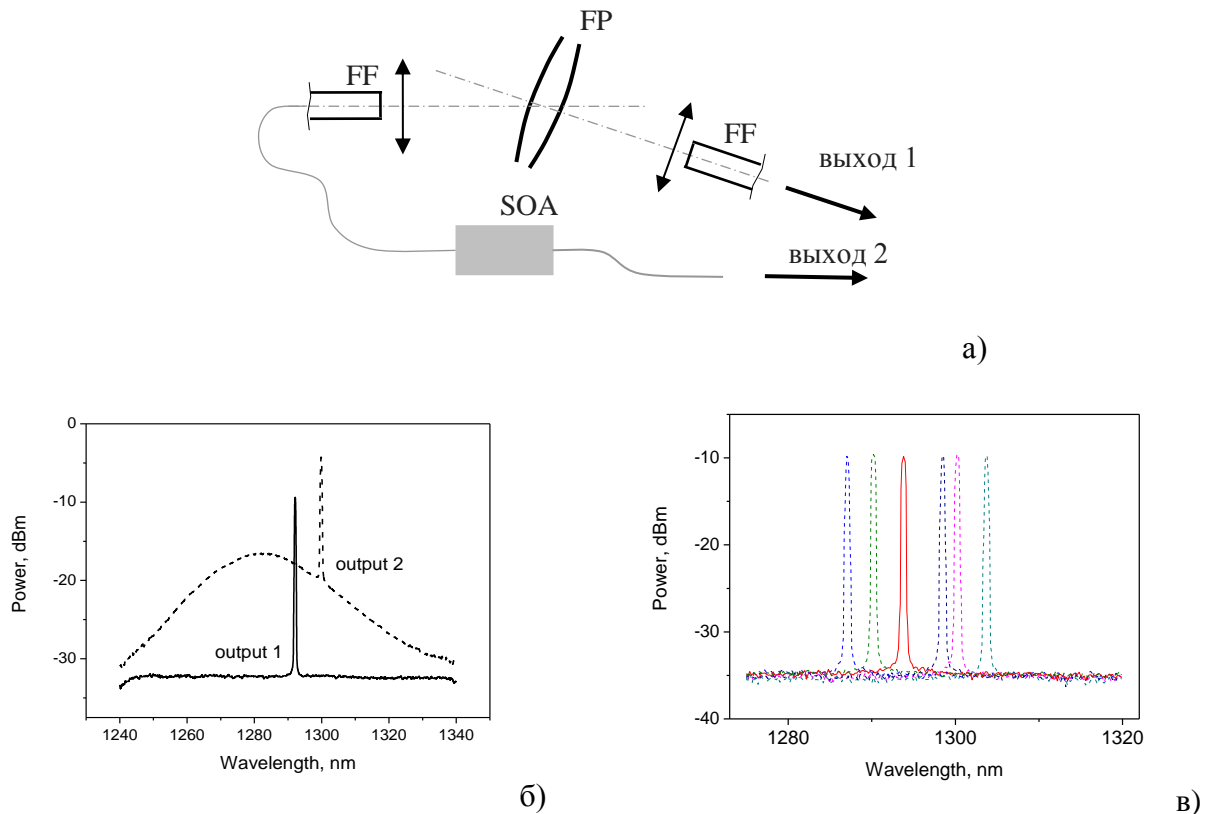
а) Схема взаимодействия моды одномодового волокна с излучением, отраженным от переднего зеркала интерферометра и с модой интерферометра Фабри-Перо. FP – интерферометр Фабри-Перо, FF – торец волокна, IB – падающий на интерферометр пучок, RB – поперечное сечение пучка, отраженного от переднего зеркала интерферометра, FPM – поперечное сечение моды интерферометра Фабри-Перо, WM – поперечное сечение моды волокна; OI обозначает интеграл перекрытия с модой волокна. Спектр излучения, попадающий назад в волокно при различных углах рассогласования б) теория в) эксперимент.

Рисунок 2.14 Схема взаимодействия мод усилителя и интерферометра Фабри-Перо

Это явление объясняется различной зависимостью коэффициента связи моды усилителя с отраженной волной и истекающей модой интерферометра Фабри-Перо от угла наклона интерферометра. Очевидно, что отраженное излучение меняет угол в два раза быстрее. Поэтому существует набор параметров, когда эффективность связи моды усилителя и моды интерферометра выше эффективности связи моды усилителя и отраженного излучения. При этом узкополосное излучение моды интерферометра Фабри-Перо может служить обратной связью для генерации, а сам интерферометр – перестраиваемым в широком диапазоне частотном одномодовым селектором.

На описанном эффекте был построен экспериментальный макет перестраиваемого лазера (рисунок 2.15). Использовался полупроводниковый оптический усилитель (SOA-561, Superlum Ltd.) волоконными выходами с двух сторон. Интерферометр Фабри-Перо был выполнен с использованием двух зеркал радиусом 2.5 метра, с коэффициентами отражения 0.995 и базой интерферометра около 25-40 мкм. Размер перетяжки моды интерферометра составил 30 мкм, а угол рассогласования между оптической осью активного резонатора и осью интерферометра составил 0.04 радиана. Спектры излучения из обоих выходов, которые представлены на рисунке 2.15 б, получены при фиксированной длине резонатора Фабри-Перо. Характерно, что форма спектров на выходах 1 и 2 существенно отличается. На выходе 1 спектр генерации имеет вид одного пика без подставки, в отличие от спектра на выходе 2. Подставка на выходе 2 обусловлена усиленным спонтанным излучением. Таким образом, наклоненный

интерферометр Фабри-Перо выполняет две функции – селективирует оптическую частоту и эффективно подавляет прохождение спонтанного излучения на выход 1.



а) Схема перестраиваемого по длине волны излучения лазера SOA – полупроводниковый оптический усилитель, FF – торец волокна, L – согласующие линзы, FP – наклонный интерферометр Фабри-Перо. Стрелками обозначены выходы 1 и 2, б) Спектр излучения перестраиваемого лазера из выхода 1 (сплошная линия) и выхода 2 (пунктирная линия). в) Излучение перестраиваемого лазера на разных длинах волн.

Рисунок 2.15 Престраиваемый источник с наклонным интерферометром Фабри-Перо в качестве частотного селектора

Представляется, что выполнение такой схемы в твердотельном варианте может дать вариант лазера с селектором в виде наклонного микроинтерферометра Фабри-Перо и позволить реализовать лазер с возможностью полно-диапазонной перестройки в десятки нанометров в доли микросекунд. Отсутствие подставки на выходе 1 демонстрирует высокую эффективность селективного выделения излучения лазерной генерации и подавление спонтанного излучения полупроводникового активного элемента на выходе интерферометра Фабри-Перо.

Практические применения разработанных ОКТ устройств:

На рисунке 2.16 приведены примеры устройств, разработанных на основе описанных схем и элементов, а так же примеры медицинских применений.



Компактный эндоскопический ОКТ и микрозонды – а); варианты ОКТ приборов для медицинского применения – б) и в); операция на сетчатке с интраоперационной эндо ОКТ визуализацией – г); применения эндо ОКТ в различных медицинских специальностях – д).

Рисунок 2.16 Примеры практического воплощения различных реализаций ОКТ, микро зонды и

применения в медицинской практике

Схемы, описанные в данном разделе, были разработаны на основе радиофизических принципов, реализованы в экспериментальных устройствах и продемонстрировали свою эффективность. Результаты работ и их практические применения опубликованы в [1-46, 191]

Решения, реализованные в этих схемах, и методы их практического применения были запатентованы [49, 51, 56, 65, 67-71, 76, 77]

ГЛАВА 3 ПОВЫШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

3.1 Оптическая когерентная микроскопия

Одно из направлений развития ОКТ это повышение пространственного разрешения, (в случае биомедицинских приложений до субклеточного уровня). Такое направление принято называть оптической когерентной микроскопией (ОКМ). В перспективе ОКМ может стать альтернативой или вообще заменить биопсию в медицине. Оптическая когерентная микроскопия как новая техника получения изображений поперечных сечений приповерхностных слоев биоткани объединяет предельные достижения оптической когерентной томографии и конфокальной микроскопии (КМ).

В данном разделе описываются результаты разработки принципов работы и построения макета компактного оптического когерентного микроскопа (ОКМ) с гибким сигнальным плечом и выносным датчиком для использования в экспериментальных и клинических условиях. С целью получения аксиального разрешения клеточного уровня был разработан источник света с эффективной шириной спектра 100 нм, содержащий два полупроводниковых суперлюминесцентных диода на основе однослойных квантоворазмерных (GaAl)As-гетероструктур с разнесенными спектрами. Излучения обоих СЛД объединялись в поляризационно-удерживающем волокне с помощью специально разработанного мультиплексора. Рассмотрен метод спектральной настройки мультиплексора, осуществляемой с целью получения минимальной ширины АКФ. Для повышения широкополосности интерферометра Майкельсона был разработан широкополосный 3дБ полированный ответвитель на анизотропном волокне.

Была решена также проблема динамического фокуса на основе сканирования выходной линзы сигнального плеча. Разработаны закон движения линзы и электронная управляющая система, которые позволяют осуществить пространственное совмещение фокальной зоны объектива при острой фокусировке и области когерентного приема при их одновременном сканировании на глубину 0.5-0.8 мм в биоткани.

В диссертации применен метод коррекции спектра для достижения предельного разрешения и подавления боковых лепестков аппаратной функции, вызванных неравномерностью спектра источника света, и исследована его эффективность.

3.1.1 Широкополосный интерферометр ОКМ

На рисунке 3.1 приведена принципиальная схема интерферометра портативного ОКМ, которая базируется на схеме традиционного ОКТ в волоконном исполнении.

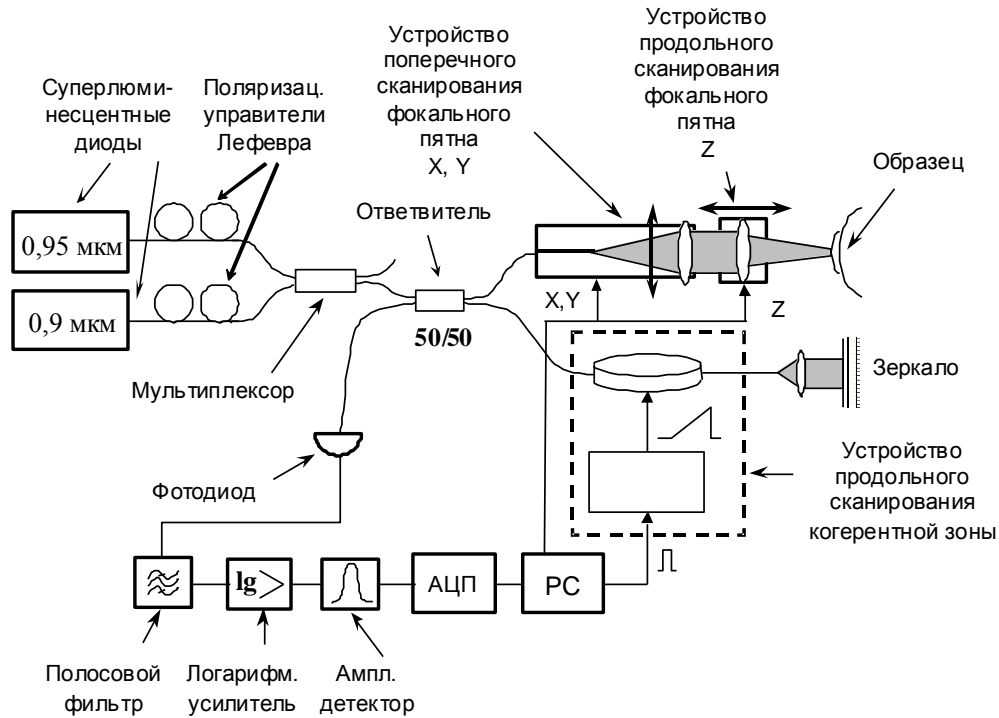


Рисунок 3.1 Функциональная схема оптического когерентного микроскопа

Волоконно-оптический интерферометр Майкельсона, входящий в состав ОКМ, содержит измерительное и опорное плечи, как и в ОКТ, длиной около 25 м. В микроскопе используется одномодовое поляризационно-сохраняющее волокно типа PANDA, по которому излучение распространяется в виде фиксированной волноводной моды с заданной поляризацией. Использование анизотропного волокна позволяет иметь гибкое сигнальное плечо, без федингов видности интерференционной картины. В части волоконного тракта от источника света до ответвителя использовалось изотропное волокно. При этом с помощью управителей Лефевра поляризованная компонента обоих источников могла быть ориентирована по осям анизотропного волокна интерферометра на входе ответвителя. Для получения ОКМ изображений была использована лишь одна из поляризаций излучения в каждом источнике, которая обладала наибольшей интенсивностью. В качестве источников излучения были использованы суперлюминесцентные полупроводниковые диоды с центральными длинами волн излучения 907 нм и 948 нм, с ширинами полосы около 53,4 и 72 нм, исходной мощностью излучения в одномодовом волоконном выходе 0,9 и 3 мВт.

Излучение от источника поступает по волоконной части измерительного плеча на оптический сканер, который фокусирует свет на исследуемом объекте и одновременно осуществляет обратный ввод рассеянного исследуемым объектом излучения. Волоконная часть опорного плеча подводит излучение также на опорное зеркало и транспортировку его назад к светоделителю. Излучения, рассеянное исследуемым объектом и отраженное от опорного

зеркала, интерферируют на светоделителе при разности хода, не превышающей длину когерентности, суммарная оптическая волна подается на фотодиод. Эта часть оптической схемы и система продольного сканирования аналогичны используемым в ОКТ-макете.

Оптический сканер осуществляет также режим "динамического фокуса" за счет продольного в z - направлении сканирования выходной линзы объектива. Сканер обеспечивает также перемещение луча в x, y направлениях, что позволяет получать как 2D, так и 3D изображения. В сканере применен двухлинзовый объектив, который позволяет реализовать максимальную числовую апертуру выходной линзы. Увеличение объектива равно единице, при этом реализуется диаметр фокального пятна менее 4 мкм. В разработанном приборе принципы когерентного и конфокального приема реализованы при сканировании на всю глубину, на которой острота фокусировки света еще не потеряна из-за процессов многократного рассеяния.

Перемещение оптического луча вдоль поверхности исследуемого объекта производится за счет поперечного движения дополнительной линзы объектива, находящейся внутри оптического зонда на конце предметного плеча интерферометра. Сканирование осуществляется электромеханической системой. Процесс сканирования полностью автоматизирован и управляется компьютером.

Приемным устройством для фотодетектирования интерференционного сигнала, как и в ОКТ методе, служил фотодиод с оптоволоконным входом, который характеризуется высоким квантовым выходом (~ 0.8) и низким уровнем шумов. Нагрузкой фотодиода является колебательный контур, фильтрующий электрический сигнал для выделения доплеровской компоненты с центральной частотой около 0,4 МГц. Далее аналоговая и цифровая обработка, запись информации и демонстрация изображений также аналогичны применявшимся в ОКТ-методе.

Также как и в ОКТ-методе, получение изображений в мутных средах, восстановление изображения по сигналу не требует решения сложной обратной задачи. Каждому элементу разрешения по глубине соответствует определенное время распространения света до него и обратно, то есть определенная разность хода в интерферометре. Это обуславливает как относительную простоту интерпретации получаемых изображений, так и возможность их визуализации в реальном масштабе времени (во время сканирования).

3.1.2 Создание сверхширокополосного источника света и элементов интерферометра

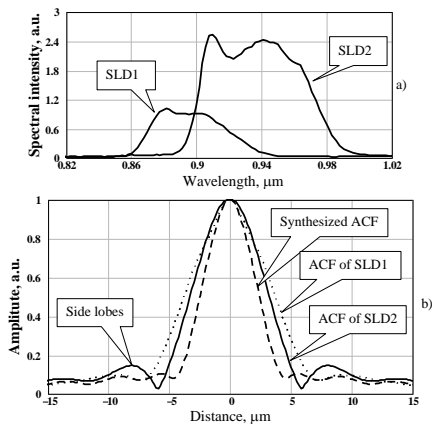
Для достижения необходимого в ОКМ разрешения можно применять различные источники широкополосного оптического излучения – от тепловых до источников

суперконтинуума. Требованиям компактного приложения наиболее удовлетворяют суперлюминесцентные диоды.

Миниатюрные суперлюминесцентные излучатели (СЛД) и волоконные элементы интерферометра позволяют создать компактные портативные приборы и обеспечить их стабильную работу в клинических и промышленных условиях.

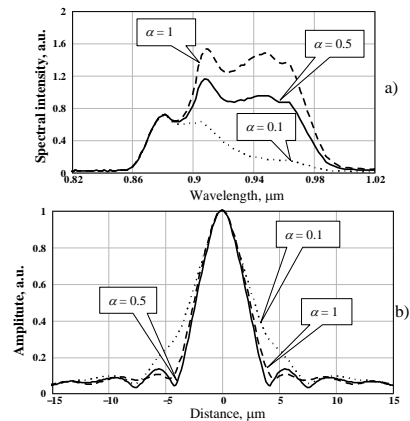
Использувавшиеся СЛД на основе однослойных квантоворазмерных (GaAl)As-гетероструктур имели спектры не гауссовой формы [159]. При центральных длинах волн 907 нм и 948 нм, и ширинах около 53,4 и 72 нм, оптические спектры частично перекрывались.

Были проведены предварительные расчеты ожидаемого результирующего спектра и автокорреляционной функции. На рисунке 3.2 приведены спектры использованных СЛД, суммарные спектры и соответствующие АКФ. Как видно из рисунка 3.2, спектры обоих СЛД имеют сложную форму.



а) – спектральные характеристики суперлюминесцентных диодов; б) – автокорреляционные функции

Рисунок 3.2



а) – синтезированный спектр, б) – соответствующая автокорреляционная функция

Рисунок 3.3 Синтез широкополосного сигнала для различной величины фактора ослабления α второго источника

Очевидно, что форма суммарного спектра, отличная от гауссовой, должна существенно зависеть от соотношения исходных мощностей отдельных СЛД. На рисунке 3.3 а приведен ряд суммарных спектров, полученных при полной исходной мощности коротковолнового СЛД и частичной мощности длинноволнового (параметр α определяет относительное ослабление исходной мощности длинноволнового СЛД за счет накачки). На 3.3б приведены соответствующие АКФ. В результате удалось реализовать суммарный спектр излучения сложной формы с шириной порядка 100-110 нм, которому соответствовала минимальная ширина основного пика АКФ, равная 4,9 мкм. Боковые лепестки АКФ были ниже основного на 17,5 дБ.

Существенную роль играет также и спектральная настройка волоконно-оптического мультиплексора, при помощи которого производилось объединение оптических излучений обоих СЛД в одном волокне. Ввиду того, что спектры источников частично перекрывались, на выходе мультиплексора каждое из введенных излучений претерпевало спектральные ограничения. Для поиска минимальной ширины АКФ была произведена спектральная настройка мультиплексора, который собирался при контроле параметров выходного излучения. Мультиплексор был изготовлен на половинках полированного ответвителя на анизотропном волокне. Сборка мультиплексора производилась при введенных излучениях в обе половинки и текущем контроле выходного спектра и автокорреляционной функции суммарного излучения с помощью коррелометра. В процессе сборки подбиралось соотношение мощностей источников за счет уменьшения мощности длинноволнового СЛД и подбиралась центральная частота половинной перекачки в мультиплексоре по минимуму ширины результирующей АКФ при контроле выходной оптической мощности. Для этого мощность коротковолнового СЛД (1) поддерживалась постоянной. Мощность длинноволнового СЛД (2) менялась ступенчато и составляла 100, 80 и 60 процентов от полной. Каждому уровню мощности соответствовала серия измерений при различной настройке мультиплексора. Мультиплексор настраивался так, чтобы в первом измерении использовалась только мощность коротковолнового СЛД. Затем подмешивалась доля излучения СЛД 2 и уменьшалась доля мощности СЛД 1, и так до полного использования мощности СЛД 2. В каждом эксперименте записывалась автокорреляционная функция путем оцифровывания сигнала быстродействующим аналого-цифровым преобразователем L-738 и последующей обработкой на персональном компьютере. АКФ наблюдалась на коррелометре. Основу коррелометра составил модулятор длины опорного плеча, разработанный для обеспечения постоянства скорости сканирования с точностью не хуже 0.5%. Интерференционный сигнал формировался на специально разработанном в рамках этого работы широкополосном диэлектрическом зеркале. Спектральная зависимость коэффициента пропускания зеркала приведена на рисунке 3.4.

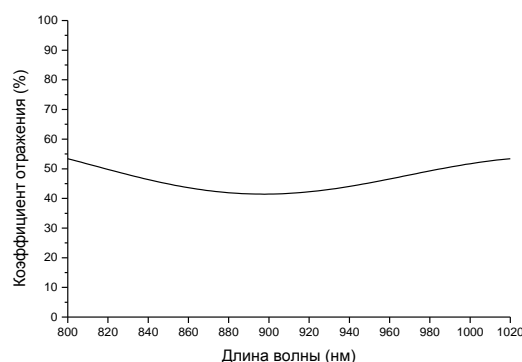
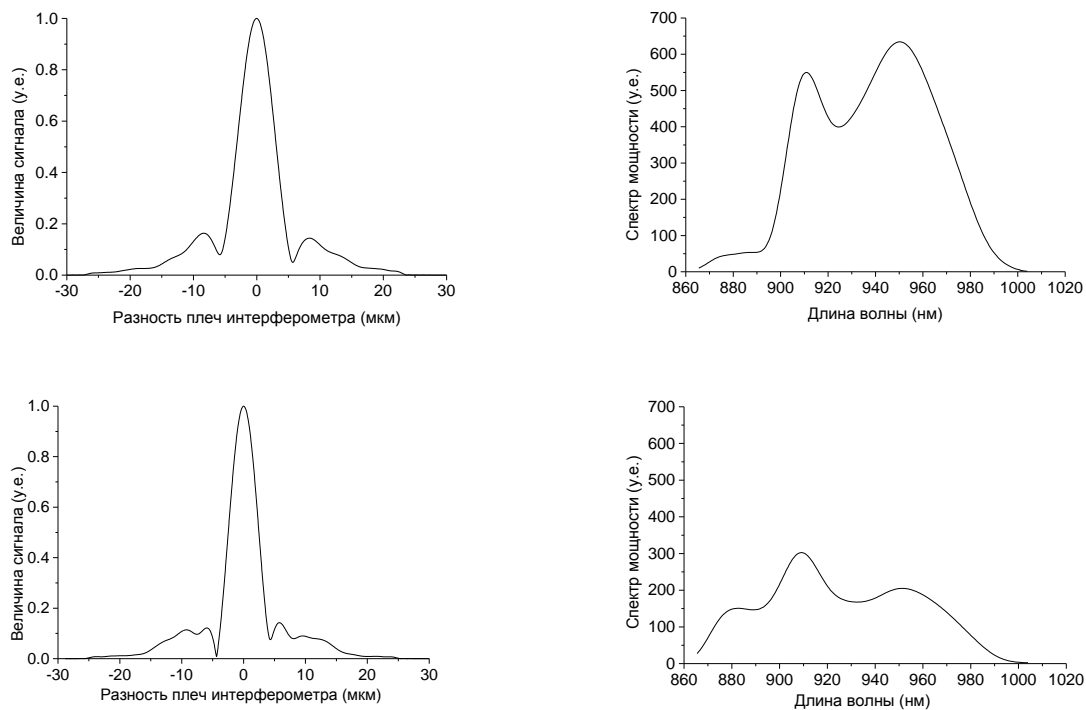
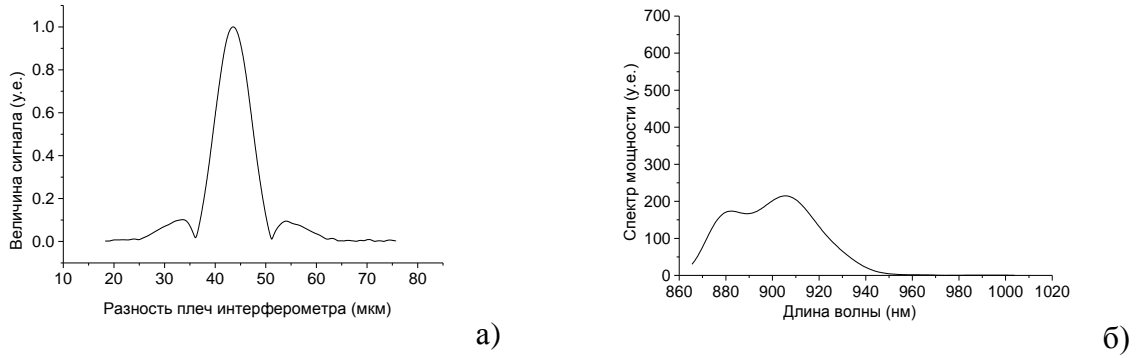


Рисунок 3.4 Зависимость коэффициента пропускания зеркала от длины волны

При учете двойного прохождения через зеркало ошибка определения амплитуды во всем спектральном диапазоне составляла не более 3%.

Полученный сигнал подвергался цифровой обработке, которая осуществлялась в несколько этапов. На первом этапе производилась цифровая фильтрация сигнала для устранения помех и улучшения отношения сигнал-шум. Форма фильтра представляла собой функцию супергаусса. Центр функции выбирался совпадающим с центром частотного спектра АКФ. Ширина выбиралась такой, чтобы не исказить форму спектра. Огибающая АКФ вычислялась с помощью преобразования Гильберта. Ширина АКФ рассчитывалась из найденной длительности импульса на полувысоте путем домножения на соответствующий коэффициент, определяемый скоростью сканирования. Примеры таких расчетов для различных настроек мультиплексора при 100% использовании мощности длинноволнового источника приведены на рисунке 3.5.





Автокорреляционные функции (а) и соответствующие оптические спектры (б) для различных спектральных настроек мультиплексора.

Рисунок 3.5 Промежуточные результаты настройки мультиплексора

На рисунке 3.6 приведены несколько зависимостей ширины результирующей АКФ от суммарной мощности на выходе мультиплексора при различном соотношении мощностей СЛД.

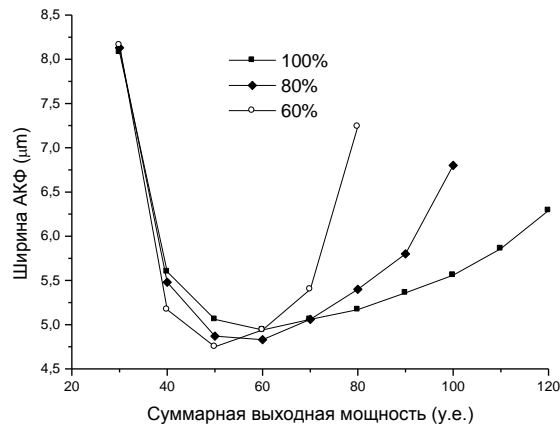


Рисунок 3.6. Зависимость результирующей ширины АКФ мощности на выходе мультиплексора при различных уровнях мощности длинноволнового СЛД

Параметром являлось относительное уменьшение исходной мощности длинноволнового СЛД от максимально возможной за счет накачки. Была реализована АКФ с минимальной шириной, значение которой в свободном пространстве равнялось 4.75 мкм.

Основу интерферометра, определяющую его широкополосность, составляет ответвитель. Кроме того, ответвитель должен обеспечивать минимально возможное замешивание поляризационных мод. Исходя из этого, в интерферометре был использован волоконно-оптический 3дБ ответвитель на полированных элементах, в котором оптическая связь мод осуществлялась за счет взаимодействия убывающих полей мод в оболочке волокна. Такой тип ответвителя, в отличие от сварного, позволяет получить высокую степень развязки поляризационных мод, с коэффициентом экстинкции более 30 дБ. Однако обычные ответвители

такого типа имеют широкополосность, недостаточную для использования их в интерферометре со спектральной полосой источника света порядка 100 нм. В данной диссертации был проведен анализ возможности повышения широкополосности 3 дБ ответвителя за счет оптимизации его параметров. В результате была определена оптимальная область параметров и изготовлен 3 дБ ответвитель повышенной широкополосности. На рисунке 3.7 приведены экспериментальные зависимости коэффициента передачи при последовательном прохождении и ответвлении для обычного и разработанного ответвителей.

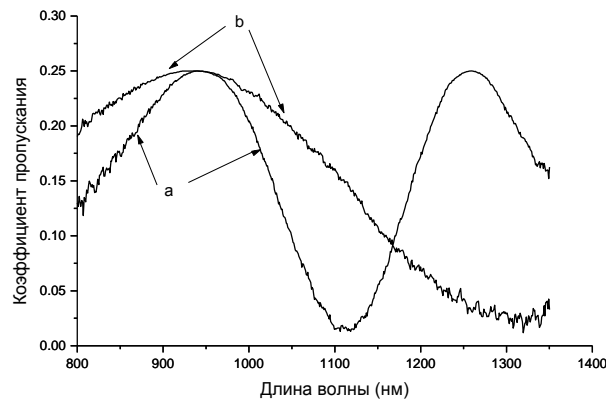


Рисунок 3.7 Эффективность связи при прямом и обратном прохождении. (а) – с обычной широкополосностью, (б) – с повышенной широкополосностью

Как следует из рисунка 3.7, было получено примерно двукратное повышение широкополосности.

Важным аспектом при создании поляризационно-удерживающего интерферометра является управление состоянием поляризации широкополосного излучения. Для достижения максимального динамического диапазона необходимо обеспечить совпадение состояния поляризации на входе РМ волокна с собственными осями во всем спектральном диапазоне. Как следствие поляризационный управитель должен обладать достаточной широкополосностью.

Были проведены исследования характеристик поляризационных управителей двух типов: управителя Лефевра и управителя нажимного типа. Принципиальное отличие управителей состоит в следующем: управитель Лефевра состоит из пластинок $\lambda/4$ и $\lambda/2$, исполненных из согнутого кольцом волокна, настройка осуществляется путем изменения взаимной ориентации пластинок. В управителе нажимного типа настройка поляризации осуществляется за счет настройки силы нажима на волокно и поворота на необходимый угол. Оба устройства являются эквивалентами фазовых пластинок нулевого порядка. Тем не менее, эксперимент показывает существенное расхождение характеристик.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3.8.

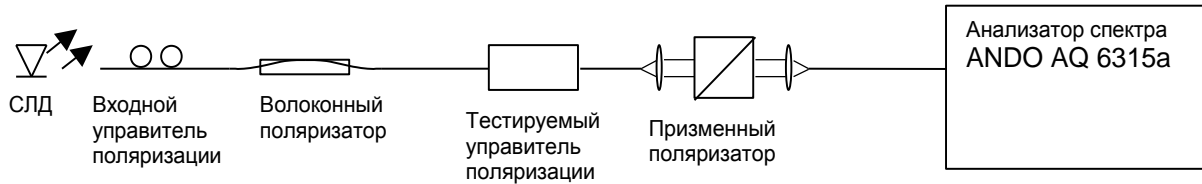
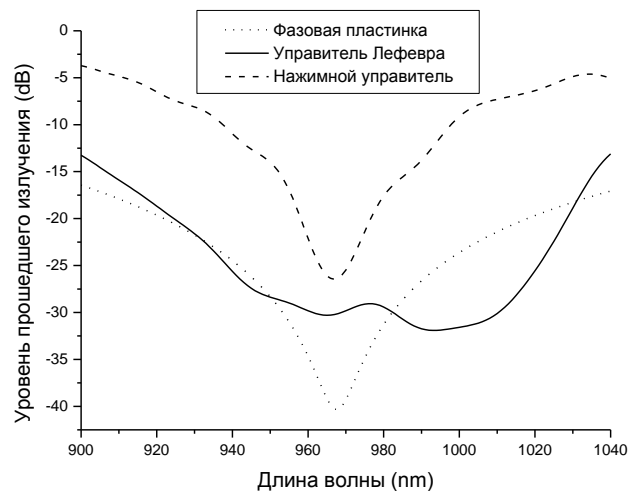


Рисунок 3.8 Схема эксперимента по определению широкополосности управителей поляризации

Эксперимент проводился следующим образом: излучение суперлюминесцентного диода с шириной спектра около 70 нм пропускалось через волоконный поляризатор для достижения высокой степени поляризации. Состояние поляризации при этом контролировалось входным управителем. Затем ставился тестируемый поляризационный управитель. Потом излучение выводилось в свободное пространство, пропускалось через призмный поляризатор и вводилось в волокно. Собранное излучение подавалось для анализа на оптический анализатор спектра ANDO AQ-6315a. Управителями подбирались состояние поляризации прямое и скрещенное для выходного поляризатора по уровню прошедшей мощности. Соответствующие спектры фиксировались и анализировались. Нормированные результаты представлены на рисунке 3.9.



Эффективность скрещивания поляризации для управителя Лефевра (сплошная линия) и управителя нажимного типа (пунктирная линия). Расчет для фазовой пластинки $\lambda/2$ (точечная линия)

Рисунок 3.9 Эффективность скрещивания поляризации по спектру

Как видно из графиков, управитель поляризации Лефевра обладает существенно большей широкополосностью. Для сравнения точечной линией на графике приведен результат численного эксперимента, где линейное состояние поляризации искажалось фазовой пластинкой $\lambda/2$ нулевого порядка, а затем восстанавливалось недиспергирующей фазовой

пластинкой. Результат был усреднен по 15 нм (такое разрешение применялась при анализе оптического спектра) и представлен в логарифмическом масштабе.

Как видно из графиков, управитель поляризации Лефевра более широкополосен и является предпочтительным для использования в ОКМ.

3.1.3 Система динамического фокуса

В сигнальном плече интерферометра излучение фокусировалось на объект при помощи двух линз с эффективным увеличением, равным единице. При этом размер фокального пятна 3,9 мкм равнялся диаметру моды волокна сигнального плеча. Использование второй линзы позволяло максимального повысить использование апертуры объектива сигнального плеча.

Система динамического фокуса, которая применялась в данной диссертации, основана на продольном перемещении фокального пятна через объект за счет сканирования входной линзы (рисунок 3.10 а).

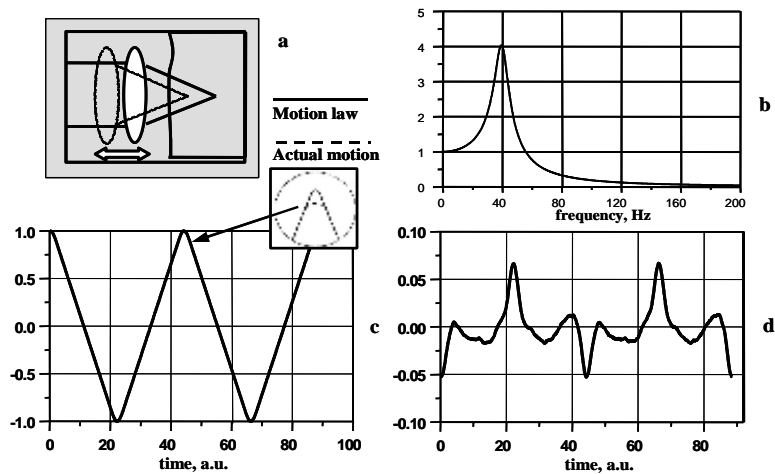


Рисунок 3.10 Динамический фокус ОКМ

Соотношение между аксиальным сдвигом фокального пятна в среде и когерентной зоны при совместном сканировании линзы и разностью хода в интерферометре зависит от рефракции среды. Если фокальное пятно при движении линзы погружено в исследуемую среду с показателем преломления n , то, как показано в работе [192], при сдвиге линзы на Δz_L геометрическая длина сигнального плеча увеличивается на величину $\sim n\Delta z_L$. Оптическая же длина сигнального плеча увеличивается на величину $\sim nn_g\Delta z_L$. Здесь n_g - групповой показатель среды. В нашем интерферометре используется дополнительный модулятор, осуществляющий сканирование оптической разности хода в плечах интерферометра [193]. При сканировании разности хода в интерферометре на величину Δz в свободном пространстве перемещение когерентной зоны в среде равно $\Delta z/n_g$. Очевидно, что исходно совмещенные фокальное пятно и центр когерентной зоны могут не расходиться в процессе сканирования только при условии

$n\Delta z_L = \Delta z/n_g$. При фиксированной скорости изменения разности плеч, определяющей доплеровскую частоту, скорость аксиального перемещения выходной линзы должна быть равна: $\Delta \dot{z}_L = \Delta \dot{z} / (n \cdot n_g)$.

Длина рэлеевской области перетяжки при диаметре фокального пятна 3.9 мкм равна 26 мкм, что накладывает высокие требования на точность ее пространственного совмещения с областью когерентного приема при движении через сканируемую область.

Выходная линза была подвешена в гибком подвесе и сканировалась под действием электромагнитного управителя с частотой 100 Гц по триангулярному закону (рисунок 3.10с).

Амплитудно-частотная характеристика системы имела характерную для резонансных механических систем форму (рисунок 3.10 b). Поскольку частота сканирования линзы была близка к резонансной, управляющий триангулярный сигнал подвергался предискажению для компенсации влияния резонанса. В результате было получено, что при размахе колебаний линзы 0,6 мм отличие реального закона сканирования линзы от заданного не выходило за рамки 2% примерно в 80% диапазона движения (рисунок 3.10 d).

Анализ поперечного разрешения в ОКМ проводился с помощью тестового образца с шагом штрихового изображения 10 мкм и с шагом 50 мкм. Записывались ОКМ изображения периодического штрихового образца при его нескольких продольных положениях. Типичная картинка, которая представлена на рисунке 3.11, демонстрирует контраст полученного изображения на уровне 30 дБ. Это соответствует расчету при гауссовой форме пучка света и диаметру в перетяжке 3.9 мкм.

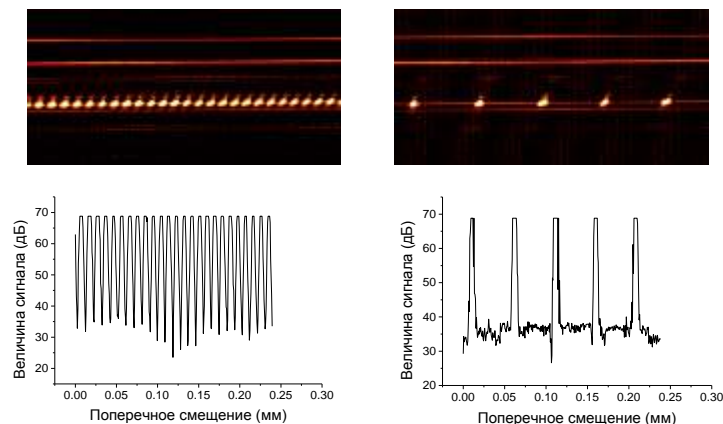
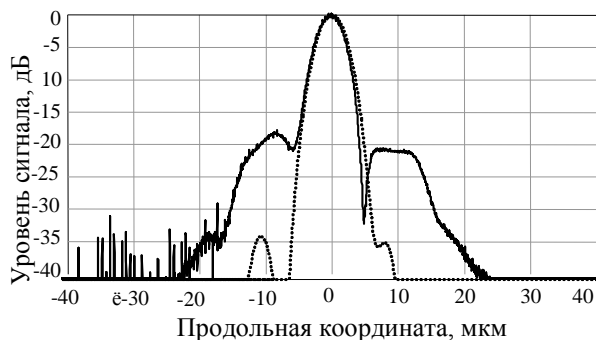


Рисунок 3.11 Контраст изображения штриховых образцов с шагом 10 мкм и с шагом 50 мкм

3.1.4 Подавление боковых полос в ОКМ за счет коррекции спектра доплеровского сигнала

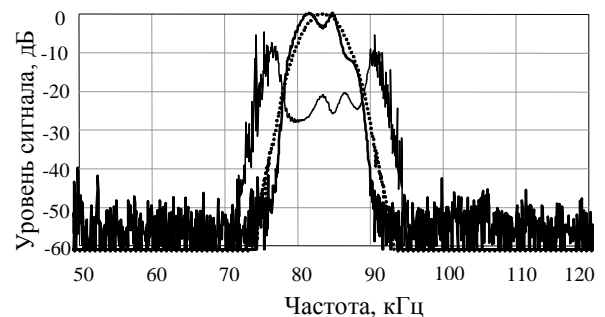
Объединенное излучение двух СЛД с разнесенными спектрами в одном волокне, как показано в разделе 2.3, имеет оптический спектр с формой, отличной от гауссовой. Это привело

к появлению боковых полос в кросскорреляционной функции на дистанции $\sim \pm 10$ мкм с величиной – 18 дБ. Для снижения уровня боковых полос в АКФ была разработана методика коррекции спектра доплеровского сигнала при помощи цифровой обработки. Для этого была найдена функция, после умножения на которую, форма спектра автокорреляционной функции становилась близкой к гауссовой. С использованием этой функции преобразовывался записанный радиочастотный сигнал, и восстанавливалось томографическое изображение. На рисунке 3.12 приведена форма АКФ до и после коррекции спектра. Как видно, боковые полосы были подавлены примерно на 17 дБ. На рисунке 3.13 приведены спектральные формы доплеровского сигнала до и после коррекции и спектральная форма корректирующей функции. Отметим, что помимо коррекции спектра в процессе коррекции убирались и шумы вне полосы доплеровского приема. На рисунке 3.14 в качестве примера приведены формы томографического сигнала при сканировании двух тонких рассеивающих границ, отстоящих на расстоянии 18 мкм, до и после коррекции. Как видно из рисунка, боковые полосы от двух соседних откликов перекрываются. Очевидно, что форма суммарной боковой полосы, расположенной между соседними откликами зависит от разности фаз двух перекрывающихся во времени сигналов. В итоге и подавление этой суммарной полосы в результате коррекции зависит от расстояния между откликами и в конкретном случае составляет 8 дБ. Если же расстояние между сканируемыми элементами превысит длину когерентности, то степень подавления боковых полос в результате коррекции будет та же, что и для АКФ и составит 18 дБ.



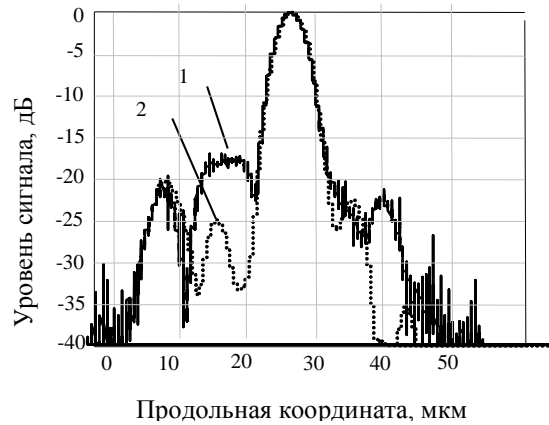
Форма АКФ перед (сплошная линия) и после коррекции спектра (пунктирная линия).

Рисунок 3.12



Спектральные формы доплеровского сигнала до (сплошная толстая линия) и после коррекции (пунктирная линия) и спектральная форма корректирующей функции (тонкая линия).

Рисунок 3.13



Показано подавление бокового отклика (1 - до и 2 - после коррекции спектра).

Рисунок 3.14 Формы томографического сигнала, полученные от двух близкостоящих отражателей

Более подробное описание метода подавления боковых полос изложено в разделе 3.2.

3.1.5 Экспериментальный прототип ОКМ

Все описанные выше идеи и методики, описанные выше, были использованы при реализации компактного ОКМ прототипа. На рисунке 3.15 представлен внешний вид компактного оптического когерентного микроскопа с выносным отсоединяемым оптическим зондом на гибком соединительном кабеле. Пробник оборудован трехкоординатным сканером и устройством для управления продольной позицией фокального пятна. Размер оптического пробника в наибольшем размере не превышает 5 см. Изучаемый объект помещается на поверхность окна с иммерсией. Размер ОКМ в данной конфигурации не превышает 15 x 40 x 40 см, его вес около 10 кг. При работе томограф подключается к стандартной сети переменного тока и потребляет не более 25 Вт мощности. Для управления томографом и записи изображений используется персональный компьютер (в том числе, в портативном варианте) с процессором типа Pentium 200 MMX (минимально допустимый процессор для ввода изображений 486DX-33). Прототип ОКМ в существующем оформлении может быть применен для внутриоперационного экспресс анализа человеческой биоткани *ex vivo*.



Рисунок 3.15 Внешний вид оптического когерентного микроскопа

3.1.6 Модельные эксперименты

Модельные эксперименты были проведены на растениях и тканях человека. С целью количественной оценки полученного пространственного разрешения были получены 2D-изображения поверхностных слоев растений с различным размером клеток (см. рисунок 3.16).

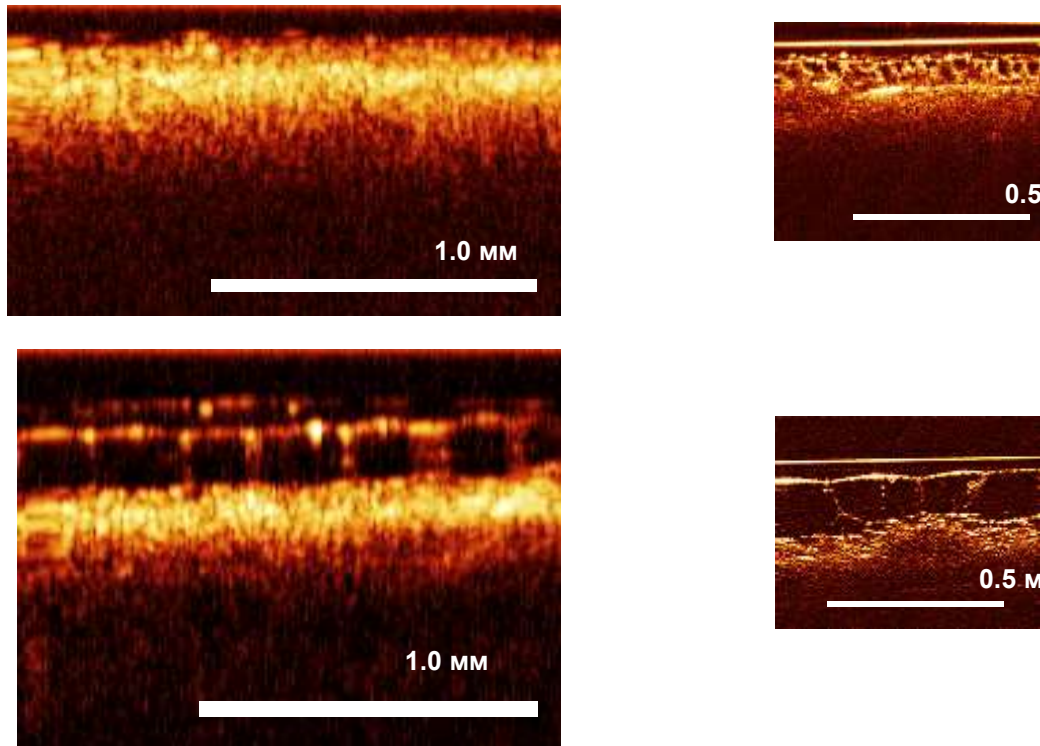


Рисунок 3.16 ОКТ (слева) и ОКМ (справа) изображения листьев томата – верхние рисунки, и традесканции – нижние.

Использовались молодые листья традесканции, и томата. Для сравнения, были получены изображения тех же участков растений методом обычного ОКТ. Очевидно, что ОКМ-изображения демонстрируют большее аксиальное и поперечное разрешения. В ОКМ-изображениях растений видны лишь поверхностные зоны до глубин, не превышающих 300 мкм. Характер клеточной структуры дает основания полагать, что в пределах поверхностных клеток показатель преломления имеет эффективную постоянную величину и не требуется коррекции описанного выше закона движения линзы. Сравнение ОКМ изображений растений показывает, что пространственное разрешение, которое достигнуто в данном приборе, позволяет наблюдать различное строение мембран и внутриклеточных образований этих растений.

При выполнении серии 2D-сканов с достаточно малым шагом в u -направлении были получены изображения внутриклеточных ядер. С использованием разработанной программы

для создания 3D-имиджа, можно было рассматривать внутреннее строение клетки при произвольной ее ориентации.

Основываясь на опыте, полученном с использованием ОКТ метода при исследовании биологической ткани со стратифицированной внутренней структурой, были получены ОКМ изображения органов покрытых чешуйчатым эпителием (squamous epithelium). Цель этих исследований заключалась в сравнении ОКТ и ОКМ изображений. Сравнительные изображения представлены на рисунке 3.17. Сравнение показало, что если метод ОКТ может визуализировать только слои ткани эпителия и стромы, то ОКМ метод позволяет различить отдельные клетки, составляющие эпителий на глубине до 500 мкм.

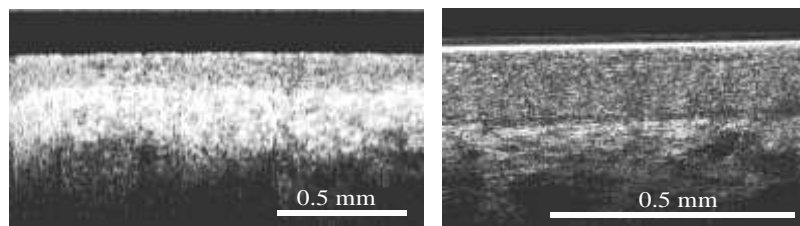


Рисунок 3.17 Сравнительные ОКТ (слева) и ОКМ (справа) изображения поверхностных слоев органов, покрытых чешуйчатым эпителием.

3.1.7 Выводы

В этом разделе диссертации представлены результаты разработки компактного оптического когерентного микроскопа (ОКМ), основанного на сверхширокополосной оптике. ОКМ объединяет возможности сверхширокополосной ОКТ и высокоапертурной конфокальной микроскопии. Был разработан источник сверхширокополосного света на основе двух СЛД со спектром, перекрывающим область длин волн 880 – 980 нм. Эта широкополосность определяла предельное продольное разрешение метода в воздухе на уровне 4.75 мкм. Объектив оптического пробника, включающий две линзы, преобразовывал поперечный размер оптического пучка с масштабом 0.8 – 1 и обеспечивал поперечное разрешение около 3.9 мкм. Фокальный объем пробного луча, и когерентная область были пространственно соединены и синхронно сканировались, используя принцип динамического фокуса. Предложены и исследованы методы коррекции искажений формы ККФ, обусловленные негауссовостью оптического спектра, а также не полной компенсацией дисперсии в плечах интерферометра. Метод коррекции формы ККФ и подавления боковых полос основан на коррекции спектра доплеровского сигнала на стадии цифровой обработки. Апробированы методы измерения локальных послойных значений усредненного показателя преломления биологической ткани за счет информации, получаемой при раздельном управлении фокальным пятном и зоной когерентности. Получен ряд ОКМ изображений модельных биологических объектов *ex vivo*.

Высокое пространственное разрешение метода ОКМ при его дальнейшем совершенствовании, возможно, позволит реализовать идею абсолютно неинвазивной оптической биопсии. Неинвазивное получение изображений внутренней структуры растений может позволить исследовать в динамике влияние различных окружающих факторов (внутренних и внешних) на внутренние процессы. Такие исследования могут быть применены для селекции, решения экологических проблем и космической биологии.

3.2 Коррекция комплексного спектра сигнала для достижения предельно возможного разрешения

Дисперсия света была открыта Ньютоном в конце 17го века [194]. Дисперсия имеет различную природу и может являться как положительным, так и отрицательным свойством системы. В спектральной ОКТ дисперсия с одной стороны используется как основа приемной системы при разложении результата интерференции в спектр. С другой стороны, как и в любой системе с применением широкополосного излучения дисперсия, наряду со сложной формой спектра излучения, является основной причиной ухудшения разрешения. В данном разделе описываются предложенные автором методы компенсации искажений сигнала, определяемых дисперсией и формой спектра, включая методы измерения дисперсионных искажений непосредственно по сигналу. Методы применимы как в корреляционной, так и в спектральной ОКТ.

3.2.1 Обоснование метода численной коррекции аппаратной функции

Сигнал в корреляционном и спектральном вариантах метода ОКТ представляет зарегистрированный результат интерференции опорного излучения с излучением, рассеянным от объекта. В обоих методах сигнал содержит информацию об амплитуде и фазе рассеянного излучения и дисперсии среды и интерферометра. С помощью преобразования Фурье эти сигналы можно представить в одинаковом виде. Соответственно все последующие рассуждения справедливы для обоих типов ОКТ.

Форма аппаратной функции ОКТ установки определяется как формой спектра излучения (в эту форму можно включить и искажения привносимые оптическим трактом), так и дисперсионными характеристиками интерферометра и объекта исследования. Как упоминалось выше, спектр источников излучения, особенно в сверхширокополосном варианте имеет сложную форму, проявляющуюся в виде боковых лепестков аппаратной функции. Дисперсионная некомпенсированность интерферометра и дисперсия среды приводит к уширению аппаратной функции. Соответственно, для приведения аппаратной функции к желаемому виду, необходимо решить две задачи: привести форму спектра к соответствующей

Фурье преобразованию аппаратной функции, и устранить влияние дисперсии. Обе задачи можно решать материальным способом, но в данной статье будут рассмотрены только численные подходы, причем, не теряя общности, будем использовать Гауссову форму спектра. Спектр принимаемого сигнала интерференции от объекта состоит из суммы спектров интерференции от отдельных рассеивателей. По аналогии с моделью, описанной в статье [22], спектр принимаемого сигнала $\hat{f}(\omega)$ можно записать в виде:

$$\hat{f}(\omega) = \sum_n S(\omega) A_n \exp[i(k 2z_n + \phi_n(\omega) + \phi_{0_n})] = S(\omega) \sum_n A_n \exp[i(k 2z_n + \phi_n(\omega) + \phi_{0_n})], \quad (3.1)$$

где $S(\omega)$ - огибающая спектра, A_n - амплитуда, z_n - положение, $\phi_n(\omega)$ - дисперсионная составляющая фазы единичного рассеяния [81], ϕ_{0_n} - фаза рассеяния.

В случае, когда можно пренебречь влиянием дисперсионных характеристик в образце на масштабах окна наблюдения, дисперсионную составляющую фазы $\phi_n(\omega)$ можно считать одинаковой для сигналов каждого из рассеивателей $\phi_n(\omega) = \phi(\omega)$, тогда формула (3.1) преобразуется к виду:

$$\hat{f}(\omega) = S(\omega) \exp[i\phi(\omega)] \sum_n A_n \exp[i(k 2z_n + \phi_{0_n})]. \quad (3.2)$$

Здесь дисперсионные искажения, вносимые интерферометром и оптическим трактом до зоны наблюдения описываются зависимым от частоты общим множителем $\exp[i\phi(\omega)]$ в спектре сигнала $\hat{f}(\omega)$. При этом влияние оптических характеристик верхней части объекта (поглощения света и дисперсии в области до зоны наблюдения) необходимо компенсировать совместно с оптическими характеристиками интерферометра и описать общими множителями $S(\omega) \exp[i\phi(\omega)]$, стоящими перед знаком суммы. К таким объектам, когда перед зоной наблюдения находится протяженная диспергирующая область, можно отнести сетчатку глаза.

Для численной коррекции спектра аппаратной функции и, соответственно, спектра реального объекта, отдельные компоненты спектра интерференционного сигнала $\hat{f}(\omega)$, полученные при сканировании объекта, умножаются на множитель $M(\omega)$, равный отношению спектральной компоненты Гауссовой формы к модулю компоненты спектра радиосигнала $S(\omega)$ на той же частоте [81, 166]. Фазовая компенсация с вычитанием полученного полного распределения фазовых искажений производится умножением на $\exp[-i\phi(\omega)]$:

$$\hat{f}_{correct}(\omega) = M(\omega) \hat{f}(\omega), \quad (3.3)$$

где $M(\omega) = \left\{ \hat{f}(\omega) \cdot \exp\left[(\omega - \omega_0)^2 / 2\sigma_\omega^2\right]^{-1} \exp[-i\varphi(\omega)] \right\}$. Здесь амплитудный множитель, заключенный в фигурные скобки, позволяет устранить боковые полосы аппаратной функции, в то время как фазовый множитель $\exp[-i\varphi(\omega)]$ устраняет влияние дисперсионных искажений, σ_ω - полная ширина на уровне половинной амплитуды, ω_0 - центральная частота оптического спектра.

Задача, которая сводится к нахождению $S(\omega)$ и $\varphi(\omega)$, решается одинаково в методах корреляционной и спектральной ОКТ.

3.2.2 Повышение продольного разрешения в ОКТ при коррекции аппаратной функции на основе сигнала от единичного отражателя

Простейшим и наиболее точным способом нахождения требуемых зависимостей $S(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ является их прямое измерение путем получения сигнала от единичного отражателя (рассеивателя) в комплексном виде и анализ формы и фазового распределения его спектра.

При этом форма огибающей спектра сигнала будет соответствовать форме огибающей спектра оптического излучения пришедшего на фотоприемник и принявшего участие в интерференции. Зависимость аргумента от частоты соответствует дисперсионной составляющей (с точностью до нулевой и первой производных). Для примера рассмотрим коррекцию аппаратной функции по сигналу единичного отражателя в корреляционном методе ОКТ.

В корреляционном методе ОКТ (в англоязычной литературе «time domain OCT») сканирование относительной задержки между интерферирующими сигнальной и опорной волнами со скоростью ν приводит при фотодетектировании к формированию сигнала на доплеровской частоте $\frac{2\nu}{c} \cdot \frac{\omega}{2\pi}$. При этом каждая оптическая частота преобразуется в свою частоту в радиотехническом диапазоне с коэффициентом $2\nu/c$. При постоянной скорости сканирования ν спектр принимаемого сигнала будет являться масштабной копией оптического спектра интерференции. Надо отметить, что такое преобразование меняет частоту сигнала, но не меняет относительные соотношения в спектрах амплитуды и фазы. Следовательно, все амплитудные и фазовые искажения, присутствовавшие в оптическом спектре сигнала, будут присутствовать в радиотехническом. Более того, манипуляции с амплитудой и фазой спектральных компонент произведенные со спектром принятого сигнала приведут к тем же изменениям, что и аналогичные манипуляции с оптическим спектром интерференции. Следовательно, дисперсионные искажения сигнала, произведенные оптическим трактом, могут

быть полностью устранены численно в последующей обработке спектра радиотехнического сигнала.

При экспериментальной апробации метода компенсации амплитудных и фазовых спектральных искажений в качестве базового интерферометра использовался оптический когерентный микроскоп (ОКМ) с динамическим фокусом [2, 24]. Скорость изменения разности плеч интерферометра ν в данной корреляционной схеме ОКТ поддерживалась равной 0.37 м/с с точностью до десятых долей процента при помощи оптоволоконной линии задержки и специальной формы управляющего сигнала [1, 5, 65, 66]. Стабилизация скорости ν обеспечивала достаточно малый уровень спектральных искажений сигнала интерференции на радиочастоте (~ 0.8 МГц), а также обеспечивала возможность эффективной фильтрации шумов сигнала за счет использования фильтра с той же относительной спектральной шириной, что у зондирующего излучения.

Для увеличения ширины оптического спектра излучения зондирующей волны в источник базового ОКМ был добавлен дополнительный СЛД. В результате были объединены излучения трех СЛД с центральными длинами волн 907 нм, 848 нм и 805 нм, что обусловило сложную форму оптического спектра. Ширина суммарного спектра составляла около 150 нм при средней длине волны 880 нм (относительная ширина спектра 16%). На рисунке 3.18 а представлена огибающая спектра принятого сигнала $S(\omega)$ в области радиочастот, которая с масштабом $2\nu/c$ описывает форму оптического спектра суммы зондирующей и опорной волн при их интерференции. Для наблюдения формы аппаратной функции ОКТ-сигнала была получена функция отражения от поверхности стеклянной пластины $f(z)$ в виде одного продольного А-скана на глубину от 0 и до 700 мкм, содержащего 4096 отсчетов, которая представлена до обработки в линейном масштабе на рисунке 3.18 б кривой 1. Ширина аппаратной функции, которая может быть определена по изображению резкой границы воздух-стекло, согласно кривой 1 на рисунке 3.18 б, составляет более трех сотен микрон. Сложная форма сигнала обусловлена набором задержек поляризационных мод в элементах оптической схемы. При спектрально обусловленном значении 2,3 мкм, имеет место более чем 150 кратное увеличение ширины аппаратной функции, что обусловлено влиянием дисперсии.

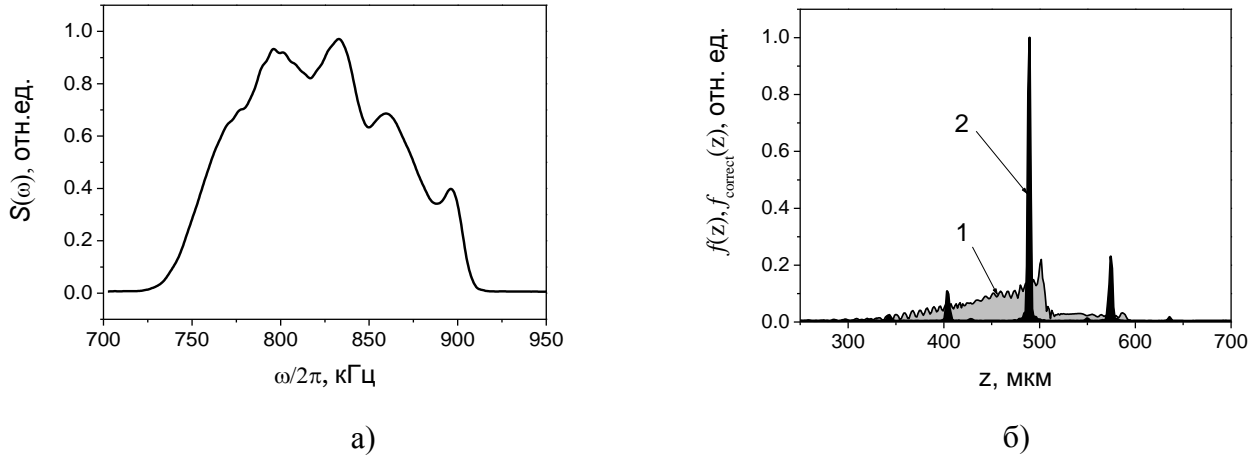
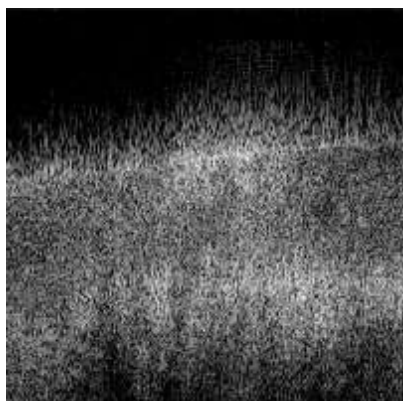


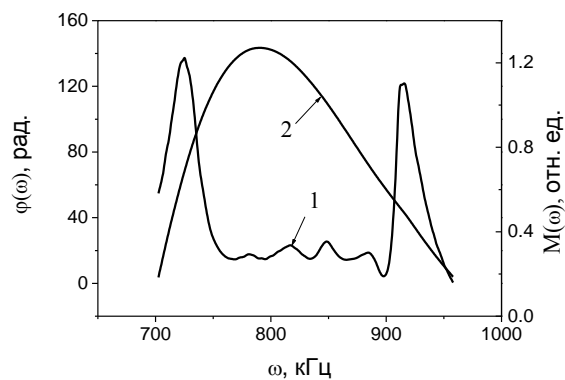
Рисунок 3.18 Спектр мощности $S(\omega)$ одного А-скана поверхности стеклянной пластинки – а); ОКТ-сигнал $f(z)$ от тонкой стеклянной пластины в виде одного А-скана до обработки, кривая 1, и с компенсацией дисперсии и формы спектра $f_{correct}(z)$, кривая 2 – б).

Функция $\varphi(\omega)$, которая определялась по сигналу от единичного отражателя, представлена на рисунке 3.19 б кривой 2. На основе формулы (3.3) производилась коррекция спектра аппаратной функции $\hat{f}_{correct}(\omega)$. Функция $f_{correct}(z)$ от резкой границы, полученная после обратного Фурье преобразования, представлена кривой 2 на рисунке 3.18 б. Ширина АКФ после обработки уменьшилась более чем в 100 раз до 3.5 мкм, что близко к спектрально обусловленной ширине АКФ Гауссовой формы, составляющей 2.3 мкм. Таким образом, применение спектральной коррекции в виде (3.3) с прямым выделением из сигнала функций $S(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ с последующей коррекцией спектра привело к стократному уменьшению ширины АКФ с уменьшением ближайших боковых лепестков с 4 дБ до 25 дБ.

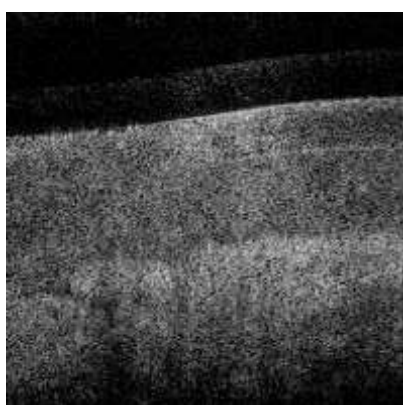
На рисунке 3.19 приведены изображения слизистой (губы) до (2а) и после коррекции спектра (2в). Коррекция изображения проводилась по формуле (3.3) с использованием функций $M(\omega)$ и $\varphi(\omega)$, полученных при отражении от резкой границы.



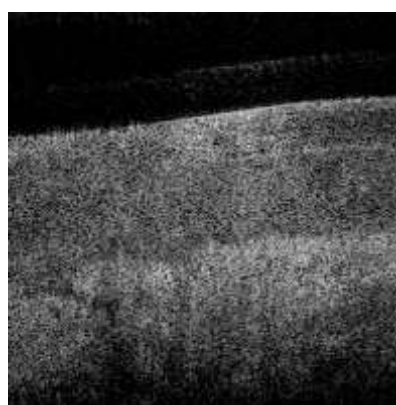
а)



б)



в)



г)

Изображение до обработки – а). Корректирующие функции амплитуды $M(\omega)$ (кривая 1) и фазы $\varphi(\omega)$ (кривая 2), полученные непосредственно из спектра сигнала – б). Изображение, скорректированное с использованием фазы, полученной из спектра сигнала одиночного отражателя – в). Изображение, скорректированное с использованием фазы, полученной из спектра сигнала с использованием преобразования Габора (описание приводится ниже) – г). Размер изображений 0.7 мм x 0.7 мм

Рисунок 3.19 Изображения, биологического объекта (слизистой полости рта).

Сравнение изображений 3.19 а и 3.19 в показывает высокую эффективность разработанного метода.

3.2.3 Повышение продольного разрешения в ОКТ при коррекции аппаратной функции на основе анализа сигнала

Как было показано выше, и, как следует из работ [164, 168, 195], прямое измерение распределения фазы спектральных компонент сигнала от одиночной границы и последующая коррекция спектра сигнала исследуемого объекта найденной функцией даст превосходный

результат. Однако существуют случаи, как, например, сканирование сетчатки глаза или внутренней структуры уха, в которых невозможно зарегистрировать сигнал от одиночной границы в условиях, аналогичных исследуемому образцу (невозможно поставить единичный отражатель в области наблюдения). Тогда, для компенсации дисперсионных искажений, требуется нахождение нужной зависимости $\varphi(\omega)$ непосредственно из ОКТ сигнала. Функция $\varphi(\omega)$ может быть найдена рядом методов подбора, например, представлением ее формы полиномом заданной степени с контролем эффективности по минимизации Шенноновской энтропии [196] результирующего скорректированного изображения. Однако метод подбора зависимости $\varphi(\omega)$, например, в виде полинома не всегда дает оптимальный результат, соответствующий полной компенсации дисперсионных искажений. В таком случае предлагается метод поиска $\varphi(\omega)$ на основе анализа спектрально-пространственной зависимости интерференционного сигнала. Вследствие дисперсионного влияния различные спектральные компоненты интерферируют при различных относительных задержках, что и приводит к уширению сигнала, полученного при участии в интерференции всего спектра. Нахождение этих относительных задержек позволит вычислить дисперсионную зависимость $\varphi(\omega)$. Для этого предлагается воспользоваться оконным преобразованием Фурье с окном Гауссовой формы (преобразование Габора [197-199]). Физический смысл применения преобразования Габора к обработке ОКТ сигнала можно описать следующим образом: распределение искажающей фазы по спектру представляет собой кривую с набором производных второго порядка и выше. Наличие таких производных и является причиной уширения и искажения формы аппаратной функции. При этом часть того же самого распределения по достаточно узкому участку спектра $\sigma_w \ll \sigma_\omega$ с центральной частотой Ω можно считать практически линейным. Реализация сигнала, полученная из этого участка спектра, будет иметь смещение в пространстве, определяемое первой производной $d\varphi(\omega)/d\omega$ фазового распределения $\varphi(\omega)$ [81]. Применяя оконное преобразование Габора получаем двумерную картину (по z и Ω) распределения положения сигнала в пространстве от положения окна по спектру сигнала. Смещение сигнала по глубине определяется локальным наклоном дисперсионной кривой – $d\varphi(\omega)/d\omega$. Интегрирование такого распределения дает дисперсионную кривую $\varphi(\omega)$.

Математическое описание данной процедуры можно представить следующим образом. Преобразование Габора является «оконным» преобразованием Фурье с окном Гауссовой формы:

$$G(\omega - \Omega) = \left(\frac{2\pi}{\sigma_w^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{(\omega - \Omega)^2}{2(\sigma_w)^2} \right), \quad (3.4)$$

где Ω – текущее значение центральной частоты спектрального окна, σ_w ($\sigma_w \ll \sigma_\omega$) – спектральная ширина окна. Применим преобразование к спектральной форме сигнала $\hat{f}(\omega)$ в следующем виде:

$$F(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\Omega) G(\Omega - \omega) \exp(-j\Omega z) d\Omega. \quad (3.5)$$

Полученное распределение отражает зависимость смещения (пространственной задержки) сигнала, рассчитанного из узкого спектрального диапазона σ_w от положения центральной частоты этого диапазона ω в спектре полного сигнала. Поскольку, смещение сигнала определяется первой производной функции аргумента спектральных компонент по частоте, оно позволяет вычислить первую производную функции распределения фазы локально по частоте. Такое распределение будем искать на основе спектра пространственных частот q функции $|F(z, \omega)|$:

$$W(q, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} |F(z, \omega)| \exp(jqz) dz. \quad (3.6)$$

Фазовый сдвиг между функцией $F(z, \omega)$ на частоте ω и функцией $F(z, \omega_0)$ на центральной частоте спектра ω_0 определяется по соотношению:

$$A(q, \omega) = \arg [W(q, \omega) \cdot \overline{W}(q, \omega_0)], \quad (3.7)$$

где верхняя черта означает комплексное сопряжение. Производная фазового сдвига по частоте $\frac{dA(q, \omega)}{dq}$ равна производной искомой функции по частоте $\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}$. Для уменьшения влияния шумов можно усреднить результат в пределах σ_w .

Полный набег фазы для компоненты спектра с частотой ω находится интегрированием:

$$\varphi(\omega) = \int_0^\omega \frac{d\varphi(\Omega)}{d\Omega} d\Omega. \quad (3.8)$$

Полученная зависимость использовалась для коррекции влияния дисперсии в ОКТ изображениях $f(z)$ путем вычитания фазы $\varphi(\omega)$ в исходной Фурье сопряженной форме сигнала $\hat{f}(\omega)$:

$$f_{correct}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega) \exp(-j\varphi(\omega)) \exp(-j\omega z) d\omega \quad (3.9)$$

3.2.4 Экспериментальная апробация метода повышения продольного разрешения в ОКТ за счет коррекции аппаратной функции на основе анализа сигнала

Коррекция аппаратной функции на основе собственного сигнала экспериментально апробировалась в спектральной ОКТ, где интерференционный сигнал регистрируется с помощью быстродействующего спектрометра. Как отмечалось выше, природа возникновения дисперсионных искажений в спектральной ОКТ, очевидно, та же, что и в системе ОКТ с корреляционным приемом сигнала. Основной причиной рассогласования дисперсии в плечах интерферометра является в этом случае разность длин волоконной части плеч, различный состав объемных элементов, а также материальная дисперсия среды объекта. В данном разделе будет проведено сравнение эффективности компенсации внутриглазных дисперсионных искажений, вносимых на трассе зондирующего луча до сетчатки при аппроксимации функции $\varphi(\omega)$ полиномом, минимизирующим Шенноновскую энтропию, и при расчете $\varphi(\omega)$ на основе «оконного» преобразования Габора.

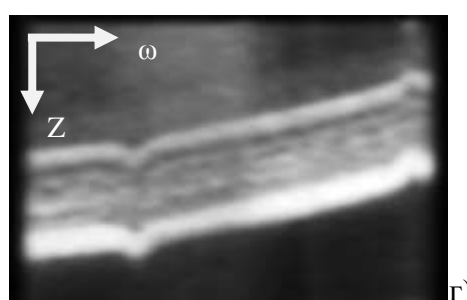
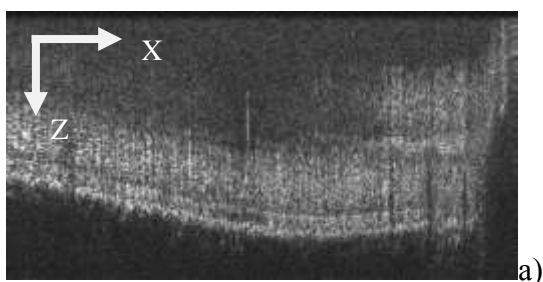
Как отмечалось выше, параметры дисперсии, вносимой на трассе зондирующего луча до зоны наблюдения, могут зависеть также и от патологии и, поэтому, являться не постоянными величинами. Именно поэтому цифровая коррекция может стать здесь универсальным средством компенсации дисперсии. Более того, в некотором смысле, компенсация дисперсионных искажений в спектральной ОКТ путем исправления фазовых множителей спектральных компонент более органична, чем в корреляционной ОКТ, поскольку имеется прямой доступ к фазе спектральных компонент сигнала.

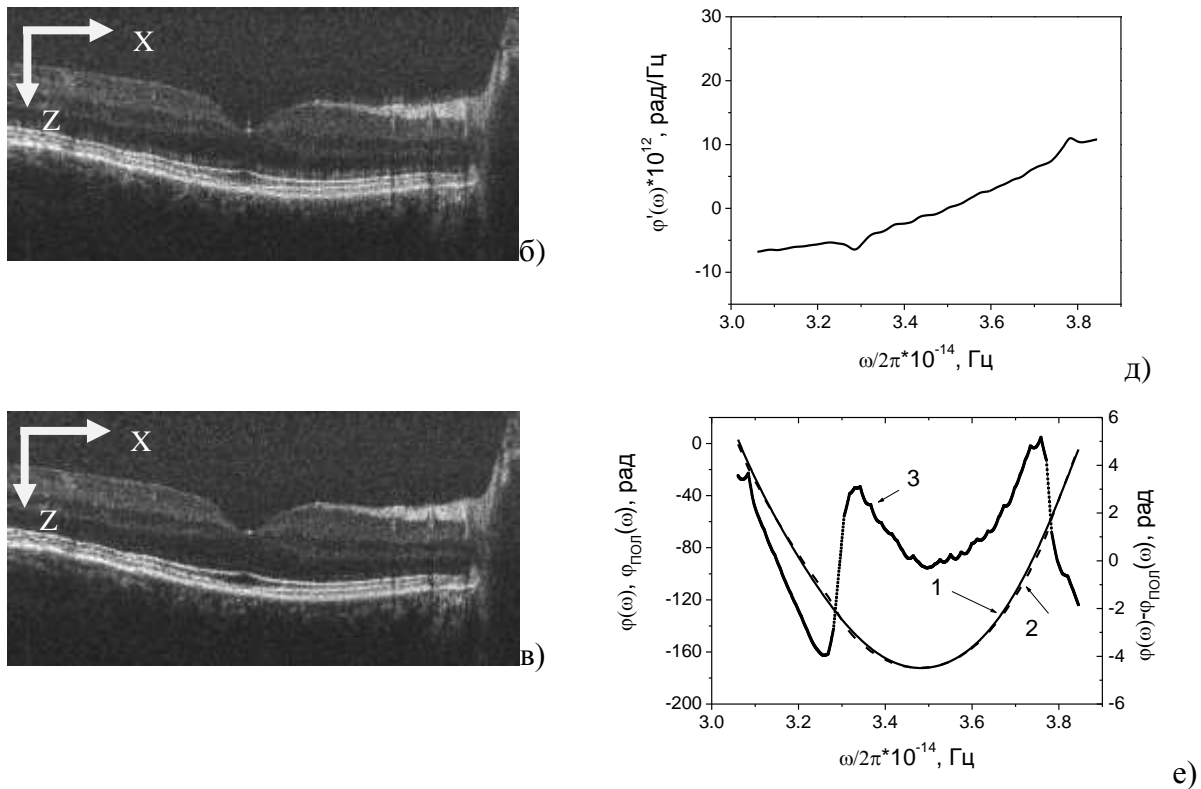
Апробация метода компенсации дисперсии произвольной формы, при отсутствии возможности прямых измерений формы аппаратной функции была проведена на экспериментальной установке спектральной ОКТ для исследования сетчатки глаза добровольца с оптической схемой, близкой к описанной в работе [29]. Источником излучения служил суперлюминесцентный источник ИК излучения BLM2-D (Superlum Diodes Ltd.), с шириной оптического спектра 190 нм и центральной длиной волны 880 нм (относительна ширина спектра 23%) со спектрально обусловленной шириной аппаратной функции 1.8 мкм. Спектр

интерференции принимался на оптически линеаризованный спектрометр [29] с приемной линейкой SU1024LC (Sensors Unlimited).

На рисунке 3.20 а представлен сигнал от сетчатки глаза без компенсации дисперсии. Как видно из рисунка, изображение сильно «размыто» по глубине. Ширину аппаратной функции можно оценить как 200 мкм, что соответствует превышению спектрально обусловленного значения ее ширины в ~ 100 раз. Огибающая спектра сигнала находилась путем усреднения огибающих спектров каждого А-скана всего изображения. Компенсация дисперсионных искажений первым способом производилась при помощи полинома 9й степени, в качестве функции $\varphi_{\text{пол}}(\omega)$, которая представлена на рисунке 3.20 е кривой 1. В методе подбора минимизировалась Шенноновская энтропия изображения, которая уменьшилась от величины $E = 1.687$ до $E = 0.209$. На рисунке 3.20 б представлен тот же сигнал от сетчатки глаза после компенсации дисперсии найденным полиномом. Несмотря на существенное улучшение разрешения, в изображении заметны искажения в виде «бахромы» около ярких элементов изображения.

Компенсация дисперсионных искажений вторым способом производилась при помощи дисперсионной зависимости фазы $\varphi(\omega)$, которая находилась на основе анализа спектра интерференционного сигнала, полученного при зондировании сетчатки глаза. Функция $\varphi_G(\omega)$ находилась по описанному в разделе 3.2.3 методу оконного преобразования Габора. На рисунке 3.20 г представлено распределение $F(z, \omega)$, характеризующее пространственное распределение компонент оптического спектра, полученное на основе соотношения (3.5). Функция $d\varphi_G(\omega)/d\omega$ представлена на рисунке 3.20 д, а функция $\varphi_G(\omega)$ представлена на рисунке 3.20 е пунктирной кривой 2. Кривая 3 на рисунке 3.20 е представляет разность функций $\varphi_G(\omega) - \varphi_{\text{пол}}(\omega)$, которая на некоторых частотах может достигать $-5 - +4$ радиан. Как и в предыдущем примере, абсолютные величины $\varphi(\omega)$, определенные этими двумя способами близки и достигают значений 160 радиан.





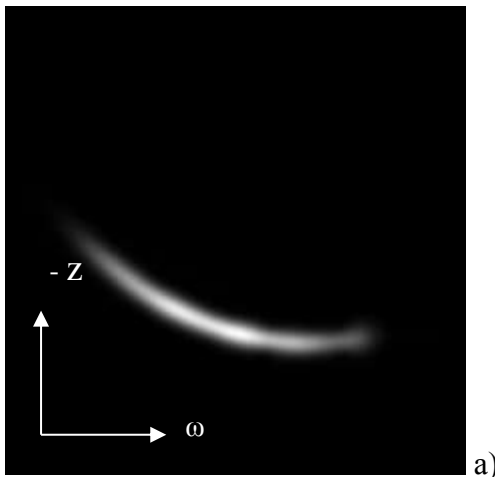
Сигнал от сетчатки глаза без компенсации ($E = 1.687$) – а), сигнал после компенсации оптимизированным полиномом 9го порядка ($E = 0.209$) – б), скорректированное изображение с использованием измеренной фазовой зависимости ($E = 0.147$) – в); результат преобразования Габора $F(z, \omega)$ – г), функция $d\varphi_G(\omega)/d\omega$ – д), корректирующие функции $\varphi_{\text{пол}}(\omega)$ - кривая 1, $\varphi_G(\omega)$ - кривая 2, разность функций $\varphi_G(\omega) - \varphi_{\text{пол}}(\omega)$ - кривая 3 – е). Размер изображений 1.1 мм по координате z (по воздуху).

Рисунок 3.20

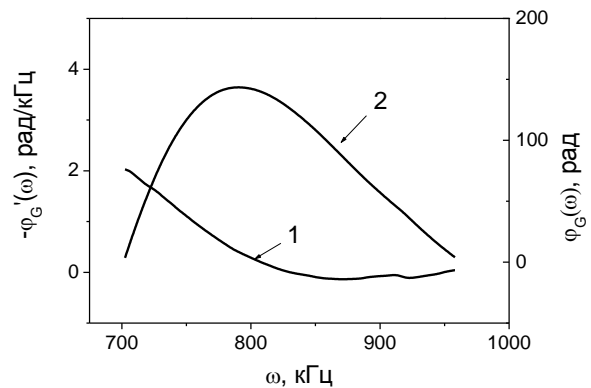
Изображение сетчатки после коррекции с использованием функции $\varphi(\omega)$, которое представлено на рисунке 3.20 в, демонстрирует более высокое пространственное разрешение, чем на рисунке 3.20 б, и отсутствие артефактов в виде «бахромы». Шенноновская энтропия изображения $3в$ уменьшилась до величины $E = 0.147$. Как видно из сравнения рисунка 3.20 б и рисунка 3.20 в, при сверхширокополосном излучении (при относительной ширине оптического спектра около 23%) метод коррекции изображений на основе оконного преобразования Габора дает лучший результат.

3.2.5 Сравнение методов компенсации, основанных на прямом измерении корректирующей функции и на основе оконного преобразования Габора

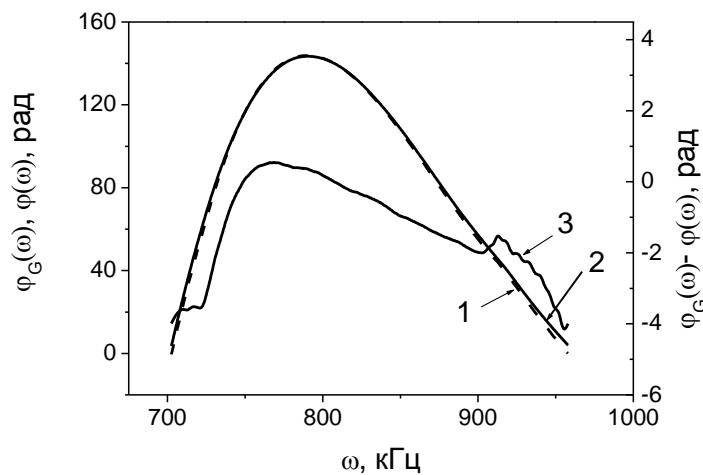
Такое сравнение можно провести на основе изображения зеркального отражателя, А-скан которого до и после коррекции первым методом представлен на рисунке 3.18 б кривыми 1 и 2 соответственно. На рисунке 3.21 а представлено распределение $F(z, \omega)$, полученное на основе данных для той же стеклянной пластинки по методу оконного преобразования Габора. На рисунке 3.21 б кривой 1 представлена зависимость $d\varphi_G(\omega)/d\omega$, форма которой близка к распределению $F(z, \omega)$. На рисунке 3.21 б кривой 2 представлена зависимость корректирующей функции $\varphi_G(\omega)$. Эта же функция $\varphi_G(\omega)$, полученная для сигнала от зеркала на основе оконного преобразования Габора, представлена на рисунке 3.21 в) кривой 1. Для сравнения на том же рисунке 3.21 в) кривая 2, описывает корректирующую функцию полученную из спектра сигнала одиночного отражателя. Кривая 3 на рисунке 3.21 в) описывает их разницу.



а)



б)



в)

Распределение $F(z, \omega)$ (а); функция $d\varphi_G(\omega)/d\omega$ представлена кривой 1, корректирующая функция $\varphi(\omega)$ представлена кривой 2 (б). Функции $\varphi_G(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ представлены кривыми 1 и 2, разность функций $\varphi_G(\omega) - \varphi(\omega)$ - кривая 3 (в).

Рисунок 3.21

Разность функций $\varphi_G(\omega) - \varphi(\omega)$ так же, как и на рисунке 3.21 не превышает по модулю 5 радиан. На рисунке 3.19 представлено изображение биоткани – рисунок 3.19 г) ($E = 0.905$), после коррекции функцией $\varphi_G(\omega)$, полученной на основе оконного преобразования. Это изображение можно сравнить с изображением – рисунок 3.19 в) ($E = 0.92$), коррекция которого была произведена на основе функции $\varphi(\omega)$, выделенной непосредственно из спектральных данных комплексного сигнала. Оба результата показывают практически одинаково высокое пространственное разрешение, близкое к спектрально обусловленному значению.

Отметим, что формально фазовый множитель может быть любой величины. Однако существуют очевидные ограничения. Так приращение фазы на одном дискретном шаге по частоте $\omega_k - \omega_{k+1}$ для спектрального метода ОКТ не должно превышать величины π . В случае корреляционного метода – дисперсионное уширение сигнала по глубине должно быть меньше диапазона сканирования. В первом случае нарушение условия приведет к уменьшению уровня регистрируемого сигнала вплоть до нуля. Во втором – будет регистрироваться не весь корреляционный отклик, и, соответственно, полное восстановление станет невозможным.

Выводы

Рассмотренные методы компенсации фазовых спектральных искажений интерференционного сигнала в ОКТ, в сочетании с известными амплитудными методами, позволяют с высокой эффективностью приблизить аппаратную функцию к Гауссовой форме со спектрально обусловленной шириной при различных значениях относительной ширины спектра зондирующей волны (экспериментальная апробация проведена при относительной ширине спектра 20%). Рассмотренные численные методы компенсации позволяют компенсировать дисперсию произвольной формы не только в спектральных, но и в корреляционных методах ОКТ. При условиях, позволяющих произвести контрольное зондирование резкой границы в области исследуемого объекта, функцию коррекции фазовых искажений можно определить непосредственно на основе фазы комплексного сигнала при произвольной форме искажений. В условиях, когда дополнительное зондирование резкой границы невозможно, функцию коррекции фазы можно найти непосредственно из самого

сигнала. Согласно результатам данной работы, функция коррекции фазы, найденная на основе оконного преобразования Габора, позволяет получить лучшую форму аппаратной функции, чем подбор полинома 9й степени на основе минимизации Шенноновской энтропии. При реализации этих методов необходимыми условиями является достаточно малая вариация фазы между соседними компонентами спектра сигнала, достаточно малая ширина окна Габора, в пределах которого первая производная от фазового набега по частоте остается достаточно малой. Фактически изменение фазы на ширине разрешаемой спектральной компоненты должно быть меньше π . Иначе сигнал интерференции будет существенно ослаблен, или вообще занулится при регистрации оптического спектра в спектральной ОКТ. В случае корреляционной ОКТ нарушение это условия буде означать, что существенная часть изображения, «размытого» дисперсией не попадет в диапазоне сканирования и не будет зарегистрировано. И в одном и в другом случаях восстановление бездисперсионного отклика будет невозможно.

Результаты опубликованы в [186].

3.3 Эффективность материальной компенсации дисперсии интерферометра на анизотропном волокне одновременно на волнах 830 нм и 1280 нм

В качестве примера компенсации дисперсионных искажений при ширине спектрального диапазона 450 нм можно привести результаты разработки двухволнового ОКТ с рабочими длинами волн 830 и 1280 нм.

Сложность компенсации дисперсии интерферометра многократно возрастает при двухволновом режиме ОКТ, реализуемом на едином интерферометре. Такой интерферометр на анизотропном волокне, выполняющий получение ОКТ изображений одновременно на далеко отстоящих по спектру волнах 830 нм и 1280 нм был разработан в ИПФ РАН с целью сравнительной оценки параметров биоткани, полученных из единой точки пространства в одно и то же время. Реализация двухволнового ОКТ режима была предпринята в работе [90], однако, для каждой волны были использованы отдельные интерферометры, а объединение обоих излучения было выполнено только в зонде. Фактически, в ИПФ РАН вначале было найдено волокно с одномодовым режимом на простейшей моде для обеих рабочих длинах волн ($\lambda_1 = 830$ нм и $\lambda_2 = 1280$ нм), а также была показана возможность работы также в простейшей моде на сигнальной волн (670 нм). Задача компенсации разности дисперсии в плечах единого интерферометра одновременно на волнах 830 нм и 1280 нм при использовании поляризационно-сохраняющего волокна возникла в ИПФ РАН, скорее, как попытка поиска методик для подобных решений.

3.3.1 Описание оптической схемы

Оптическая схема разработанной ОКТ-установки с рабочими длинами волн $\lambda_1 = 830$ нм и $\lambda_2 = 1280$ нм функционально состоит из системы мультиплексирования излучений с поляризационной фильтрацией, собственно интерферометра и системы демультиплексирования для разделения по длинам волн попарно интерферирующих лучей. Таким образом, можно говорить о "двухканальности" в ОКТ при использовании единого оптического интерферометра на двух далеко отстоящих длинах волн. При этом предельное разрешение каждого канала определяется шириной кросскорреляционных функций (ККФ) на соответствующей рабочей длине волны.

Функциональная схема этой установки представлена на рисунке 2.8. В качестве источников зондирующих излучений использовались два суперлюминесцентных полупроводниковых диода (СЛД) с центральными длинами волн 830 нм и 1280 нм, шириной спектра 23,4 нм и 42 нм (продольные длины когерентности 13 и 17 мкм) и мощностью излучения 1,5 мВт и 0,5 мВт, соответственно. Излучения обоих источников пропускались через поляризаторы на анизотропном волокне (с коэффициентами экстинкции ~ 20 дБ) и при помощи разработанного волоконного мультиплексора объединялись и подавались на вход интерферометра Майкельсона. Далее, оба излучения расщеплялись поровну между предметным и опорным плечами при помощи ответвителя, имеющего 3 дБ уровень на каждой из волн. Возвращенные волны в предметном и опорном плечах складывались в ответвителе и суммарные поля подводились к отдельным фотоприемникам после спектрального разделения за счет демультиплексирования. При изменении разности плеч интерферометра с постоянной скоростью ($\sim 6,2$ см/с) принимались переменные напряжения на нагрузках фотодиодов на разностных частотах, равных доплеровским сдвигам частоты, соответственно 150 кГц для 830 нм и 97 кГц для 1280 нм.

Отметим, что в интерферометре использовалось анизотропное волокно типа Панда (П63 производства компании "Файбертек", г. Арзамас, Россия), с большой числовой апертурой ($\sim 0,15$) и отсечкой на длине волны 0,75 мкм. Экспериментально было обнаружено, что благодаря таким оптическим параметрам волокна оба рабочих излучения удерживались волокном в простейшей HE_{11} моде с различной эффективностью. Естественно, что HE_{11} -мода на волне 1280 нм в этом волокне удерживается слабее, чем мода на 830 нм. При достаточно крутых изгибах волокон при укладке его в линиях задержек потери света на волне 1280 нм имели все же значительный уровень (около единиц децибел при диаметре изгиба 30 мм). Вследствие этого вопрос оптимизации волоконно-оптических элементов с целью снижения потерь света стоял особенно остро. Так в результате проведенных разработок были разработаны ряд элементов,

объединяющих волны в сочетаниях: излучение с волнами 830 нм и 670 нм, излучения 830 нм + 670 нм с волной 1280 нм, а также широкополосный ответвитель (50:50) одновременно на волнах 830 нм и 1280 нм.

Модуляция разности длин плеч интерферометра производилась при помощи пьезоволоконного преобразователя, на глубину до 3-5 мм (при напряжении около 250 В). Оба излучения с выхода волокна через объектив направлялись на объект, а рассеянное назад собиралось в том же волокне. Применялся план-ахроматический объектив, позволявший сводить к минимуму пространственные искажения и максимально близко совмещать фокальные перетяжки. Для получения "двух" и "трех" - размерных изображений использовалось сканирующее устройство в X и Y – направлениях.

3.3.2 Компенсация дисперсионных искажений одновременно для двух рабочих длин волн

Компенсация неравенства влияния дисперсии групповой скорости в плечах интерферометра выполнялась на двух разных длинах волн одновременно. Для ее решения была предложена и реализована методика, в соответствии с которой для возможности компенсации были добавлены дополнительные "степени свободы". С этой целью в одном из плеч интерферометра в небольшой его части (порядка 20%) использован отрезок волокна с отличающимися от основного волокна дисперсионными свойствами. За счет подбора длин основного и компенсирующего волокон для обеих зондирующих волн были минимизированы ширины кросскорреляционных функций и их пространственный сдвиг. Ширина ККФ на обеих волнах - $\delta L_{\lambda 1}$ и $\delta L_{\lambda 2}$ и расстояния между центрами ККФ на волнах 1280 нм и 830 нм по групповому оптическому пути $-\Delta L_{\lambda 1-2}$ исследовались при изменении соотношения между длинами сигнального и опорного плеч интерферометра. Условная схема волоконно-оптического интерферометра представлена на Рис. 3.22. Величина воздушного оптического пути в сигнальном плече между волокном и зеркалом, обозначенная на Рис. 3.22. как L_{R-S} , выбрана так, чтобы выполнялось равенство групповых задержек, т.е. нулевая разность групповых оптических длин (далее - оптических длин)

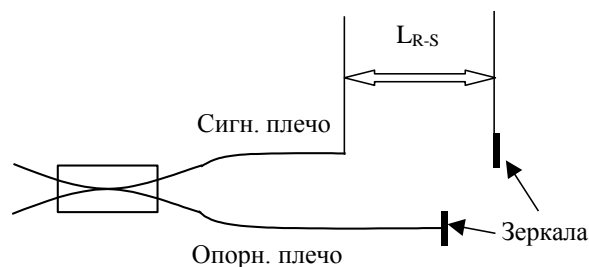


Рис. 3.22. Оптическая схема для исследования параметров волоконно-оптического интерферометра при широкополосном источнике.

плеч интерферометра, на волне 830 нм. При этом более длинному волокну в опорном плече и воздушному промежутку в сигнальном соответствовали положительные значения L_{R-S} . Величины ширины ККФ на обеих волнах - $\delta L_{\lambda 1}$ и $\delta L_{\lambda 2}$ и расстояния между центрами ККФ - $\Delta L_{\lambda 2-\lambda 1}$ последовательно измерялись при пошаговом укорочении (скалыванием) вначале волокна опорного плеча (при этом $L_{R-S} > 0$), а затем сигнального. В последнем случае, при более длинном волокне в сигнальном плече воздушная компенсация разности хода осуществлялась в опорном плече. В этой ситуации длины воздушного промежутка в опорном плече L_{S-R} обозначались как L_{R-S} со знаком минус.

На Рис. 3.23. представлены результаты этих измерений: значений ширины кросскорреляционных функций $\delta L_{\lambda 1}$ и $\delta L_{\lambda 2}$, и их взаимного пространственного сдвига между центрами ККФ - $\Delta L_{\lambda 2-\lambda 1}$ от разности длин плеч интерферометра (соответственно светлыми квадратами, светлыми кружками и черными квадратами).

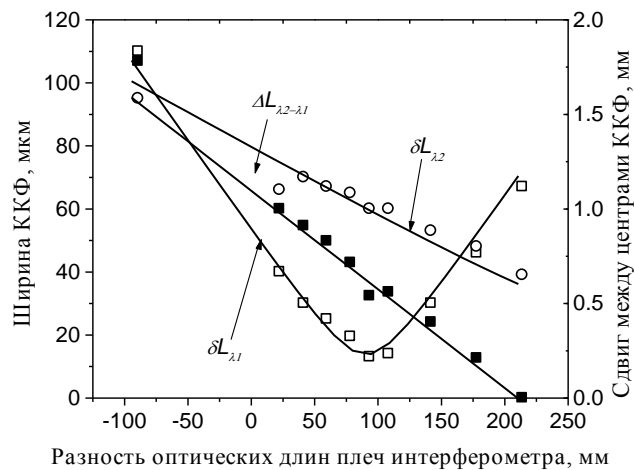


Рис. 3.23. Ширина ККФ и волновой сдвиг нулевой разности хода $\Delta L_{\lambda 2-\lambda 1}$ в зависимости от разности оптических длин волокон в опорном и сигнальном плечах интерферометра L_{R-S} .

Как видно из Рис. 3.23, пространственный сдвиг между центрами АКФ на волнах 830 нм и 1280 нм - $\Delta L_{\lambda 2-\lambda 1}$ равен нулю при длине воздушного промежутка между торцом волокна и отражающим зеркалом в сигнальном плече интерферометра $L_{L-S}^0 = 214$ мм.

Дополнительное увеличение ширины ККФ - $|\delta L_{эфф}|$ при этом на волне $\lambda = 830$ нм равнялось 53 мкм, а на волне 1280 нм соответственно $|\delta L_{эфф}| = 21$ мкм. Это дополнительное увеличение ширины, вызванное несимметрией плеч интерферометра, добавлялось к исходной ширине АКФ, определяемой только шириной оптического спектра СЛД.

При укорочении длины волокна опорного плеча и соответственном уменьшении L_{R-S} пространственный сдвиг между центрами ККФ быстро нарастал со "скоростью" 5,9 мкм/мм.

При $L_{R-S} = 0$ нулевые разности хода на 830 нм и 1280 нм оказались разнесенными по оптической длине на величину около 1,2 мм, что сравнимо с глубиной продольного сканирования. Это делает практически невозможным двухканальное получение полномасштабных ОКТ - изображений одного и того же исследуемого участка. Кроме того, при $L_{R-S} = 0$ ширины каждой из кросскорреляционных функций (ККФ) существенно превышали ширину АКФ источников и равнялись 80 мкм на волне 830 нм и 55 мкм на волне 1280 нм. Измерения также показали, что геометрические длины волокна опорного плеча, при которых имеют место минимальные значения ККФ на волнах 830 нм и 1280 нм различны (более чем на 200мм) и отличаются также от размера плеча, при котором совпадают центры ККФ.

Были рассмотрены причины различия групповых задержек на рабочих длинах волн, в результате чего было показано, что причина, как отмечалось выше, заключается в крупномасштабных по длине волокна флуктуациях групповой скорости, имеющих место вследствие небольших флуктуаций диаметра волокна. На Рис. 3.23 сплошными кривыми приведены расчетные зависимости $\delta L_{\lambda 1}$, $\delta L_{\lambda 2}$ и $\Delta L_{\lambda 2-\lambda 1}$ от разности оптических длин волокон L_{R-S} в опорном и сигнальном плечах интерферометра. Полученные из расчета суммарные ширины ККФ на волнах 830 нм и 1280 нм при $\Delta L_{\lambda 2-\lambda 1} = 0$, равные 66 мкм и 38 мкм, оказались близкими к экспериментальным значениям 67 мкм и 39 мкм. Отметим, что вычисленный отдельно на волне 830 нм вклад материальной дисперсии в ширину ККФ - $\frac{\delta L}{1,2n_s}$, равный (- 93 мкм) вдвое по модулю превышает отдельный вклад волноводной (42 мкм) и отличается по знаку. На волне 1280 нм дополнительное увеличение ширины АКФ практически обусловлено только волноводной дисперсией (19,5 мкм); вклад материальной того же знака, но на порядок меньше (2 мкм).

Рассмотрим теперь результаты по компенсации взаимного пространственного сдвига центров кросскорреляционных функций интерферометра на волнах 830 нм и 1280 нм, и приближению их предельной ширины к уровню, определяемому шириной оптических спектров. Конечным итогом этой компенсации должен быть тот факт, что при сканировании разности плеч интерферометра должны совпадать положения центров кросскорреляционных функций на обеих длинах волн при их минимальной ширине.

Отметим, что одновременную оптимизацию этих трех параметров при использовании для компенсации только материальной дисперсии провести не удастся. Это проверялось при помощи плоских стекол с различными типами дисперсии, помещаемых в воздушный промежуток опорного плеча интерферометра. Необходимо было ввести дополнительные параметры, влияющие на дисперсионные характеристики. Была предпринята попытка

компенсации при помощи двух отрезков различных волокон, результаты которой приведены на Рис. 3.24. Вначале были уравнены оптические длины сигнального и опорного плеч за счет укорочения опорного плеча на найденную величину 145 мм. Затем в сигнальное плечо было добавлено (методом оптической сварки) волокно типа П63, а к опорному - волокно другого типа (П37 того же производителя) одинаковой длины L_0 . Волокно П37 также W-типа имело оболочку вокруг световедущего волокна, легированную фтором. Радиус световедущей жилы равнялся 1,823 мкм при длине волны отсечки $\lambda_c = 690$ нм. При одновременном и одинаковом укорочении обоих добавленных волокон и соответствующей настройке на интерференцию за счет воздушного промежутка было обнаружено изменение всех интересующих в данном случае параметров в сторону нужных значений. Наиболее оптимальной оказалась длина $L_{\text{add}} \approx 2,25$ м. На Рис. 3.24 показаны зависимости величин $\Delta L_{\lambda_2-\lambda_1} = (L_{\lambda_1} - L_{\lambda_2})$, δL_{λ_1} и δL_{λ_2} при дальнейшем укорачивании волокна только опорного плеча и компенсации возникающей разности хода воздушным промежутком в сигнальном плече.

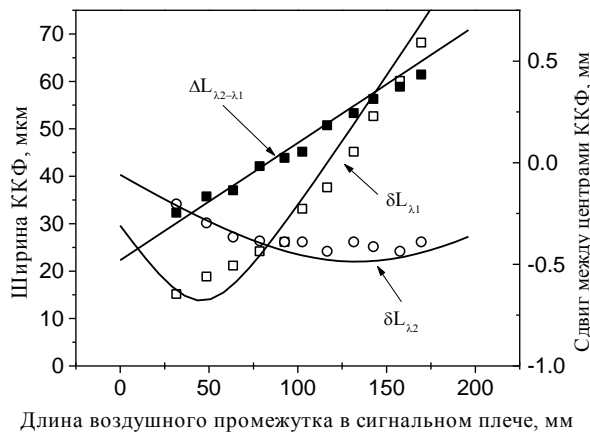


Рис. 3.24. Ширина ККФ и волновой сдвиг нулевой разности хода $\Delta L_{\lambda_2-\lambda_1}$ в зависимости от разности оптических длин волокон в опорном и сигнальном плечах интерферометра L_{R-S} при компенсации вспомогательными волокнами

Измерения показали, что настройки разности плеч интерферометра, при которых наблюдаются минимальные значения величин $\Delta L_{\lambda_2-\lambda_1} = (L_{\lambda_1} - L_{\lambda_2})$, δL_{λ_1} и δL_{λ_2} существенно сблизились. Рисунок демонстрирует, что в пределах 75 мм все три величины проходят свое минимальное значение. Напомним, что исходно эта область составляла ~ 325 мм.

Для сравнения с экспериментом определялись также расчетные зависимости ширины ККФ на обеих волнах при том же укорачивании волокна опорного плеча, которые приведены на Рис. 3.24. сплошными линиями. Как видно из графиков, имеет место хорошее соответствие расчета с экспериментальными значениями. Отметим, что при расчете параметры

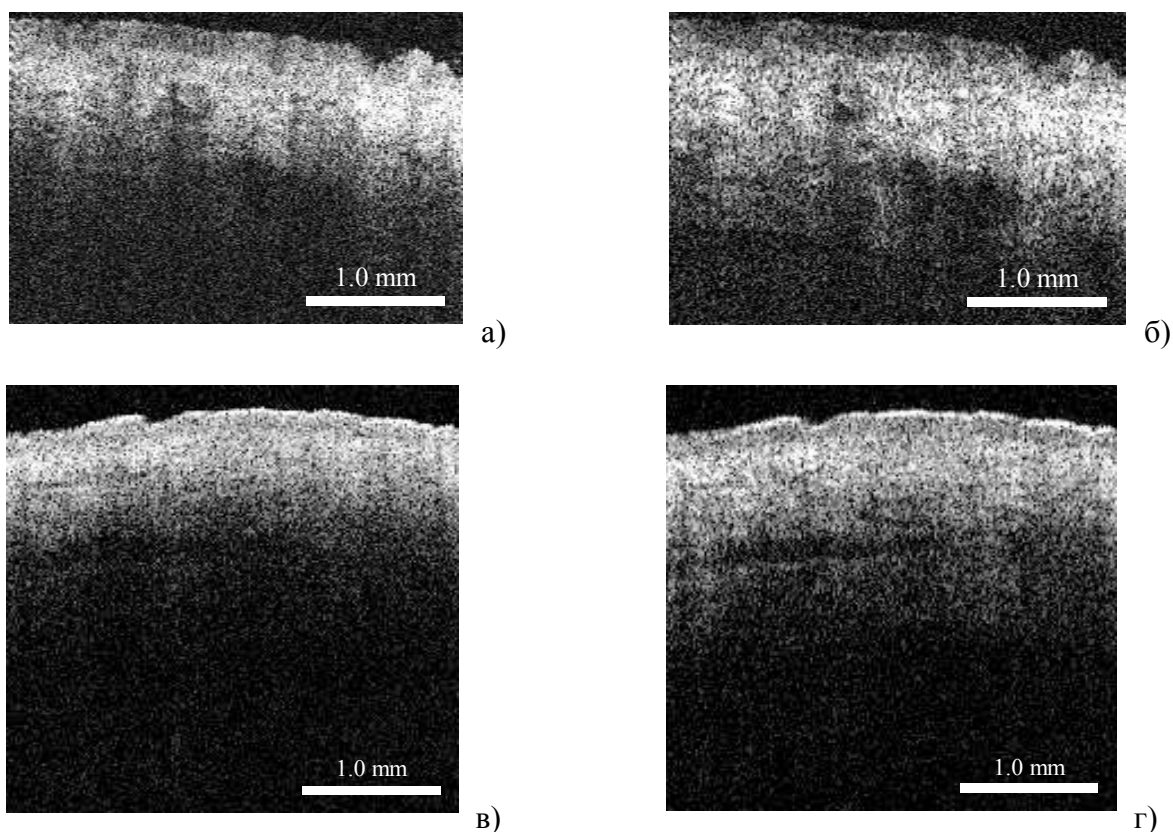
дополнительного волокна подбирались по совпадению экспериментальных и теоретических значений. Было получено значение скачка показателя преломления световедущей жилы компенсирующего куска волокна относительно кварца ($\sim 8.1 \cdot 10^{-3}$) и оболочки, легированной фтором ($\sim -2 \cdot 10^{-3}$). Оптимальный радиус для ПЗ7 в расчете был принят равным 1,84 мкм, что отличается от паспортного значения всего на 1%.

Результатом этой работы явилось достаточно удовлетворительная компенсация дисперсии интерферометра на анизотропном волокне одновременно на волнах 830 нм и 1280 нм, позволяющая проводить с достаточно высоким разрешением сравнительные исследования ОКТ изображений биоткани. Однако, оптимальной компенсации разности дисперсии в плечах интерферометра, за счет компенсации материальной и волоконной дисперсии, достичь не удалось. При использовании современных средств приема и обработки сигнала и приведению его к комплексной форме, возможно провести дополнительную компенсацию остаточного влияния дисперсии в ОКТ изображениях на обеих длинах волн.

Приведенные результаты практического создания в волоконном исполнении двухволнового ОКТ макета демонстрируют следствия типичной проблемы волоконной оптики, поскольку к материальной дисперсии материала плеч интерферометра добавляется и волноводная дисперсия. Большие длины оптического тракта делают заметными даже малые дисперсионные отличия оптических волокон, определяемые флуктуациями параметров. Если рассматривать в приведенном примере два излучения 830 нм и 1280 нм как крайние границы сверхширокого спектрального диапазона, становится очевидно, что полная компенсация дисперсионных искажений становится крайне сложной задачей, которая должна решаться гибридными методами. При учете еще и возможного вклада дисперсии исследуемого образца (например, дисперсии внутриглазного пространства от роговицы до сетчатки), то проблема дополнительно усложняется.

3.3.3 Результаты практического применения двухволнового ОКТ

На рисунке 3.25 представлены ОКТ изображения, полученные одновременно на двухволновой ОКТ установке. По изображениям видно, что внутренняя структура ткани видна глубже на длине волны 1280 нм чем на длине волны 830 нм, что, по-видимому, определяется меньшим коэффициентом рассеяния.



а) и б) – изображения кожи большого пальца; в) и г) кожа предплечья.

Рисунок 3.25 ОКТ-изображения, слева на волне 830 нм, справа на волне 1280 нм

Данные изображения представлены отдельно для каждой волны в черно-белой палитре, однако возможно и «цветное» представление. При использовании дополнительных цветов (которые при сложении с соответствующими яркостями создают оттенки нейтрального серого) можно получать двухцветные изображения. Изображения представляются в «зелено-пурпурной» палитре, где каждый пиксель содержит информацию об интенсивности рассеяния на волне 830 нм в зеленом цвете и о рассеянии на волне 1280 нм в пурпурном. Существует возможность представления двух волновых изображений и в привычной для человеческого глаза красно-сине-зеленой палитре, где один из цветов не содержит информацию о рассеянии, а служит лишь фоном. Как видно из рисунков, представленных в «черно-белом», изображения на волне 830 нм имеют большую четкость, чем на волне 1280 нм, и это обусловлено меньшей длиной когерентности источника. В то же время, несмотря на существенно меньшую мощность источника, ОКТ-изображения на волне 1280 нм, как правило, строятся до большей глубины. Однако существуют и исключения.

Результаты отображения двухцветных ОКТ изображений представлены на рисунке 3.26.



Рисунок 3.26 Примеры двухволновых ОКТ изображений

Таким образом, созданы волоконно-оптические элементы и разработан метод компенсации дисперсии волоконного тракта интерферометра. Создан волоконно-оптический РМ интерферометр, работающий одновременно на длинах волн 0.8 и 1.28 микрона. Получен ряд сопряженных изображений на далеко отстоящих длинах волн и проведено их качественное сравнение.

В приведенном примере с двумя источниками широкополосного излучения на волнах 830 нм и 1280 нм для получения спектрально обусловленного разрешения в ОКТ изображениях, помимо компенсации разности дисперсии в плечах интерферометра и в образце можно было бы использовать цифровую коррекцию влияния дисперсии. Для этого, конечно, необходимо иметь комплексную форму сигнала.

Приведенный пример показывает, что при создании ОКТ систем со сверхширокими спектрами и получении спектрально обусловленного разрешения, материальный вариант снижения влияния дисперсии может оказаться необходимым, и играть вспомогательную роль перед цифровой коррекцией. Как показал настоящий пример, заданного диапазона сканирования в глубину может оказаться недостаточно для отображения сигнала даже от единственной резкой границы из-за «расплывания» сигнала по глубине. В этом случае без материальной компенсации дисперсии применение цифровых методов коррекции будет невозможно.

Результаты разработки и использования двухволновой установки опубликованы в [3, 4, 7, 35].

ГЛАВА 4 ЛИНЕАРИЗАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОТСЧЕТОВ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ОКТ

Методы спектральной ОКТ основаны на восстановлении функции обратного рассеяния по оптическому спектру результата интерференции опорной и рассеянной назад исследуемым объектом волн [130, 151, 200, 201]. Основой восстановления сигнала является преобразование Фурье, которое каждой пространственной частоте модуляции принятого спектра ставит в соответствие точку в распределении сигнала по глубине. При искажении частотного распределения спектральных отсчетов (неэквидистантном распределении оптических частот по номеру отсчета в приемном спектрометре) отклик, соответствующий определенной глубине, приобретает частотную модуляцию. Это ведет к увеличению ширины аппаратной функции с глубиной, и не позволяет достигать предельного разрешения. Ниже будут представлены предложенные автором методы компенсации неэквидистантности спектральных отсчетов в спектральной ОКТ.

4.1 Численная компенсация неэквидистантности спектральных отсчетов

При исследовании спектра интерференции свет раскладывается дифракционной решеткой на спектральные компоненты, которые проецируются на плоскую линейку фотоприемников. Волновое число отдельно регистрируемой спектральной компоненты k является функцией номера отсчета – безразмерной координаты x . Невыполнение условия эквидистантности приводит к искажению и уширению восстановленной функции с ростом глубины расположения рассеивателя, что отрицательно сказывается на разрешении системы в целом [130, 202-204]. Вследствие этого возникает необходимость в дополнительных мерах, обеспечивающих эквидистантность отсчетов по k .

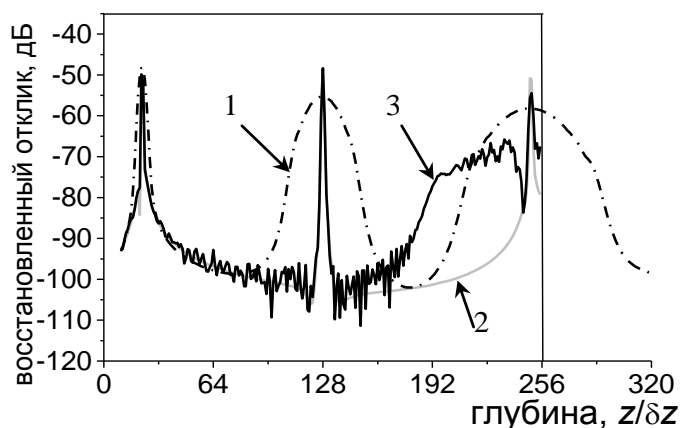


Рисунок 4.1 А-скан, восстановленный в системе спектральной ОКТ с: 1 нелинеаризованным спектрометром, 2 эквидистантным приемом при линеаризации спектрометра призмой, 3 неэквидистантным приемом и линеаризацией с помощью передискретизации с четырехкратным

увеличением эффективной частоты дискретизации.

На рисунке 4.1 (кривая 1) приведен профиль строки восстановленного ОКТ-изображения (так называемый А-скан) для сигнала, соответствующего отражению от трех идентичных отражателей, расположенных на разных глубинах z при реальном, неэквидистантном приеме спектральных компонент. Для удобства анализа глубина z нормирована на величину продольного разрешения $\delta z = 0.44\lambda^2/\Delta\lambda$, где λ – центральная длина волны, а $\Delta\lambda$ – ширина спектра источника света. Для сравнения кривая 2 представляет эталонный профиль, полученный при модельном эквидистантном распределении. Как видно из рисунка, на малых глубинах (левый пик) влияние неэквидистантности в спектральных отсчетах еще достаточно мало и уширение восстановленной функции по сравнению с эталонным изображением несущественно. Однако с ростом глубины изображения (второй и третий пики) происходит существенное (в разы) уширение пика и изображение размывается.

Из-за уширения эффективного спектра сигнала при неэквидистантности спектральных отсчетов, критерий Котельникова не выполняется для спектральных отсчетов, соответствующих глубинам в объекте, близким к предельным (рисунок 4.1, кривая 2). Это приводит к необратимой потере информации, что выражается в искажении восстановленного профиля рассеяния в области предельных глубин наблюдения (рисунок 4.1, кривая 3) в виде появления в этой области большого эффективного шума, что обуславливает уменьшение максимально возможной глубины наблюдения (более чем на четверть при $\delta\varepsilon = 3\%$). Этого можно избежать, используя число отсчетов, заведомо большее, чем требуется для наблюдения объекта на предельной глубине, но, тем самым, увеличивая как время обработки ОКТ-изображения, так и время его получения. Например, при неэквидистантности 3%, которой соответствуют искажения восстановленной функции вида, представленного на рисунке 4.1. кривой 3, для устранения искажений на больших глубинах без потери пространственного разрешения требуется в 1.5 раза большее число фотоэлементов.

Результат интерференции сигнальной и опорной волн содержит множитель $\cos(2 \cdot k \cdot z_0)$. Соответственно оптический спектр $\tilde{S}(k)$ результата такой интерференции будет гармонически промодулирован с частотой $2z_0$

$$\tilde{S}(k) = \eta \cdot \cos(2 \cdot k \cdot z_0), \quad (4.1)$$

где η – глубина модуляции, z_0 – оптическая разность хода в интерферометре, k – волновое число. Соответственно Фурье преобразование от оптического спектра будет содержать отклик, соответствующий расстоянию $2z_0$. При проецировании спектральных компонент с выхода

дифракционной решетки на линейку фотоприемников волновое число отдельной принимаемой спектральной компоненты k становится функцией номера отсчета x .

Для анализа неэквилидистантности распределения оптических спектральных компонент интерферирующих волн вводится функция $\varepsilon(x)$, характеризующая относительное отклонение волнового числа принимаемой спектральной компоненты $k(x)$ от эквидистантного распределения $k_l(x) = k_{\min} + \frac{\Delta k}{\Delta x} x$:

$$\varepsilon(x) = \frac{k(x) - k_l(x)}{\Delta k}, \quad (4.2)$$

где Δk – полная спектральная ширина диапазона наблюдения, k_{\min} – волновое число самой длинноволновой регистрируемой спектральной компоненты, $\Delta x = N$ – интервал в пространстве фотоотсчетов, на котором определена функция $k(x)$. Для удобства описания целесообразно ввести метрику $\delta\varepsilon$, дающую численную оценку неэквилидистантности распределения $k(x)$, которую будем называть «неэквилидистантность»:

$$\delta\varepsilon = \left[\varepsilon(i) - \varepsilon(j) \right]_{\max}, \quad (4.3)$$

где i и j – произвольные числа, соответствующие номерам фотоэлементов ($0 \leq i, j < N$).

В дискретной системе безразмерный интервал, на котором определен сигнал, задается числом отдельно регистрируемых спектральных компонент N . В соответствии с теоремой Котельникова, максимальная частота модуляции, которая может быть достоверно зафиксирована такой системой, составляет $f_{\max} = N/2$ в единицах спектральных отсчетов в дискретном преобразовании Фурье (или элементах спектрального разрешения дискретной системы). Величину неэквилидистантности, при которой влиянием уширения изображения единичного рассеивателя можно пренебречь, можно определить следующим образом:

$$\delta\varepsilon \leq \delta\varepsilon_{\max} = \frac{1}{2f_{\max}} = \frac{1}{N} \quad (4.4)$$

На практике это означает, что ширина изображения точечного рассеивателя, помещенного в объектное плечо измерительного интерферометра, при смещении отражателя из нулевой точки в положение с максимально разрешимой разностью хода не должна увеличиваться более чем в два раза. В системе спектральной ОКТ, использующей линейный массив из $N=512$ фотоэлементов, искажения, вызванные неэквилидистантностью приема отдельных спектральных компонент, будут несущественны при $\delta\varepsilon \leq \delta\varepsilon_{\max} \approx 0.2\%$.

На основе пространственного расположения элементов оптической схемы можно получить априорную информацию о положении эквидистантных по оптической частоте отсчетов в пространстве фотоэлементов. Ввиду достаточно высокой стабильности параметров

оптической системы спектрометра эта информация может быть получена при первичной калибровке. Местоположение эквидистантных оптических спектральных отсчетов в пространстве фотоэлементов может быть определено по характерному, синусоидальному виду оптического спектра интерферирующих волн, соответствующему удаленному зеркальному отражателю. По измеренным спектральным значениям можно определять значения аргумента модуляционной составляющей $\varphi(x)$, которые с точностью до множителя, определяемого оптической разностью хода в плечах измерительного интерферометра, соответствует неэквидистантности распределения оптических спектральных компонент $\varepsilon(x)$.

4.1.1 Выделение и компенсация неэквидистантности.

Неэквидистантность спектрометра и влияние материальной дисперсии в плечах интерферометра могут быть представлены как нелинейность зависимости фазы модуляции огибающей оптического спектра двух интерферирующих волн – опорной и рассеянной на единичном рассеивателе. В этом случае спектр интерферирующих волн оказывается промодулирован по гармоническому закону (4.1) и из последовательности спектральных отсчетов можно получить зависимость аргумента:

$$2z_0k(x)=\varphi(x, z). \quad (4.5)$$

В этом рассмотрении принимаемый спектр может быть представлен как обычный сигнал, оцифрованный с выполнением критерия Котельникова, имеющий постоянную и модулированную составляющие. Частота модуляции последней пропорциональна оптической разности хода в интерферометре. Используя механизмы регистрации комплексной амплитуды оптического спектра [205] или алгоритмы поиска Гильберт-сопряженных сигналов, возможно восстановить значение определенного в (4.5) аргумента для каждого фотоприемного элемента. В соответствии с (4.5) это позволяет определить зависимость неэквидистантности принимаемых спектральных компонент от номера фотоотсчета и осуществить передискретизацию принятых значений.

В общем случае зависимость аргумента $\varphi(x, z)$ от параметров x и z может быть представлена в виде степенного ряда по параметру $z/\delta z$:

$$\varphi(x, z) = A(x) + B(x) \frac{z}{\delta z}, \quad (4.6)$$

где δz – величина продольного разрешения ОКТ системы, а параметр $z/\delta z$ выступает в роли дискретной безразмерной частоты модуляции огибающей оптического спектра. Первое слагаемое $A(x)$ в выражении (4.6) имеет смысл материальной дисперсии, характеризующей оптический тракт ОКТ установки. Второе слагаемое $B(x)$ по смыслу является

неэквидистантностью регистрации спектральных компонент в спектрометре, которая приводит к тем большей ошибке определения местоположения рассеивателя, чем выше частота модуляции огибающей спектра и, соответственно, больше оптическая разность хода между опорной и объектной волнами.

Очевидно, что величину параметра $A(x)$ можно легко получить при организации нулевой разности хода, однако математически более верным является нахождение параметров $A(x_i)$ и $B(x_i)$ (где i – номер фотоприемного элемента) путем решения системы линейных уравнений для каждого x при регистрации значений аргумента $\varphi(x_i, z_{1,2})$ при двух различных значениях задержки z_1 и z_2 :

$$\begin{cases} \varphi(x_i, z_1) = A(x_i) + B(x_i) \frac{z_1}{\delta z} \\ \varphi(x_i, z_2) = A(x_i) + B(x_i) \frac{z_2}{\delta z} \end{cases} \quad (4.7)$$

По найденным параметрам $A(x_i)$ и $B(x_i)$ можно составить множитель вида

$$\exp\left(-i\left(A(x_i) + B(x_i) \frac{z_j}{\delta z}\right)\right), \quad (4.8)$$

который позволяет восстановить линейное распределение аргумента (4.5) для каждой отдельной частоты модуляции огибающей оптического спектра $\frac{z_j}{\delta z}$ на каждом отдельном фотоэлементе x_i . При этом восстановление распределения соответствует точной передискретизации, и процедура не обужает диапазон глубин наблюдения, поскольку применение компенсирующего множителя позволяет удовлетворить критерию Котельникова для всех спектрально доступных глубин наблюдения. Недостатком прямого использования такой процедуры является ее высокая вычислительная емкость, что в свою очередь ставит под сомнение преимущество предложенной методики по сравнению с прямым восстановлением по функциям Котельникова или применением преобразования Фурье по неэквидистантным отсчетам.

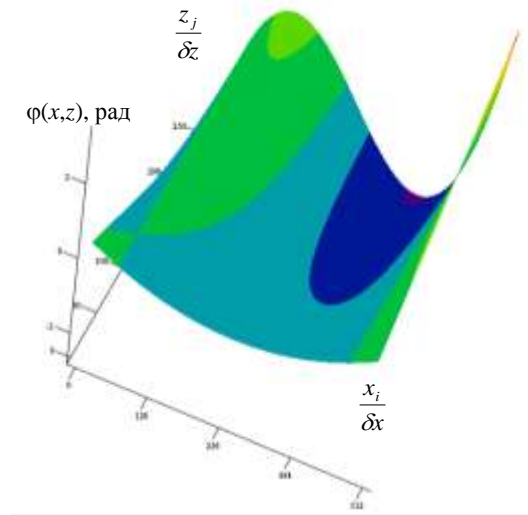


Рисунок 4.2 Распределение аргумента модулирующей функции оптического спектра $\varphi(x, z)$ с учетом дисперсии и неэквидистантности.

Существенно снизить вычислительную емкость позволяет кусочное разбиение аргумента выражения (4.8) в плоскости параметров (x, z) . Действительно, поскольку зависимость (4.6) имеет плавный характер (рисунок 4.2, и градиент ее изменения в любом направлении при использовании в спектрометре компенсирующего элемента становится достаточно малым, возможно осуществить разбиение поверхности $\varphi(x, z)$ на отдельные сегменты вдоль любой из осей координат. На каждом сегменте (x_i, z_j) определяется среднее значение аргумента множителя (4.8), которое и выступает новым аргументом при передискретизации значений, принадлежащих выделенному сегменту:

$$\exp\left(-i\left(\overline{A(x_i)_{i \in I}} + \overline{B(x_i) \frac{z_j}{\delta z}_{i \in I, j \in J}}\right)\right) \quad (4.9)$$

Ввиду независимости параметра $A(x)$ от глубины положения отражателя, множитель (4.9) разбивается на два последовательно применяемых множителя

$$\exp(-iA(x_i)) \cdot \exp\left(-i\left(\overline{B(x_i) \frac{z_j}{\delta z}_{i \in I, j \in J}}\right)\right), \quad (4.10)$$

из которых первый применяется ко всему зарегистрированному спектру, а второй разбивается на отдельные сегменты в плоскости параметров (x, z) и применяется только к соответствующим выделенным областям (x_i, z_j)

В целях уменьшения вычислительной емкости метода представляется целесообразным ограничиться разбиением плоскости параметров (x, z) только вдоль одной из координат: (x, z_j) либо (x_i, z) , как это показано на рисунке 4.3.

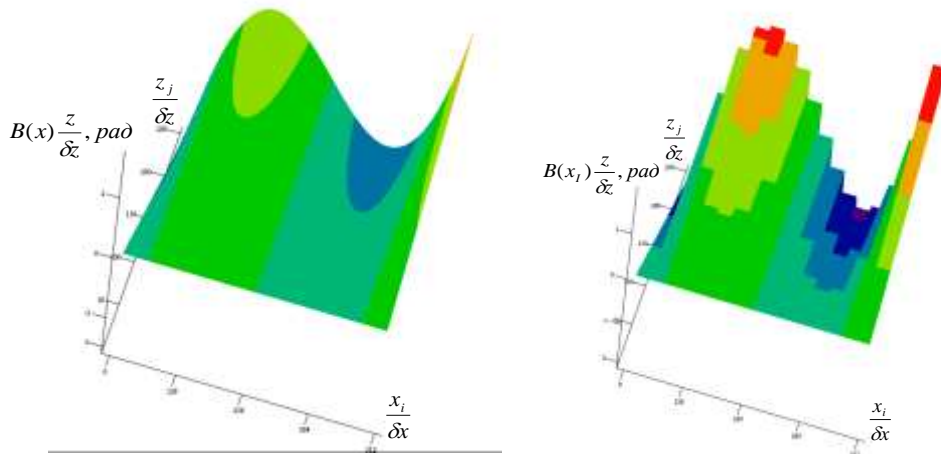


Рисунок 4.3 Распределение аргумента модулирующей функции оптического спектра $\varphi(x, z)$.

На рисунке 4.3 в левой части представлено изображение поверхности, характеризующей зависимость $B(x) \frac{z}{\delta z}$, а в правой части – дискретизированная поверхность $\overline{B(x_i) \frac{z}{\delta z}}_{i \in I}$. Очевидно, что при домножении сегментов на множитель вида (4.10) полной компенсации неэквидистантности не произойдет, а будет наблюдаться остаточная неэквидистантность, зависимость которой от переменной, по которой производилось сегментирование, будет иметь разрывы.

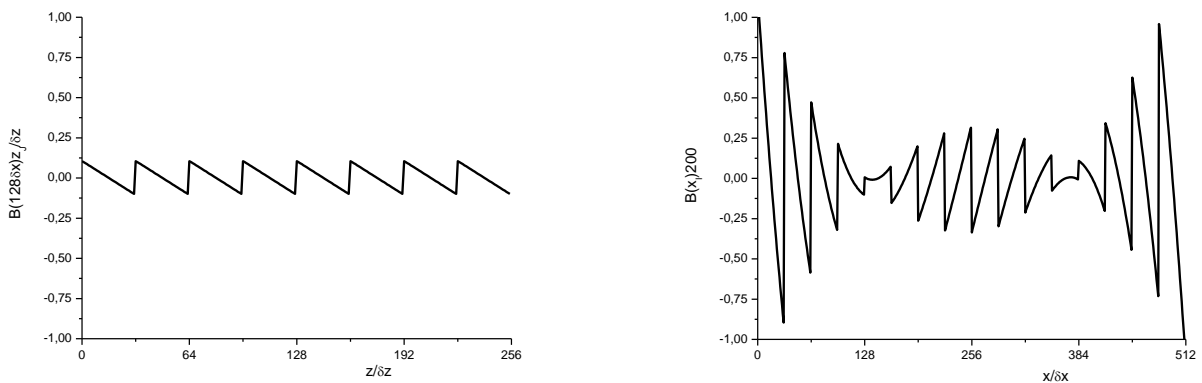


Рисунок 4.4 распределение аргумента модулирующей функции оптического спектра $\varphi(x, z)$.

На рисунке 4.4 представлены профили дискретизированных поверхностей остаточной неэквидистантности, полученные после фазовой коррекции. На левой части рисунка профиль представлен в области максимального отклонения распределения $B(x)$ от линейного ($x=128\delta x$) вдоль оси параметра разности хода z . На правой части рисунка представлен профиль поверхности в области разности хода, близкой к максимальной ($\frac{z}{\delta z} = 200$) вдоль оси параметра

х. Оба рисунка построены для сегментов равной длины и в одинаковом масштабе по вертикальной оси. Хорошо видно, что разрывы между отдельными сегментами оказываются существенно ниже при использовании разбиения вдоль оси параметра разности хода z .

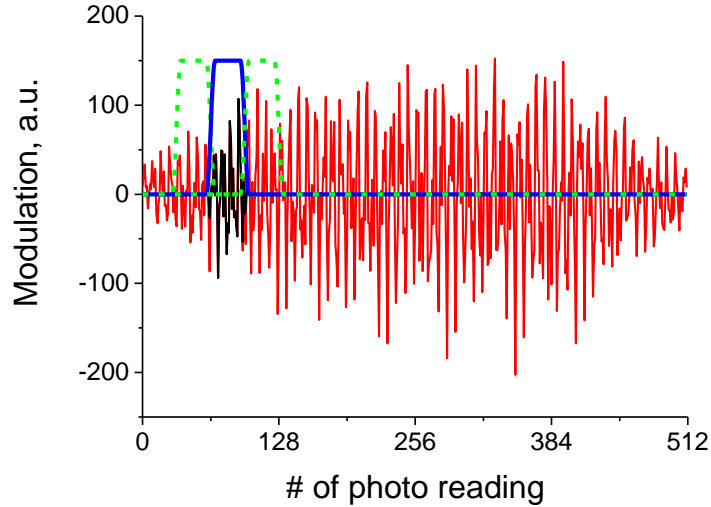


Рисунок 4.5 Сегментирование вдоль номера фототсчета

Для уменьшения влияния разрывов при сегментировании используется плавный переход между отдельными сегментами, как это показано на рисунке 4.5. При сегментировании вдоль номера фототсчета записанная спектральная реализация после исключения постоянной (автокорреляционной [28, 30, 202]) составляющей последовательно умножается на функцию окна, как представлено на рисунке 4.5, полученная укороченная реализация (выделена цветом на рисунке 4.5) подвергается преобразованию Фурье, умножается на множитель вида

$$\exp\left(-i\left(B(x_l)\frac{z}{\partial z}\right)\right), \quad (4.11)$$

и с использованием обратного преобразования Фурье возвращается в исходное пространство. Последовательно преобразованные укороченные реализации суммируются, в результате чего восстанавливается передискретизированный оптический спектр. После преобразования Фурье полученного спектра получается скорректированный по ширине автокорреляционной функции профиль рассеяния исследуемого объекта в глубину.

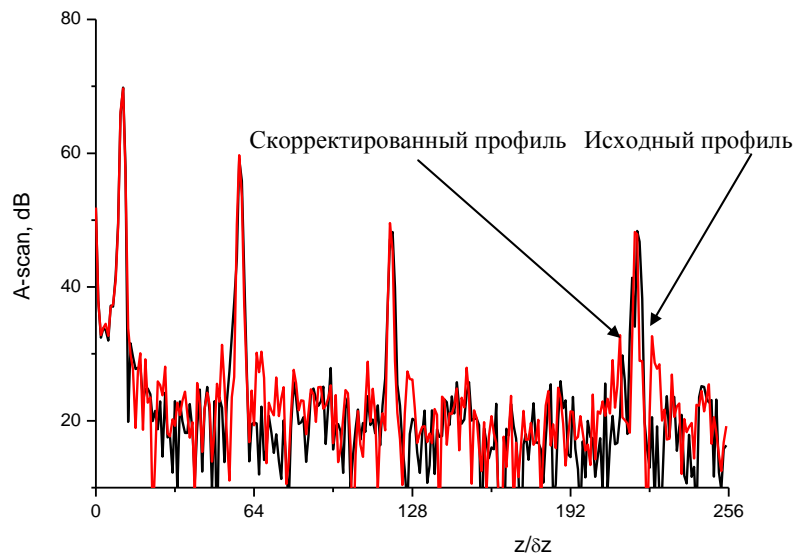


Рисунок 4.6 Восстановленный профиль рассеяния

На рисунке 4.6 представлен восстановленный профиль рассеяния модельного объекта, представленного четырьмя отражателями, расположенными на различных расстояниях от положения опорного зеркала измерительного интерферометра. На крайнем правом пике, соответствующем наиболее удаленному отражателю, отчетливо видно обужение скорректированной реализации в плане ширины аппаратной функции, однако восприятие затрудняют возникающие по бокам сателлиты, являющиеся артефактами разрыва фазы функции модуляции огибающей оптического спектра при сегментировании величины $(B(x) - B(x_i)) \frac{z}{\delta z}$ вдоль оси параметра x .

Из рисунка 4.4 видно, что предпочтительным с точки зрения величины разрывов функции $B(x) \frac{z}{\delta z}$ при сегментировании является ее разбиение на дискретные интервалы вдоль оси параметра разности хода z . Такая процедура оказывается более емкой в вычислительном плане, поскольку не позволяет использовать укороченные реализации, однако дает лучший результат при меньшем количестве сегментов разбиения.

Процедура сегментирования в вдоль оси параметра разности хода z состоит из нескольких этапов. На первом этапе исходная спектральная реализация после исключения постоянной (автокорреляционной) составляющей подвергается преобразованию Фурье. Полученная пространственная реализация подвергается сегментированию, как это показано на рисунке 4.7.

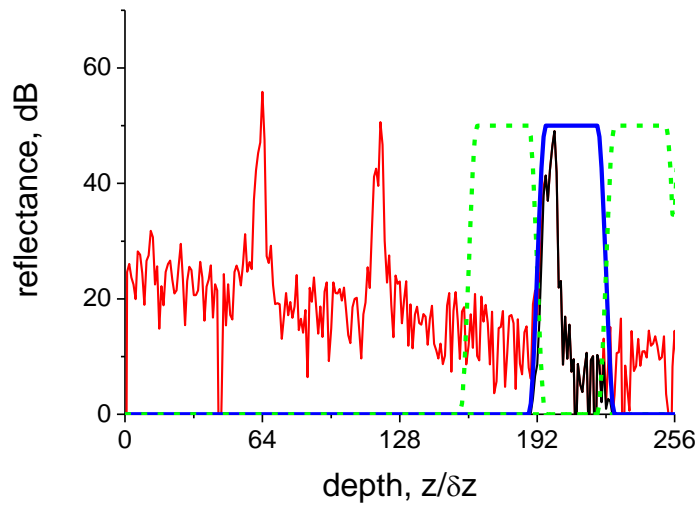


Рисунок 4.7 Сегментирование вдоль номера фототсчета

Необходимо отметить, что изображение профиля рассеяния на рисунке 4.7 приводится в логарифмическом масштабе, но сегментирование производится в масштабе линейном. Границы окна, которым производится сегментирование, так же, как и в предыдущем варианте, сглаживаются для уменьшения влияния разрывов функции $B(x) \frac{(z - z_J)}{\delta z}$ при сегментировании.

Вырезанные сегменты подвергаются обратному преобразованию Фурье и умножается на множитель вида

$$\exp\left(-i\left(B(x) \frac{z_J}{\delta z}\right)\right), \quad (4.12)$$

После чего складываются и повторным преобразованием Фурье возвращаются в пространство метрических координат.

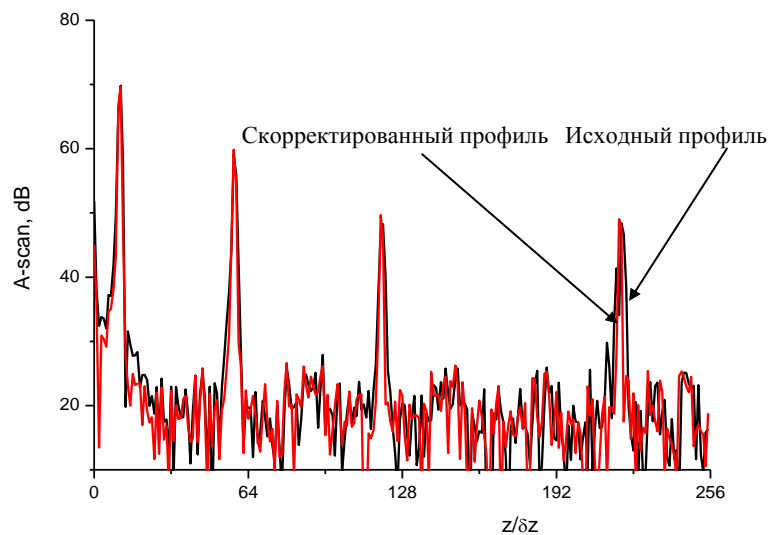


Рисунок 4.8 Восстановленный профиль рассеяния

На рисунке 4.8 представлен восстановленный профиль рассеяния модельного объекта, представленного четырьмя отражателями, расположенными на различных расстояниях от положения опорного зеркала измерительного интерферометра. На рисунке отсутствуют какие-либо дополнительные искажения профиля, вызванные разрывами в распределении статочной неэквидистантности, при этом ширина аппаратной функции обужается до предельной расчетной, соответствующей эквидистантно принимаемому спектру.

На рисунке 4.9 представлены распределения аргумента $\varphi(x, z_0) = 2z_0k(x)$ вдоль оси параметра x , построенные для глубины положения единичного рассеивателя $z = 218 \delta z$. Различными цветами представлены фазовые распределения, полученные при сегментировании поверхности $B(x) \frac{z}{\delta z}$ вдоль соответствующих направлений. Отчетливо видно, что при использовании z -сегментирования кривая распределения $\varphi(x, z_0)$ получается существенно более гладкой, незначительные колебания обусловлены наличием разрывов фазы при сегментировании и обужением спектрального образа этих разрывов с использованием функций, сглаживающих края сегментов. Необходимо отметить существенное уменьшение размаха изменения распределения $\varphi(x, z_0)$ по сравнению с некомпенсированным вариантом, что и обуславливает уменьшение ширины восстанавливаемой аппаратной функции.

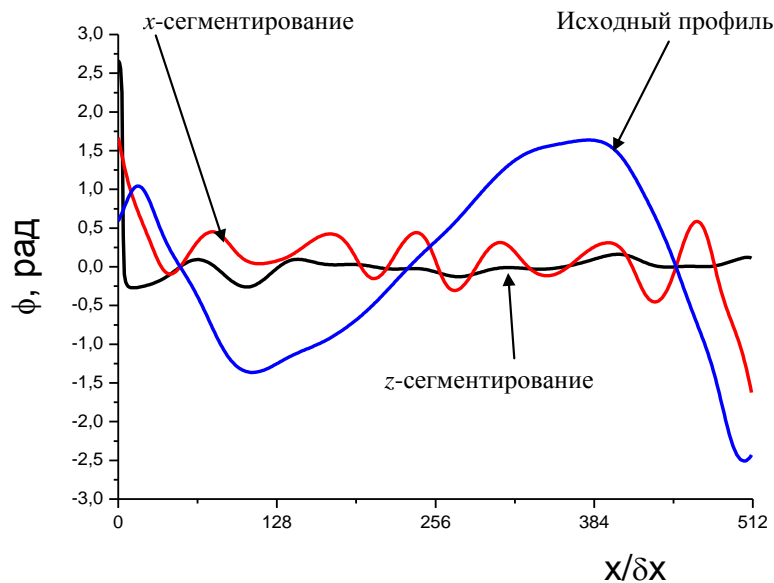


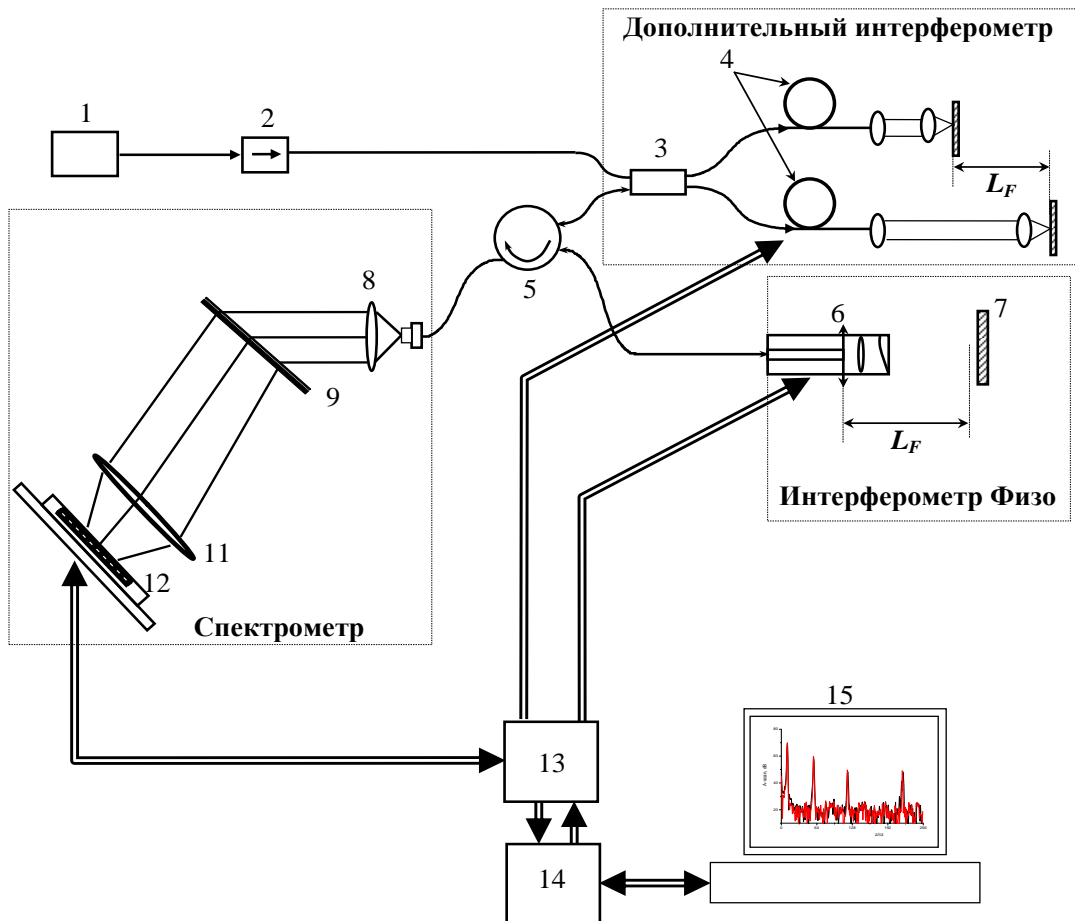
Рисунок 4.9 Остаточная неэквидистантность

Таким образом, разработанный комплексный аналогово-цифровой метод для выделения эквидистантных по оптической частоте отсчетов позволяет осуществить регистрацию спектральных отсчетов с уровнем остаточной неэквидистантности менее чем 0.14%.

По материалам раздела разработана методика выделения эквидистантных по оптической частоте отсчетов при спектральном интерференционном приеме рассеянного назад сверхширокополосного излучения. Методика предназначена для эффективного подавления в изображении ОКТ артефактов, обусловленных уширением восстанавливаемой при неэквидистантном преобразовании Фурье аппаратной функции, соответствующей глубинному профилю рассеяния исследуемой среды. Кроме того, использование методики позволяет исключить искажения формы аппаратной функции при исследованиях, связанных с необходимостью Фурье-обработки регистрируемых значений оптических спектров.

4.1.2 Экспериментальная апробация метода выделения эквидистантных по оптической частоте отсчетов при спектральном приеме широкополосного излучения

Экспериментальная апробация проводилась на установке спектральной ОКТ. В объектном плече измерительного интерферометра был размещен дискретный отражатель, как это показано на рисунке 4.10.

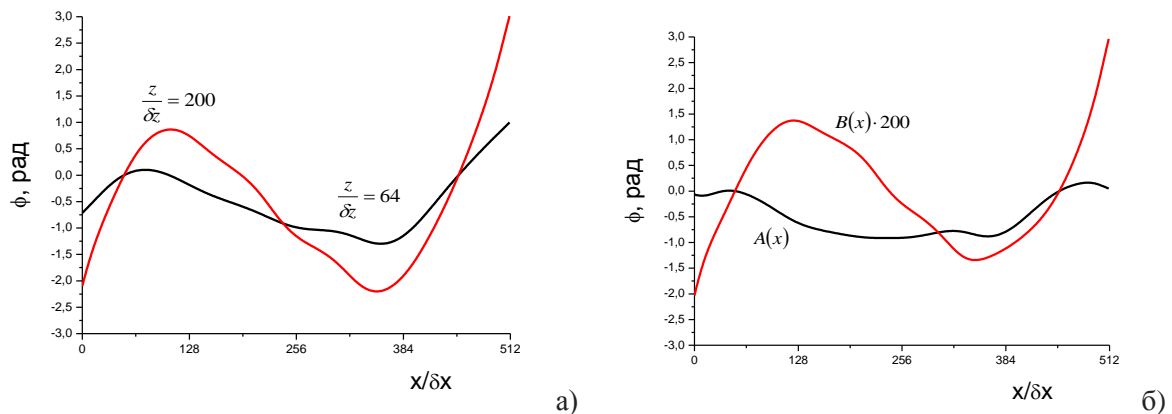


1 – источник широкополосного излучения, 2 – оптический изолятор, 3 – 3дБ ответвитель, 4 – пьезокерамический модулятор, 5 – оптический циркулятор, 6 – сканирующая система, 7 – исследуемый объект, 8 – коллимирующая линза, 9 – дифракционная решетка, 10 – фокусирующая

линза, 11 – линейный массив фотоэлементов, 12 – интерфейсные системы, 13 – быстродействующий аналого-цифровой преобразователь, 14 – ЭВМ.

Рисунок 4.10 Структурная оптическая схема лабораторной экспериментальной установки

Основной особенностью установки является использование интерферометров Майкельсона и Физо, включенных по тандемной схеме. Для освещения объекта исследования в схеме используется источник широкополосного излучения с центральной длиной волны $\lambda = 1277$ нм с шириной полосы по полувысоте $\Delta\lambda = 70$ нм. Излучение через оптический изолятор поступает на вход интерферометра Майкельсона, где приобретает задержку, необходимую для последующей компенсации избыточной разности хода волн в интерферометре Физо. Опорная волна, отраженная от торца волокна в зонде, и волна, рассеянная единичным рассеивателем в обратном направлении, через циркулятор подаются на спектрометр, основным дисперсионным элементом которого является дифракционная решетка. Разложенная в спектр сумма интерферирующих волн регистрируется ПЗС-матрицей (охлаждаемая линейка фотодиодов *SU512LD* производства *Sensors Unlimited*). Сигнал с ПЗС-матрицы поступает на схему двойной коррелированной выборки (ДКВ) и далее – на вход модуля быстродействующего аналого-цифрового преобразования *E20-10 (L-Card)* с USB2.0 интерфейсом. Для подавления когерентных помех по методике использовались два пьезоволоконных модулятора, включенных в противофазе в различных плечах дополнительного интерферометра Майкельсона.



а) – $\varphi(x, z)$, для различных положений отражателя в объектном плече, б) – дисперсия и

$$\text{неэквидистантность } (\varphi(x, z) = A(x) + B(x) \frac{z}{\delta z})$$

Рисунок 4.11 Экспериментально полученные распределения

В ходе испытания измерялись оптические спектры суммы интерферирующих волн при различных оптических задержках между опорной плоскостью и положением отражателя в

объектном плече. На рисунке 4.11 а) представлены нелинейные члены распределения аргумента модулирующей функции (4.5) вдоль оси расположения оптических элементов при двух различных положениях отражателя в объектном плече. Найденные при решении системы уравнений (4.7) константы разложения нелинейной части зависимости $\varphi(x, z)$ в ряд (4.6) представлены на рисунке 4.11 б) По найденным коэффициентам разложения была построена поверхность распределения аргумента модулирующей функции оптического спектра $\varphi(x, z)$, представленная на рисунке 4.12.

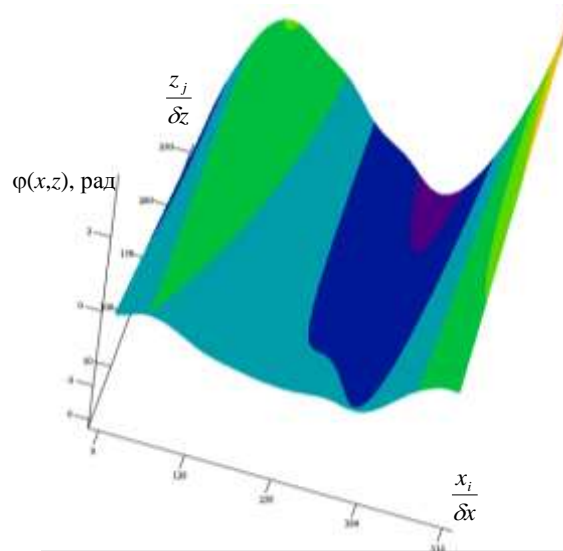


Рисунок 4.12 Экспериментально полученное распределение аргумента модулирующей функции оптического спектра $\varphi(x, z)$.

Компенсация остаточной неэквидистантности производилась с использованием сегментирования поверхности $\varphi(x, z)$ в направлении каждой из осей параметров x и z . Число сегментов разбиения по каждой из осей было выбрано равным 16, ширина переходного слоя на стыке сегментов составила 8 элементов разрешения по параметру, по которому производилось сегментирование.

Экспериментально полученные в такой системе профили рассеяния представлены на рисунке 4.13. Изображения построены при использовании различных методов восстановления из одного массива данных, полученного путем компиляции трех изображений одного и того же единичного отражателя в объектном плече при его различных положениях относительно опорной плоскости. На рисунке 4.13 а) представлены профили восстановленного сигнала рассеяния до использования сегментированного восстановления ширины и после его использования при сегментировании по координате в пространстве фотоотсчетов. Отчетливо видно уменьшение ширины аппаратной функции по основанию, однако существенно заметны боковые сателлитные артефакты, появление которых было предсказано в предварительном расчете.

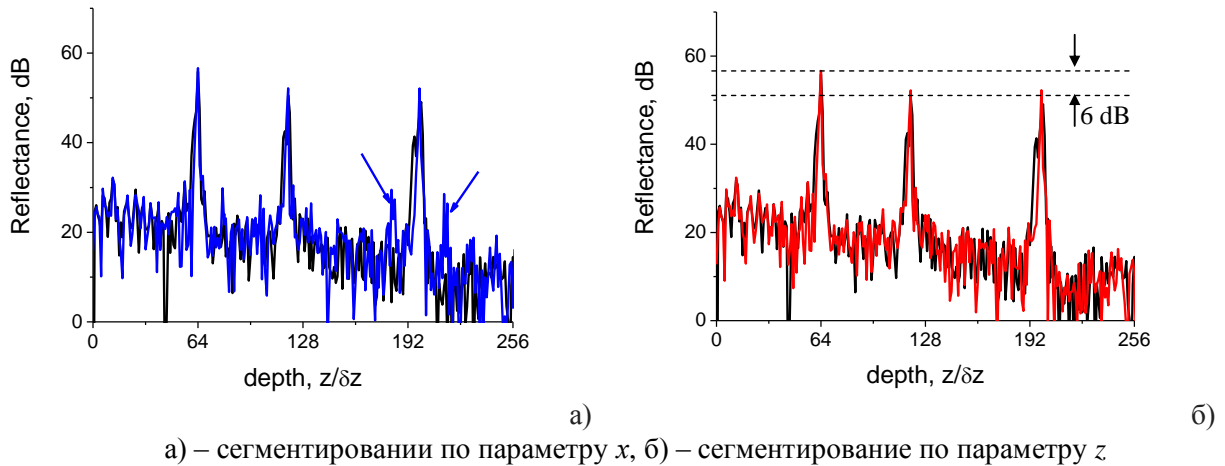


Рисунок 4.13 Восстановленный профиль рассеяния в экспериментальной аперации

На рисунке 4.13 б) представлены профили восстановленного сигнала рассеяния до использования сегментированного восстановления ширины и после его использования при сегментировании по глубине положения отражателя. Отчетливо видно уменьшение ширины аппаратной функции по основанию, также не наблюдаются боковые спутанные артефакты, характерные для сегментирования по параметру x . Необходимо также отметить увеличение уровня максимума аппаратной функции относительно некомпесированного варианта. Уменьшение этого уровня с глубиной расположения объекта обусловлено методикой спектральной регистрации сигнала рассеяния и ненулевой шириной пятна изображения каждой отдельной спектральной компоненты в пространстве фотоприемников.

Был проведен анализ остаточной неэквилидистантности исследуемого оптического спектра, результаты которого приведены на рисунке 4.14. Распределения остаточной неэквилидистантности $\varepsilon(x)$ по номеру фотоотсчета представлены в процентах для различных методов восстановления. Из рисунка видно, что определенная в (4.3) неэквилидистантность $\delta\varepsilon$ для обоих алгоритмов восстановления не превосходит по размаху значения в 0,2% и составляет при x -сегментировании $\delta\varepsilon = 0,18\%$ и при z -сегментировании $\delta\varepsilon = 0,14\%$ (выделено пунктирными линиями на рисунке 4.14). В то же время, необходимо отметить, что ввиду малости регистрируемых значений оптической интенсивности на краях фотоприемного массива, влияние краевых отклонений распределения $\varepsilon(x)$ оказывается пренебрежимо малым, что позволяет о реально достигнутой величине компенсации неэквилидистантности спектрометра при z -сегментировании $\delta\varepsilon = 0,08\%$. Нижняя граница показана штрих-пунктирной линией на рисунке 4.14).

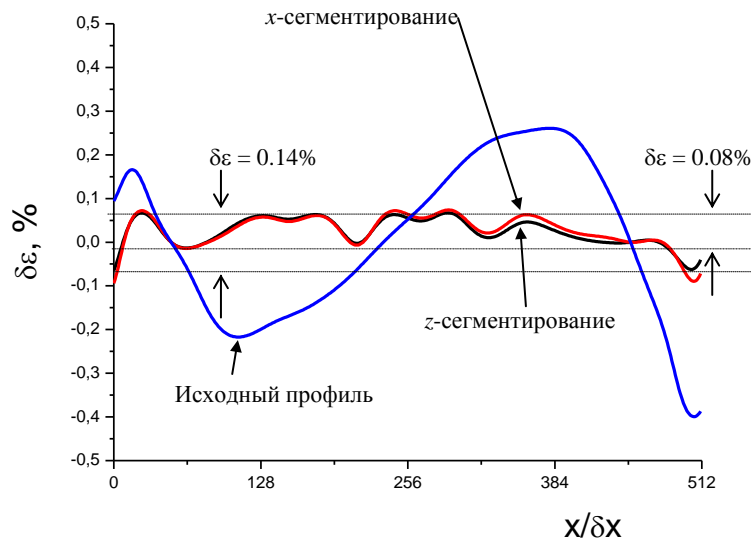


Рисунок 4.14 Остаточная неэквилидистантность спектрометра в процентах

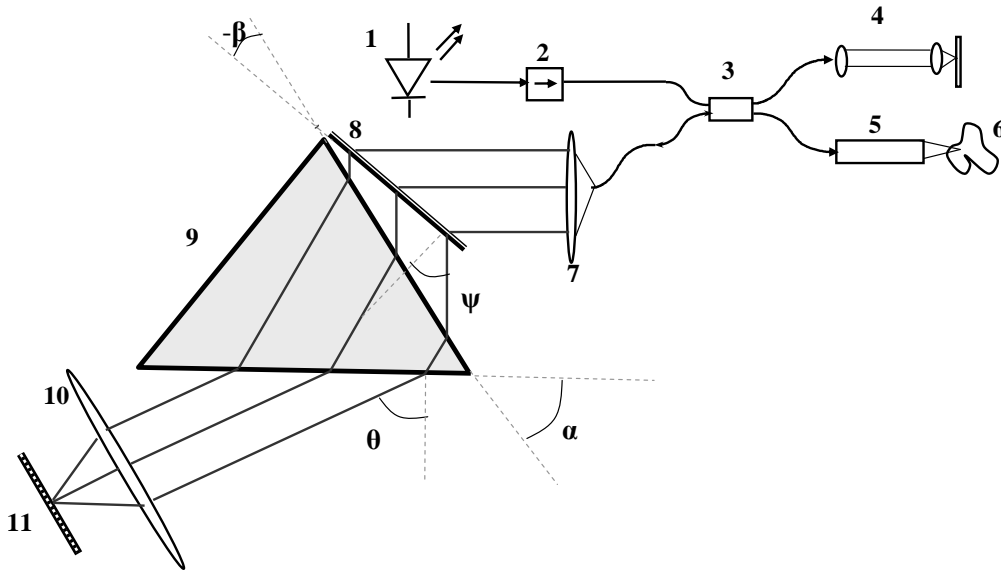
4.2 Оптическая линейаризация спектрометра в спектральной ОКТ

Методы численной компенсации неэквилидистантности спектральных отсчетов, представленные в предыдущем разделе, во многих случаях может быть эффективно применены. Однако оптические методы линейаризации приемного спектрометра по оптической частоте, хотя и усложняют оптическую схему, могут быть предпочтительнее в случае очень скоростного приема, когда вычислительной мощности компьютера может не хватать. Ниже описаны предложенные автором методы оптической линейаризации распределения спектральных отсчетов приемного спектрометра.

4.2.1 Оптический метод эквидистантного по частоте отображения оптического спектра

Альтернативой использованию передискретизации сигнала и других методов численной компенсации неэквилидистантности является изменение углового распределения оптических спектральных компонент таким образом, что волновые числа принимаемых спектральных компонент оказываются распределены в пространстве отсчетов с необходимой степенью эквидистантности. Целью работ данного раздела является исследование и экспериментальная апробация возможности создания эквидистантного по оптической частоте спектрометра, имеющего в качестве корректирующего элемента составную призму. Главной особенностью такого спектрометра является возможность его гибкой настройки при регистрации широких оптических спектров излучения. Для этого предлагается использовать оптическую призму, расположенную за дифракционной решеткой (рисунок 4.15). Впервые подобная конфигурация была применена в работе [154] с решеткой, нанесенной на одной из поверхностей призмы. В отличие от [154] предлагается вводить дополнительную степень свободы для получения

максимально эффективной компенсации неэквидистантности спектральных отсчетов в виде угла расположения призмы относительно дифракционной решетки.



1 – источник широкополосного излучения, 2 – оптический изолятор, 3 – 3ДБ ответвитель, 4 – опорное плечо, 5 – сканирующая система, 6 – исследуемый объект, 7 – коллимирующая линза, 8 – дифракционная решетка, 9 – компенсирующая призма; 10 – фокусирующая линза, 11 – линейный массив фотоэлементов; α – угол при вершине оптической призмы; β – угол ориентации призмы относительно дифракционной решетки; θ – угол дифракции; ψ – угол выходящего из призмы излучения.

Рисунок 4.15 Принципиальная схема спектральной ОКТ с эквидистантным по оптической частоте приемом спектральных компонент

Угол ψ , под которым излучение выходит из призмы, нелинейно зависит от угла $\theta + \beta$, под которым оно в нее входит, что позволяет подбором угла призмы α и относительного поворота призмы β добиться частичной компенсации неэквидистантности спектральных отсчетов в спектрометре на дифракционной решетке. Положение спектральной компоненты k на массиве фотоэлементов в такой системе определится как:

$$x(k) = \frac{F}{D} \cdot \tan(\psi(k) - \psi(k_0)) + x(k_0), \quad (4.13)$$

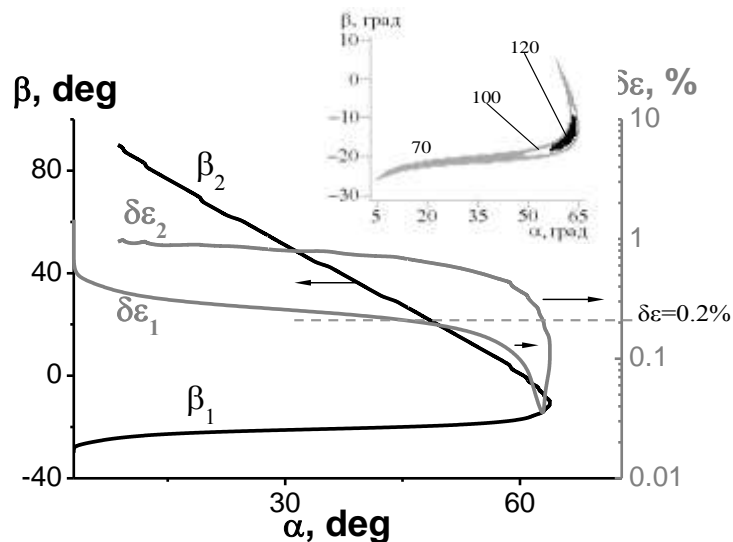
за исключением того, что входящий в аргумент тангенса угла $\psi(k)$ зависимостью:

$$\sin \psi(k) = n(k) \sin \left(\alpha - \arcsin \left(\frac{\sin(\theta(k) - \beta)}{n(k)} \right) \right), \quad (4.14)$$

где $n(k)$ – коэффициент преломления материала призмы, в общем случае зависящий от длины волны, $\theta(k)$ – угол выхода спектральной компоненты из дифракционной решетки.

При фиксированном параметре $n(k)$, т.е. при заданном оптическом стекле, центральной длине волны источника, частоте штрихов дифракционной решетки и ширине принимаемого спектрального диапазона, в системе остаются свободными только два параметра – угол призмы α и угол ее поворота относительно плоскости дифракционной решетки β . Аналитический расчет зависимости введенной в (4.3) неэквидистантности $\delta\epsilon$ от параметров системы очень сложен, поэтому в дальнейшем приводятся только результаты численного счета. Зависимость $\delta\epsilon$ от параметров (α, β) имеет абсолютный минимум, и в широкой области углов призмы α для каждого α существует два значения угла поворота β , при которых величина неэквидистантности принимает минимальное значение.

Интерес представляет поведение значений $\delta\epsilon$ вдоль линий локальных минимумов. На рисунке 4.16 представлены положения локальных минимумов на плоскости (α, β) и соответствующие значения $\delta\epsilon$. Как видно из рисунка, неэквидистантность принимает существенно меньшие значения $\delta\epsilon_1$ на нижней ветке β_1 , соответствующей отрицательным углам поворота призмы, по сравнению со значениями $\delta\epsilon_2$ на верхней ветке β_2 . При этом необходимо отметить, что учет дисперсии материала, из которого изготавливается призма, существенной роли не играет. Так для клина из оптического стекла К8 (BK7) по сравнению с недиспергирующим клином смещение положения абсолютного минимума $\delta\epsilon$ не превышает 0.2% по обоим параметрам. Величина минимума при этом остается неизменной.



На врезке показаны области компенсации $\delta\epsilon \leq 0.2\%$ для ширины спектра $\Delta\lambda = 70, 100, 120$ нм.

Рисунок 4.16 Положения локальных минимумов $\delta\epsilon$ на плоскости $(\alpha - \beta)$

Для практической реализации важна область параметров α и β , в которой достигается удовлетворительная компенсация неэквидистантности распределения оптического спектра по пространству фотоотчетов в соответствии с (4.4). На рисунке 4.16 представлены области

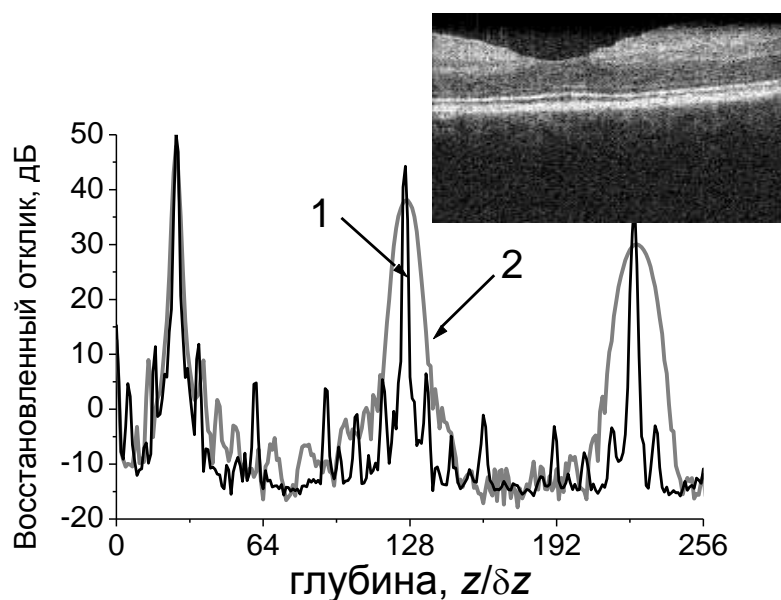
компенсации с $\delta\varepsilon \leq 0.2\%$ для различных принимаемых спектральных диапазонов. Как видно из рисунка, при уменьшении ширины принимаемого спектрального диапазона область удовлетворительной компенсации существенно увеличивается, а при увеличении – наоборот, резко сужается.

Следует отметить, что предельный уровень компенсации неэквидистантности спектральных отсчетов без возможности поворота призмы относительно решетки, как это имело место в [154], согласно численной оценке, существенно ниже – более чем в 10 раз – для ширины принимаемого спектра 100 нм.

Следует также отметить, что согласно численной оценке, использование для компенсации неэквидистантности спектральных отсчетов вместо призмы дополнительной дифракционной решетки дает в лучшем случае почти на порядок меньшую эффективность компенсации. Кроме того, неизбежное уменьшение угловой дисперсии, обусловленное введением второй решетки, в несколько раз больше, чем при использовании призмы. Это приводит к соответствующему увеличению габаритов спектрометра, что неприемлемо при создании компактного прибора.

4.2.2 Экспериментальная апробация

Оптическая схема установки для экспериментальной апробации метода оптической компенсации неэквидистантности спектрального разложения в спектрометре на дифракционной решетке представлена на рисунке 4.15. В качестве источника излучения был использован широкополосный суперлюминесцентный диод (Superlum SLD-571) с центральной длиной волны 1270 нм и мощностью излучения около 800 мкВт в полосе 70 нм. Для достижения наилучшего отношения сигнал/шум в опорное плечо измерительного интерферометра Майкельсона вводится аттенюатор [206, 207]. Частота штрихов используемой дифракционной решетки (Dickson® VPH Transmission Grating) равна 1145 мм^{-1} , число элементов используемой CCD-линейки (Sensors Unlimited SU512LD-T1) $N=512$. Используемые линзы обеспечивали прием эффективной ширины спектра около 90 нм. В качестве объекта исследования использовался плоский отражатель. Для компенсации неэквидистантности спектральных отсчетов была использована призма, изготовленная из оптического стекла К8 (BK7) с углом при вершине $\alpha = 60^\circ$.



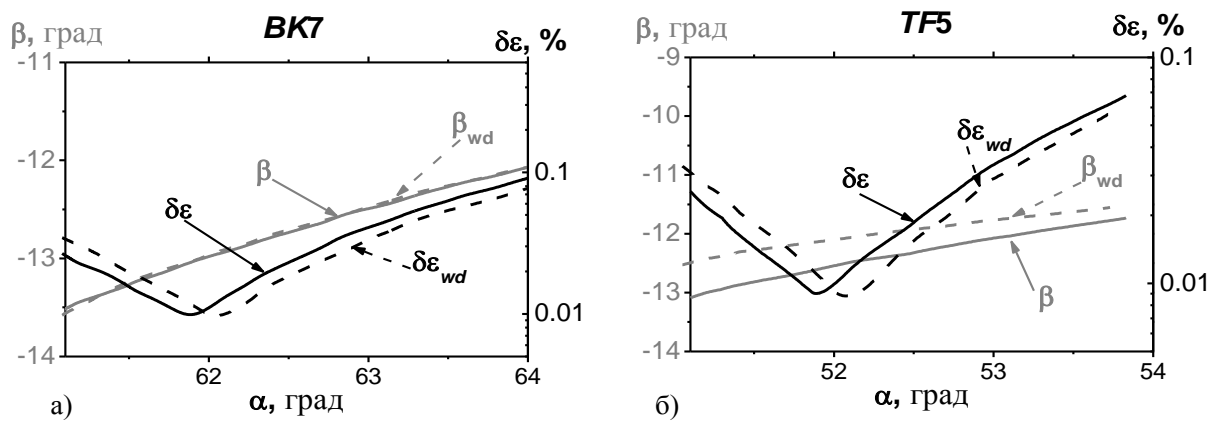
Кривая 1 – восстановленный профиль сигнала ОКТ с использованием компенсирующей призмы;
 Кривая 2 – то же без призмы. На врезке – изображение сетчатки глаза, полученное при использовании оптической линейаризации.

Рисунок 4.17 Экспериментальная апробация метода оптической линейаризации спектральных отсчетов с одной компенсирующей призмой

На рисунке 4.17 представлен профиль изображения при трех различных положениях плоского отражателя, экспериментально полученный в традиционной системе параллельной спектральной ОКТ – 2 и с использованием призмного компенсатора – 1. Хорошо видно, что при использовании призмы-компенсатора ширина восстановленного профиля изображения резкой границы остается постоянной по всему диапазону наблюдения. Величина неэквидистантности в экспериментальной системе составила $\delta\varepsilon = 0.06\% \leq \delta\varepsilon_{max} = 0.2\%$ (кривая 1), что в ~ 30 раз меньше, чем в случае без использования компенсатора (кривая 2).

Апробация метода оптической компенсации неэквидистантности спектральных отсчетов была также проведена для системы спектральной ОКТ с источником с центральной длиной волны 830 нм и шириной спектра 40 нм. На рисунке 4.17 представлено полученное в этой системе ОКТ-изображение сетчатки глаза человека. Скорость получения изображения составила около 10 кадров в секунду и определялась быстродействием линейки фотоэлементов.

Важно отметить, что в ходе расчетов было обнаружено, что материальная дисперсия материала призмы практически не сказывается на результате линейаризации, только незначительно смещая положение оптимальной компенсации на плоскости параметров. На рисунке 4.18 приведены зависимости оптимальных углов и остаточных погрешностей для призм, изготовленных из оптических стекол К8 (рисунок 4.18 а) и ТФ5 (рисунок 4.18 б).



а) зависимость $\delta\epsilon(\alpha; \beta)$ для призмы, изготовленной из оптического стекла марки К8; б) – для призмы, изготовленной из оптического стекла марки ТФ5.

Рисунок 4.18 – Смещение положения глобального минимума зависимости $\delta\epsilon(\alpha; \beta)$ при пренебрежении дисперсионными характеристиками материала призмы.

Зависимости оптимального угла поворота призмы β от угла призмы α и соответствующие значения $\delta\epsilon$ представлены сплошными линиями, пунктиром – те же зависимости, построенные в пренебрежении дисперсионными характеристиками материала. Хорошо видно, что изменения абсолютного значения неэквидистантности в точке глобального минимума не происходит. Немного меняется положение глобального минимума на 0.2 градуса в сторону больших значений угла призмы α . Для сравнения на рисунках 4.18 а и б представлены одни и те же зависимости для стекол с различными дисперсионными характеристиками. Очевидно, что показатель преломления материала призмы влияет на параметры компенсации, а дисперсионные характеристики – практически нет. Отсюда можно сделать вывод, что при компенсации неэквидистантности с помощью призмы основную роль играет геометрический фактор. Фактически при полном отсутствии материальной дисперсии призмы можно добиться той же линейризации спектральных отсчетов.

Проведено исследование влияния неэквидистантности отсчетов оптического спектрального разложения интерферирующих волн на точность восстановления распределения сигнала рассеяния в глубину. Приведен критерий для оценки уровня остаточной неэквидистантности, позволяющий судить о необходимом пороговом уровне компенсации, обеспечивающем получение изображения на максимальной глубине без искажения.

Показано, что в случае цифровой коррекции искажений, вызванных неэквидистантностью спектральных отсчетов, происходит существенное (до 25% при неэквидистантности 3%) уменьшение максимально возможной глубины наблюдения, которая имела бы место при эквидистантном приеме.

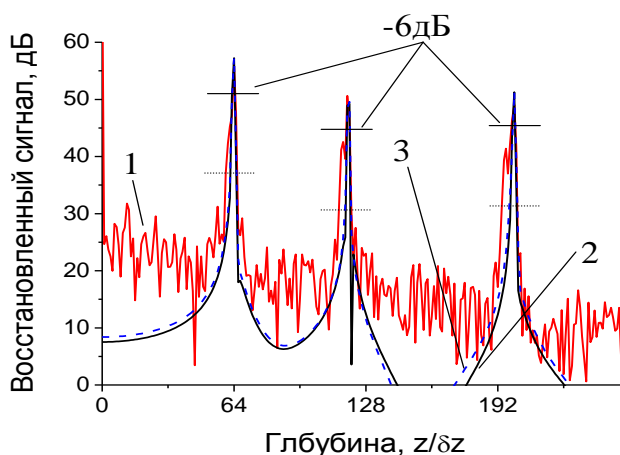
Для повышения скорости получения ОКТ изображений до уровня десятков кадров в секунду предложено использовать оптический метод линеаризации спектральных отсчетов на основе призмного компенсатора.

Анализ параметров призмного компенсатора показал возможность реализации спектрально-обусловленного пространственного разрешения в глубину. Получена скорость считывания и обработки информации в спектральном ОКТ – методе на уровне 40 кадров в секунду на установке с центральной длиной волны 1270 нм и 10 кадров в секунду на установке с центральной длиной волны 830 нм. На волне 830 нм получены ОКТ изображения сетчатки глаза с продольным разрешением около 6 мкм.

4.3 Линеаризация отсчетов сверхширокополосного спектрометра

4.3.1 Уточненный критерий эффективности коррекции неэквидистантности отсчетов спектрометра при логарифмическом представлении ОКТ-сигнала

Метод ОКТ, однако, позволяет регистрировать широкий диапазон интенсивностей рассеянного излучения (порядка 100 дБ [130], при этом с ростом глубины расположения рассеивателя в однородно рассеивающей среде интенсивность возвращенного сигнала убывает по экспоненциальному закону), и для его эффективной визуализации линейной яркостной шкалы недостаточно. В связи с этим при построении изображений ОКТ используется логарифмический масштаб по шкале интенсивности. Это, в свою очередь, приводит к визуальному уширению изображения объекта по сравнению с использованием линейной шкалы, поскольку решающую роль при определении ширины аппаратной функции логарифмического ОКТ отображения начинает играть ширина по полувысоте ее логарифмического образа, что, в свою очередь, приводит к необходимости ужесточения требований к величине $\delta\epsilon_{cr}$ по сравнению с (4.4).



1 – восстановленный профиль сигнала при наличии на пути зондирующего луча трех тонких границ при выполнении критерия $\delta\varepsilon < 1/N$, 2 – эквидистантная модель, 3 (пунктир) – модель, построенная с учетом усиленного критерия $\delta\varepsilon < 1/10N$

Рисунок 4.19 Уширение изображения тонкой границы при построении изображения в логарифмическом масштабе

На рисунке 4.19 приведены профили восстанавливаемого изображения (А-сканы) при зондировании трех тонких границ. Кривая 1 соответствует восстановленному сигналу, полученному в эксперименте при соблюдении условия (4.4), кривая 2 – модельному сигналу без шумовой компоненты, построенному при эквидистантном расположении спектральных отсчетов. Из рисунка 4.19 хорошо видно, что на уровне -6дБ (для каждого пика уровень показан сплошной линией отсечки) уширения изображений рассеивателей не происходит, что соответствует физическому смыслу, закладываемому в критерий (4.4). Однако в логарифмическом масштабе на уровне полувысоты над уровнем шумов (показано пунктирной линией отсечки) наблюдается более чем двукратное увеличение ширины аппаратной функции, что при оценке ОКТ изображений воспринимается визуально как потеря разрешения.

Прямое аналитическое определение значения критерия представляется затруднительным, поскольку в условиях частичной компенсации неэквидистантности зависимость $k(x)$ не может быть аппроксимирована параболическим законом [29]: в результате частичной коррекции неэквидистантности становится существенным влияние третьего и более высоких порядков полиномиального разложения зависимости $k(x)$. Численное моделирование при введении модельной неэквидистантности спектрометра с профилем, приближенным к экспериментально зарегистрированному, показало, что критерий (4.4) должен быть усилен по крайней мере в 10 раз:

$$\delta\varepsilon \leq \delta\varepsilon_{CR} = \frac{1}{10N}. \quad (4.15)$$

В этом случае возможно полное подавление уширения аппаратной функции восстанавливаемого изображения, что иллюстрируется пунктирной кривой 3 на рисунке 4.19.

Однако использование «усиленного» критерия (4.15) существенным образом уменьшает размер области удовлетворительной компенсации неэквидистантности. Кроме снижения гибкости настройки спектрометра и необходимости изготовления индивидуальных корректирующих элементов это приводит к невозможности использования одних и тех же параметров оптической системы для линейаризации спектрометров, настроенных для работы с несколькими источниками, имеющими различные центральные длины волн.

Частично задача удовлетворения критерию (4.15) может быть перенесена в область пост-обработки, возможности которой существенно возрастают с использованием частично скорректированных спектральных распределений и многопоточных ЭВМ.

4.3.2 Оценка вычислительной сложности процедуры расчёта ОКТ изображения

Расчет ОКТ-изображения для спектральной ОКТ-системы в общем случае включает в себя следующие этапы:

- преобразование исходных целочисленных данных в комплексные спектры в соответствии с выбранной методикой модуляции (при последовательной регистрации А-сканов с изменением длины опорного или объектного плеча на доли длины волны);
- процедура коррекции формы спектра;
- процедура компенсации материальной дисперсии;
- процедура компенсации неэквидистантности исходных данных;
- преобразование ОКТ-данных в координатное представление;
- упорядочивание данных с учетом направления и типа (углового или линейного) сканирования;
- преобразование комплексных данных в вещественные логарифмированные данные;
- процедура визуализации и сохранения.

Совокупность этих вычислений является достаточно сложной, поэтому для реализации этой процедуры в реальном времени в условиях использования персонального компьютера настольного или мобильного типа, функционирующего под управлением операционной системы общего назначения (например, Microsoft Windows) необходимо применять приём распараллеливания вычислений. Однако, поскольку некоторые этапы вычисления выполнимы только после полного завершения всех предыдущих этапов расчётов с использованием всех исходных или промежуточных данных при вычислении ОКТ-изображения, применение операции распараллеливания вычислений к описанной последовательности действий вызывает определенные затруднения. В то же время, в рамках отдельных этапов или некоторых последовательных совокупностей этапов вычислений можно выделить различные группы исходных и промежуточных данных, которые можно рассчитывать независимо. Поэтому вычисление каждого В-скана разбивается на три этапа. На первом этапе производится преобразование исходных целочисленных данных в комплексные спектры в соответствии с выбранной методикой модуляции. В этом случае параллельно обрабатываются данные “строк” ОКТ-изображения. После соответствующей процедуры синхронизации запускается второй этап вычислений. Этот этап включает в себя процедуры со второй по седьмую, при этом

параллельно обрабатываются данные “столбцов” ОКТ-изображения. На завершающем этапе производится процедура визуализации и сохранения ОКТ-изображения.

Для оценки вычислительной сложности процесса вычисления ОКТ изображений была рассмотрена модель спектрометра, содержащего на выходе фотодетектор, состоящий из $N=512$ фотоэлементов, и случай регистрации изображения, формируемого из $n=1024$ исходных А-сканов.

За единицу вычислительной сложности принимается одно элементарное арифметическое действие с парой комплексных чисел.

Преобразование исходных целочисленных данных в комплексные спектры происходит с использованием одного прямого преобразования Фурье для n точек каждой строки (совокупность исходных данных с одинаковым номером элемента линейки), занулением постоянной составляющей и обратного преобразования Фурье для $n/2$ точек каждой строки. Вычислительная сложность для этого этапа составляет для одного В-скана оценивается как $7.6 \cdot 10^6$.

Процедуру коррекции формы спектра и компенсации материальной дисперсии, присущей оптическим путям в интерферометре, можно свести по методике, описанной в [208], к умножению результата предыдущих вычислений на вычисленный заранее комплексный коэффициент, соответствующий номеру элемента линейки. Вычислительная сложность для этого этапа для одного В-скана оценивается как $0.3 \cdot 10^6$.

Метод численной компенсации неэквидистантности исходных данных, используемый для оценки, подробно описан в [209]. Он сводится к умножению каждого А-скана (вектора размерностью N) на корректирующую матрицу с размерностью $N \times 2N$. Существенным образом уменьшить объем вычислений возможно при использовании частичной коррекции неэквидистантности спектрометра – в этом случае корректирующая матрица имеет ненулевые значения только около своей “диагонали”. Вычислительную сложность оптимизированного таким образом варианта программной коррекции неэквидистантности исходных данных можно оценить как $8.4 \cdot 10^6$.

Основная процедура синтеза изображения спектральной ОКТ-системы представляет собой прямое преобразование Фурье. В случае использования программной компенсации неэквидистантности исходных данных для каждого из $n/2$ столбцов изображения оно будет выполняться для $2N$ точек, и вычислительная сложность этой процедуры может быть оценена как $5.2 \cdot 10^6$.

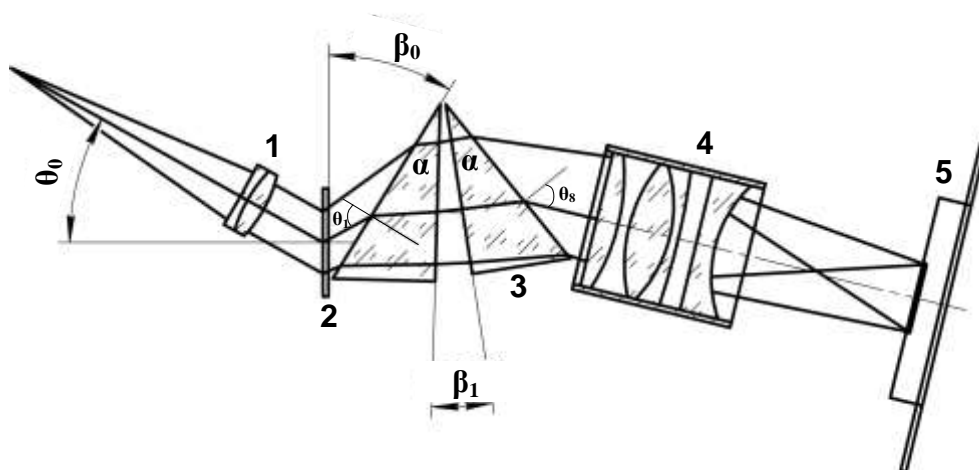
Дальнейшие совокупные вычислительные действия (выделение амплитуды, логарифмирование, нормировка цвета, визуализация) можно грубо оценить как 10 на каждую

точку изображения, что в конечном итоге приводит к оценочному значению $1.3 \cdot 10^6$ для изображения размером 512×256 элементов.

Совокупная вычислительная сложность оценивается как $22.8 \cdot 10^6$.

4.3.3 Составной корректор неэквилидистантности спектрометра на дифракционной решетке

Существенное повышение гибкости системы настройки спектрометра возможно при использовании комбинированного корректирующего элемента, по аналогии с [210] состоящего из двух или более призм. В рамках настоящей работы предлагается к рассмотрению составной корректор неэквилидистантности из двух разделенных воздушным промежутком одинаковых призм, суммарный угол при вершине которых близок, но не равен оптимальному углу α_{opt} .



1 – коллимирующий элемент с оптоволоконным интерфейсом, 2 – просветная голографическая дифракционная решетка, 3 – компоненты составной призмы-корректора, 4 – фокусирующий элемент, 5 – линейный массив фотоприемных элементов.

Рисунок 4.20 Принципиальная оптическая схема спектрометра для эквидистантной регистрации спектральных компонент сверхширокополосного излучения

Принципиальная схема этого спектрометра представлена на рисунке 4.20. В рассматриваемой конфигурации спектрометра корректирующий элемент составлен из двух идентичных коммерчески доступных призм, имеющих угол при вершине $\alpha_p = 30$ градусов. Суммарный угол при вершинах $2\alpha_p = 60^\circ$ на 3 градуса меньше, чем оптимальный угол призмы α_{opt} , определенный для используемого источника и дифракционной решетки положением абсолютного минимума поверхности $\delta\epsilon$. Основными параметрами, обеспечивающими настройку такого спектрометра, являются угол поворота составной призмы относительно плоскости дифракционной решетки β_0 и угол между призмами β_1 . Изменение угла между призмами β_1 может трактоваться как изменение угла при вершине эффективной составной призмы, поэтому общий вид и свойства поверхности $\delta\epsilon(\beta_0, \beta_1)$ остаются такими же, как и для

случая использования одной призмы. На рисунке 4.21 представлены области углов (β_0 , β_1), в которых достигается удовлетворяющая критерию (4.15) коррекция неэквидистантности спектрометра для двух различных источников излучения с одинаковой относительной шириной полосы 8% при использовании коммерчески доступных призм из оптического стекла К8 (BK7) с углом при вершине 30 градусов.

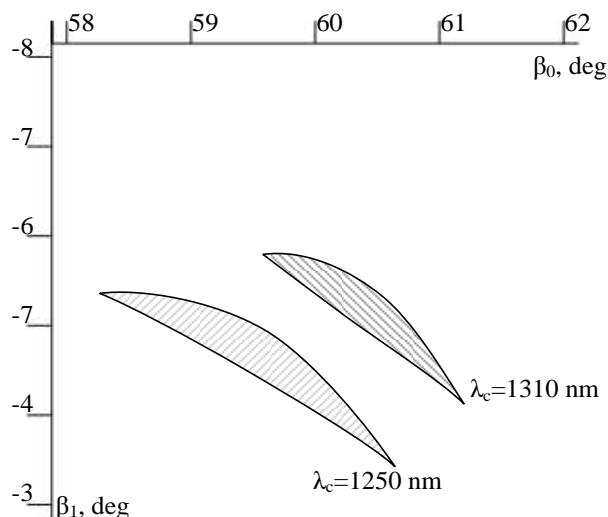
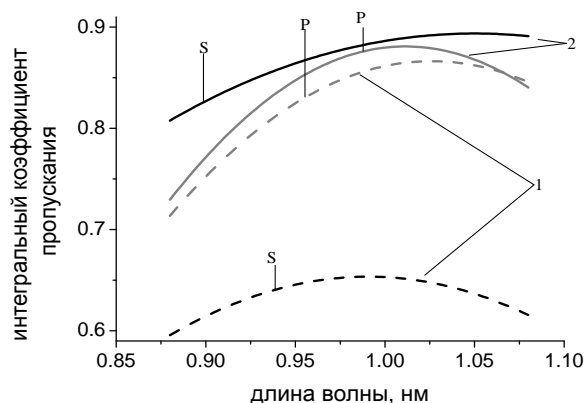


Рисунок 4.21 Область удовлетворительной компенсации неэквидистантности по критерию (4.15) $\delta\epsilon < 1/10N$ для корректора на основе составной призмы

Из рисунка 4.20 хорошо видно, что угол падения и угол выхода излучения из составной призмы-корректора сильно отличаются от нормальных. Кроме того, эти углы лежат в диапазоне угла Брюстера, что определяет существенно различную эффективность пропускания для S и P поляризаций, что должно, в совокупности с поляризационной неизотропностью эффективности дифракционной решетки, приводить к возникновению существенных поляризационных искажений, вызванных различной эффективностью пропускания S и P поляризаций в спектрометре (рисунок 4.22, семейство кривых 1).



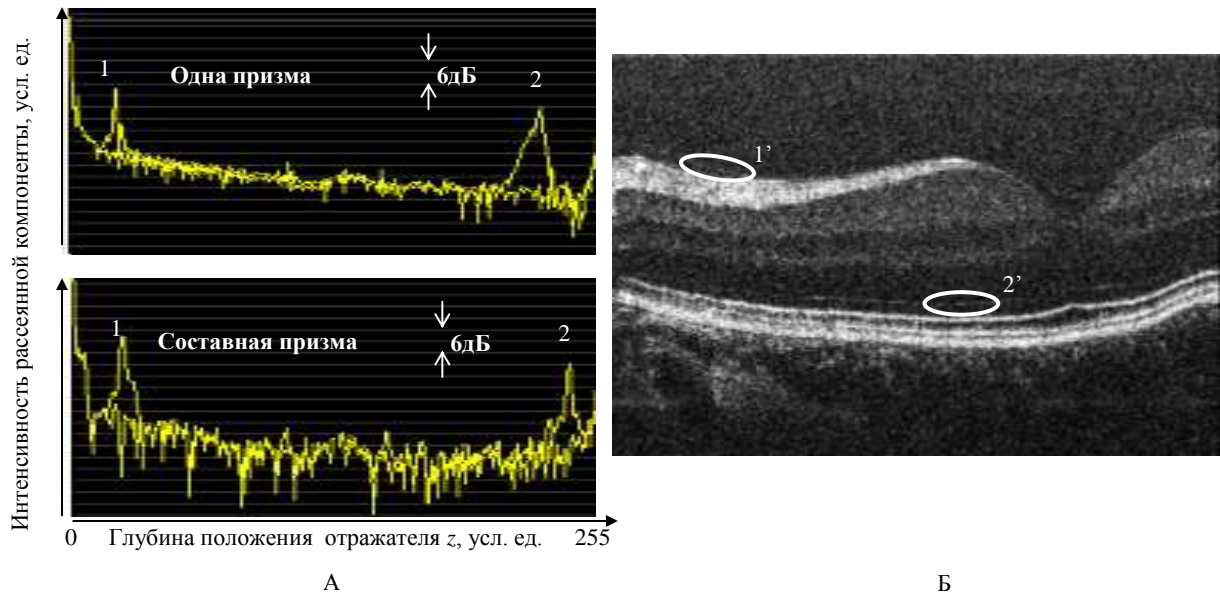
1 – без просветления, 2 – с использованием просветляющих покрытий для элементов составной призмы-корректора. Рисунок построен для случая использования просветной дифракционной решетки LSFSG-1000 LightSmyth Technologies, Inc, США

Рисунок 4.22 Сравнительные характеристики пропускания для S и P поляризаций в спектрометр.

Учет таких искажений при реконструкции ОКТ изображений осуществим в интерферометрических системах, зондирующее плечо которых построено на поляризационно-удерживающих элементах либо не содержит элементов изотропной волоконной оптики, однако использование подобных компонентов не отвечает необходимым для клинических приборов принципам гибкости (возможности настройки параметров установки в широких пределах без изменения ее структуры) и универсальности (возможность работы с зондами, предназначенными для различных применений) ОКТ системы в целом. Для выравнивания коэффициентов пропускания спектрометра для различных поляризаций были разработаны и применены просветляющие покрытия с учетом различных углов падения для различных длин волн оптического излучения. На внешние элементы составной призмы-корректора, воздушный угол падения и выхода излучения на которые составляет 48-67 градусов, было нанесено шестислойное покрытие на основе тугоплавких окислов Hf O_2 , $\text{Sc}_2 \text{O}_3$ и Si O_2 . Для внутренних граней, где воздушный угол выхода и падения излучения близок к нормальному, для минимизации возможности образования артефактов, связанных с многократным отражением между гранями, и уменьшения общих потерь на отражение было разработано и нанесено четырехслойное покрытие состава Hf O_2 и Si O_2 . На рисунке 5 семейством кривых 2 представлены спектральные характеристики пропускания для S и P поляризаций в спектрометре.

4.3.4 Экспериментальная апробация

Для экспериментальной апробации использовался спектрометр, рассчитанный на работу с источником излучения, имеющим длину волны 1060 нм. Угол падения излучения на дифракционную решетку, имеющую частоту штриховки 1000 линий/мм (LSFSG-1000 LightSmyth Technologies, Inc, США), фиксирован, изготовленная для эксперимента призма из оптического стекла К8 имела угол при вершине 66° – оптимальный для построения спектра шириной до 100 нм при центральной длине волны регистрируемого спектра 1060 нм. Составной корректор неэквидистантности был изготовлен из двух призм с углом при вершине 30 градусов, просветленных для коррекции поляризационной анизотропии спектрометра. Центральная длина волны источника, использовавшегося в эксперименте, составляла 980 нм при величине дисторсии фокусирующей оптики до 0.05% на ширине регистрируемого изображения.



А – восстановленные профили обратного рассеяния при использовании неоптимальной одинарной и составной призмы-корректора, 1- сигнал на ближней границе наблюдаемого диапазона, 2 - сигнал на дальней границе наблюдаемого диапазона. Б – пример изображения структуры заднего отдела глаза волонтера.

Рисунок 4.23 Коррекция неэквиливантности в спектрометре при использовании призмы-корректора.

На рисунке 4.23 представлены экспериментально полученные результаты компенсации неэквиливантности спектрометра с использованием одноэлементного и составного корректора. Несмотря на то, что центральная длина волны источника, используемого в эксперименте, отличается от расчетной на 8%, критерий (2) в экспериментальной установке выполняется для обоих компенсаторов, однако при этом происходит существенное уширение аппаратной функции изображения при логарифмическом отображении. Из рисунка 4.23 А хорошо видно, что профиль аппаратной функции при использовании комбинированного корректора имеет постоянную ширину по всей глубине наблюдения (пики 1 и 2), а также получается существенно более узким, чем при использовании корректора, состоящего из одной призмы, угол при вершине которой отличается от оптимального.

На рисунке 4.23 Б представлено изображение слоистой среды (фрагмент заднего отдела глаза человека), полученное при использовании составного корректора в устройстве сверхширокополосной ОКТ, построенном на источнике излучения с центральной длиной волны 980 нм и спектрометре с полосой регистрации излучения 880-1080 нм (более 20%). В представленном изображении осуществлена коррекция влияния дисперсии на ширину аппаратной функции, дополнительной численной коррекции неэквиливантности спектрометра не проводилось. На рисунке 4.23Б можно выделить две области (1' и 2'), соответствующие

тонким границам в исследуемой биологической структуре. Хорошо видно, что, несмотря на существенную разницу в относительной глубине этих областей, уширения аппаратной функции изображения не происходит, что является хорошим свидетельством эффективности коррекции неэквидистантности спектрометра для используемого сверхширокополосного источника излучения.

Оценка эффективности снижения вычислительной нагрузки, связанной с необходимостью осуществления программной коррекции остаточной неэквидистантности исходных данных, показывает, что помимо исключения непосредственной процедуры компенсации неэквидистантности (4-й этап вычислений), снижается сложность вычисления основных преобразований Фурье (5-й этап вычислений). Это приводит к двукратному снижению совокупной сложности вычислений, в этом случае оцениваемой как $11.6 \cdot 10^6$.

Уменьшение требуемой вычислительной мощности компьютера, управляющего спектральной ОКТ-системой, даёт возможность использования в составе ОКТ-комплекса мобильной или компактной встраиваемой вычислительной платформы. Кроме того, это обстоятельство позволяет использовать в вычислительной системе процессоры с пассивным охлаждением, что упрощает техническое обеспечение протоколов стерилизации и дезинфекции, необходимых для клинического использования ОКТ в процессе полостных или эндоскопических операций. При пассивном охлаждении внутренний объем компьютера, или всего устройства ОКТ может быть полностью изолирован от внешней среды.

Выводы

Предложенный ранее в литературе критерий, определяющий удовлетворительный уровень остаточной неэквидистантности в спектрометре, не приводящий к визуально заметному уширению аппаратной функции разрешения в спектральной ОКТ, усилен для случая отображения информации в логарифмической шкале по яркости.

Разработанная и экспериментально апробированная оптическая схема составного корректора неэквидистантности спектральных компонент в спектрометре на дифракционной решетке обеспечивает возможность гибкой настройки спектрометра для регистрации оптических спектров излучения с различными значениями центральной оптической частоты.

Составной корректор позволяет при помощи взаимной угловой настройки двух стандартных 30° призм обеспечить уровень коррекции неэквидистантности спектрометра, совпадающий с максимально возможным при использовании одноэлементного корректора, выполненного на базе оптической призмы с оптимальными параметрами.

Использование составного корректора неэквидистантности позволяет вдвое снизить нагрузку на вычислительные ресурсы ОКТ устройств. Это, в частности, позволяет использовать

в вычислительной системе ОКТ центральный процессор с пассивным охлаждением, что упрощает техническое обеспечение протоколов стерилизации и дезинфекции, необходимых для использования ОКТ в клинических условиях.

Метод оптической линеаризации описан в [29, 37] запатентован в [54, 211]

ГЛАВА 5 ПОДАВЛЕНИЕ ПОМЕХ И АРТЕФАКТОВ В МЕТОДЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОКТ

В данной главе рассматриваются причины появления и методы подавления помех и артефактов, характерных для спектральной ОКТ. Приведены результаты применения предложенных автором методов выделения полезного сигнала и подавления помех в различных вариантах реализации спектральной ОКТ.

5.1 Подавление когерентных помех в спектральной ОКТ

Спектральные методы оптической когерентной томографии (ОКТ), по сравнению с традиционными корреляционными методами, потенциально имеют возможность достижения более высоких скоростей построения изображения внутренней структуры оптически неоднородных объектов [130, 151, 200, 201]. В отличие от корреляционных методов спектральные имеют существенно ограниченный динамический диапазон. Ограничения связаны в основном со свойствами приемных линеек фотоэлементов. Метод спектральной ОКТ основан на восстановлении функции обратного рассеяния зондирующего широкополосного излучения в объекте исследования по модуляции оптического спектра суммы двух интерферирующих волн - опорной и рассеянной назад исследуемым объектом. Оптический спектр регистрируется линейным массивом фотоприемников на выходе спектрометра. При этом каждый светочувствительный элемент принимает определенную спектральную компоненту излучения. Каждая компонента содержит как постоянную (не интерферирующую) порцию излучения, так и результат интерференции опорного излучения с рассеянным, а также результат интерференции порций рассеянного излучения друг с другом. Для восстановления одномерной функции распределения рассеяния по глубине объекта в спектральной ОКТ используется обратное преобразование Фурье оптического спектра интерференции опорной и рассеянной волн [212]. Итоговое двумерное ОКТ изображение формируется из набора таких функций, полученных последовательно при перемещении зондирующего луча по поверхности объекта. При этом информативная часть получается в результате преобразования только интерференции рассеянного излучения с опорным. Остальные компоненты, зарегистрированные приемной линейкой, создают когерентные помехи. Для максимально полного использования динамического диапазона линейки фотоприемников необходимо приравнять интенсивности опорной и отраженной объектом волн [206], обеспечивая максимальную изрезанность оптического спектра интерферирующих волн. Однако при этом становится существенным негативное влияние на изображение когерентных помех. В литературе показано [172, 173], что когерентные помехи определяются как собственной неоднородностью спектра источника света,

так и величиной спектральной модуляции, обусловленной взаимной интерференцией всей совокупности локально рассеянных волн. Величина когерентных помех может оказаться настолько большой, что существенно затруднит интерпретацию получаемых изображений. В связи с этим особое значение приобретает развитие методов компенсации когерентных помех в спектральной ОКТ с параллельным измерением спектра результата интерференции.

Для спектральной ОКТ предложен ряд методов компенсации когерентных помех [172, 173]. В этих методах совместно обрабатывается набор нескольких сигналов интерференции с фиксированным фазовым сдвигом. В работах [172, 173] такие измерения проводились через конечные промежутки времени, что накладывает ограничения на применимость метода. Необходимо, чтобы внутренние локальные движения в объекте исследования не приводили к накоплению существенной фазовой ошибки за время между отдельными измерениями. Такая фазовая ошибка обусловлена возникновением локального доплеровского сдвига частоты из-за внутренних движений объекта. Эта ошибка тем существеннее, чем выше скорость движения и больше временной интервал между измерениями. Необходимо отметить, что этот временной интервал задается техническими параметрами системы и, в частности, временем опроса всего массива элементов и не может быть уменьшен до нуля.

Излучение, рассеянное назад объектом исследования, на отдельной спектральной компоненте представляется в виде:

$$s(k, t) = E(k) \int_{-\infty}^{\infty} D(z) e^{i(\omega t + 2kz)} dz, \quad (5.1)$$

где k – волновое число анализируемой спектральной компоненты, $E(k)$ – амплитуда электрического поля падающего на объект излучения, z – величина оптического пути с учетом рефракции в объекте, $D(z)$ – коэффициент, характеризующий долю излучения (по полю), возвращенную при обратном рассеянии в интерферометр с глубины z с учетом потерь. Начало отсчета по z привязано к нулевой разности хода интерферирующих волн, соответствующей положению выходного окна сканирующей системы

Величина выходного тока отдельного фоточувствительного элемента, а, следовательно, и величина напряжения, снимаемого с выхода ПЗС-элемента, пропорциональна интенсивности интерференции опорной и отраженной от объекта световых волн с соответствующим волновым числом k :

$$S(k) = \left| E(k) \int_{-\infty}^{\infty} D(z) e^{i(\omega t + 2kz)} dz + E(k) r e^{i\omega t} \right|^2 \quad (5.2)$$

где r – коэффициент, характеризующий отражение в опорном плече измерительного интерферометра. Выражение (1) можно представить как сумму трех слагаемых: $S_{CC}(k)$ –

полезная или кросс-корреляционная составляющая интерференционного сигнала, $S_{AC}(k)$ – интенсивность спектральной компоненты, определяемая суммой интенсивностей опорной волны и локально рассеянных возвращенных волн, $S_{SCC}(k)$ – переменная составляющая интенсивности, обусловленная взаимной интерференцией всей совокупности локально рассеянных волн (в литературе используется термин "*self-cross correlation*" [213, 214]):

$$S(k) = S_{AC}(k) + S_{SCC}(k) + S_{CC}(k),$$

где

$$\begin{aligned} S_{CC}(k) &= 2E^2(k)r \int_{-\infty}^{\infty} D(z)(\cos(2kz))dz \\ S_{AC}(k) &= E^2(k) \left(r^2 + \left(\int_{-\infty}^{\infty} D(z)dz \right)^2 \right) \\ S_{SCC}(k) &= E^2(k) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} D(z)D(z_0) \left(e^{2i(k(z-z_0)-\delta(z-z_0))} \right) dz \end{aligned} \quad (5.3)$$

Режим работы системы спектральной ОКТ, оптимальный с точки зрения величины полезного сигнала, достигается при близких по величине интенсивностях опорной и рассеянной волны [151, 206]. В этих условиях величина когерентных помех, определяемых в (5.3) компонентами $S_{AC}(k)$ и $S_{SCC}(k)$, становится существенной по отношению к полезному сигналу $S_{CC}(k)$, что приводит к появлению артефактов в изображении. Таким образом, необходимо обеспечить максимально точное вычитание когерентных помех $S_{AC}(k)$ и $S_{SCC}(k)$ из регистрируемого оптического спектра.

Выделение когерентных помех наиболее простым способом можно осуществить при последовательном приеме двух спектров, в которых при интерференции фаза опорной волны отличается на π :

$$\begin{aligned} S_1(k) &= S_{AC}(k) + S_{SCC}(k) + 2E^2(k)r \int_{-\infty}^{\infty} D(z)(\cos(2kz))dz \\ S_2(k) &= S_{AC}(k) + S_{SCC}(k) - 2E^2(k)r \int_{-\infty}^{\infty} D(z)(\cos(2kz))dz \end{aligned} \quad (5.4)$$

Полусумма этих спектров не содержит кросс-корреляционную составляющую сигнала и определяет величину когерентных помех:

$$S_{coh}(k) = \frac{S_1(k) + S_2(k)}{2} = S_{AC}(k) + S_{SCC}(k). \quad (5.5)$$

В результате полезная составляющая сигнала определяется при вычитании полученной величины (5.5) из принимаемого спектра. Очевидно, что это справедливо только для

стационарного случая, когда внутренние движения в объекте достаточно малы. За время τ между двумя экспозициями не должно возникать существенной фазовой ошибки вследствие эффекта Доплера при рассеянии на движущихся неоднородностях в среде исследуемого объекта.

При наличии на глубине z в объекте движения со скоростью $v(z)$ под углом γ к направлению оси z частота отраженной волны из-за продольного эффекта Доплера смещается на величину

$$\Omega(z, k) = -\omega \frac{v(z)}{c} \cos(\gamma) = -kv(z) \cos(\gamma). \quad (5.6)$$

В этом случае второе выражение в (5.4) переписывается в виде

$$S_2'(k) = S_{AC}(k) + S_{SCC}(k) - 2E^2(k)r \int_{-\infty}^{\infty} D(z) (\cos(\Omega(z, k)\tau + 2kz)) dz \quad (5.7)$$

Как следствие, в выражении (5.5) в дополнение к когерентным помехам появится составляющая, определяемая движениями:

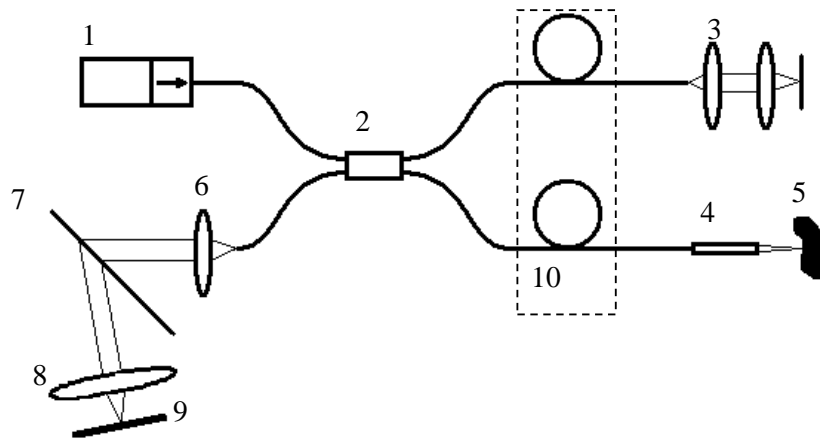
$$\frac{S_1(k) + S_2'(k)}{2} = S_{AC}(k) + S_{SCC}(k) + 2E^2(k)r \int_{-\infty}^{\infty} D(z) \left(\sin\left(\frac{\Omega(z, k)\tau}{2}\right) \sin\left(2kz + \frac{\Omega(z, k)\tau}{2}\right) \right) dz \quad (5.8)$$

Нетрудно видеть, влияние этой составляющей в (5.8) возрастает с увеличением интервала τ между проводимыми измерениями. Этот интервал определяется главным образом двумя величинами – временем экспозиции τ_{exp} и временем опроса массива фотоэлементов τ_r . В конкретной реализации линейки фотоприемников время τ может определяться или суммой, или максимальным значением указанных величин. Время экспозиции τ_{exp} определяется предельным значением мощности принимаемого спектрального сигнала. Оно может быть уменьшено за счет увеличения мощности источника излучения до уровня, при котором имеет место оптимальное соотношение между дробовыми и избыточными шумами [16]. Минимальное время опроса τ_r линейки фотоэлементов определяется техническими характеристиками электронной системы и зависит от числа фотоэлементов и от максимальной допустимой тактовой частоты системы.

5.1.1 Выделение когерентных помех за одно измерение

Для более полного подавления когерентных помех предлагается сначала производить измерение их величины в отсутствии полезного интерференционно сигнала, затем вычитать результат из следующих измерений. При этом величина остаточной ошибки будет определяться только временем экспозиции τ_{exp} . Схожий подход был реализован в [173], где параллельно спектру интерференции измеряется спектр рассеянного от объекта излучения, содержащий автокорреляционную когерентную помеху, и вычитается из информативного сигнала.

Недостатком данного метода является то, что для выделения когерентных помех использовалась часть рассеянного объектом излучения, что ослабляло (в приведенной в [173] схеме в 4 раза) интенсивность рассеянного объектом света. Для сохранения контраста ОКТ-изображения необходимо соответствующее увеличение времени экспозиции. Для обеспечения отсутствия в принимаемом сигнале информативной кросс-корреляционной компоненты во время одной из экспозиций τ_{exp} применяется фазовая модуляция по определенному закону, приводящая к занулению полезного сигнала. В качестве фазового модулятора использовался модифицированный волоконно-оптический пьезомодулятор, аналогичный описанному в [66, 184].



Широкополосный источник излучения с оптическим изолятором - 1, делитель излучения - 2, опорное плечо измерительного интерферометра - 3, зонд с поперечным сканером - 4, исследуемый объект - 5, коллимирующая линза - 6, просветная дифракционная решетка с максимумом дифракции в (-1) порядок - 7, фокусирующая объектив - 8, линейный массив фотоэлементов - 9, модулятор разности фаз интерферирующих волн - 10.

Рисунок 5.1 Схема спектральной ОКТ.

В качестве приемной системы в спектральной ОКТ используется массив ПЗС фотоэлементов (Рисунок 5.1), выходной сигнал на каждом элементе, соответствующем определенному волновому числу k интерферирующего излучения, представляет собой интеграл за время экспозиции от фототока чувствительного элемента:

$$U(k) = \frac{Q(k)}{C_f} = \frac{1}{C_f} \int_0^{\tau_{exp}} I(k, t) dt, \quad (5.9)$$

где $U(k)$ – напряжение, снимаемое с выхода ПЗС-элемента, $Q(k)$ – заряд на емкости элемента в момент считывания, C_f – емкость элемента, $I(k, t)$ – величина фототока элемента, τ_{exp} – время экспозиции элемента. Модуляцию фазы между опорной и сигнальной волной можно формально представить в виде:

$$s_o(k, t) = E(k)r e^{i(\omega t + m \cdot F(t))}, \quad (5.10)$$

где m – амплитуда фазовой модуляции, $F(t)$ – модулирующая безразмерная функция, изменяющаяся в интервале $[-1; 1]$. Выходное напряжение одного фотоэлемента при применении такой модуляции фазы определяется выражением:

$$U(k) = \xi \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \left[E^2(k) \left| \int_{-\infty}^{\infty} D(z) e^{2ikz} dz \right|^2 + E^2(k)r^2 + 2E^2(k)r \int_{-\infty}^{\infty} D(z) (\cos(2kz + m \cdot F(t))) dz \right] dt \quad (5.11)$$

где ξ – коэффициент преобразования фотоэлемента. Рассмотрим только третье слагаемое (5.11), поскольку первые два не зависят от переменной интегрирования t . Заменяя порядок интегрирования, получим

$$U_{CC}(k) = 2\xi E^2(k)r \int_{-\infty}^{\infty} D(z) \int_0^{\tau_{\text{exp}}} (\cos(2kz + m \cdot F(t))) dt dz \quad (5.12)$$

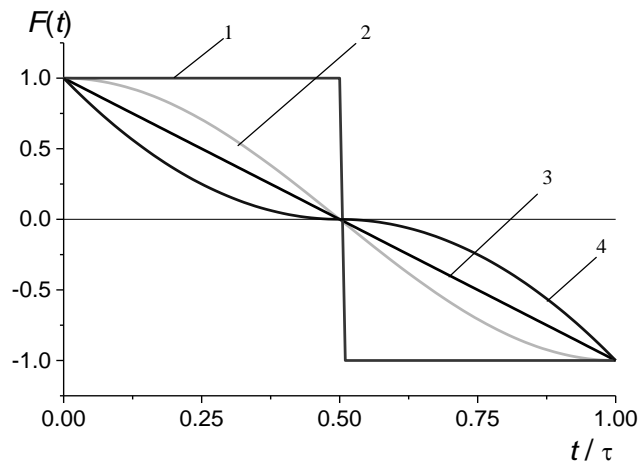
Внутренний интеграл по времени в выражении (5.12) можно представить как:

$$\int_0^{\tau_{\text{exp}}} (\cos(2kz + m \cdot F(t))) dt = \cos(2kz) \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \cos(m \cdot F(t)) dt - \sin(2kz) \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \sin(m \cdot F(t)) dt \quad (5.13)$$

Для исключения кросс-корреляционной составляющей требуется зануление всего интеграла (5.13). Ввиду произвольности параметра $2kz$ это условие переписывается в виде системы двух интегральных функциональных уравнений:

$$\begin{cases} \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \cos(m \cdot F(t)) dt = 0 \\ \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \sin(m \cdot F(t)) dt = 0 \end{cases} \quad (5.14)$$

Примеры частных решений (5.14) приведены на рисунке 5.2. Простейшим частным решением этой системы является прямоугольная модуляция фазы со скважностью 2 (рисунок 5.2 кривая 1) и амплитудой модуляции $m=(l+1/2)\pi$, где l – целое. Фактически половину времени экспозиция производится при противофазной интерференции полезного сигнала.



Прямоугольная форма – 1; гармоническая – 2; линейная – 3; кубическая – 4.

Рисунок 5.2 Формы функции фазовой модуляции $F(t)$, удовлетворяющие условию дискриминации кросс-корреляционной составляющей в принимаемом спектре

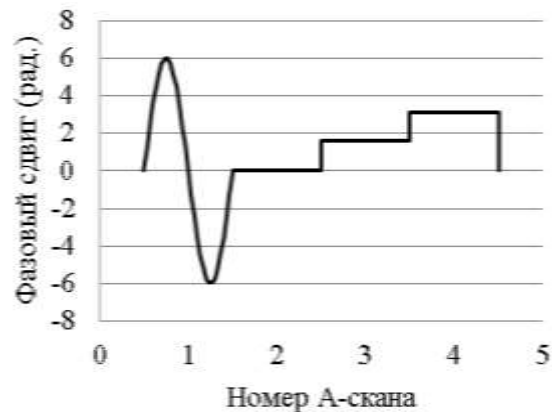
Другим частным решением системы является гармоническая функция модуляции с периодом, кратным половине обратного времени экспозиции (рисунок 5.2 кривая 2). В этом случае второе уравнение выполняется независимо от величины амплитуды модуляции m , а первое имеет корни, совпадающие с корнями функции Бесселя нулевого порядка $J_0(m)=0$. Кривые 3 и 4, представленные на рисунке 5.2, также удовлетворяющие системе интегральных уравнений (5.14). Величина минимальной амплитуды фазовой модуляции, удовлетворяющей (5.14), растет с ростом номера кривой на рисунке 5.2 (в частности, если для первой формы функции фазовой модуляции амплитуда модуляции должна составлять $m_1 = \pi/2$, то для второй $m_2 = 2.41$, для третьей $m_3 = \pi$ и т.п.).

При выполнении условия (5.14) измерение когерентных помех происходит в течение одного периода экспозиции, что существенно уменьшает влияние движений в объекте на изображение по сравнению с другими методами [172, 173]. Хотя дальнейшее уменьшение времени экспозиции ограничено из-за возрастающей роли избыточных шумов [16], в предлагаемом способе измерения когерентных помех это ограничение можно обойти за счет модуляции оптической фазы с большей частотой при сохранении условия кратности частоты модуляции f и обратного времени экспозиции τ_{exp} : $f \cdot \tau_{exp} = n$ (n – целое). Вклад фазового набега, обусловленного доплеровским сдвигом при движении внутри объекта, за время экспозиции уменьшается с увеличением числа n . В частности, в случае прямоугольной модуляции легко показать, что величина этого вклада пропорциональна n^{-1} .

Следует отметить, что в реальных условиях модуляция фазы осуществляется за счет модуляции разности длин плеч в интерферометре. Как следствие, фазовый сдвиг зависит от величины волнового числа k , что может играть роль при использовании широкополосного источника света [215] и в нашем случае привести к снижению точности дискриминации когерентных помех. Численный эксперимент на длине волны 1300 нм при ширине регистрируемого спектрального диапазона 100 нм показал, что рассматриваемый метод позволяет подавить кросс-корреляционную составляющую сигнала интерференции при выделении когерентных помех на 40 дБ. Такая ошибка приведет к незначительной (около 1 %) неточности восстановления полезного сигнала, что можно считать вполне приемлемым.

5.1.2 Экспериментальная апробация

Установка для экспериментальной апробации предложенного метода была собрана в соответствии с рисунком 5.1. Для модуляции фазы световой волны использовались две дисковые пьезо-электрические пластинки с намотанным оптическим волокном, установленные в оба плеча интерферометра с противофазным управлением. Была применена периодически повторяющаяся последовательность фазовой модуляции на протяжении четырех А-сканов.



Значения фазы во время экспозиций: $F(t)$ – во время первой, 0 – второй, $\pi/2$ – третий, π – четвертой.

Рисунок 5.3 Форма одного периода функции фазовой на протяжении четырех А-сканов

Во время первой экспозиции применялась фазовая модуляция гармонической формы. Последующие экспозиции осуществлялись с постоянной фазой разной величины (0, $\pi/2$, π) Форма напряжения задавалась с помощью цифро-аналогового преобразователя, что позволило точно выполнить условия кратности периода модуляции и времени экспозиции.



Профиль рассеяния до компенсации когерентных помех – 1 и после компенсации – 2. Истинное положение исследуемого объекта – область I; автокорреляционная составляющая – II; когерентные помехи, обусловленные интерференцией между отдельными рассеянными компонентами – III, наличием паразитных отражений в общем оптическом тракте системы – IV; отражение от выходного окна сканера – V.

Рисунок 5.4 Экспериментально полученный профиль рассеяния объекта с двумя резкими границами

Результат регистрации экспериментального сигнала представлен на рисунке 5.4. Кривая 1 представляет профиль рассеяния, полученный от объекта (тонкой полимерной рассеивающей пленки) без предварительной обработки принятого спектра. Истинное положение исследуемого объекта отображается областью I; постоянная составляющая – II; когерентные помехи, обусловленные интерференцией между отдельными рассеянными компонентами – III и наличием паразитных отражений в общем оптическом тракте системы – IV.

Кривая 2 получена из кривой 1 вычитанием постоянной и автокорреляционной составляющих, вычисленных по предложенной методике (5.11). Отчетливо видно исчезновение когерентных помех, и постоянной составляющей. Кроме того, необходимо отметить исчезновение фоновой подставки в изображении, обусловленной использованием дискретного преобразования Фурье (пунктир). Примечательно, что в результате устранения помехи и фона проявляются скрытые ранее детали изображения (пик V, соответствующий отражению от выходного окна сканирующей системы в объектном плече).

Оценки показывают, что построенная система позволяет производить корректную компенсацию когерентных помех при скоростях внутренних движений в объекте до 3.5 мм/с. Оценка показывает, что это значение примерно в 13 раз, выше, при использовании описанных в литературе алгоритмов. Отметим также, что предложенный метод применим в случаях

использования других типов интерферометров. В частности, аналогичные результаты были получены в оптической схеме, основанной на измерительном интерферометре Физо и компенсирующем интерферометре Майкельсона [16].

Предложен и исследована метод компенсации когерентных помех в спектральной ОКТ с параллельным приемом спектра. Согласно методу, выделение когерентных помех производится в течение одной экспозиции, с последующим вычитанием их из полного сигнала при повторной экспозиции. Выделение когерентных помех осуществляется за счет модуляции взаимной задержки сигнальной и опорной волн по определенному закону в течение времени экспозиции.

Показано, что снижение влияния внутренних движений в объекте на качество выделения когерентных помех может быть достигнуто за счет увеличения частоты модуляции. Обязательным условием при этом является соблюдение кратности периода модуляции и времени экспозиции.

В численном эксперименте проведена оценка влияния неточности фазовой модуляции за счет изменения длины оптического пути при большой ширине полосы излучения источника. Показано, что искажения, вносимые в восстанавливаемое изображение, не превышают 1% от уровня полезного сигнала при ширине спектра излучения 100 нм с центральной длиной волны 1300 нм.

Экспериментальная апробация метода подтвердила применимость предложенного метода компенсации когерентных помех. Продемонстрирована высокое качество восстановления ОКТ сигнала при наличии большого количества когерентных помех.

Применение предложенного метода открывает новые возможности получения информации о скоростях микро движений в биологических объектах и их направлениях.

5.2 Учет поперечного смещения сканирующего луча при компенсации когерентных помех

Рассмотренная в предыдущем разделе и описанная в [28] методика компенсации когерентных помех заключается в раздельном измерении информативной и шумовой компонент сигнала. Шумовая компонента сигнала регистрируется во время выделенной экспозиции спектра на фотоприемник при осуществлении модуляции длины опорного плеча измерительного интерферометра. При определенном законе модуляции это приводит к усреднению фазы интерференции между опорной и рассеянной волнами и, как следствие, к занулению кросскорреляционной составляющей в принимаемом сигнале. Однако наличие поперечного движения зондирующего луча при сканировании делает невозможным наблюдение сигнала с абсолютно идентичными параметрами. В результате возникают ошибки выделения полезной составляющей (выделенный фрагмент рисунка 5.6.а). Ниже приводится

метод, позволяющий существенно уменьшить паразитное влияние поперечного смещения при восстановлении сигнала.

Спектральные компоненты полезной или кросскорреляционной составляющей интерференционного сигнала $U_{CC}(k)$, интенсивности спектральной компоненты (определяемой суммой интенсивностей опорной волны и локально рассеянных возвращенных волн) $U_{AC}(k)$ и составляющей интенсивности, обусловленной взаимной интерференцией всей совокупности локально рассеянных волн $U_{SCC}(k)$ вычисляются из соответствующих спектральных компонент (5.3):

$$\begin{aligned}
 U_{CC}(k) &= 2\xi E^2(k)r \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \int_{-\infty}^{\infty} D(z) \cos(2kz) dz dt \\
 U_{AC}(k) &= \xi E^2(k) \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \left[\left(\int_{-\infty}^{\infty} D(z) e^{2ikz} dz \right)^2 + r^2 \right] dt \\
 U_{SCC}(k) &= \xi E^2(k) \int_0^{\tau_{\text{exp}}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} D(z) D(z_0) \left(e^{2ik(z-z_0)} - \delta(z-z_0) \right) dz dz_0 dt
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

где ξ – коэффициент, учитывающий емкость, квантовую эффективность и восприимчивость фотозлемента, r – коэффициент, характеризующий отражение в опорном плече измерительного интерферометра, $E(k)$ – амплитуда электрического поля, падающего на объект излучения, z – величина оптического пути с учетом рефракции в объекте, $D(z)$ – коэффициент, характеризующий долю излучения (по полю), возвращенную при обратном рассеянии в интерферометр с глубины z с учетом потерь.

Поскольку структура исследуемого объекта в общем случае неоднородна в поперечном направлении, то величины $U(k)$ в выражении (5.15) зависят также и от поперечной координаты x : $U(k, x)$. Как следствие, при наличии поперечного сканирования, величины $U(k, x)$ оказываются зависящими от времени $U(k, x(t))$. Это, в свою очередь, приводит к неполной компенсации когерентных помех при вычислении разности $U(k, x(t_1)) - \bar{U}(k, x(t_2))$. Поперечное сканирование не затрагивает компоненту $U_{AC}(k)$, поскольку параметры источника излучения и оптического тракта на временах порядка времени получения одного кадра являются неизменными. Суммарная интенсивность излучения отдельных рассеивателей изменяется несущественно ввиду их большого числа. Поперечный масштаб структуры артефактной компоненты $U_{SCC}(k, x)$, которая обусловлена взаимной интерференцией рассеянных волн, совпадает с поперечным масштабом структуры изображения кросскорреляционной составляющей (выделенный фрагмент рисунка 5.6.а). Это может приводить к неполной компенсации компоненты $U_{SCC}(k, x)$ при осуществлении поперечного сканирования. В [205]

влияние артефактной компоненты $U_{SCC}(k,x)$ снижается за счет уменьшения удельной мощности рассеянного излучения (увеличения мощности излучения опорного). Однако ввиду ограниченности динамического диапазона фотоприемных элементов на базе устройств ПЗС такая методика представляется неэффективной, поскольку это в результате приводит к уменьшению отношения сигнала к шуму в системе.

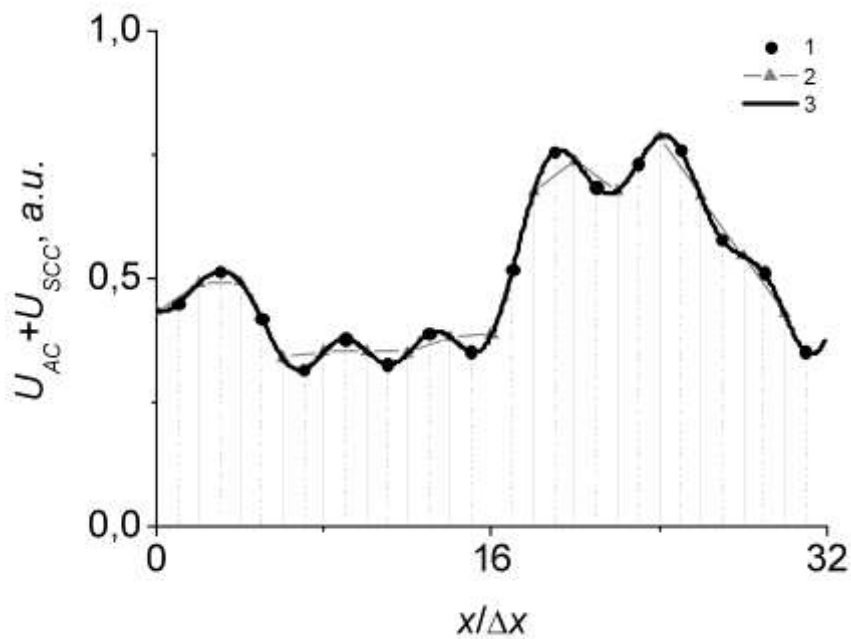
Для эффективного подавления когерентных помех при поперечном сканировании предлагается использовать процедуру пересчета (ресамплинга) значений шумовых составляющих $\bar{U}(k, x_{AC})$ к моментам времени, соответствующим регистрации информативного сигнала – $\bar{U}(k, x_{CC})$. Необходимо отметить, что все методы численной коррекции предъявляют требования к исходной реализации: для эффективной передискретизации она должна удовлетворять условиям теоремы Котельникова [216] относительно сигнала в поперечном направлении.

Наиболее простой с точки зрения реализации и минимизации вычислительной емкости алгоритма является линейная интерполяция значений восстанавливаемой функции. Однако этот метод дает удовлетворительные результаты лишь для функций, слабо меняющихся на интервале дискретизации, что ненамного расширяет применимость базовой методики, описанной в [28]. На рисунке 5.5 представлен фрагмент поперечной структуры автокорреляционной составляющей (черная кривая). Треугольными метками условно выделены моменты регистрации автокорреляционной составляющей, и круглыми – кросскорреляционной. Для иллюстрации линейной интерполяции измеренные значения автокорреляционной составляющей соединены отрезками прямых. Недостаточность эффективности использования линейной интерполяции проиллюстрирована на рисунке 5.6 б, где в выделенном сегменте изображения хорошо виден след не полностью скомпенсированной автокорреляционной составляющей $U_{SCC}(k,x)$.

Гораздо более эффективным способом с точки зрения точности восстановления недостающих значений является метод, описанный в [152]. Метод основан на использовании дискретного преобразования Фурье по аргументу x исходного массива значений автокорреляционной составляющей:

$$\bar{U}(k, x_{AC}) \xrightarrow{DFT} \bar{V}(k, K) \quad (5.16)$$

Полученный массив значений расширяется за счет добавления нулевых элементов в области высоких пространственных частот $K > K_{max}$, что после использования обратного преобразования Фурье приводит к увеличению в восстановленной реализации эффективной частоты дискретизации.



1 – моменты регистрации автокорреляционной составляющей, 2 – моменты регистрации кросскорреляционной составляющей, 3 – профиль поперечной структуры автокорреляционной составляющей.

Рисунок 5.5 Фрагмент поперечной структуры автокорреляционной составляющей

При кратном увеличении числа отсчетов сохраняются отсчеты исходной реализации и вычисляются промежуточные значения, что делает метод особенно удобным при поочередной регистрации автокорреляционной и кросскорреляционной составляющих.

Однако, несмотря на использование оптимизированных преобразований с потенциально относительно невысокой вычислительной емкостью, объем дополнительных вычислений при обходе характерного по размерам для ОКТ изображения оказывается довольно большим. Существенно уменьшить объем необходимых вычислений возможно, если вместо увеличения числа отсчетов в спектральной области, последующего преобразования Фурье расширенного массива и выборки из полученной реализации промежуточных значений осуществлять вычисление промежуточных значений напрямую.

Это возможно при введении в спектральной области аддитивной добавки к фазе, величина которой пропорциональна поперечной пространственной частоте ОКТ изображения:

$$\bar{V}^+(k, K) = \bar{V}(k, K) \cdot e^{i\frac{\pi}{2}\alpha\frac{K}{K_{\max}}} \quad (5.17)$$

Здесь применяется известное свойство преобразования Фурье (пропорциональная частоте фазовая добавка к Фурье образу при смещении реализации $f(t+a) \Rightarrow F(\omega) \cdot e^{i\omega a}$) для

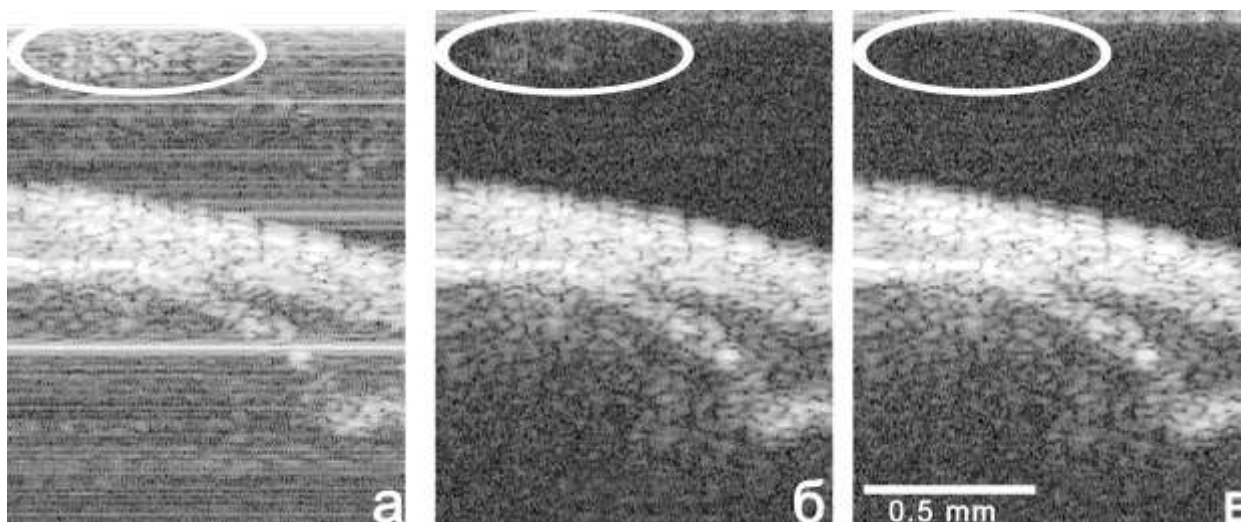
эффективного и точного расчета величины отсчетов в промежуточных положениях. Весовой коэффициент α , определяется отношением частоты выборок автокорреляционной составляющей к частоте выборок кросскорреляционной составляющей. При поочередной регистрации автокорреляционной и кросскорреляционной составляющих $\alpha=1$. Использование обратного преобразования Фурье для полученного массива значений возвращает только промежуточные значения для автокорреляционной составляющей:

$$V^+(k, K) \xrightarrow{iDFT} U(k, x_{CC}) \quad (5.18)$$

Оценки показывают, что вычислительная емкость описанного метода при большом числе отсчетов в поперечном направлении в полтора раза ниже вычислительной емкости метода, описанного в [152].

5.2.1 Экспериментальная апробация

Экспериментальная апробация описываемой методики производилась в установке ОКТ, использующей гибкий сменный ОКТ зонд и оптическую схему с общим оптическим путем для опорной и сигнальной волн [16] и на установке многоволновой цифровой оптической голографии, описанной в [217]. Реализация оптической схемы предполагает использование вспомогательного интерферометра Майкельсона, компенсирующего дополнительный оптический путь в измерительном интерферометре Физо, который образуется между торцом оптического волокна в дистальном конце зонда и отдельным рассеивателем в глубине исследуемой среды. Использование волоконной схемы при реализации вспомогательного интерферометра позволило осуществлять модуляцию длины опорного плеча при регистрации автокорреляционной составляющей с помощью пьезоволоконных модуляторов фазы. Использовался источник зондирующего излучения производства *Superlum* с центральной длиной волны 1277 нм, регистрировался спектр излучения в пределах 100 нм. Регистрация авто- и кросскорреляционных составляющих осуществлялась поочередно. На рисунке 5.6 представлены изображения, полученные в ходе эксперимента с модельной средой (пластиковая пленка).



а – без компенсации когерентных помех, б – при компенсации когерентных помех с использованием линейной интерполяции, в – при компенсации когерентных помех в спектральной области. Выделена область сильного влияния взаимной интерференции рассеянных волн.

Рисунок 5.6 ОКТ-изображение полимерной пленки

На рисунке 5.6.а. представлено изображение, на котором когерентные помехи не компенсированы. Кроме постоянных в поперечном направлении артефактов, соответствующих компоненте $U_{AC}(k, x)$, наблюдаемых в виде горизонтальных полос на изображении, на рисунке хорошо заметна компонента $U_{SCC}(k, x)$, обусловленная интерференцией между волнами, рассеянными на полимерной пленке и волной, отраженной от металлической поверхности. Область значительного присутствия компоненты $U_{SCC}(k, x)$ выделена на рисунке овальной рамкой. На рисунке 5.6.б. представлено изображение, полученное при использовании базовой методики, описанной в [28]. В выделенном сегменте хорошо виден след составляющей $U_{SCC}(k, x)$, который в клинической практике мог бы быть истолкован как наличие рассеивающей среды. На рисунке 5.6.в. представлено изображение, полученное при использовании описанной методики восстановления промежуточных значений величины автокорреляционной составляющей. Хорошо видно, что в выделенной области артефактное изображение отсутствует.

В разделе сформулирован метод подавления когерентных помех в спектральной оптической когерентной томографии при осуществлении поперечного сканирования исследуемой среды. Сформулированный метод позволяет полностью подавить все типы когерентных помех при условии, что выборка значений, используемых для регистрации автокорреляционной составляющей, удовлетворяет условиям теоремы Котельникова в отношении поперечного сканирования исследуемой среды. Вычислительная емкость метода в

полтора раза ниже, чем метода, использующего эффективное увеличение частоты дискретизации.

5.3 Бездисперсионный фазовый элемент

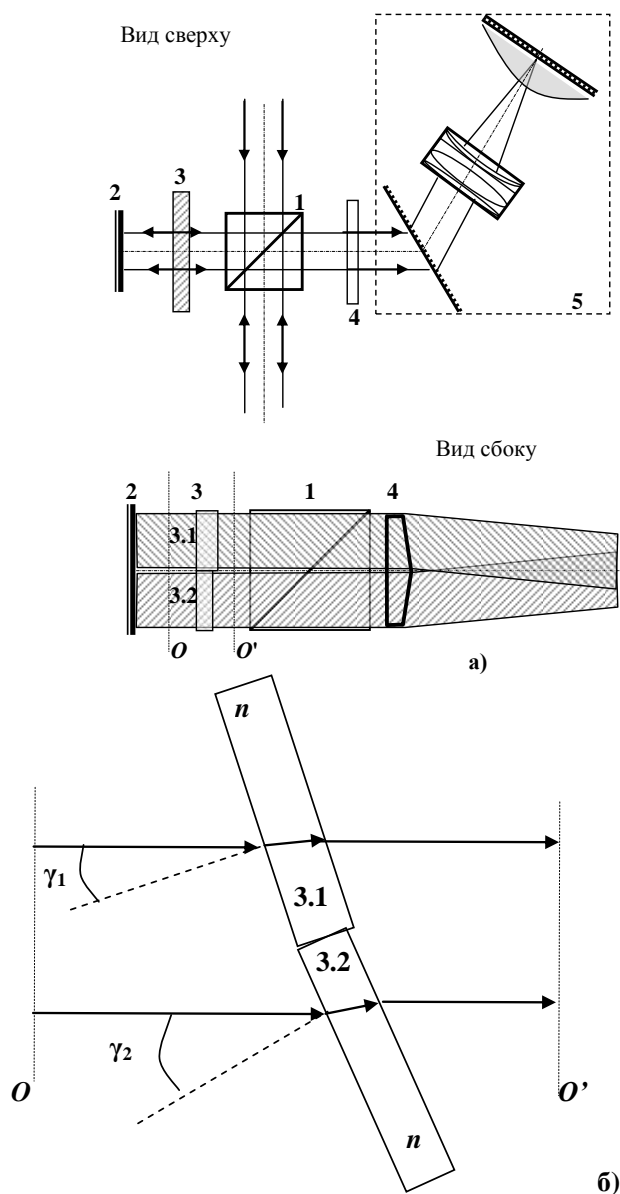
Метод оптической когерентной томографии (ОКТ) как способ визуализации внутренней рассеивающей структуры оптически мутных сред при использовании низкокогерентного излучения был предложен в [218, 219]. С развитием элементной базы и вычислительной техники на смену изначально предложенным корреляционным методам [220], осуществляющим непосредственное измерение амплитуды сигнала интерференции опорной волны и рассеянного с некоторой глубины, определяемой положением опорного отражателя, излучения, пришли спектральные методы, в которых регистрируется оптический спектр сигнала интерференции, а информация о пространственном распределении рассеивателей в объекте исследования восстанавливается с использованием математических преобразований [200, 221]. Использование спектральных методов позволяет реализовывать высокие скорости получения ОКТ-изображений [130], однако сам способ спектральной регистрации сигнала интерференции и его оцифровки является источником ряда особенностей и артефактов, возникающих в ОКТ изображении. Так, чувствительность метода спектральной ОКТ существенным образом зависит от величины разности хода между опорной и рассеянной волнами. В связи с конечностью размера изображения отдельной спектральной компоненты на плоскости фотоприемников, ограниченностью длины когерентности отдельной спектральной компоненты [222], дискретизацией спектральных отсчетов, а также возможным взаимовлиянием отдельных фотоприемников происходит уменьшение величины сигнала с увеличением разности хода между опорной и рассеянной волнами. Минимизировать это снижение чувствительности с глубиной возможно за счет размещения опорной плоскости в глубине объекта, однако в классическом варианте исполнения в спектральном методе регистрируется только действительный спектр интерферирующих волн, что приводит к невозможности различить знак задержки, а, следовательно, и положение рассеивателя относительно опорной плоскости. Другими словами, восстанавливаемое изображение в силу особенностей преобразования Фурье оказывается симметричным относительно нулевой разности хода, и в рабочей области возникают дополнительные элементы (зеркальные артефакты), расположенные в пространстве объекта по другую сторону опорной плоскости [190, 213, 214, 223-225].

Для решения этой проблемы был предложен ряд алгоритмов, позволяющих осуществлять раздельное наблюдение интерферирующих компонент с положительной и

отрицательной взаимными задержками – комплексной ОКТ. Общим элементом для всех алгоритмов методики является многократная регистрация спектра суммы интерферирующих волн с различной взаимной задержкой [190, 202, 223, 224]. Это позволяет определить комплексную спектральную амплитуду суммы интерферирующих волн и таким образом снять присущее спектральному методу вырождение восстанавливаемого изображения по знаку задержки между опорной и рассеянной волнами. С точки зрения пользователя, это приводит к эффективному удвоению глубины построения изображения, а также позволяет снизить потери полезного сигнала, связанные с ухудшением контраста, возникающим при регистрации спектра с высокой частотой изрезанности фотоприемными элементами конечной ширины. В настоящее время в большинстве случаев задержка между опорной и объектной волнами изменяется за счет изменения длины оптического пути для опорного пучка. Это приводит к возникновению дополнительной фазовой задержки для спектральных компонент, отличных от центральной, для которой устанавливается необходимая задержка. Это обуславливает нарушение фазовых соотношений для отдельных компонент, что, в свою очередь, приводит к существенному ограничению применимости метода при использовании широкополосных источников [205, 215]. Несмотря на то, что известен подход, позволяющий осуществлять ахроматический фазовый сдвиг между отдельными частями излучения при использовании многопортовых волоконных делителей [226], в схемах с параллельной регистрацией спектральных компонент этот метод не используется.

5.3.1 Определение устойчивости метода формирования ахроматического фазового сдвига

Метод формирования ахроматического фазового сдвига заключается в использовании в опорном пучке составной линии задержки, разделяющей опорный пучок на две равные части (рисунок 5.7). Компоненты составной линии задержки имеют различную оптическую толщину, при двойном проходе приводящую к возникновению разности фаз между частями опорного пучка $\pi/2$. Различие дисперсионных характеристик элементов позволяет добиться высокой степени ахроматичности фазового сдвига по регистрируемому оптическому спектру излучения.



а) – общий вид; б) – вариант исполнения компонентов линии задержки в виде пластинок, размещаемых под углом к оптической оси пучка. 1 – оптический делитель; 2 – опорный отражатель; 3 – фазосдвигающий элемент; 4 – разделитель пучка, 5 – спектрометр.

Рисунок 5.7 Принципиальная оптическая схема установки спектральной ОКТ с составной линией задержки

При использовании элементов, представляющих собой плоскопараллельные пластинки, изготовленные из оптических материалов, имеющих различные зависимости показателя преломления $n_1(\omega)$ и $n_2(\omega)$ от оптической частоты, а также различные толщины h_1 и h_2 , разность фазовых набегов, приобретаемых каждой частотной компонентой ω падающего по нормали к поверхности элемента оптического излучения после прохождения через элементы, определится выражением

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c}((n_1(\omega)-1)h_1 - (n_2(\omega)-1)h_2). \quad (5.19)$$

Нетрудно видеть, что при заданных дисперсионных характеристиках материалов (показатели преломления $n_1(\omega)$ и $n_2(\omega)$) и фиксированной толщине одного из элементов, условие (5.19) однозначно определяет толщину другого элемента, при которой разность фазовых набегов для компонент излучения с оптической частотой ω будет равна $\Delta\varphi$. Это позволяет ввести требование точного соответствия $\Delta\varphi = \text{const}$ для двух различных частот оптического спектра ω_1 и ω_2 :

$$\begin{cases} \frac{\omega_1}{c}((n_1(\omega_1)-1)h_1 - (n_2(\omega_1)-1)h_2) = \frac{\pi}{4} \\ \frac{\omega_2}{c}((n_1(\omega_2)-1)h_1 - (n_2(\omega_2)-1)h_2) = \frac{\pi}{4} \end{cases} \quad (5.20)$$

Очевидно (5.20) является системой линейных уравнений, имеющих единственное решение в том случае, если коэффициенты Аббе для обоих материалов не равны и их зависимости от оптической частоты не кратны друг другу. Однако при изготовлении элементов фазосдвигающего устройства из различных оптических материалов возникает ряд трудностей. Основная трудность связана с недостаточно точной воспроизводимостью характеристик оптического стекла, которые могут отличаться в различных партиях. Несмотря на относительную малость возможных отклонений, это может привести к неработоспособности описываемой системы. Другим препятствием является сложность изготовления тонких стеклянных пластинок, поскольку для большей части доступных пар стекол расчетные толщины пластинок составляют единицы-десятки микрон, а точность, с которой необходимо выдерживать толщину пластинок, сравнима с $1/8$ длины волны анализируемого излучения.

Для преодоления этих трудностей было предложено изготавливать пластинки из одного и того же материала, получая различие эффективных дисперсионных характеристик за счет различного наклона пластинок к оси распространения оптического излучения, как это показано на рисунке 5.7 Б. Действительно, в этом случае разность фазовых набегов, приобретаемых каждой частотной компонентой ω падающего оптического излучения в плоскости O' , составит

$$\Delta\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c}((\tilde{n}_1(\omega)-1)h_1 - (\tilde{n}_2(\omega)-1)h_2), \quad (5.21)$$

где эффективный показатель преломления $\tilde{n}_{1,2}$ определяется зависимостью

$$\tilde{n}_{1,2}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2(\gamma_{1,2})}{n(\omega)^2}}} \left(n(\omega) - \cos \left(\gamma_{1,2} - \arcsin \left(\frac{\sin(\gamma_{1,2})}{n(\omega)} \right) \right) \right) + 1 \quad (5.22)$$

При этом отклонение распределения фазового сдвига $\Delta\varphi(k)$ между пучками по оптической частоте от предустановленного значения фазового сдвига φ_0 при использовании предложенного фазосдвигающего элемента имеет параболический характер. При этом величина отклонения фазы отдельной спектральной компоненты от предустановленного значения во всем наблюдаемом спектральном диапазоне почти в 100 раз меньше, чем при использовании воздушной линии задержки, которая была впервые использована [227], где метод был предложен для улучшения установки для эксперимента Майкельсона-Морли.

Ключевым моментом при анализе предложенного метода получения ахроматического фазового сдвига является определение критерия, при выполнении которого фазовый сдвиг между двумя частями опорного пучка можно считать ахроматическим.

Наличие зеркальных артефактов в изображении комплексного варианта спектральной ОКТ обусловлено недостаточной ортогональностью отличных от центральной спектральных компонент [205]. При использовании воздушной линии задержки отклонение фазы отдельной спектральной компоненты от предустановленного значения пропорционально разности $(\omega - \omega_C)$ между ее частотой и центральной частотой оптического спектра, для которой фазовый набег предполагается установленным точно. При характерных значениях ширины и центральной частоты оптического спектра используемого в спектральной ОКТ излучения величина фазового отклонения от необходимого значения для крайних частот спектра как правило не превышает 10%. Это позволяет рассматривать артефактный сигнал как аддитивную добавку, спектральная амплитуда которой определяется зависимостью $\varphi(\omega)$, представляющей собой разность между фазовым набегом отдельной спектральной компоненты $\Delta\varphi(\omega)$ и предустанавливаемым значением φ_0 . Можно показать, что артефактный сигнал для малых фазовых отклонений определяется сверткой Фурье-образа зависимости $\varphi(\omega)$ и полезного сигнала, восстанавливаемого при использовании классического подхода спектральной ОКТ (симметричного относительно нулевой разности хода).

Для единичного рассеивателя величину артефактного образа можно определить как максимальное значение из величин нулевого и первого элементов Фурье-образа зависимости $\varphi(\omega)$ (необходимость включения в рассмотрение первого элементов Фурье-образа зависимости обусловлена возможностью зануления величины нулевого элемента, что происходит при равенстве нулю интеграла $\varphi(\omega)$ на интервале определения. В общем случае для излучения,

используемого в спектральной ОКТ, можно ограничиться квадратичным разложением $\varphi(\omega)$ по малому параметру $\zeta = (\omega - \omega_c) / \omega_c$.

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1 \zeta + \varphi_2 \zeta^2, \quad (5.23)$$

где $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2$ – постоянные. Величина нулевого элемента Фурье-образа определится как

$$f_0 = \left(\varphi_0 + \frac{1}{3} \delta\varphi_2 \right) \Delta\omega, \quad (5.24)$$

где $\delta\varphi_2$ имеет смысл размаха зависимости $\varphi_2 \zeta^2$ на интервале определения $[-\Delta\omega/2; \Delta\omega/2]$. Величина первого элемента Фурье-образа зависимости $\varphi(\omega)$ определится следующим вращением:

$$f_1 = \left(i\delta\varphi_1 \frac{1}{2\pi} - \delta\varphi_2 \frac{2}{\pi^2} \right) \Delta k, \quad (5.25)$$

где $\delta\varphi_1$ имеет смысл размаха зависимости $\varphi_1 \zeta$ на интервале определения $[-\Delta\omega/2; \Delta\omega/2]$. В случае использования воздушной линии задержки коэффициент φ_2 в разложении (5.23) строго равен нулю, а при использовании ахроматизированного элемента $\delta\varphi_1 \ll \delta\varphi_2$, что позволяет, с учетом того, что в ОКТ визуализируется абсолютное значение восстанавливаемого сигнала, переписать (5.25) в виде

$$f_1 = \delta\varphi_1 \Delta k / 2\pi. \quad (5.26)$$

Эффективность подавления зеркальной артефактной компоненты ОКТ сигнала целесообразно определять в виде отношения величины зеркального артефакта при использовании идеально настроенной воздушной задержки к величине артефакта при использовании ахроматизированной линии задержки. Оценочное значение этой эффективности, учитывающее величину нулевого и первого элементов разложения Фурье, может быть представлено следующим выражением:

$$\eta = \frac{\Delta\Phi}{\delta\varphi + 2\pi \cdot \Delta\varphi(\omega_c)}, \quad (5.27)$$

где $\Delta\Phi$ – размах зависимости $\varphi(\omega)$ для воздушной линии задержки, $\delta\varphi$ – размах зависимости $\varphi(\omega)$ для ахроматизированной линии задержки, $\Delta\varphi(\omega_c)$ – отклонение фазы центральной спектральной компоненты ω_c от предустановленного значения.

5.3.2 Экспериментальная апробация возможности одновременной регистрации квадратурных спектральных компонент

Для экспериментальной демонстрации возможности одновременной регистрации квадратурных спектральных компонент в сигнале обратного рассеяния был разработан и изготовлен макет лабораторной установки на базе воздушного интерферометра Майкельсона.

Составной оптический элемент, разделяющий опорный пучок на две компоненты, имеющие различную задержку, был внесен в стандартную оптическую схему воздушного интерферометра Майкельсона. В качестве источника излучения был использован суперлюминесцентный диод, излучение которого имело центральную длину волны 1040 нм и ширину спектра излучения по полувысоте 70 нм.

Фазосдвигающий элемент изготовлен из пластинок из стекла К8, измеренные толщины которых составили $h_1 = 610,3$ мкм и $h_2 = 672,8$ мкм. Расчетный угол между пластинами 31° .

Дисперсионный элемент спектрометра состоит из комбинации дифракционной решетки (LSFSG1000, LightSmyth, США) и призмы, что позволяет минимизировать искажения, обусловленные неэквидистантностью регистрации оптических спектральных компонент [29]. В качестве фокусирующего элемента используется 86 мм трехлинзовый план-объектив собственной конструкции с вынесенной апертурной диафрагмой, обладающий минимальной дисторсией (0,02% по краю поля зрения). Регистрация интенсивности спектральных компонент осуществляется линейным ПЗС-элементом SU-512LSB-DUAL (*Goodrich*, США).

В задачи экспериментальной апробации входило сравнение эффективности использования комбинированного фазосдвигающего элемента и простейшей линии задержки, не предполагающей внесения коррекции длины линии задержки для различных спектральных компонент. В простейшем случае такая линия задержки может быть изготовлена в виде ступенчатого зеркала, высота ступеньки которого составляет $1/8$ центральной длины волны. Подобный метод был предложен в [227] для улучшения установки для эксперимента Майкельсона-Морли, позже подобным образом была реализована регистрация квадратурных компонент излучения в фазовой микроскопии (патент США US20070003436). Однако изготовление такого зеркала представляет собой отдельную весьма сложную задачу, поскольку требует использования высокоточных технологических процессов при напылении ступеньки высотой в 130 нм. Кроме того, такое зеркало должно иметь достаточно большие поперечные размеры, чтобы влиянием краевых эффектов на ступеньке можно было пренебречь. Это, в свою очередь, кроме трудностей в изготовлении, входит в противоречие с требованием минимизации массы опорного отражателя, что необходимо для эффективного подавления когерентных помех, осуществляемого в соответствии с методикой, описанной в [28]. В качестве

альтернативы использованию ступенчатого зеркала для сравнения эффективности использования воздушной и ахроматизированной задержек была реализована последовательная запись квадратурных компонент на один и тот же массив фотоэлементов. С этой целью положение опорного отражателя изменялось между соседними А-сканами на дискретную величину [205], по модулю равную $1/8$ центральной длины волны используемого источника. Искажения, возникающие вследствие равномерности сканирования зондирующего пучка по поверхности исследуемого объекта, устранились описанным в [30] способом.

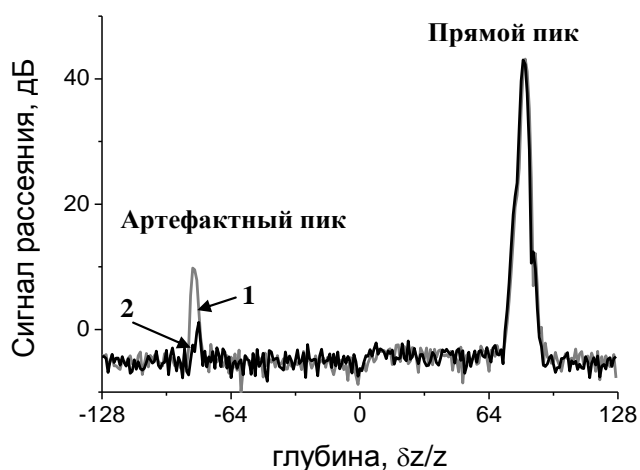
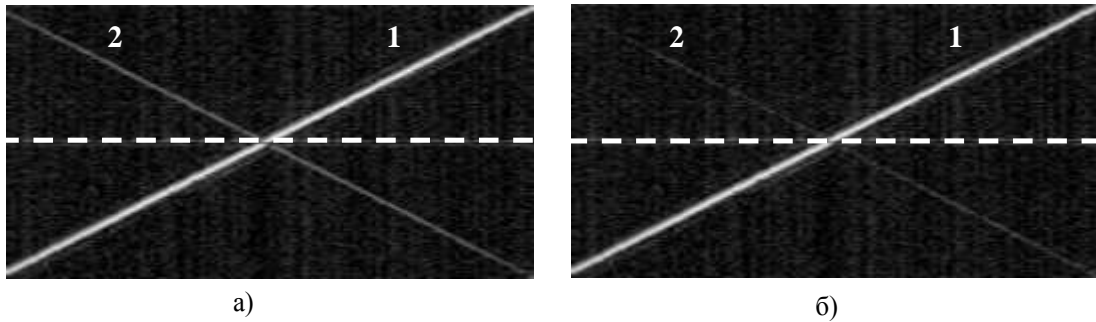


Рисунок 5.8 Восстановленные А-сканы для единичной тонкой границы при использовании наклонного отражателя (1) и фазосдвигающего элемента (2). Экспериментальный результат.

На рисунке 5.8 представлены экспериментально зарегистрированные профили рассеяния для единичной тонкой границы. Кривая 1 (черная) соответствует профилю, зарегистрированному при оптимальной настройке наклонного отражателя. Подавление зеркального артефактного пика при этом составляет 33.3 дБ. Кривая 2 соответствует профилю, зарегистрированному при использовании фазосдвигающего элемента, подавление зеркального артефактного пика при этом составляет 42 дБ. Таким образом, дополнительное подавление зеркального артефактного пика в экспериментальной установке составило 9 дБ, что близко к приведенным выше теоретическим оценкам. Компоненты фазосдвигающего элемента изготавливались без использования просветляющих покрытий, поэтому уровни сигнала в прямом пике для кривых 1 и 2 незначительно (0.1 дБ) различаются.



а) – при использовании наклонного отражателя, б) – при использовании фазосдвигающего элемента.

Рисунок 5.9 Изображения рассеивающей поверхности, расположенной под углом оси зондирующего пучка

Двумерные изображения рассеивающей поверхности, расположенной под углом к оси зондирующего пучка, представлены на рисунке 5.9. На представленных изображениях цифрами 1 обозначены «прямые» изображения рассеивающей поверхности. Цифры 2 обозначают артефактные изображения, наличие которых обусловлено неполной компенсацией дисперсионной зависимости. Пунктирная белая линия показывает положение на изображении нулевой разности хода между опорной и объектной волнами. Из рисунка 5.9 хорошо видно, что при использовании фазосдвигающего элемента уровень артефактного изображения становится сравним с уровнем шума, и при исследовании объектов с меньшим уровнем сигнала (что характерно для биологических объектов) артефактное изображение наблюдаться не будет.

Разработан и прошел экспериментальную апробацию новый метод одновременной регистрации спектральных компонент с близким к квадратурному фазовым сдвигом между двумя частями опорной волны. Фазосдвигающий элемент, состоящий из делителя излучения, разделяющего опорный оптический пучок на два, и индивидуальных для каждого пучка линий задержки, создает при двойном проходе излучения разность фаз $\pi/2$, близкую к ахроматичной. Ахроматичность относительного фазового сдвига в широком спектральном диапазоне достигается при использовании в опорном плече интерферометра линий задержки с различными дисперсионными характеристиками. В качестве таких элементов предложено использовать плоскопараллельные пластинки, изготовленные из одного и того же материала и размещаемые в оптической схеме под различными углами к направлению распространения опорного пучка.

Оценки ширины области допустимых параметров настройки ахроматизированной линии задержки, произведенные для вновь сформулированных критериев достаточной эффективности

коррекции дисперсии линии задержки, показывают возможность практического использования предложенного метода.

Экспериментально достигнуто подавление артефактного зеркального пика в ОКТ сигнале дополнительно на 9 дБ по отношению уровню его подавления при использовании воздушной задержки. Получены двумерные изображения плоской границы, расположенной под углом к оси зондирующего пучка, с коррекцией зеркального артефакта при сохранении динамического диапазона изображения.

Результаты опубликованы в [27, 28, 30, 211] и запатентованы [57, 59]

ГЛАВА 6 МУЛЬТИФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ОКТ

В данной главе диссертации рассматриваются методы создания ОКТ систем расширенной функциональности, приводятся основные принципы и результаты разработки нескольких типов визуализации, дополняющих обычные ОКТ изображения. А именно, будут рассмотрены подходы к получению двухволновых, кросс-поляризационных (поляризационно-чувствительных) ОКТ изображений, к эластографическому картированию в ОКТ и к построению карты микроциркуляции внутри ткани для визуализации сосудистой сети.

6.1 Кросс-поляризационная ОКТ

В данном разделе рассматриваются методы исследования свойств объекта, влияющих на поляризацию рассеянного назад излучения. К ним относятся двулучепреломление и кросс-рассеяние. Последним термином будем обозначать появление ортогональной составляющей состояния поляризации при рассеянии. Оптическая когерентная томография регистрирует интерференцию излучения рассеянного объектом с опорным излучением. В интерференции принимает участие только та часть рассеянного излучения, которая имеет ту же поляризацию, что и опорное. Другими словами – регистрируется проекция состояния поляризации рассеянного излучения на состояние поляризации опорной волны. Ортогональная этому состоянию часть излучения остается незарегистрированной. Тем самым, некоторая доступная часть информации о поляризационных свойствах объекта (свойства двулучепреломления и кросс-рассеяние) остается пропущенной. Решению этой проблемы посвящен целый ряд методов в ОКТ, исследующих поляризационные характеристики рассеянного излучения. Часто встречается терминами «поляризационно-чувствительная ОКТ» (PS OCT), который обычно обозначает регистрацию состояния поляризации рассеянного излучения, прошедшего с разной задержкой. Такая регистрация содержит полную информацию о состоянии поляризации, но крайне неудобна для визуализации. Предлагается другой вариант – кросс-поляризационная ОКТ (КП ОКТ), обозначающий прием как ко- компоненты (совпадающей с опорной волной), так и кросс-компоненты (ортогональной опорной волне) рассеянного излучения.

6.1.1 Кросс-поляризационные ОКТ изображения как источник дополнительной информации о биологической ткани

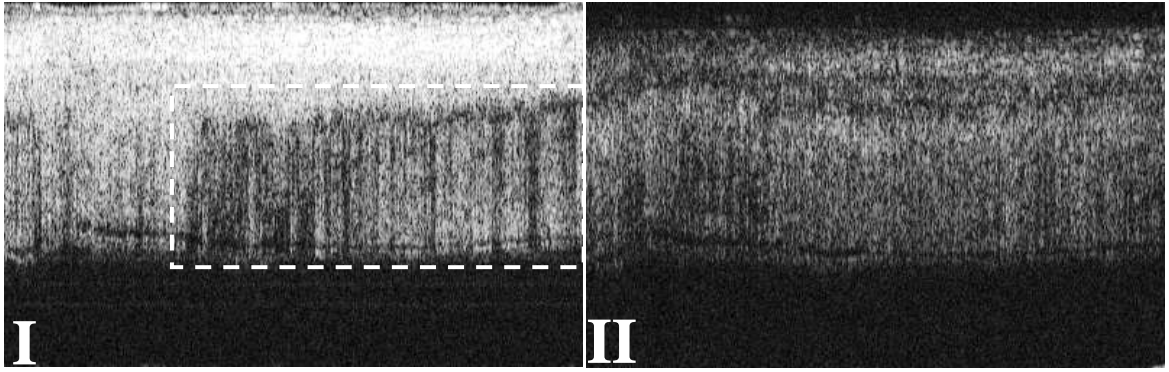
В ряду поляризационно-чувствительных методов, развиваемых в ОКТ, важное место занимают методы, в которых рассеянное назад излучение исследуется в двух ортогональных состояниях поляризации, создаваемых различными способами [228]. Излучение с поляризацией исходного, зондирующего излучения принимается в так называемом ко-канале, а излучение с ортогональной поляризацией – в кросс-канале ОКТ установки. В кросс-канале рассеянное

излучение может появиться как в результате двулучепреломления, так и в результате кросс-поляризационного рассеяния, обусловленного процессом рассеяния в биоткани на отдельных оптических неоднородностях с изменением поляризации и появлением ортогональной компоненты [35, 118, 124, 229-231]. Степень рассеяния в ортогональную поляризацию зависит от размера, структуры и анизотропии оптических неоднородностей в биологической ткани [118] и может, например, характеризовать состояние коллагеновой биоткани, что особенно важно для диагностики онкологических патологий [38, 231]. Кросс-поляризационное рассеяние, как показали эксперименты [118], происходит более эффективно при крупномасштабных неоднородностях и слабо проявляется при неоднородностях с размерами меньше длины волны. При слабом двулучепреломлении среды кросс-поляризационное рассеяние может являться основным механизмом появления сигнала в ортогональной поляризации. Получение и сравнение изображений поперечной структуры рассеяния в биологической ткани в исходной (ко-) и ортогональной кросс-поляризации является основой одного из методов поляризационно-чувствительной ОКТ, который может быть определен как кросс-поляризационный (КП) метод ОКТ [35, 118, 124, 229-231].

Влияние процесса деполяризации в процессе рассеяния на частицах различных размеров на характер ОКТ изображений в ортогональной поляризации рассматривалось в ряде работ [117, 118, 124, 141]. Процесс деполяризации в сложно организованной оптически неоднородной биологической ткани до сих пор является исследовательской проблемой и зависит от размера, формы, анизотропии и ориентации оптических неоднородностей. К числу факторов, определяющих процесс деполяризации при однократном рассеянии, относится также и направление рассеяния. Появление света с ортогональной поляризацией при этом имеет место при рассеянии не точно назад. В волоконных методах ОКТ световой сигнал излучается и принимается торцом одномодового волокна, поэтому оптимальные апертурные углы при излучении и приеме баллистических фотонов совпадают при рассеянии точно назад. При рассеянии света не точно назад прием фотонов возможен при условии даже частичного перекрытия диаграмм рассеяния и приема. При этом в принятом излучении определенную долю будет составлять свет, рассеянный в ортогональную поляризацию. Таким образом, при рассеянии на деполяризующих излучение частицах, а также при рассеянии не точно в обратном направлении появляется волна, которая может интерферировать с волной со строго ортогональным состоянием поляризации. Другой причиной появления света с ортогональной поляризацией является рассеяние в биоткани на хаотически, или регулярно расположенных вытянутых микроструктурах [122]. В обоих случаях важным является нарушение состояния поляризации при рассеянии. Это явление имеет место в общем случае для волн с произвольным

эллиптическим состоянием поляризации. Иначе говоря, в процессах рассеяния соотношение интенсивностей между ортогонально поляризованными волнами может измениться, что, в свою очередь, несет информацию о свойствах объекта.

Как показали уже первые исследования метода КП ОКТ [35, 118], изображения, полученные в кросс-канале (кросс-поляризационные изображения) отличаются от ко-поляризационных изображений и являются источником дополнительной информации. Во-первых, в кросс-поляризационных изображениях сигнал от поверхности исследуемой среды и с поверхностного слоя, в пределах которого фотоны пролетают без эффективного рассеяния, существенно слабее, чем в ко-поляризационных изображениях. При этом устраняется эффект «засветки» от поверхностного рассеяния на границе среды, что позволяет более детально исследовать приповерхностные структуры. В то же время, более контрастно выделяются структуры более глубоких слоев, которые не проявлялись, или проявлялись слабо в ко-поляризационных изображениях [35]. В кросс-поляризационных изображениях более отчетливо выделяются дискретные частицы с большим размером, а сравнение ко- и кросс-поляризационных изображений позволяет повысить контраст определенных структур в сложных биологических тканях [35, 118]. Очевидно, что для определения состава и морфологии биологических структур, которые сильно проявляются в методе КП ОКТ, необходимы соответствующие исследования [35, 118]. Во-вторых, кросс-поляризационные изображения структурно дополняют ко-поляризационные изображения, что позволяет обнаружить искажения, обусловленные проявлением регулярного двулучепреломления, даже при его весьма слабой величине. Известно, например, что сигнал обратного рассеяния может быть уменьшен благодаря исключительно поляризационным эффектам, когда оптическая задержка между нормальными волнами в среде небольшая и не превышает половину длины волны [117, 121, 232]. Это может проявиться при зондировании мягкой биоткани (слизистая и серозные оболочки) со слабым двулучепреломлением (см. рисунок 6.1). На панели I рисунка 6.1 на правой части изображения в ко-канале хорошо видно существенное уменьшение величины сигнала с глубиной (соответствующая область выделена пунктиром), однако трактовать это как уменьшение обратного рассеяния было бы неправильным. Изображение того же участка, полученного в кросс-канале (панель II на рисунке 6.1), демонстрирует поперечную однородность распределения коэффициента обратного рассеяния, что свидетельствует о структурной однородности поверхностных слоев. Уменьшение же величины сигнала в ко-канале, по-видимому, обусловлено наличием относительно слабого двулучепреломления исследуемой среды.



I – традиционное изображение (ко-канал), II – изображение в ортогональной поляризации (кросс-канал)

Рисунок 6.1 ОКТ-изображение склеры глаза человека

Наличие искажений такого типа в ко-поляризационных изображениях можно контролировать по изображениям кросс-канала, в которых модуляция яркости, вызванная двулучепреломлением, находится в противофазе, а также производить соответствующую коррекцию.

Следует отметить, что важным аспектом в КП ОКТ является сложная зависимость принимаемых сигналов как от состояния поляризации собственной зондирующей волны, так и от ориентации осей анизотропии исследуемой среды [158]. Например, при случайном совпадении ориентации линейной поляризации зондирующей волны с осью анизотропии образца, двулучепреломляющие свойства среды в изображении не проявляются. Это явление эффективно устраняется либо за счет модуляции состояния поляризации [127, 233, 234], либо за счет использования двух когерентных [9, 10], или не когерентных [129, 228] ортогонально поляризованных волн. Кроме того, при приеме волн, рассеянных в кросс-поляризацию, сигнал зависит от состояния поляризации зондирующей волны, в отличие от случая приема волн с исходной (ко-) поляризацией. Так, при рассеянии линейно поляризованного излучения на структуре с хаотическим распределением размеров и формы рассеивателей (например бумаге) ОКТ-сигнал при ко-рассеянии примерно на 4 дБ превышает сигнал при кросс-рассеянии [10, 143]. В то же время, при рассеянии на том же объекте излучения, поляризованного циркулярно, величины сигналов в ко- и кросс-каналах выравниваются. При рэлеевском рассеянии, согласно теоретическим и экспериментальным данным, также имеет место разница величины сигнала в ко- и кросс-каналах в 4 дБ [10, 143]. В работе [118] показано, что при рассеянии линейно поляризованного света на биологическом объекте наблюдается примерно то же соотношение. Однако, при рассеянии на внедренных в гель сферических частицах, пропорция между ортогональными рассеянными компонентами сложным образом зависит от размера оптических неоднородностей и их концентрации. При сферах субволнового размера это отношение больше,

и может достигать 20 дБ. Отметим, что это явление, естественно, обусловлено именно рассеянием на отдельных неоднородностях, и не зависит от регулярного двулучепреломления.

6.1.2 Зависимость кросс-поляризованного обратного рассеяния от поляризации зондирующей волны

В практике лидарного и радарного зондирования удаленных объектов [235-237] используются коэффициенты круговой δ_c и линейной δ_l деполяризации, которые были введены для количественного описания состояния поляризации обратно рассеянного света. Эти коэффициенты δ_c и δ_l были определены как отношения интенсивности кросс-поляризованной компоненты к интенсивности ко-компоненты, с усреднением по всей трассе зондирования при некогерентном приеме обратно рассеянного света. В КП ОКТ-методе сравниваются ко- и кросс-изображения, которые отображают в 2D формате интенсивности интерференционных сигналов I_{RR} и I_{RL} (I_{HH} , I_{HV}), детектированных при сканировании в поперечном (XZ) сечении. Здесь первый и второй индексы отмечают поляризации зондирующей и опорной волн, соответственно. Индексы R , L , H , V обозначают право-циркулярную, лево-циркулярную, горизонтальную линейную и вертикальную линейную поляризации, соответственно. Ко-изображениям соответствуют совпадающие индексы, кросс-изображениям – различные. Интерференционные ко- и кросс-сигналы пропорциональны усредненной во времени и по пространству кросс-корреляции когерентной компоненты рассеянного образцом поля $\mathbf{E}_{R+L}(t)$ с полем опорной волны $\mathbf{E}_{R,L}(t+\tau)$ с оптической задержкой τ . Пространство, по которому производится усреднение, ограничено областью когерентного приема на данной глубине зондирования и поперечным размером гауссова пучка. Изменение поляризации рассеянных сигналов при кросс-рассеянии можно количественно характеризовать отношением кросс-корреляционных функций, пропорциональных ОКТ сигналам, зарегистрированным при одном продольном скане при интерференции с опорным лучом в кросс и ко-состоянии:

$$\delta_{LIN}(z) = (I_{HV}(z)/I_{HH}(z)) \text{ и } \delta_{CIR}(z) = (I_{RL}(z)/I_{RR}(z)), \quad (6.1)$$

Коэффициенты δ_{CIR} и δ_{LIN} можно назвать коэффициентами кросс-поляризационного рассеяния при круговой и линейной поляризациях зондирующей волны, или просто коэффициентами кругового и линейного кросс-рассеяния, соответственно. Для описания когерентной компоненты кросс-рассеяния при линейной поляризации зондирующей волны в работе [235] ранее был введен аналогично определенный коэффициент δ_{LIN} . Отметим, что векторы Стокса, измеренные ОКТ-методом [238], как и коэффициенты δ_{CIR} и δ_{LIN} ,

характеризуют поляризационные свойства только когерентной, недеполяризованной части обратно рассеянного света ввиду интерференционного приема, присущего ОКТ-методу.

Введенные выше коэффициенты δ_{CIR} и δ_{LIN} , в отличие от коэффициентов δ_c и δ_l , характеризуют отношение амплитуд, а не интенсивностей компонент кросс- и ко-поляризованных полей обратно рассеянного света, кроме того, они являются локальными, а не интегральными по координате z характеристиками. При зондировании коротких трасс, сравнимых с длиной когерентности, коэффициенты δ_{CIR} и δ_{LIN} связаны коренной зависимостью с коэффициентами δ_c и δ_l . Коэффициенты δ_c и δ_l равны нулю для совершенно гладких мишеней и при однократном рассеянии на сферических частицах [235-237].

Известен ряд работ по исследованию эффекта кросс-рассеяния в модельных объектах. Кросс-поляризованное рассеяние назад, в основном, имеет место при однократном рассеянии на несферических частицах и при многократном рассеянии на частицах относительно большого диаметра, или на кластерах частиц [235-237]. Соотношение между когерентной и некогерентной составляющими в обратно рассеянном излучении существенно зависит от условий наблюдения, что было продемонстрировано при рассеянии линейно поляризованного света в водной 10% суспензии субмикронных полистирольных сфер с размерами, близкими к длине волны света [142]. Имело место 75% увеличение интенсивности когерентной ко-компоненты рассеянного назад света над некогерентной и 25% увеличение для кросс-компоненты, которые были локализованы в пределах узкого (порядка одного градуса) конуса, что объяснялось многократным рассеянием. Согласно теоретической модели, угловой размер конуса определяется отношением длины волны к длине свободного пробега между многократными эластическими (упругими) соударениями [142, 239]. В результате для когерентной части волны, полученной при рассеянии линейно поляризованной волны, эффект кросс-поляризации описывался величиной $\delta_L = 1/3$. В радарных измерениях при некогерентном приеме, согласно оценкам, при случайно ориентированных диполях коэффициент линейной деполяризации $\delta_L = 1/3$ и коэффициент круговой деполяризации $\delta_c = 1$ [144, 237]. При всех промежуточных параметрах детектируемых радаром целей $\delta_L < 1$ и $\delta_L < \delta_c$ [236, 237].

При КП ОКТ-исследовании когерентных компонент ко- и кросс-поляризованного обратного рассеянного света в биоткани можно ожидать аналогичных эффектов. В частности, при ОКТ зондировании строящий изображение обратно рассеянный свет содержит кроме баллистических, прямо летящих фотонов, также и многократно рассеянные фотоны, обладающие той же суммарной задержкой. При малой длине свободного пробега между упругими соударениями, меньшей чем длина когерентности зондирующей волны, когерентная

компонента многократного рассеяния локализуется в достаточно большом конусе, который может эффективно перекрываться с угловой диаграммой приема оптического ОКТ-зонда (типично числовая апертура зонда ~ 0.04). В живой биоткани с ее сложной микроструктурой, по-видимому, возможно проявление отмеченного выше эффекта многократного рассеяния, приводящего к изменению соотношения ко- и кросс- компонент когерентного рассеяния при линейной поляризации зондирующей волны. Так в [235, 240] было показано, что в пределе большого числа образцов величина δ_{LN} лежит между значениями 0 и 1. В результате, вариабельность отношения кросс- к ко-поляризованной обратной когерентной волны, обусловленная многократным когерентным рассеянием, может достигать ~ 4 дБ при случайных изменениях состояния поляризации от кругового до линейного.

Проблема повышения стабильности поляризации зондирующей волны особенно актуальна при работе с волоконными КП ОКТ системами с гибким зондом, предназначенными для исследований участков биоткани как наружных, так и внутренних органов. Здесь в известных ОКТ системах нестабильность поляризации обусловлена случайно наведенными в волокне зонда фазовыми возмущениями, обладающими поляризационной анизотропией. Зондирование волной со стабильно поддерживаемой круговой поляризацией должно повысить уровень кросс-сигнала, единообразие и достоверность получаемой информации в волоконных оптических КП ОКТ системах.

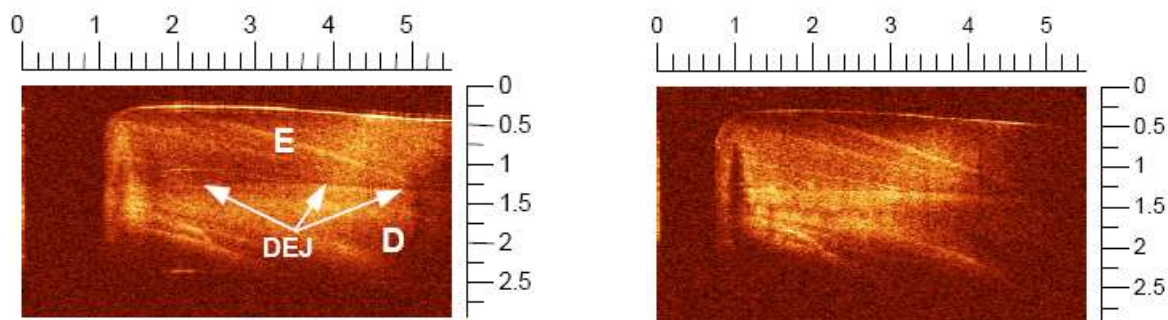
6.1.3 Реализация метода КП ОКТ на РМ волокне

С момента первых применений одномодового волокна в датчиковых системах рабочей проблемой является сохранение видности интерференционной картины, которая заключается в сохранении максимально проекции электрического поля одной интерферирующей волны на другую. Причиной отклонений от этой, идеальной ситуации является, как известно, локально, или на протяженной дистанции, наведенная фазовая анизотропия в одномодовом волокне, индивидуальная в плечах интерферометра. В то же время одно из замечательных свойств волоконной оптики заключается в возможности гибкого подведения оптического излучения без поворотных зеркал к любому месту экспериментальной установки с сохранением поперечной структуры излучения. Из-за малой связи собственных нормальных мод волокна на практически любой дистанции в установке сохраняется когерентность нормальных мод, при снятом из-за фазовых возмущений поляризационном вырождении. Состояние поляризации на выходе из волокна в общем случае произвольное. Существует универсальный метод компенсации таких наведенных искажений поляризации при двойном прохождении волокна, в частности при использовании Фарадеевской 45° ячейки [15, 188, 241]. При однопроходном

варианте, как правило, используется волокно с сильной анизотропией. При длине связи ортогональных мод в единицы миллиметров образцы такого типа волокон хорошо удерживают линейное состояние поляризации при исходном возбуждении в волокне одной из поляризационных мод.

При создании первого макета ОКТ системы в ИПФ РАН использовалось анизотропное, сохраняющее поляризацию (PM) волокно с одноканальной схемой приема сигнала. Это позволяло в корреляционной реализации ОКТ метода устранить влияние изгибов волокна сигнального плеча на процесс измерений. В результате был создан макет ОКТ с гибким плечом и оптоволоконным методом поперечного сканирования [1, 81]. Это позволило развивать эндоскопические приложения метода [35].

Поскольку в использовавшихся волокнах длина деполяризации низкокогерентного излучения (т.е. длина волокна, после прохождения которой теряется когерентность собственных линейно поляризованных мод волокна) составляла величину около десяти сантиметров, поляризационные моды становятся независимыми. То есть, анизотропное волокно с длиной биений в единицы миллиметров можно использовать в ряде схем как идеальный поляризатор, или как одно-, или двух-поляризационный приемный тракт [1]. Оказалось естественным, что на созданном макете ОКТ при линейно поляризации зондирующей волны, могут быть приняты рассеянные образцом в обратном направлении волны, как в исходной линейной, так и в ортогональной исходной поляризациях. Таким образом, в простейшем приборе был реализован режим приема обратно рассеянных волн в исходной (ко-) и ортогональной – кросс-поляризациях. При этом для приема света в ортогональной к зондирующей поляризации в опорное плечо интерферометра Майкельсона помещалась 45-градусная фарадеевская ячейка [35, 230]. В этой, первой волоконной реализации КП ОКТ метода, в которой объект зондировался линейно поляризованным светом, и сигнал в исходной и ортогональной поляризациях принимался поочередно, исследовались только неподвижные образцы, например зуба (рисунок 7) [35].



Е – лицевая эмаль, D – дентин, DEJ – видимая граница дентина и эмали.

Рисунок 6.2 ОКТ изображения зуба в ко- и кросс- поляризациях

При работе же с подвижными, живыми объектами (*in vivo*) прием рассеянного света в исходной и ортогональной поляризациях необходимо осуществлять одновременно. Такой двухканальный корреляционный прием, основанный на различии в скоростях собственных поляризационных волн анизотропного волокна, позволил реализовать варианты КП ОКТ метода. Оптическая схема приведена на рисунке 6.3. КП ОКТ интерферометр отличается от обычного тем, что имеет два поляризационных канала. В опорном плече при обратном проходе формируются две волны в ортогональных поляризациях. На выходе порции излучения ортогональных поляризаций разделяются на независимые фотоприемники. Рассеянный от объекта свет в таком интерферометре может интерферировать как с основной, так и с ортогональной поляризациями. Два приемных тракта осуществляют одновременный прием ко- и кросс-интерференционных сигналов в каждый момент из единой локальной области. По соотношению сигналов прямого и ортогонального каналов можно судить о деполаризующих (влияющих на состояние поляризации) свойствах среды. Подобная информация имеет большое значение в диагностике биологических объектов.

Блок схема экспериментальной установки для реализации КП ОКТ методов представлена на рисунке 6.4, и представляет собой модифицированную схему интерферометра Майкельсона (рисунок 2.2)

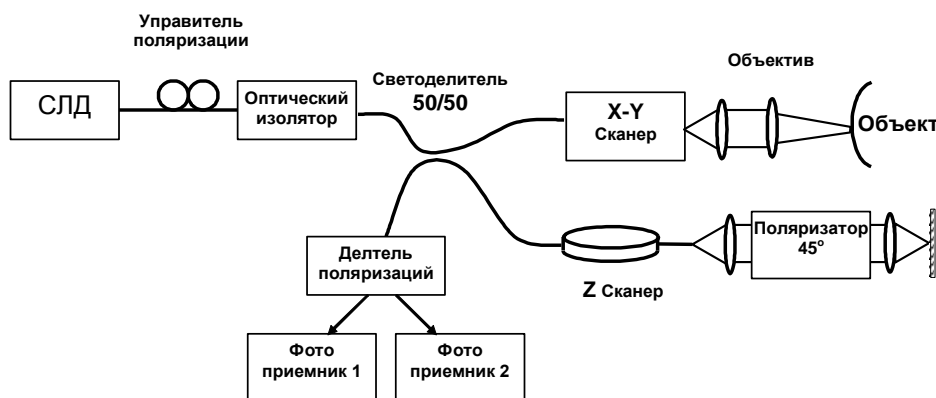


Рисунок 6.4 Общая схема кросс-поляризационной ОКТ на РМ волокне

ИК-излучение от источника ($\lambda = 900$ нм, $\Delta\lambda = 60$ нм) проходит вначале оптическую развязку и участок схемы на изотропном волокне. При помощи первого поляризационного управителя Лефевра, линейная компонента излучения СЛД ориентируется по оси максимального пропускания оптического изолятора и попадает на вход интерферометра по одной из собственных анизотропных осей РМ волокна. В опорном плече размещается поляризатор под углом 45° к оси одной из собственных волн. При этом при обратном ходе волны при попадании в РМ волокно создаются две опорные волны равной интенсивности с

исходной и ортогональной поляризациями. Таким образом, формируется возможность интерференции в двух поляризационных каналах. В первом канале принимается излучение, которое проходило сигнальное и опорное плечи интерферометра в обоих направлениях с исходной линейной \vec{x} - поляризации. Во втором (ортогональном) канале излучение в прямом направлении в обоих плечах интерферометра проходит также в \vec{x} - поляризации. На обратном пути состояние поляризации в опорном плече изменяется на ортогональное - \vec{y} и способно интерферировать только с той порцией рассеянного излучения, которая поменяла состояние поляризации. Во втором канале излучение проходит иной, чем в первом канале суммарный оптический путь. Это обеспечивало высокую оптическую развязку между каналами, как это и необходимо для КП ОКТ исследований. При этом волны каждой из ортогональных поляризаций интерферирует независимо, но при одной и той же разности оптических путей в плечах интерферометра. Далее ортогональные поляризации разделяются на два фотоприемника поляризационным расщепителем и проходят параллельно стадии радиотехнической и цифровой обработки по двум независимым идентичным каналам. 2D-изображения картины рассеяния в обеих поляризациях визуализируются на дисплее персонального компьютера по-отдельности и с наложением друг на друга в дополнительных цветах. Такой способ приема обеспечивает точное совмещение элементов изображения благодаря одновременности приема сигналов.

В процессе создания интерферометра был обнаружен эффект влияния интерференционного сигнала на уровень излучаемой мощности СЛД. Этот эффект проявлялся в появлении чрезмерно большего (до – 10 дБ) паразитного сигнала в ортогональном канале. Сигнал повторял интерференционный отклик основной поляризации со смещенной фазой, и был неразличим с паразитными сигналами в кросс-канале другой природы. Причину возникновения этого явления все же удалось идентифицировать. Интерференционный сигнал, возвращаемый в сторону источника излучения, частично снимал инверсию населенностей, приводя к амплитудной модуляции излучения. Эффект удалось полностью устранить, введя в схему оптический изолятор. В результате принятых мер динамический диапазон сигнала в ортогональном канале достигал 35 – 40 дБ, что позволило осуществить прием света на уровне шумов. Достоинством этой схемы является постоянство линейной поляризации зондирующей волны, что дает возможность определения ориентации собственных осей анизотропии биологического объекта. Фактически, эта схема позволила на основе поляризационного подхода выделить эффект некогерентного воздействия на СЛД и исследовать его закономерности. Этот эффект является типичным паразитным эффектам, который неизбежно присутствует в интерференционных схемах, в которых отсутствует элемент развязки на выходе полупроводникового излучателя. Особенность полупроводникового источника излучения –

СЛД, в данном случае, состоит в наличии большого коэффициента усиления, что приводит к проявлению нелинейности и к паразитной амплитудной модуляции даже при ослаблении интенсивности обратно рассеянного сигнала на несколько порядков.

Для проверки уровня развязки каналов и калибровки чувствительности каналов проводился тестовый эксперимент - ОКТ сканирование поляроидной пленки, поставленной под углом 45° к основной поляризации. Полученный тестовый скан, представленный на рисунке 6.5, содержит отклики в двух поляризациях, соответствующие отражениям от передней и задней граней пленки. Отражение от передней грани не должно быть деполаризовано, поэтому соответствующий отклик в двух поляризациях показывает величину межканальной развязки. Как видно из графика развязка составляет ~ 30 дБ. Равные величины откликов от задней грани пленки свидетельствуют об одинаковой чувствительности в поляризационных каналах. Третий отклик, по-видимому, соответствует двойному отражению от первой грани (двойное прохождение через пластинку), и не несет в себе дополнительной информации. Остальные отклики являются паразитными. Их величина, очевидно, составляет ~ -40 дБ. Такой объект зондирования, как поляризующая пленка, может являться тестовым для проверки функционирования КП ОКТ системы с количественной оценкой.

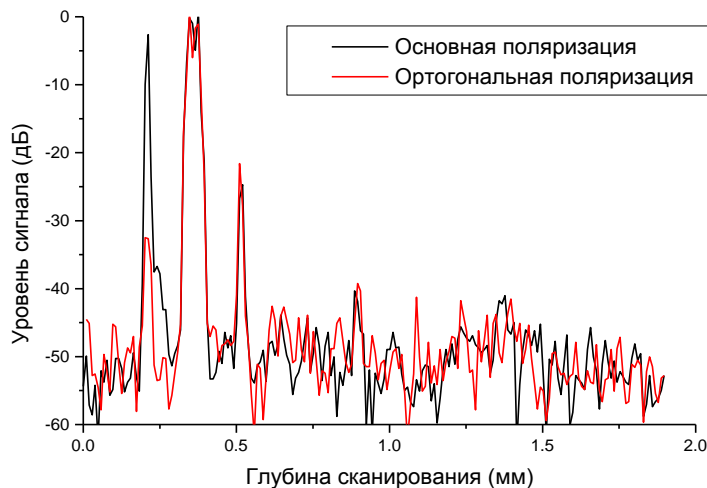
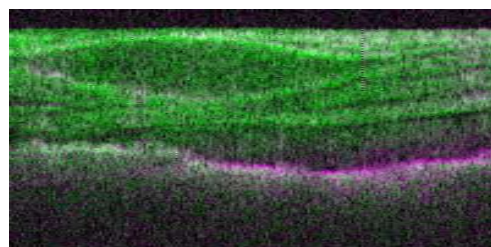
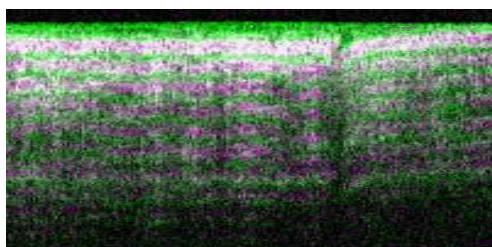
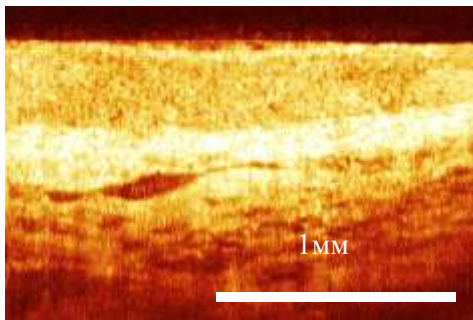


Рисунок 6.5 КП ОКТ тестовый скан поляризующей пленки в прямой и ортогональной поляризациях

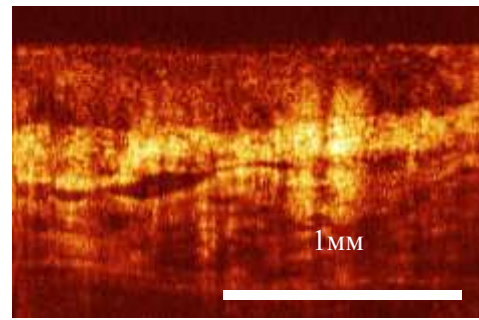
Ниже на рисунке 6.6 приведены примеры изображений, полученных на КП ОКТ установке на РМ волокне.



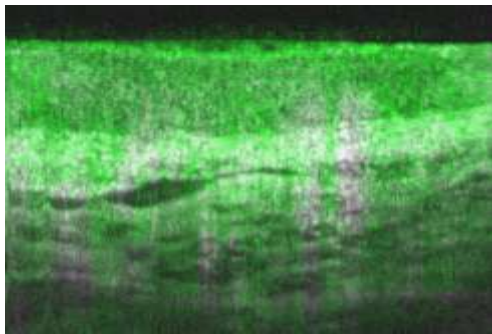
Двухполяризационное ОКТ изображение
сухожилия цыпленка



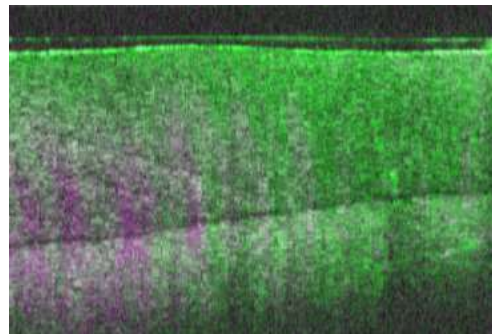
Двухполяризационное ОКТ изображение
трахеи цыпленка



ОКТ изображение губы в основной поляризации



ОКТ изображение губы в дополнительной
поляризации



Двухполяризационное изображение губы

Двухполяризационное изображение зуба

Зеленый цвет обозначает основную, маджента – ортогональную поляризации.

Рисунок 6.6 Примеры ОКТ изображений в прямой и ортогональной поляризациях

6.1.4 Реализация метода КП ОКТ на изотропном волокне

Несмотря на то, что изотропное одномодовое волокно не сохраняет состояние поляризации распространяющегося излучения, возможно реализовать ко- и кросс-поляризационный прием в интерферометре с использованием такого волокна. В данном разделе описаны оригинальные идеи и реализованные на их основе методы, позволившие реализовать КП ОКТ на базе изотропного одномодового волокна.

6.1.5 Обоснование метода

При реализации метода КП ОКТ на изотропном волокне важным физическим моментом является свойство сохранения поляризационной ортогональности волн при условии отсутствия анизотропных потерь, несмотря на изменение состояния поляризации вследствие двулучепреломления. Уместно представить вполне очевидное доказательство. Действительно, согласно теореме эквивалентности [242] в оптике, набор элементов с фазовой анизотропией

можно представить эквивалентным элементом, состоящим из оптического ротатора (вращателя плоскости поляризации) и линейной фазовой пластинки. Таким элементом может быть и отрезок, или набор последовательно соединенных отрезков изотропного одномодового волокна.

Уместно представить очевидное. Матрица Джонса такой оптической системы $\hat{A} = [a_{ik}]$ при отсутствии анизотропных потерь является унитарной, и для нее выполняется условие $\hat{A}^\dagger \hat{A} = \hat{A} \hat{A}^\dagger = \hat{I}$. Здесь $\hat{A}^\dagger \equiv [a_{ki}^*]$ - матрица эрмитово-сопряженная с \hat{A} , а \hat{I} - единичная матрица*. Если на входе волокна, которое описывается матрицей \hat{A} , есть эллиптически

поляризованная волна с произвольно поляризованным электрическим вектором $\vec{E}_u = \begin{bmatrix} m \\ n \end{bmatrix}$ и

ортогональная ей волна $\vec{E}_v = \begin{bmatrix} -n^* \\ m^* \end{bmatrix}$, для которых выполняется условие ортогональности

$(\vec{E}_u, \vec{E}_v) = 0$, то для выходных волн с векторами $\vec{E}_u^{out} = \hat{A} \vec{E}_u$ и $\vec{E}_v^{out} = \hat{A} \vec{E}_v$ также будет выполняться условие ортогональности: $(\vec{E}_u^{out}, \vec{E}_v^{out}) = (\hat{A} \vec{E}_u, \hat{A} \vec{E}_v) \equiv (\vec{E}_u, \hat{A}^\dagger \hat{A} \vec{E}_v) = (\vec{E}_u, \vec{E}_v) = 0$.

Это означает, что при умножении на унитарный оператор сохраняется скалярное произведение двух векторов [243]. Отметим, что в одномодовом волокне условие ортогональности двух волн в общем случае не означает совпадение их с нормальными волнами. Свойство сохранения ортогональности в изотропном одномодовом волокне, разумеется, относится и к волнам в исходной и ортогональной поляризациях, распространяющимся назад после процесса рассеяния.

*Отметим, что при описании распространения света в одномодовом изотропном волокне [122] для сохранения углов между векторами Стокса на сфере Пуанкаре ставится завышенное условие – отсутствие даже изотропных потерь.

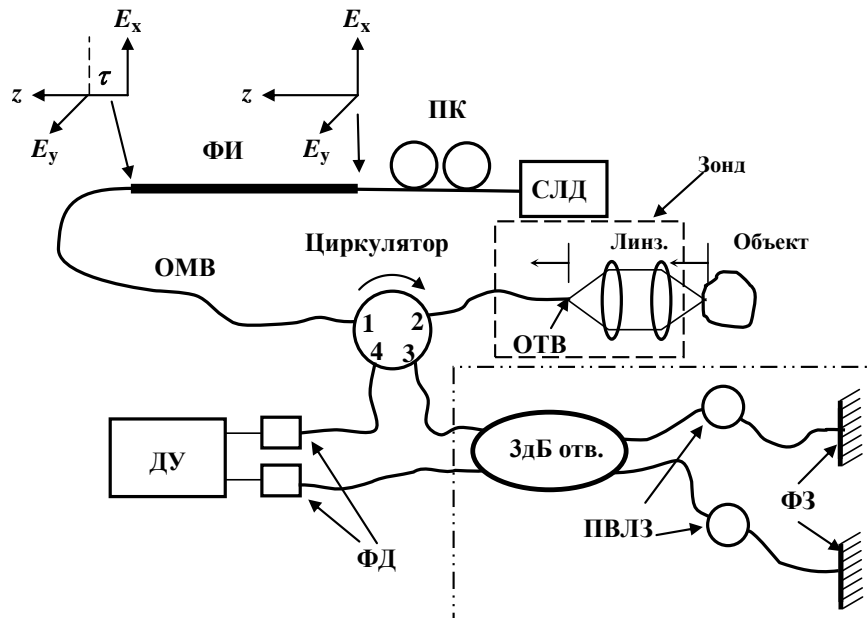
Вторая идея заключается в методе возбуждения при помощи формирователя излучения (ФИ) строго ортогональных мод в изотропном волокне на входе оптической установки для КП ОКТ. Для этого перед оптической схемой достаточно вставить отрезок двулучепреломляющего волокна и возбудить в нем обе линейно поляризованные моды с одинаковой эффективностью. При вводе в одномодовое волокно оптической схемы эти две исходно ортогональные волны линейно поляризованы и обладают взаимной задержкой. При дальнейшем распространении по одномодовому волокну состояние поляризации волн изменяется при сохранении взаимной ортогональности и задержки. Другой вариант создания такой пары волн с такими свойствами заключается в пропускании света через неравноплечный интерферометр Маха-Цандера с

реализацией минимальной проекции электрических векторов обеих волн друг на друга при их сложении [47].

Еще одним ключевым фактором явилось использование тандемной интерферометрической схемы с интерферометром Физо в качестве измерительного и интерферометром Майкельсона, в качестве компенсирующего. Идея заключается в том, что при использовании интерферометра Физо в зонде обе волны можно разделить на опорные и зондирующие волны без изменения состояния поляризации и с сохранением строгой ортогональности, а реализовать прием в ортогональных каналах при одноканальной приемной системе можно используя только различие задержек для ко- и кросс-интерференции. Для дальнейшего изложения приведем описание предлагаемой оптической схемы (рисунок 6.7)

6.1.6 Экспериментальная установка

Функциональная схема установки для КП ОКТ с использованием ортогональных поляризационных мод в изотропном волокне представлена на рисунке 6.7. Предлагаемый метод КП ОКТ реализован на волне 1300 нм с использованием изотропного одномодового волокна SMF-28 в оптической схеме, прототипом которой является “common path” схема, обсуждавшаяся в работах [138, 191].



СЛД - суперлюминесцентный диод; КП – контроллер поляризации; ФИ – формирователь излучения, состоящий из отрезка двулучепреломляющего волокна; ОМВ – одномодовое волокно; Циркулятор – 4х портовый циркулятор; ОТВ – отражающий торец волокна; Объект – объект исследования; ЗдБ отв. – 0,5x0,5 ответвитель; ПВЛЗ – пьезоволоконные линии задержки; ФЗ – Фарадеевские зеркала; ФД – фотодиоды; ДУ – дифференциальный усилитель. Пунктирной рамкой выделен зонд, а штрих-пунктирной – компенсирующий интерферометр Майкельсона, который

также осуществляет продольное сканирование.

Рисунок 6.7 Оптическая схема КП ОКТ на изотропном волокне

Оптическая схема, которая содержит волоконный вариант интерферометра Физо с общей оптической частью для сигнальной и опорной волн [139], а также автокоррелятор, основанный на интерферометре Майкельсона с Фарадеевскими зеркалами [187], которая описана в [138, 191], является оптимальной при использовании изотропного волокна. Интерферометр Физо позволяет в ОКТ осуществить гетеродинный метод приема слабого рассеянного света с максимально возможной и стабильной видностью интерференционной картины, поскольку не вносит поляризационных искажений. При согласованных диаграммах на излучение и прием волна, рассеянная на недеполяризующих структурах, и волна, отраженная от торца волокна, имеют одинаковое состояние поляризации. Дополнительным положительным свойством данной схемы является то, что применение Фарадеевских зеркал в автокорреляторе, основанном на интерферометре Майкельсона, позволяет компенсировать не только анизотропию в его волоконных плечах, но и результат неконтролируемых слабых связей ортогональных мод отдельно, в каждом из плеч. Отметим, что метод компенсации произвольной анизотропии в оптических одномодовых волноводах за счет использования Фарадеевского зеркала, впервые был предложен и продемонстрирован в работах на волоконно оптическом интерферометре Майкельсона с Фарадеевскими зеркалами [188, 241]. Позднее этот метод предлагался и исследовался также в работах [244-246].

Работа схемы происходит следующим образом. Частично поляризованное излучение от суперлюминесцентного источника (СЛД) с центральной длиной волны $\lambda=1300$ нм подается на поляризационный контроллер (ПК). При помощи ПК на входе формирователя излучения ФИ, образованного из отрезка двулучепреломляющего (РМ) волокна, возбуждаются две ортогональные линейно поляризованные собственные нормальные волны E_x , E_y с одинаковой интенсивностью. Ортогональные волны проходят в ФИ оптические пути разной длины, причем быстрая волна E_y обгоняет медленную E_x на фиксированный базовый интервал длины ΔL , слегка превышающий (на 10-20%) глубину А-скана (в нашей установке $\Delta L = 2$ мм). При большом собственном двулучепреломлении этого отрезка РМ-волокна ортогональность выходных волн на выходе ФИ выполняется достаточно строго. Далее обе волны запускаются в одномодовое волокно (ОМВ) и возбуждают в нем две ортогонально поляризованные волны E_x и E_y с той же разностью оптического хода (в остальной оптической схеме используется только одномодовое изотропное волокно (SMF-28)). Взаимная поляризационная ортогональность мод сохраняется, несмотря на возможные произвольные изменения геометрии волоконного пути (разумеется, при отсутствии дополнительных дихроичных элементов, например, наклонных

неизотропных диэлектрических зеркал) по пути волны. В общем случае состояние поляризации каждой из ортогональных волн может быть эллиптическим с произвольным углом наклона большой оси. Однако для простоты изложения принята линейная поляризация всех волн с электрическими векторами, направленными вдоль больших осей эллипсов поляризации, которые в частном случае ориентированы по осям x и y лабораторной системы координат (См. пример в левой части рисунка 6.7 в пунктирной рамке). Условно обозначим состояние этих ортогонально-поляризованных волн как E_x и E_y . Свет далее через порты 1 и 2 циркулятора (ЦИРК) вводится в одномодовое волокно зонда, который отмечен на рисунке 6.7 пунктирной линией. Расположенный в дистальной части зонда интерферометр Физо длиной ΔL_F образован торцом волокна зонда, и частично рассеянием от образца. Торцевое волокно (ОТВ) имеет небольшой наклон для получения определенной порции света, отраженной назад от торца, которая образует две опорные волны rE_x и rE_y с той же разностью оптического хода ΔL , исходно полученной волнами в анизотропном волокне (рисунок 6.8). Величина отражения от торца волокна подбирается для обеспечения снижения избыточного шума [206]. Большая же часть света через линзовую систему фокусируется на образец. В общем случае порция рассеянного назад излучения, содержит четыре волны (рассмотрение проведем в лабораторной системе координат). Так рассеяние назад волны E_x создаст волны в исходную поляризацию – $K_x^{\parallel} E_x$ и в ортогональную – $K_x^{\perp} E_x$, а рассеяние назад волны E_y создаст волну с той же поляризацией – $K_y^{\parallel} E_y$ также и с ортогональной ей поляризацией $K_y^{\perp} E_y$. Коэффициенты рассеяния по полю в исходную и ортогональную поляризацию связаны для хаотической среды соотношениями: $K_x^{\parallel} = K_y^{\parallel}$ и $K_x^{\perp} = K_y^{\perp}$. Обе группы рассеянных волн, которые поступает на вход в волокно, имеют ту же базовую относительную задержку ΔL , что и между опорными волнами. Задержка начала группы опорных волн относительно группы рассеянных волн равна удвоенной длине интерферометра Физо – $2\Delta L_F$. Обе порции излучения, пройдя порты 2 и 3 циркулятора, поступают на интерферометр Майкельсона, образованный 3 дБ ответвителем и плечами на одномодовом волокне с Фарадеевскими зеркалами на концах. На рисунке 6.8 представлена схема относительных задержек для опорных и рассеянных образцом волн, на обратном пути перед вводом в интерферометр Майкельсона.

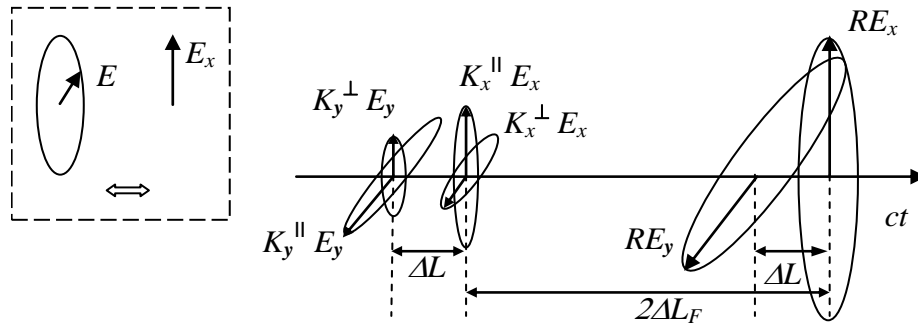


Рисунок 6.8 Схема задержек для опорных и рассеянных волн.

Интерферометр Майкельсона настроен с соответствующей начальной разностью оптических путей в плечах ($2\Delta L_F - \Delta L$) для компенсации исходной задержки. При дальнейшем изменении разности плеч интерферометра Майкельсона с постоянной скоростью последовательно восстанавливается взаимная когерентность волн с соответствующим доплеровским сдвигом их оптических спектров. Модуляция разности хода плеч интерферометра Майкельсона осуществляется при помощи – пьезоволоконных линий задержки (ПВЛЗ). Суммарные волны из одного выхода интерферометра подается на первый фотодиод, а со второго через порты 3 и 4 циркулятора подаются на второй фотодиод. Сигналы на частоте доплеровского сдвига суммируются далее на дифференциальном усилителе, что, как известно, приводит к суммированию противофазных сигналов интерференции и вычитанию синфазных компонент помех и шумов.

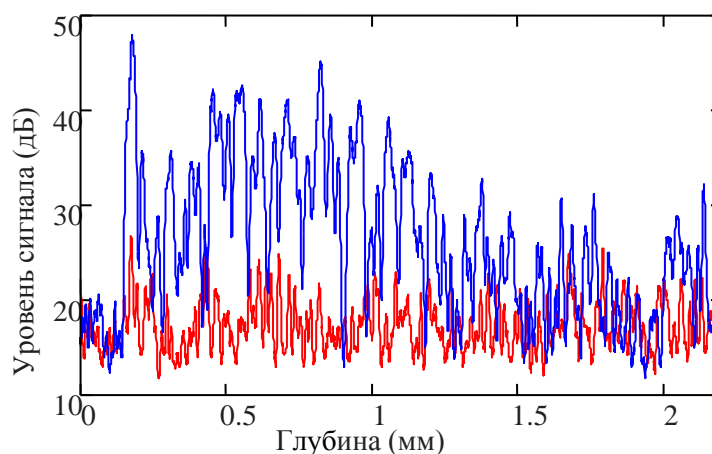
Рассмотрим механизм образования сигналов в ортогональных поляризациях при последовательном получении А- сканов в глубину объекта при помощи интерферометра Майкельсона. Фактически это способ выделения каналов приема света, рассеянного в волну с исходной и ортогональной поляризацией. Как показано выше, две группы опорных и рассеянных волн со взаимным пространственным сдвигом $2\Delta L_F$, распространяясь по одномодовому волокну, приходят к интерферометру Майкельсона с сохранением состояния когерентности и ортогональности, но с произвольным состоянием поляризации. Благодаря зеркалам Фарадея, волны при двойном проходе интерферометра Майкельсона сохраняют состояние взаимной ортогональности.

При помощи управления разностью плеч интерферометра Майкельсона можно выбирать разные задержки для компенсации разности хода между когерентными компонентами в исходной и ортогональной поляризациях. Как очевидно следует из рисунка 6.8, при задержке $2\Delta L_F - \Delta L$ будут интерферировать опорная волна в исходной поляризации: rE_x с рассеянной в ортогональный канал волной $K_x^\perp E_x$. При задержке $2\Delta L_F$ будут интерферировать опорные и рассеянные волны попарно в исходных поляризациях, соответственно: rE_x и $K_x^\parallel E_x$, а также rE_y и

$K_y^{\parallel} E_y$. Интерференция между опорной волной rE_x и рассеянной волной $K_y^{\perp} E_y$ будет наблюдаться при задержке $(2\Delta L_F + \Delta L)$. Очевидно, что при оценке коэффициентов рассеяния необходимо учесть, что при задержке $2\Delta L_F$ интерферируют две пары волн, а при задержках $(2\Delta L_F - \Delta L)$ и $(2\Delta L_F + \Delta L)$ лишь по одной паре. Очевидно, что если глубина продольного сканирования перекроет не только одну, но две, или три задержки, то, соответственно при одном А-скане будут последовательно отображаться две, или три интерференционные картины.

Описанный метод получения информации в ортогональных поляризациях обладает еще одним достоинством. Эта схема позволяет осуществлять параллельный прием информации в ортогональных каналах при применении лазера со сканирующей частотой. При этом благодаря различным задержкам между когерентными компонентами сигналов: $\tau_1 = (2\Delta L_F - \Delta L) / c$, $\tau_2 = \Delta L_F / c$, $\tau_3 = (2\Delta L_F + \Delta L) / c$, сигналы будут иметь сдвинутые средние частоты на величину $\frac{dv}{dt} \tau_i$. Это позволяет осуществлять разделение картин рассеяния в исходных и ортогональных поляризациях при помощи частотной селекции в радиоканале.

На рисунке 6.9 представлены изображения недеполяризующей модельной среды (вакуумной смазки) в основном и ортогональном каналах (синий и красный соответственно). Как видно, имеет место хорошее разделение поляризационных каналов, соответствующее ~ 25 дБ, что по оценке определяется остаточным уровнем шумов дифференциальной приемной системы. Столь высокая степень разделения каналов определяется в первую очередь практически полным отсутствием связи поляризационных мод в РМ волокне.

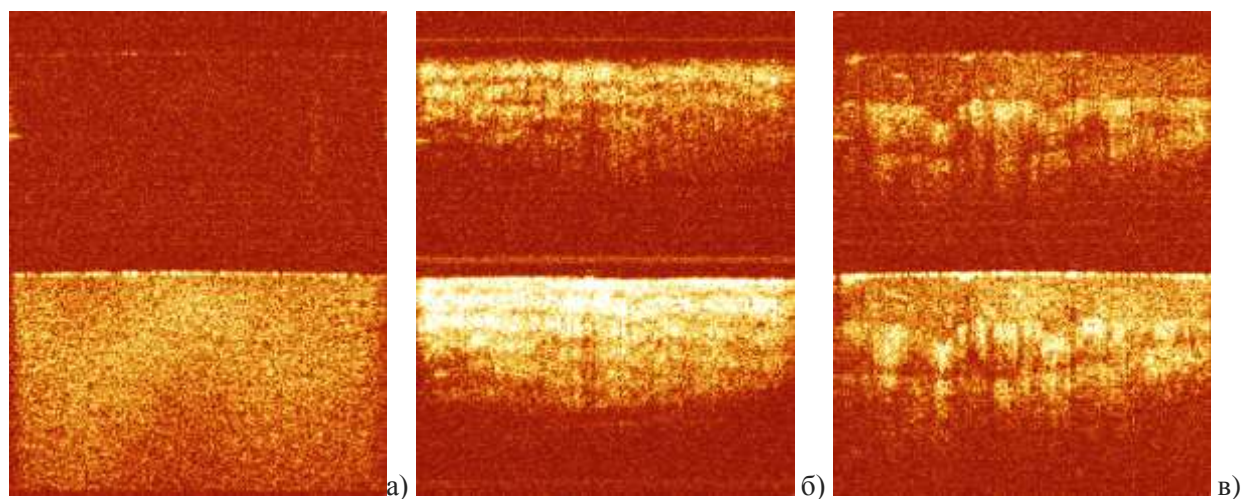


Синий – зависимость сигнала рассеяния в ко- канале, красный – в кросс-канале.

Рисунок 6.9 Пример разделения ко- и кросс- каналов в схеме КП ОКТ на изотропном волокне

На рисунке 4.9 представлены сравнительные изображения рассеяния в основную и ортогональную поляризации, полученные описанным в данной работе методом. Верхние изображения представляют сигнал в кросс-канале, нижние – в ко-канале. На примере

изображения вакуумной смазки (рисунок 4.9 а)) хорошо видно отсутствие сигнала в кросс-канале, что подтверждает хорошее разделение каналов. На примере изображения сухожилия цыпленка (рисунок 4.9 б)) по полосам меняющейся яркости можно наблюдать регулярное двулучепреломление в биологической среде. Полосы расположены в противофазе, что соответствует периодической смене состояния поляризации. Рисунок 4.9 в) показывает наличие свойств деполяризации у тканей разной структуры.



а) – вакуумная смазка, б) – сухожилие ноги цыпленка, в) – кожа пальца. Верхняя часть изображений соответствует кросс-каналу, нижняя – ко- каналу.

Рисунок 6.10 Примеры КП ОКТ изображений

Следует отметить, что данная реализация метода КП ОКТ использует две некогерентные ортогональные поляризации для ко-канала. При этом полностью устраняется зависимость сигнала в ко-канале.

Описанный выше метод реализован при использовании последовательного сканирования в компактном устройстве с оптической схемой на широкодоступном одномодовом волокне SMF-28. Изображения получены с помощью разработанного гибкого микроскопа на волокне SMF-28 аналогичного по конструкции описанному в [34] и модифицированного в соответствии с требованиями метода. Эксперименты показали высокую надежность метода, высокое качество изображений в обеих поляризациях и отсутствие каких-либо артефактов.

Таким образом, основанный на одномодовом изотропном волокне высокоэффективный метод кросс-поляризационной оптической когерентной томографии реализующий прием рассеянного биологической средой излучения со строго ортогональными поляризациями. Метод позволяет получать высококачественные изображения параллельно и одновременно в обеих поляризациях с динамическим диапазоном, ограниченным только остаточным уровнем шума. Метод позволяет использовать гибкие волоконные трассы на изотропном волокне в оптической схеме, что существенно упрощает производство, как самого оптического

когерентного томографа, так и сменных зондов. Метод позволяет осуществлять как последовательный метод съема информации, так и скоростной, параллельный с применением перестраиваемых лазеров. На основе метода разработан портативный КП ОКТ прибор на изотропном волокне для клинических применений позволяющий проводить исследования деполяризующих свойств тканей биологических образцов, а также параметры двулучепреломления.

Результаты данного раздела опубликованы в работе [10], система «common path» запатентована в [74, 75]

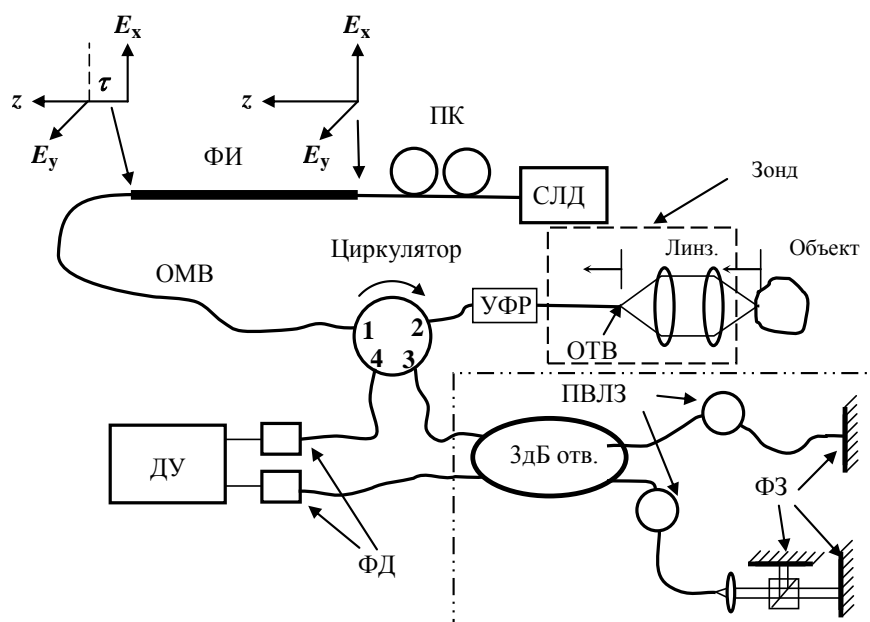
6.1.7 Визуализация ориентации слоев в КП ОКТ

Появление сигнала в кросс-канале КП ОКТ может варьироваться в зависимости с ориентацией поляризации пробной волны относительно выделенного направления слоев ткани. При изменении ориентации сигнал может становиться больше или меньше. Таким образом, величина сигнала косвенно содержит информацию об ориентации. Такая информация остается неочевидной при однократном сканировании, так как изменение яркости из-за взаимной ориентации поляризации излучения и структуры ткани невозможно отличить от изменения величины рассеяния. Повторные сканы одного и того же места с различной ориентацией зондирующей поляризации позволяют визуализировать взаимное направление внутренних структур, например при кодировке направления цветом.

Оптическая схема реализации метода КП ОКТ с возможностью поворота поляризации зондирующей волны, которая приведена на рисунке 6.11, отличается от прототипа (рисунок 6.7) добавлением Управляемого Фарадеевского вращателя (УФВ) в зонде, сразу после циркулятора. УФВ позволяет управлять поворотом осей поляризации двух взаимно ортогональных линейно поляризованных волн одновременно на угол θ . В данной схеме изменен также компенсирующий интерферометр Майкельсона за счет дополнительного разделения одного из плеч на два с различными задержками, каждая из которых определена для одной из ортогональных волн. Прием в ко- и кросс-каналах организован при одно детекторной балансной схеме. Прием в ко-канале осуществляется одновременно для обеих ортогональных волн. Прием кросс рассеянного света в кросс-канале осуществляется последовательно (возможно и одновременно) для каждой из взаимно ортогональных пробных волн, если задержка совпадает с соответствующей задержкой опорных волн с ортогональной поляризацией. В кросс-канале принимается свет с поляризациями, ортогональными линейно поляризованным зондирующим волнам, который обусловлен как влиянием двулучепреломления среды, так и кросс-рассеянием - процессом локального рассеяния в

ортогональную поляризацию. Благодаря когерентности ортогональных зондирующих волн, сигнал U_{CO} на частоте доплеровского сдвига Ω в ко-канале при регулярном двулучепреломлении в среде имеет вид: $U_{CO} \sim A_{CO} \cos(\phi) \cos(\Omega t)$. Однако сигнал в кросс-канале U_{CROSS} , обусловленный регулярным двулучепреломлением среды зависит не только от регулярного сдвига фазы ϕ , но также и от ориентации оптических осей среды относительно осей эллипса зондирующих волн (от угла θ): $U_{CROSS} \sim A_{CROSS} \sin(\phi) \sin(2\theta) \sin(\Omega t)$.

Здесь коэффициент $A_{КО,КРОСС}$ характеризует амплитудный коэффициент рассеяния по глубине в ко- и кросс-каналах.



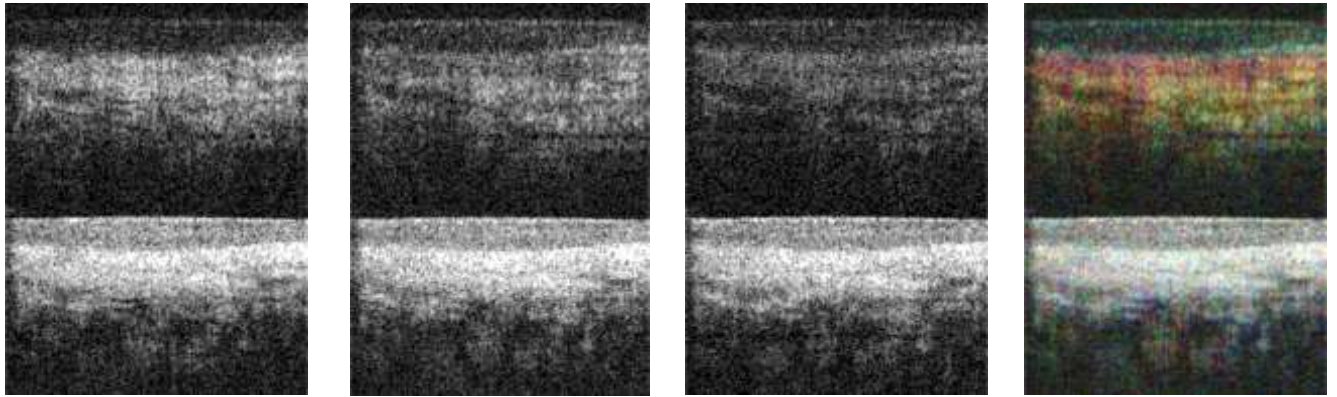
СЛД – суперлюминесцентный диод; ПК – контроллер поляризации; ФИ – формирователь излучения, состоящий из отрезка двулучепреломляющего волокна; ОМВ – одномодовое волокно; Циркулятор. – 4х портовый циркулятор; ОТВ – отражающий торец волокна; Объект – объект исследования; 3дБ отв. – 0,5x0,5 ответвитель; ПВЛЗ – пьезоволоконные линии задержки; ФЗ – Фарадеевские зеркала; ФД – фотодиоды; ДУ – дифференциальный усилитель. Пунктирной рамкой выделен зонд, а штрих-пунктирной – компенсирующий интерферометр Майкельсона, который также осуществляет продольное сканирование; УФР – управляемый Фарадеевский ротатор.

Рисунок 6.11 Оптическая схема КП ОКТ с функцией поворота поляризации зондирующего излучения

Сигналы кросс- и ко-каналов считываются последовательно в процессе каждого А-скана. Очевидно, что при слабом двулучепреломлении ОКТ-изображения в кросс-канале имеют меньшую яркость, чем в ко-канале, могут быть дифференцированы по направлениям осей упорядоченных структур биоткани. Для этого достаточно сложить изображения, полученные при $\theta = 0^\circ$, 15° и 30° с R-G-B-окраской.

Очевидно, что цвет изображения в кросс-канале будет отображать направления однонаправленных участков биоткани с регулярными структурами, в то время как в ко-канале изображение всегда будет близко к оттенкам серого.

На рисунке 6.12 представлены ко- и кросс-ОКТ изображения слабо двулучепреломляющей биоткани.

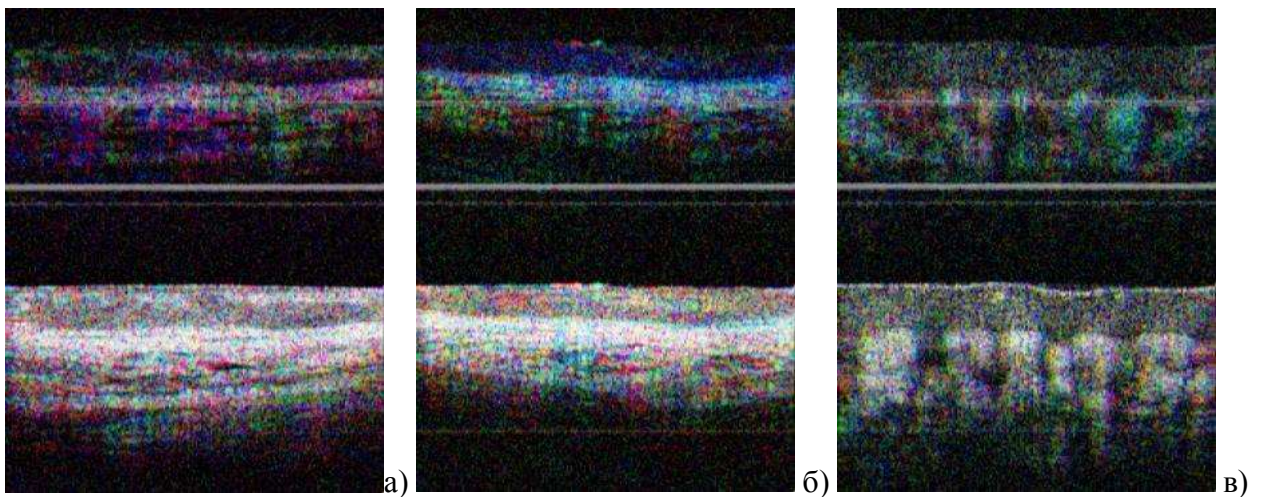


а) ОКТ изображения, полученные при ориентации зондирующей поляризации $\theta = 0, 15^\circ, 30^\circ$ – соответственно а), б), в) и их сумма – г) каждой ориентации соответствует своя цветовая компонента.

Верхняя часть соответствует кросс-рассеянию, нижняя – ко-рассеянию.

Рисунок 6.12 КП ОКТ сакны с различной ориентацией зондирующей поляризации

На рисунке 6.12 г) композитное изображение в ко-канале (нижняя часть) по цветовому тону близка к нейтральному (серому). Это подтверждает независимость сигнала в ко-канале от ориентации при зондировании одновременно двумя некогерентными ортогональными поляризациями.



ОКТ изображения, слизистой полости рта – а) и б), изображение кожи пальца – в). Верхняя часть соответствует кросс-рассеянию, нижняя – ко-рассеянию.

Рисунок 6.13 Цветное представление КП ОКТ сакнов с различной ориентацией зондирующей

поляризации (аналогично с рисунком 6.12 г)

6.2 Метод активного управления состоянием поляризации

Как известно, при подаче линейно поляризованного света на вход четвертьволновой пластинки с 45° ориентацией к ее осям, состояние поляризации на ее выходе круговое. После обратного прохождения пластинки свет имеет линейную поляризацию, ортогональную входной [121, 247]. На этом основывается метод удаленного контроля поляризации [206]. В нашем случае часть оптического тракта системы управления состоянием поляризации, включающего поляризационный модулятор, совместно с зондом с оптической точки зрения должны представлять собой четвертьволновую пластинку. Рассмотрим условия, необходимые для реализации и активного поддержания такой эффективной четвертьволновой пластинки, а также варианты поляризационного модулятора.

Метод достижения и поддержания требуемых поляризационных свойств волоконного тракта зависит от выбранного механизма управления фазовой задержкой. В волоконной оптике существует ряд способов создания электрически управляемых аналогов ФП за счет распределенного воздействия на волокно в пределах оптического пути, многократно превышающего длину волны [248]. Для этого использовалось, например, радиальное сжатие волокна при помощи электромагнитов [249]. С использованием трех электрически управляемых преобразователей поляризации, расположенных под углом 45° друг к другу, достигалось любое состояние поляризации при произвольном исходном [249]. Однако, схема управления в волоконном исполнении довольно сложна, поскольку требуется формировать и взаимно настраивать три управляющих элемента. Известны двухэлементные фазовые оптические элементы с управлением за счет изменения угла между осями анизотропии фазовых пластинок [250], а также за счет управления двулучепреломлением при их 45° взаимной ориентации [251]. Каждая из таких систем имеет известные ограничения. В настоящей работе рассматривается волоконно-оптический аналог системы [251], который состоит также из двух последовательных электрически управляемых ФП, оптические оси которых ориентированы относительно друг друга под углом 45° . Данный вариант представляется наиболее привлекательным для использования в ОКТ приборах, и был выбран для реализации КП ОКТ. Можно показать, что на выходе такого двух элементного контроллера может быть получено произвольное состояние поляризации при условии поддержания на входе контроллера линейно поляризованной волны с наклоном 45° относительно осей первой фазовой пластинки. Тем самым, можно создать необходимые предискажения состояния поляризации на входе волоконного зонда, для формирования на его выходе кругового состояния поляризации при любых возмущениях.

Поляризация света в волоконной оптической системе хорошо описывается аппаратом векторов и матриц Джонса. Волоконно-оптический тракт зонда, выполненный на основе одномодового волокна, с оптической точки зрения представляет собой набор случайно ориентированных произвольных фазовых пластинок (ФП), действие которого, согласно [84], эквивалентно действию эквивалентной ФП с матрицей Джонса $\mathbf{J}(\phi)$, развернутой на угол ϑ , и ротатора $\mathbf{R}(\gamma)$ и описывается матрицей \mathbf{W} [252]:

$$\mathbf{W} = \mathbf{R}(\gamma)\mathbf{R}(\vartheta)\mathbf{J}(\phi)\mathbf{R}(-\vartheta). \quad (6.2)$$

$$\text{Здесь } \mathbf{J}(\phi) = \exp(i\phi/2) \begin{bmatrix} \exp(i\phi/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\phi/2) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{R}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix},$$

$\phi = (2\pi/\lambda)(n_{sl} - n_f)L$, $n_{sl} - n_f$ - разность показателей преломления в медленной и в быстрой оси ФП, L - толщина ФП, λ - длина волны.

Векторы Джонса поля на выходе системы \mathbf{E}_{out} и на ее входе \mathbf{E}_{in} связаны соотношением:

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{W}\mathbf{E}_{in}. \quad (6.3)$$

Состояние поляризации эллиптически поляризованной квазимонохроматической волны описывается с помощью вектора Джонса [253]:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} e^{i\omega t} = \mathbf{E}_0 \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \varepsilon - i \sin \theta \sin \varepsilon \\ \sin \theta \cos \varepsilon + i \cos \theta \sin \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (6.4)$$

где E_x и E_y комплексные компоненты поперечного вектора электрического поля оптической волны. Угол ε - эллиптичность, а θ - азимут большой оси эллипса поляризации, отсчитываемый, как и углы ϑ и γ от оси X.

Состояние поляризации, согласно [253], полностью описывается также комплексным числом $\chi = E_y/E_x$. Как и в работе [250], можно упростить уравнение (6.2). В исходном представлении (6.2) можно опустить общий фазовый множитель, не влияющий на состояние поляризации. Кроме того, при конечном круговом состоянии поляризации можно опустить в (6.2) и матрицу поворота $\mathbf{R}(\gamma)$, поскольку эта матрица не изменит число $\chi_{out} = i$, которое преобразуется по закону [253]:

$$\chi_{out} = \frac{w_{22}\chi_{in} + w_{21}}{w_{12}\chi_{in} + w_{11}}, \quad (6.5)$$

где $w_{i,j}$ элементы матрицы \mathbf{W} , описывающей действие среды.

В результате эволюцию состояния поляризации в волокне зонда в данной задаче можно описывать уравнением:

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{R}(\vartheta)\mathbf{J}(\phi)\mathbf{R}(-\vartheta)\mathbf{E}_{in}. \quad (6.6)$$

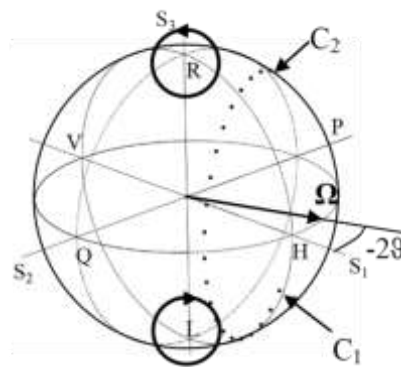
Представим преобразование 6.6 для иллюстрации на сфере Пуанкаре для произвольно поляризованной волны, используя его представление в декартовых координатах $S_1S_2S_3$ [253]:

$$S_1 = 1/2 \cdot \cos(2\varepsilon)\cos(2\theta), \quad S_2 = 1/2 \cdot \cos(2\varepsilon)\sin(2\theta), \quad S_3 = 1/2 \sin(2\varepsilon). \quad (6.7)$$

Параметры θ и ε , определяющие текущее состояние поляризации волны, находятся по известным соотношениям [253]:

$$\operatorname{tg}(2\theta) = \frac{2\operatorname{Re}(\chi)}{1-|\chi|^2}, \quad \sin(2\varepsilon) = \frac{2\operatorname{Im}(\chi)}{1+|\chi|^2}. \quad (6.8)$$

На рисунке 6.14 на сфере Пуанкаре в модельной задаче точкой $C_1 = C_1(\theta, \varepsilon)$ отмечено исходное произвольно выбранное состояние поляризации, которое после прохождения оптического волокна переходит в состояние C_2 , совершая вращательное движение на сфере Пуанкаре относительно углового вектора $\mathbf{\Omega}$, который ориентирован в экваториальной плоскости под углом -2α к оси VH . Преобразование отмечено точками при пошаговом изменении угла φ .



Траектория указана точками по пути C_1, C_2, C_3

Рисунок 6.14. Эволюция состояния поляризации в волокне зонда в модельной задаче

Очевидно, что достигнуть полюса сферы в точке R при помощи преобразования (6.6) можно только при «стартовом» состоянии поляризации, находящимся на меридиане в плоскости, в которой лежит ось RL и которая перпендикулярна угловому вектору $\mathbf{\Omega}$. Положение исходной стартовой точки на меридиане должно отстоять от полюса R на угол φ

при вращении относительно вектора Ω . Таким образом, активный модулятор фазовой анизотропии должен создавать такое «стартовое» состояние поляризации перед волокном зонда для достижения круговой поляризации на выходе зонда.

Рассмотрим условия преобразования поляризации волны из линейного состояния в эллиптическое с произвольными значениями θ и ε при помощи двух взаимно развернутых на угол 45° активных ФП с фазовыми сдвигами α и β , действие которых описывается матрицей \mathbf{V} :

$$\mathbf{V}(\alpha, \beta) = \mathbf{R}(\pi/4)\mathbf{J}(\beta)\mathbf{R}(-\pi/4)\mathbf{J}(\alpha), \quad (6.9)$$

где
$$\mathbf{R}(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & \sin(\varphi) \\ -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{pmatrix} \text{ и } \mathbf{J}(\beta) = \begin{pmatrix} \exp(i\beta/2) & 0 \\ 0 & -\exp(i\beta/2) \end{pmatrix}.$$

Это преобразование с использованием двух активных ФП, обратное исследованному в работе [251] преобразованию, описывается уравнением:

$$\exp(i\mu) \begin{bmatrix} \cos(\theta)\cos(\varepsilon) - i\sin(\theta)\sin(\varepsilon) \\ \sin(\theta)\cos(\varepsilon) + i\cos(\theta)\sin(\varepsilon) \end{bmatrix} = \mathbf{V}(\alpha, \beta) \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (6.10)$$

при исходном линейном состоянии поляризации, с ориентацией вектора электрического поля

под углом 45° к осям первого управителя:
$$\mathbf{E}_{in} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Для нахождения из (6.10) искомым фазовых сдвигов α и β , как функций по θ и ε , удобно преобразовать левую и правую часть уравнения при помощи матрицы:

$$\mathbf{V}^{-1}(\alpha, \beta) = \begin{pmatrix} \cos(\beta/2)\exp(-i\alpha/2) & i\sin(\beta/2)\exp(-i\alpha/2) \\ i\sin(\beta/2)\exp(i\alpha/2) & \cos(\beta/2)\exp(i\alpha/2) \end{pmatrix}, \quad (6.11)$$

которая является обратной по отношению к матрице $\mathbf{V}(\alpha, \beta)$. В результате получим уравнение:

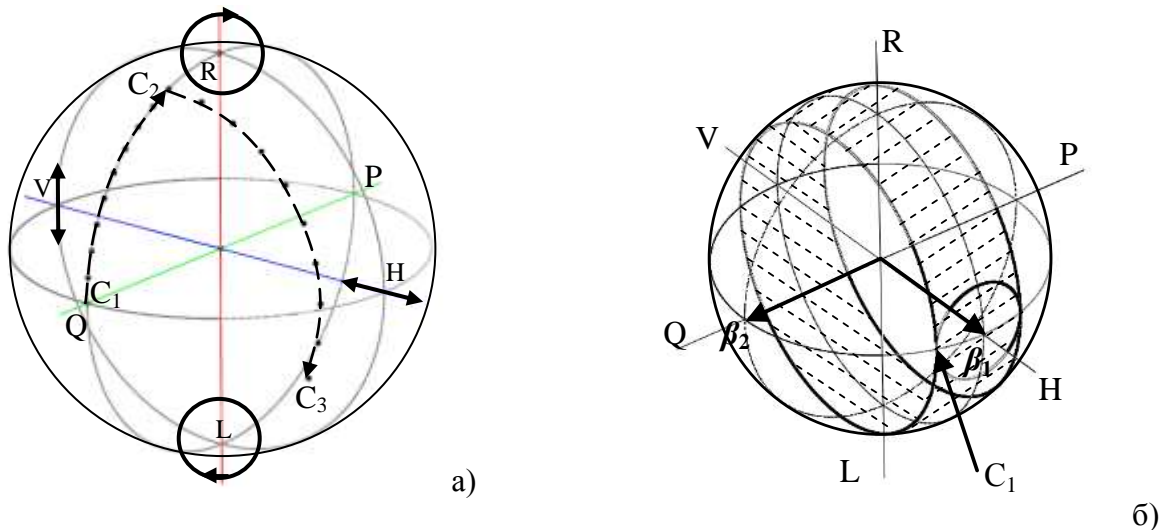
$$\mathbf{V}^{-1}(\alpha, \beta) \begin{bmatrix} \cos(\theta)\cos(\varepsilon) - i\sin(\theta)\sin(\varepsilon) \\ \sin(\theta)\cos(\varepsilon) + i\cos(\theta)\sin(\varepsilon) \end{bmatrix} = \exp(i\mu) \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (6.12)$$

На основе (6.12) для комплексного числа χ можно составить уравнения $|\chi_{out}| = 1$ и $\arg(\chi_{out}) = 0$, из которых искомые фазовые сдвиги α_0 и β_0 находятся в виде:

$$\beta_0 = \operatorname{arctg} \left[\frac{\cos(2\theta)}{\operatorname{tg}(2\varepsilon)} \right], \quad (6.13)$$

$$\alpha_0 = -\operatorname{arctg} \left[\frac{\cos(\beta_0)\operatorname{tg}(2\varepsilon) + \sin(\beta_0)\cos 2\theta}{\sin(2\theta)} \right]. \quad (6.14)$$

Очевидно, что решение (6.13), (6.14) для α_0 и β_0 , следующее из уравнения (6.12), имеет место при любых θ и ε в диапазоне $-\pi/4 \leq \varepsilon \leq \pi/4$, т.е. доступными являются любые состояния поляризации, описываемые сферой Пуанкаре. При отрицательных θ значения фазовых сдвигов α_0 и β_0 , полученные по формулам (6.13) и (6.14), соответствуют преобразованию поляризации в состояние, ортогональное состоянию (6.4).



а) – при 45° наклоне электрического вектора исходной волны к осям первого элемента фазового модулятора; б) – отображения заштрихованной областью на сфере Пуанкаре для всех доступных конечных состояний поляризации при исходном состоянии C_1 с наклоном электрического вектора, не равным 45° .

Рисунок 6.15 Отображение на сфере Пуанкаре преобразования состояния поляризации из линейного в произвольное

На рисунке 6.15 а для примера показано, что под воздействием первой и второй ФП состояние поляризации преобразуется из начального линейного состояния C_1 (развернутого под углом 45° к осям первого модулятора) в эллиптическое состояние C_2 с 45° ориентацией осей эллипса, а затем в заданное эллиптическое состояние C_3 .

Отметим необходимость исходной 45° ориентации линейно поляризованной волны относительно осей первого элемента фазового модулятора. При иной ориентации исходной линейной поляризации на входе фазового модулятора (такое произвольное состояние отмечено точкой C_1 на рисунке 6.15 б), при управлении двухступенчатым фазовым модулятором

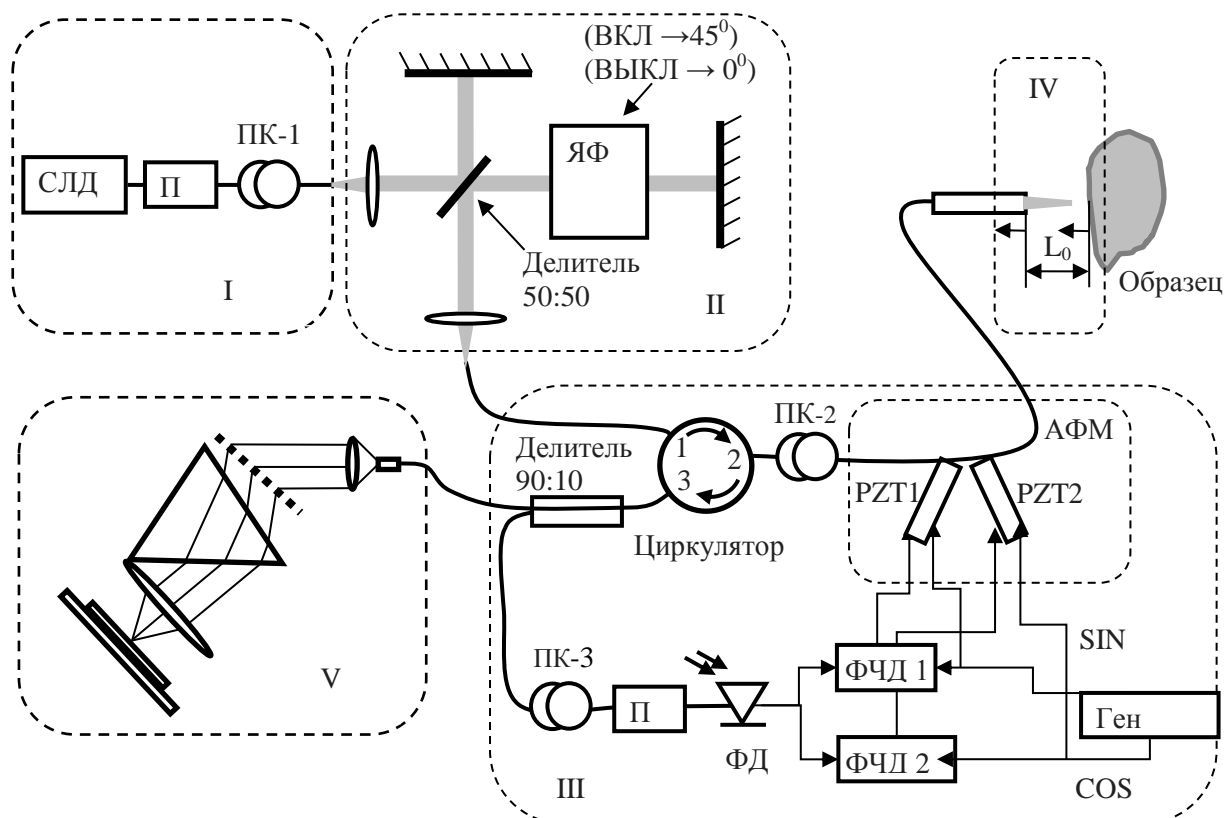
доступны состояния только в заштрихованной области сферы Пуанкаре. В этом случае, достижение всех недоступных областей на сфере Пуанкаре возможно только при введении третьей активной ФП, также развернутой под углом 45° ко второй [249], что существенно усложняет конструкцию.

Конкретная реализация волоконно-оптического варианта активного фазового модулятора была выполнена на основе механического сжатия оптического волокна при помощи плоских пьезопластинок. Две пары пластинок, развернутых относительно друг друга на угол 45° , воздействовали на изотропное волокно SMF-28, реализуя два управляемых фазовых сдвига за счет сжатия по радиусу световедущей сердцевины. Как и в [251], использовались только два модулятора поляризации, с такой же взаимной ориентацией. Эффективность системы автоматического контроля поляризации в описанной выше «common path» схеме практически не уступает эффективности системы контроля поляризации, разработанной в работе [251] для отдельного волокна.

6.2.1 Реализация метода КП ОКТ при спектральном способе приема

Оптическая схема описываемой кросс-поляризационной системы ОКТ, которая представлена на рисунке 6.16, состоит из пяти составных частей. Источник линейно поляризованного широкополосного излучения I, который состоит из суперлюминесцентного диода (SUPERLUM LTD), волоконного поляризатора - П с экстинкцией ~ 30 дБ [68, 85], поляризационного управителя Лефевра - ПК-1, подает на вход следующей части схемы - интерферометра Майкельсона (обозначение II на рисунке 6.16) линейно поляризованную волну. В коротком плече интерферометра Майкельсона формируется зондирующая волна, а в длинном плече – предварительно задержанная опорная волна для последующей интерференции в интерферометре Физо. В длинном плече располагается управляемая 45° ячейка Фарадея, при включении которой на время четных В-сканов производится переключение режима с ко-приема на кросс-прием за счет переключения линейного состояния поляризации опорной волны на ортогональное состояние. Третьей составной частью является система поддержания кругового состояния поляризации зондирующей волны III, работа которой будет описана ниже. Четвертой частью оптической схемы (IV) является зонд с расположенным на его выходе измерительным интерферометром Физо, в котором интерферирует опорная волна, отраженная от торца волокна зонда, с отраженной от объекта частью зондирующей волны. Поперечное сканирование зондирующим лучом относительно объекта осуществляется за счет поперечного лучу перемещения торца волокна (первого отражателя интерферометра Физо), к которому прикреплена фокусирующая линза. Пятой

составной частью (V) является линейризованный по волновому числу спектрометр, который регистрирует спектр интерференции опорной и сигнальной волн [29].



Здесь I - источник линейно поляризованного широкополосного излучения; II – компенсирующий интерферометр Майкельсона с управлением поляризации опорной волны на основе ЯФ – ячейки Фарадея (ячейка во включенном состоянии обеспечивает вращение состояния поляризации волны на 45° при одном прохождении); III - система удаленного контроля кругового состояния поляризации, которая основана на работе АФМ - двух активных фазовых модуляторов поляризации - фазовых пластинок (ФП), создаваемых сжатием волокна в поперечном направлении при помощи электрически управляемых пьезопластин PZT1, PZT2; IV – зонд с интерферометром Физо; V – спектрометр. СЛД – суперлюминесцентный диод. ПК-1, ПК-2, ПК-3 – волоконные поляризационные контроллеры. BS: 50-50 волоконный ответвитель. ОС – оптический циркулятор. П – волоконные поляризаторы [254]. ФД – фотодиод. Ген – генератор. ФЧД 1, ФЧД 2- фазово-чувствительные детекторы.

Рисунок 6.16 Оптическая схема описываемой кросс-поляризационной системы ОКТ, основанная на использовании принципа общего пути для сигнальной и опорной волн («common path» система), с системой автоматического контроля круговой поляризации зондирующей волны.

Оптическая система работает следующим образом. Линейно поляризованное излучение с длиной волны 1320 нм и шириной спектра 100 нм с выхода СЛД, вводится через изотропный светоделитель (50:50) в оба плеча интерферометра Майкельсона для формирования компенсирующей задержки L_0 между опорной и зондирующей волнами, равной задержке между обратно рассеянной и опорной волнами в интерферометре Физо. При нечетных В-

сканах, при которых производится запись ко-поляризованных изображений, два линейно коллинеарно поляризованных излучения с выхода интерферометра Майкельсона вводятся в волоконную часть схемы, выполненную из волокна SMF-28. Далее оба излучения через трехпортовый циркулятор и поляризационный управитель ПК-2, а также через систему поддержания круговой поляризации зондирующей волны вводятся в волоконный зонд. Оптический путь от выхода интерферометра Майкельсона до торца волокна зонда и в обратном направлении до спектрометра является общим для сигнальной и опорной волн, в соответствии с принципом «common path» систем [138, 191]. Поляризационный контроллер ПК-2 используется для восстановления на выходе волокна линейного состояния поляризации с поворотом электрического вектора на угол 45° к осям первого элемента модулятора поляризации АФМ. Часть света отраженного назад от торца волокна в зонде ответвляется через изотропный светоделитель 90:10 и подается через поляризатор на фотодиод системы контроля поляризации. Остальная, большая часть света подается на спектрометр. Система контроля состояния поляризации зондирующей волны настраивается предварительно при помощи ПК-3 по минимуму прохождения света через поляризатор П при поддержании состояния круговой поляризации на выходе зонда при ручном управлении. При этом участок схемы между выходом из интерферометра Майкельсона и входом в поляризационный модулятор с точки зрения фазовой анизотропии становится эквивалентным участку от выхода поляризационного модулятора до поляризатора. Как будет показано ниже, часть оптической системы, которая последовательно включает пути от выхода интерферометра Майкельсона, участок 1-2 циркулятора, ПК-2, модулятор поляризации, отражающий торец волокна зонда (первый отражатель интерферометра Физо) и обратный путь до поляризатора через выходы 2-3 циркулятора, эквивалентна в рабочем состоянии четверть волновой пластинке. В системе автоматического контроля поляризации переменное напряжение подается с единого генератора на активные элементы 1 и 2 модулятора поляризации с квадратурным сдвигом так, как это описано в работе [248]. Сигналы ошибки в обоих квадратурных каналах формируются по величине первой гармоники на выходе единого фотодиода, детектирующего свет, прошедший поляризатор.

Конкретная реализация волоконно-оптического варианта активного фазового модулятора была выполнена на основе механического сжатия оптического волокна при помощи плоских пьезопластинок. Две пары пластинок, развернутых относительно друг друга на угол 45° , воздействовали на изотропное волокно SMF-28, реализуя два управляемых фазовых сдвига за счет сжатия по радиусу световедущей сердцевины. Как и в [255], использовались только два модулятора поляризации, с такой же взаимной ориентацией. Эффективность системы

автоматического контроля поляризации в описанной выше «common path» схеме практически не уступает эффективности системы контроля поляризации, разработанной в работе [255] для отдельного волокна.

6.2.2 Работа системы автоматического контроля кругового состояния поляризации зондирующей волны в полной «common path» оптической схеме.

Общий оптический тракт, системы автоматического контроля кругового состояния поляризации зондирующей волны в «common path» оптической схеме состоит из описанного выше двухэлементного фазового модулятора и последовательно соединенного волокна гибкой части зонда. Этот оптический тракт представляет некую фазовую пластинку, которая в активном состоянии системы переходит в пластинку $\lambda/4$. Согласно принципам удаленного контроля [256], поляризация возвращенной волны при этом должна быть линейной и ортогональной поляризации входной волны на входе тракта. Следует также отметить, что влияние на систему контроля обратно рассеянных в объекте волн, ничтожно мало, поскольку их интенсивность существенно меньше интенсивности суммы опорной и зондирующей волн.

Преобразование поляризации при прохождении оптического тракта в прямом направлении, при условии, что поляризация входной волны линейная и ориентирована под углом 45° к осям первой пластинки управляемого двухэлементного фазового модулятора, описывается уравнением:

$$\exp(i\mu) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} = \mathbf{W} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (6.15)$$

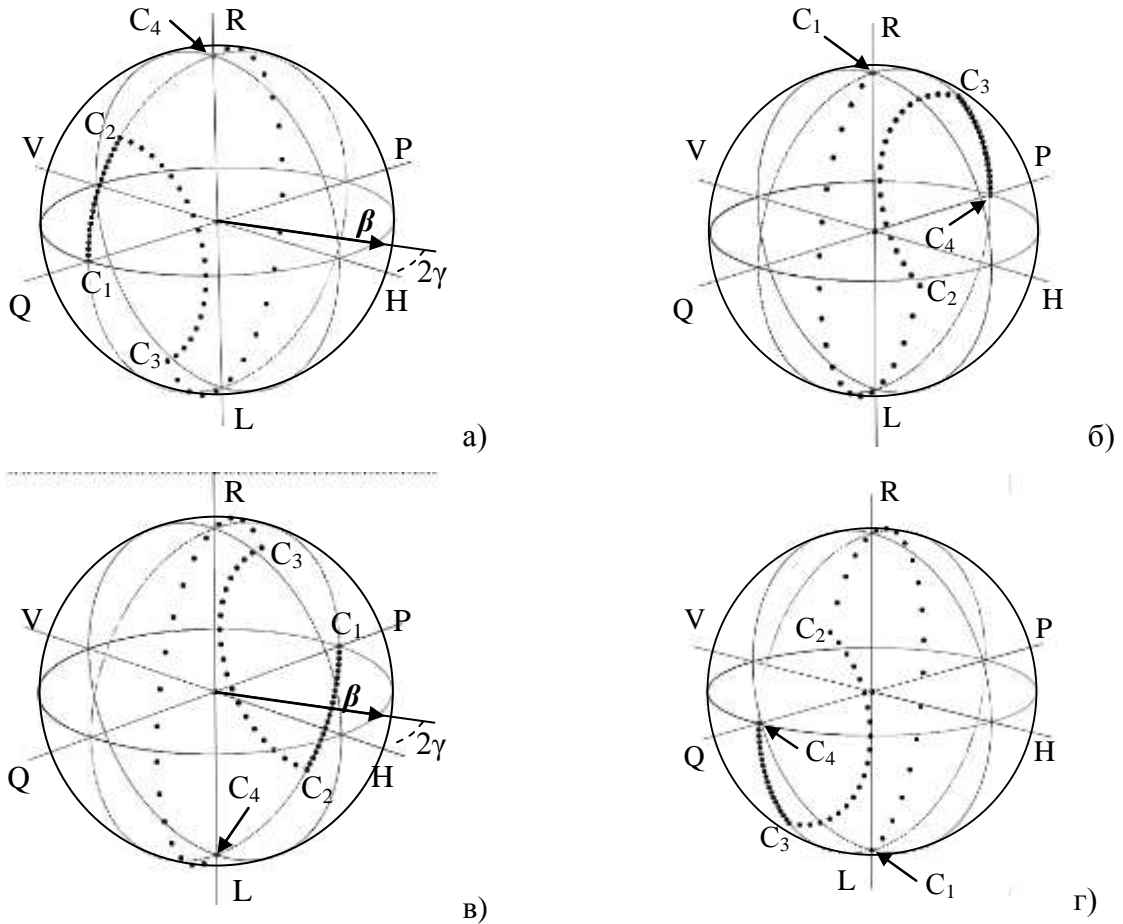
где

$$\mathbf{W} = \mathbf{R}(\varphi) \mathbf{R}(-\gamma) \mathbf{J}(\Delta) \mathbf{R}(\gamma) \mathbf{R}(-\pi/4) \mathbf{J}(\beta) \mathbf{R}(\pi/4) \mathbf{J}(\alpha). \quad (1)$$

Здесь параметры α и β элементов фазового модулятора получены по формулам (6.13) и (6.14), Δ, γ - эквивалентные общий фазовый сдвиг и угол поворота плоскости поляризации волокна зонда, φ - угол поворота дополнительным ротатором. Так же, как и выше, при конечной круговой поляризации для нахождения α и β можно отбросить две последние матрицы поворота $\mathbf{R}(\varphi) \mathbf{R}(-\gamma)$, поскольку общая фаза колебания не представляет интереса.

На рисунке 6.17 а показано преобразование поляризации поэлементно в схеме от исходной линейной (точка C_1) до круговой поляризацией на выходе – полюс L (точка C_4) при произвольных параметрах Δ и γ описывающих двулучепреломление волокна, и определённых выше по формулам (6.13) и (6.14) параметров фазового модулятора α и β . На сфере Пуанкаре преобразование состояния поляризации в зонде, соответствующее

эффективному двулучепреломлению $|\beta| = (d\Delta/dz)$, отображается на траектории $C_3 - C_4$ вращением с угловой скоростью, определяемой модулем вектора β , который ориентирован в экваториальной плоскости под углом 2γ [257].



а – преобразование линейной поляризации в круговую при распространении волны на выход зонда (на сфере по направлению C_1, C_2, C_3, C_4), б - преобразование поляризации при обратном распространении волны (на сфере C_4, C_3, C_2, C_1). Рисунки в и г соответствуют аналогичным преобразованиям для исходной ортогональной волны с ориентацией линейной поляризации под углом - 45°

Рисунок 6.17 Преобразование поляризации двухэлементным фазовым модулятором из линейной поляризации с 45° ориентацией к осям на входе первого модулятора в круговую поляризацию и обратно при произвольной анизотропии волокна.

Преобразование опорной волны по тому же оптическому тракту в обратном направлении описывается, соответственно, матрицей:

$$W_{i,j}^- = W_{j,i}^+ \tag{6.16}$$

Если оптический путь, который включает ряд элементов, описывался матрицей, $J_{i,j}^+ = J_n^+ \dots J_2^+ J_1^+$, то для обратного направления при взаимных элементах $J_{i,j}^- = (J_1^+)^T (J_2^+)^T \dots (J_n^+)^T$

, поскольку это свойство обратной матрицы эквивалентно теореме обратимости [242, 258]. Здесь индексы \pm описывают направления оптического пути, символ T означает транспонирование матрицы.

Таким образом, для исследуемой системы преобразование поляризации в обратном направлении описывается матрицей W^- :

$$W^- = J(\alpha)R(-\pi/4)J(\beta)R(\pi/4)R(-\gamma)J(\Delta)R(\gamma). \quad (6.17)$$

Поляризация преобразуется здесь из состояния с круговой поляризацией в линейное, ортогональное исходной линейной поляризации (см. рисунок 6.17 б).

Работоспособность системы активного поддержания кругового состояния поляризации (рисунок 6.18) проверялась на установке, представленной на рисунке 6.19 а). При выключенной системе состояние поляризации было близко к линейному (рисунок 6.19 б)), о чем свидетельствует глубокая модуляция фототока при вращении поляризатора. При включенной системе состояние поляризации становилось близким к круговому (рисунок 6.19 в)). Остаточная модуляция фототока может быть вызвана неравномерным пропусканием поляризатора по периметру.

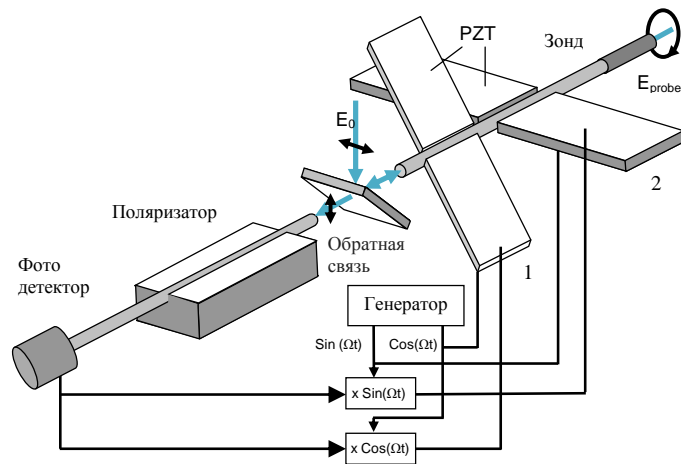
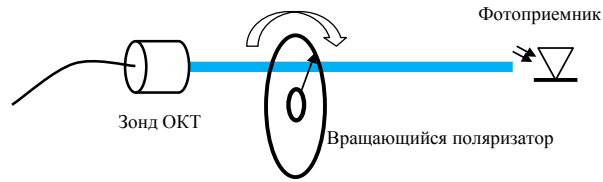
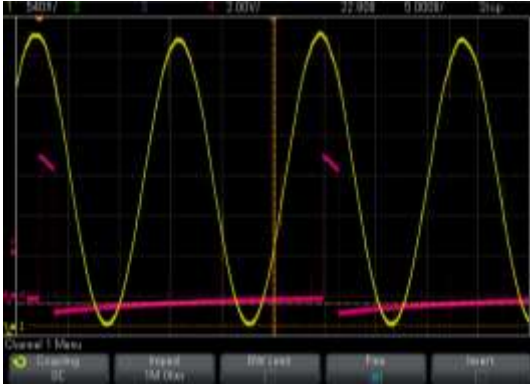


Рисунок 6.18 Схема анализа и управления состоянием поляризации на выходе волокна

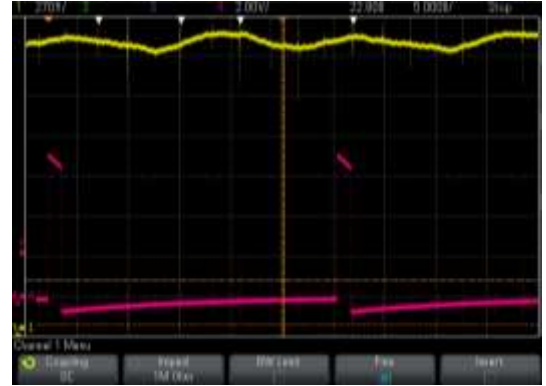
Время отклика реализованной системы автоматического контроля составляет около десятой доли секунды. При этом состояние круговой поляризации поддерживалось устойчиво с параметром эллиптичности, близким к $\pi/4$, с точностью до единиц процентов при всех манипуляциях с гибким зондом. Это обеспечило возможность зондирования при ручном позиционировании зонда, как при наружных, так и при эндоскопических исследованиях биоткани.



а)



б)



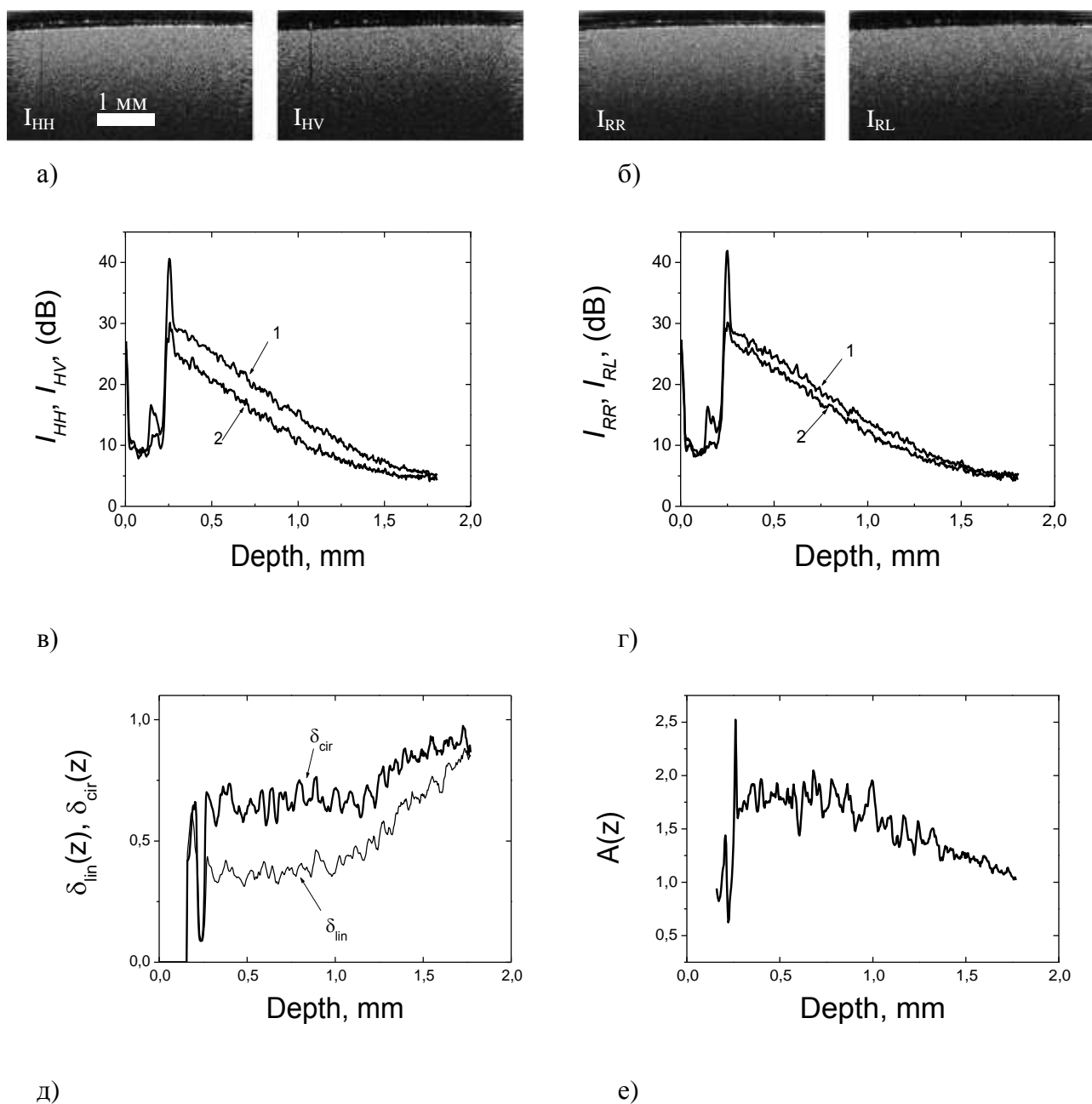
в)

Измерительная схема контроля состояния поляризации - а), Осциллограмма фототока при выключенной системе – б), Осциллограмма при включенной системе – в).

Рисунок 6.19 Результат работы системы активного поддержания кругового состояния поляризации

6.2.3 Сравнительные характеристики сигналов в ко- и кросс-каналах при круговой и линейной поляризациях зондирующей волны

Зависимость уровня сигналов ко- и кросс-рассеяния от состояния поляризации зондирующей волны исследовалась экспериментально с использованием «common path» ОКТ прибора с гибким зондом (рисунок 6.16). Между торцом дистальной части волокна зонда и объектом не содержалось никаких анизотропных фазовых элементов, что являлось необходимым условием при наблюдении поляризационных характеристик обратного рассеянного света. В качестве модельной среды была выбрана силиконовая резина с однородной рассеивающей структурой. Сканирование вначале производилось при линейной поляризации зондирующей волны, которая устанавливалась в режиме ручного управления фазовыми модуляторами. Затем производилось второе сканирование силикона при круговой поляризации зондирующей волны, которая устанавливалась при включении системы активного контроля. Такая последовательность действий обеспечивала минимальное время между измерениями, что снижало влияние неконтролируемых изменений состояния поляризации на выходе волоконного зонда. Все полученные данные при этом соответствовали одному и тому же месту сканирования, что позволяло проводить численное сравнение.



а) В-сканы - $I_{HH}(x,z)$ и $I_{HV}(x,z)$; б) В-сканы - $I_{RR}(x,z)$ и $I_{RL}(x,z)$; в) усредненные зависимости ко- и кросс-рассеяния $I_{HH}(z)$ и $I_{HV}(z)$ при линейно поляризованной зондирующей волне; г) - усредненные зависимости ко- и кросс-рассеяния $I_{RR}(z)$ и $I_{RL}(z)$ при круговой поляризации зондирующей волны; д) – зависимости $\tilde{\delta}_{LIN}(z)$ и $\tilde{\delta}_{CIR}(z)$; $\tilde{\delta}_{CIR}(z)$; е) – отношение локальных коэффициентов $A(z) = \tilde{\delta}_{CIR}(z)/\tilde{\delta}_{LIN}(z)$.

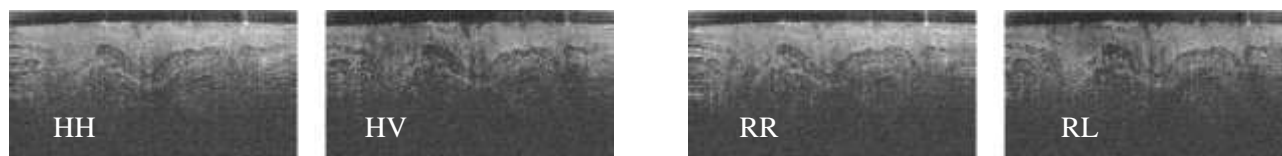
Рисунок 6.20 Изображения В-сканов тестового объекта - силиконовой резины

Зависимости $I_{HH}(x,z)$, $I_{HV}(x,z)$, представленные в яркостной шкале на рисунке 6.20 а, соответствуют сигналам обратного рассеяния от силикона, детектируемым в ко- и кросс-каналах при линейной поляризации зондирующей волны. Затем детектировались сигналы при круговой зондирующей поляризации $I_{RR}(x,z)$, $I_{RL}(x,z)$, которые представлены на рисунке 4б.

Представленные на рисунках 6.20 а и 6.20 б изображения $I_{HH}(x,z)$, $I_{HV}(x,z)$, $I_{RR}(x,z)$, $I_{RL}(x,z)$ демонстрируют достаточно высокое соотношение сигнала к шуму, что позволило провести сравнение коэффициентов кросс-рассеяния. На основе полученных четырех В-сканов, представленных на рисунках 6.20 а и 6.20 б, вычислялись зависимости $I_{HH}(z)=\langle I_{HH}(x,z)\rangle$, $I_{HV}(z)=\langle I_{HV}(x,z)\rangle$, $I_{RR}(z)=\langle I_{RR}(x,z)\rangle$, $I_{RL}(z)=\langle I_{RL}(x,z)\rangle$, каждая из которых получена при усреднении по 512 А-сканам, восстановленным из соответствующих спектральных данных. Кроме того, проведено усреднение по координате z на интервале $z \div z + 20\text{мкм}$ для частичного сглаживания кривых. Результаты представлены на рисунках 6.20 в и 6.20 г кривыми 1 для ко-рассеяния и кривыми 2 для кросс-рассеяния. Отметим, что зависимости ко-рассеяния $I_{HH}(z)$, $I_{RR}(z)$, практически одинаковы при линейной и круговой поляризации зондирующей волны, в то время как зависимости кросс-рассеяния $I_{HV}(z)$ и $I_{RL}(z)$ заметно отличаются. На рисунке 6.20 д представлены зависимости коэффициентов локального кросс-рассеяния от глубины, вычисленные для линейной и круговой поляризации зондирующей волны, соответственно. Зависимости $\tilde{\delta}_{LIN}(z)$ и $\tilde{\delta}_{CIR}(z)$ демонстрируют превышение кросс-рассеяния при круговой поляризации по сравнению с кросс-рассеянием при линейной поляризации на уровне 3 – 4 дБ до глубин ~ 1 мм.

Наблюдающийся рост вычисленных коэффициентов $\tilde{\delta}_{LIN}(z)$ и $\tilde{\delta}_{CIR}(z)$ на глубинах более 1 мм, обусловлен влиянием шумов, принимаемых одновременно с сигналом. На рисунке 6.20 е представлена зависимость от глубины отношения коэффициентов кросс рассеяния круговой и линейной поляризации - $A(z)=\tilde{\delta}_{CIR}(z)/\tilde{\delta}_{LIN}(z)$. Величина $A(z)$ примерно равна 1.6 (4 дБ) от поверхности до глубин около 1 мм. Это значение 1.6 объясняется, по-видимому, аналогичным эффектом, который наблюдался при приеме когерентной компоненты обратного рассеяния в модельных средах со сферическими рассеивающими частицами при зондировании линейно поляризованной волной [142]. На больших глубинах с ростом z $A(z)=\tilde{\delta}_{CIR}(z)/\tilde{\delta}_{LIN}(z)$ стремится к единице, что объясняется одинаковым уровнем шума при приеме обеих, как ко-, так и кросс-поляризованных компонент.

В биологической среде, обладающей сложной локальной структурой, которая отличается также и в различных поверхностных слоях, зависимости $\tilde{\delta}_{LIN}(z)$, $\tilde{\delta}_{CIR}(z)$ и $A(z)$, очевидно, будут иметь другой характер.



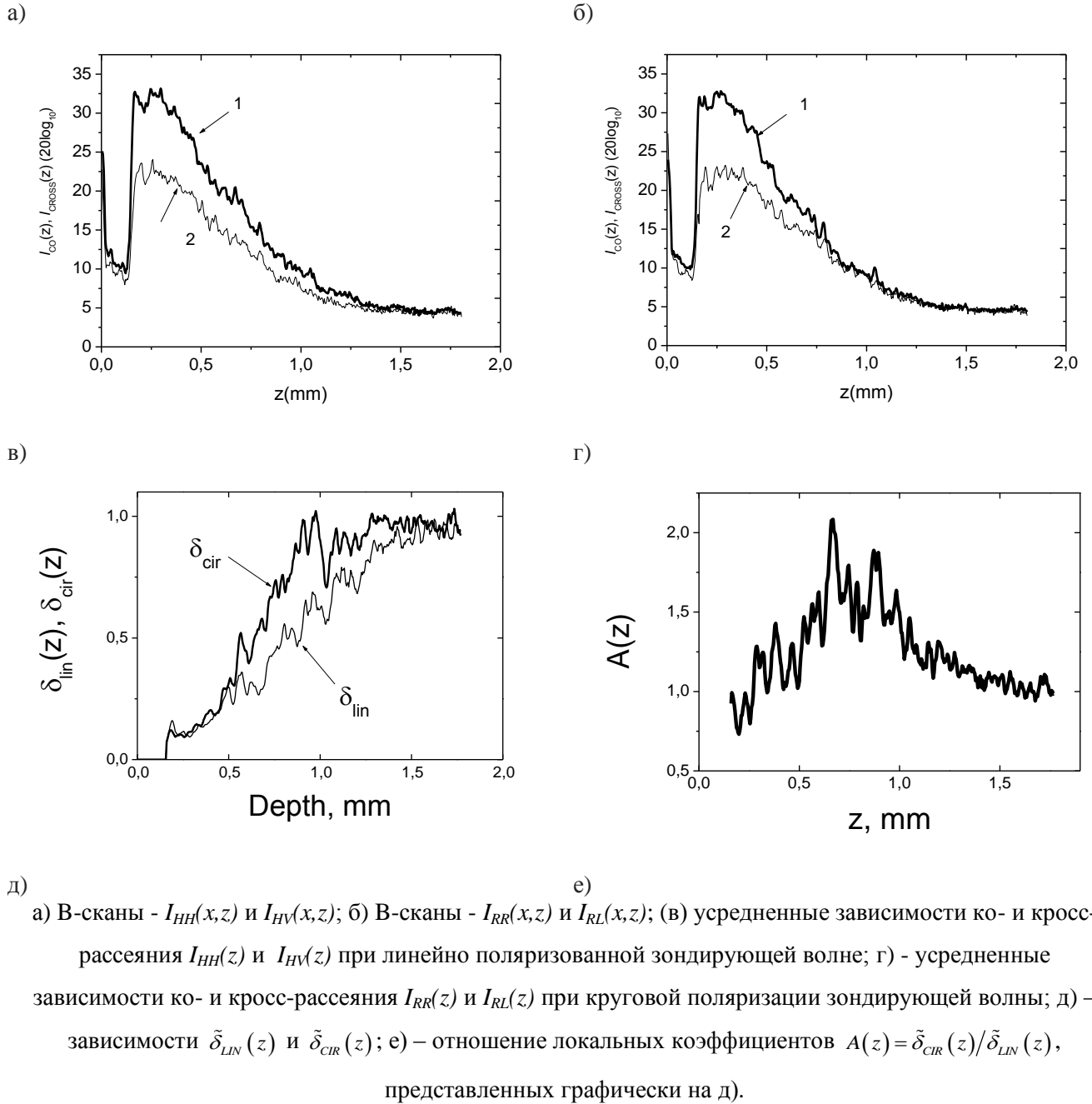


Рисунок 6.21 Изображения В-сканов кожи ноги цыплёнка

На рисунках 6.21 а и 6.21 б представлены изображения В-сканов кожи ноги цыплёнка в тех же сочетаниях поляризаций зондирующей и опорной волн. Эти изображения, а также представленные на рисунках 6.21 в и 6.21 г усредненные по А-сканам зависимости $I_{HH}(z)$, $I_{RR}(z)$, $I_{HV}(z)$ и $I_{RL}(z)$ характеризуют иную, чем в модельной среде – силиконе, рассеивающую свет структуру оптических неоднородностей в биоткани, которая отличается и в кросс-рассеянии. На рисунке 6.21 д представлены зависимости $\tilde{\delta}_{LIN}(z)$ и $\tilde{\delta}_{CIR}(z)$, вычисленные на основе полученных В-сканов. Как и для силикона, величина кросс рассеяния больше при круговой поляризации по сравнению с линейной практически на всех глубинах сканирования. На основе

этих зависимостей вычислена зависимость $A(z)$, приведенная на рисунке 6.21 е. Рисунки демонстрируют преимущественное превышение величины $A(z)$ единичного значения, начиная с глубин более $\sim 0,2$ мм. Коэффициент $A(z)$ достигает наибольшей величины около ~ 1.5 (~ 4 дБ) на глубине, равной нескольким длинам свободного пробега ($\sim 0,6$ мм). Близость значения $A(z)$ к единице имеет место вблизи поверхности образца, где число кросс-рассеянных фотонов мало, и на больших глубинах, на которых принимается только шум. Начиная с глубины, равной длине свободного пробега, эффективную роль при распространении зондирующей волны в биоткани – коже, по-видимому, также играют процессы многократного рассеяния. Часть многократно рассеянных фотонов, как и при однократном рассеянии, вероятно, формируют в биоткани когерентную компоненту обратно рассеянной волны. В результате чего проявляется эффект [142, 239], согласно которому интенсивность когерентной компоненты кросс-рассеяния больше при круговой поляризации зондирующей волны по сравнению с зондированием с линейной поляризацией. Этот эффект, который описан для модельных сред в работах [142, 239], более ярко проявился в наших экспериментах в силиконовой резине по сравнению с биотканью.

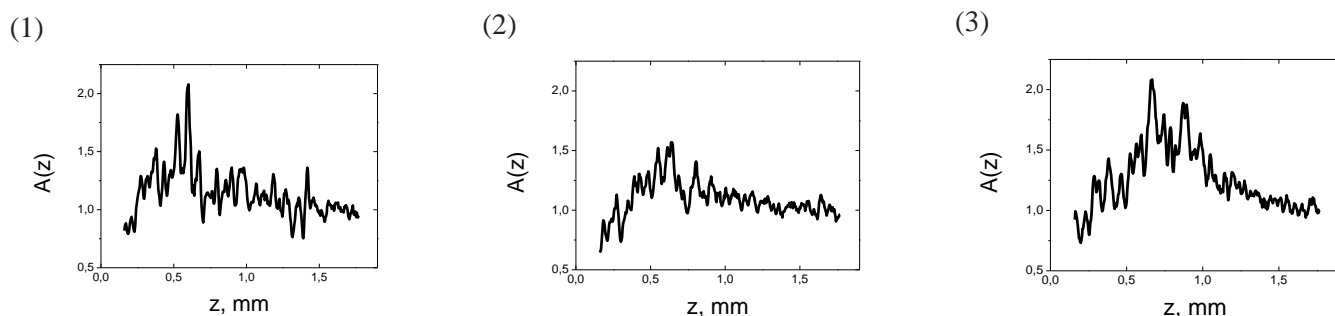


Рисунок 6.22 Зависимости коэффициентов $A(z)=A(z)$ для трех участков кожи цыпленка

Зависимости коэффициентов $A(z)$, вычисленные по В-сканам для трех участков кожи цыпленка, приведены на рисунке 6.22 и демонстрируют разный характер и большую изрезанность, что, по-видимому, обусловлено локальными особенностями структуры биоткани.

Проведенные эксперименты подтверждают выше высказанное предположение о том, что при реализации КП ОКТ метода на основе «common path» оптической схемы и при условии эффективного поддержания круговой поляризации зондирующей волны реализуются условия, оптимальные для кросс-поляризационных измерений. При этом устраняется неопределенность величины кросс-рассеяния, которая могла бы быть вызвана изменением поляризации зондирующей волны при изгибах волокна. Как обсуждалось выше, из-за эффекта многократного когерентного рассеяния, который имеет особенность при линейной поляризации

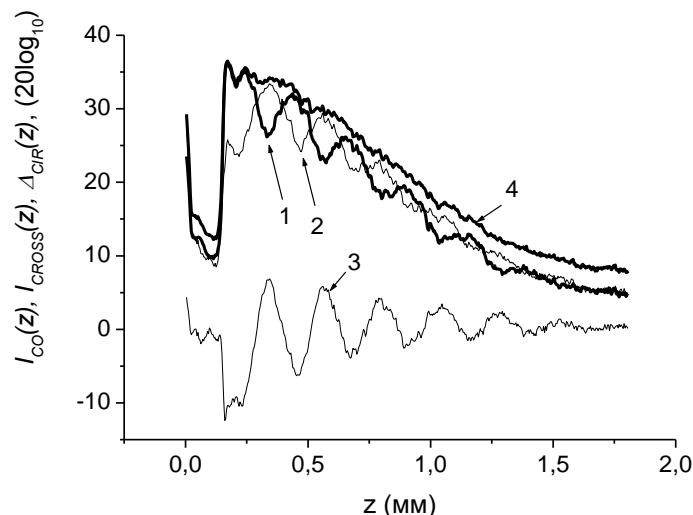
волны, эта неопределенность может достигать 4 дБ. Кроме того, очевидно, что повышается контраст изображения кросс-поляризованного рассеяния на средних глубинах зондирования.

6.2.4 Влияние двулучепреломления при измерениях КП ОКТ методом

При КП ОКТ исследованиях кожных покровов, а также верхних, соединительно-тканых слоев слизистых оболочек, для которых различие ко- и кросс-сигналов обусловлено, в основном, процессами локального рассеяния, тем не менее, может проявиться влияние двулучепреломления в биоткани. Этот эффект вызывает модуляцию сигнала в пределах А-сканов, что может выглядеть в изображениях в виде дополнительных, ложных слоев. Глубина модуляции максимальна при круговой поляризации зондирующей волны, а при эллиптической поляризации зависит от ориентации осей эллипса в плоскости, ортогональной зондирующему лучу.

При слабом двулучепреломлении биоткани, когда период модуляции сигнала сравним с глубиной сканирования, эта модуляция, как в обычных ОКТ, так и в КП ОКТ изображениях, может быть не выявлена как результат двулучепреломления и принята за один из ее слоев. Выявление такой ложной модуляции возможно при линейно поляризованном зондирующем излучении, поскольку глубина модуляции зависит от ориентации образца относительно плоскости поляризации зондирующей волны. При круговой поляризации зондирующей волны эту, вызванную двулучепреломлением, модуляцию можно выявить по сравнению законов модуляции в ко- и кросс-каналах приема сигнала.

Для демонстрации сильного проявления такого эффекта на рисунке 6.23 приведены А-сканы $I_{CO}(z)$ и $I_{CROSS}(z)$ - ко- и кросс- обратного рассеяния, усредненные в пределах В-скана, при зондировании сухожилия ноги цыпленка при круговой поляризации зондирующей волны.



1 – сигнал ко-рассеяния; 2 – сигнал кросс-рассеяния; 3 – отношения сигналов кросс-рассеяния к

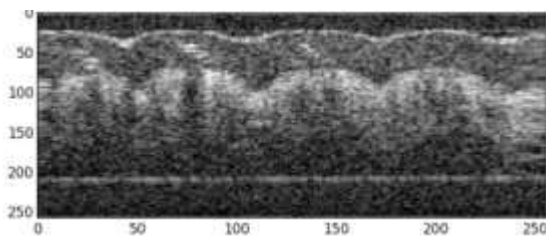
сигналам ко-рассеяния; 4 - интенсивность полного локального рассеяния $I(z)$.

Рисунок 6.23. Зависимости от глубины интенсивности света $I_{CO}(z)$ и $I_{CROSS}(z)$, рассеянного назад от сухожилия ноги цыпленка при круговой поляризации зондирующей волны.

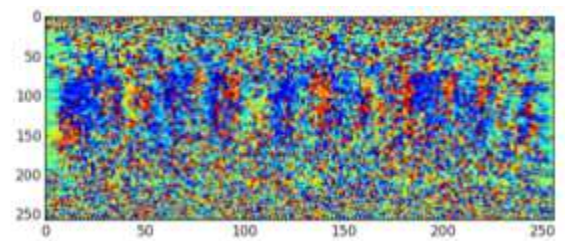
Кривая 4 на рисунке 6.23 представляет зависимость $I(z) = \sqrt{I_{CO}^2(z) + I_{CROSS}^2(z)}$, в которой эффект влияния двулучепреломления биоткани практически ликвидирован. Отсутствие в сигнале $I(z)$ модуляции, вызванной двулучепреломлением, свидетельствует о реализации в созданной системе КП ОКТ одинаковой чувствительности в ко- и кросс-каналах, а также о наличии квадратурного фазового сдвига (или близкого к квадратурному) в амплитудной модуляции сигналов в этих каналах. Возможность устранения вызванной двулучепреломлением модуляции сигналов в этих каналах. Возможность устранения вызванной двулучепреломлением модуляции в ОКТ изображениях при двух ортогональных каналах приема, обсуждалась ранее в работе [42]. Такое вычисление позволяет определять параметры рассеяния света в биоткани даже при условии ее сильного двулучепреломления.

6.2.5 Примеры КП ОКТ изображений

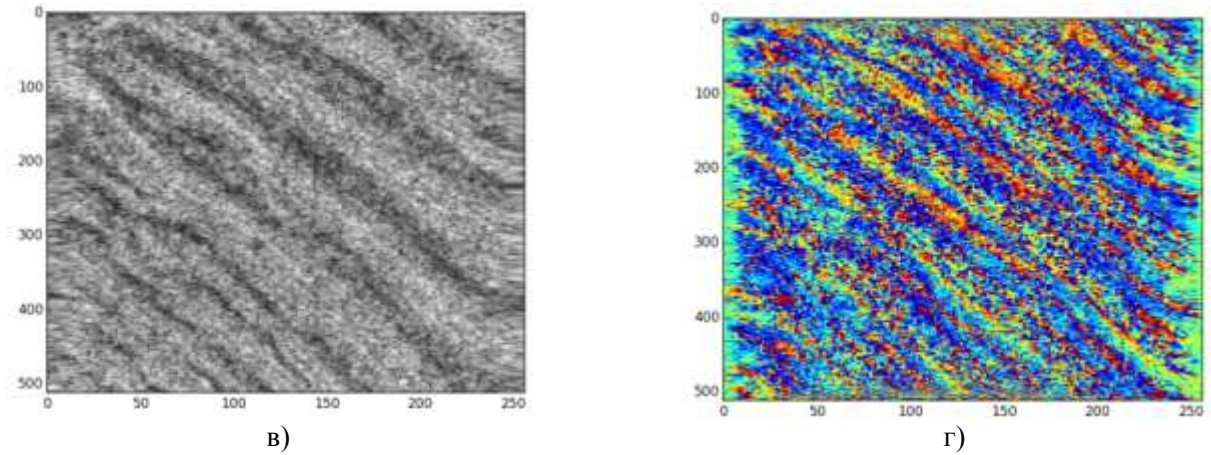
Экспериментальная установка (рисунок 6.16) позволяет регистрировать ОКТ сигналы в ко – и кросс – поляризациях с фазой интерференции. Применение круговой зондирующей поляризации приводит к появлению фазового сдвига сигнала при изменении ориентации рассеивателей. Этот сдвиг может быть найден по разности фаз сигналов в ко- и кросс- каналах и представлен в виде двумерной карты. Примеры таких изображений приведены на рисунке 6.24.



а)



б)



ОКТ изображения кожи пальца а) – срез в глубину, в) – проекция МИП (вид сверху) и соответствующие карты разности фаз - б) и г).

Рисунок 6.24 Разность фаз сигналов ко - и кросс – каналов пр циркулярной зондирующей поляризации

Результаты данного раздела опубликованы в [259]

Практическое применение метода КП ОКТ запатентовано [260]

6.2.6 Заключение

Рассмотрена «common path» КП ОКТ система с активным поддержанием циркулярной поляризации зондирующей волны, основанная на формировании двулучепреломляющих характеристик суммарного оптического тракта, эквивалентных четвертьволновой пластинке при ее 45° ориентации. Показаны условия, при которых любое состояние поляризации света может быть получено при исходно линейно поляризованной волне с ее 45° наклоном к осям первого элемента фазового управителя, состоящего из двух активных фазовых ФП, взаимно ориентированных под углом 45° . Продемонстрирована эффективность системы удаленного автоматического контроля кругового состояния поляризации на выходе волоконного интерферометра в гибком волоконно-оптическом зонде при условии прямого и обратного прохождения светом полного оптического тракта. На ряде примеров продемонстрирована зависимость коэффициента кросс-поляризационного рассеяния от состояния поляризации зондирующей волны. Показано, что в диапазоне глубин, равном нескольким длинам свободного пробега локальный коэффициент кросс-поляризационного рассеяния при круговой поляризации больше, чем при линейной поляризации и не зависит от ориентации образца. В работе показана необходимость поддержания круговой поляризации зондирующей волны в «common path» КП ОКТ при зондировании биоткани волной с круговой поляризацией, поскольку при этом устраняется неопределенность величины сигнала в кросс-канале, которая без контроля состояния поляризации зондирующей волны может достигать ~ 4 дБ. Показано, что

наблюдение модуляции амплитуд сигналов в ортогональных каналах с взаимным сдвигом по глубине, позволяет идентифицировать в изображениях артефакты в виде ложных слоев биоткани, вызванной двулучепреломлением среды.

Продемонстрирована также возможность получения сигнала полного рассеяния при использовании такой «common path» КП ОКТ системы при наличии вызванной двулучепреломлением среды модуляции амплитуд сигналов в ортогональных каналах с квадратурным сдвигом. Отметим, что при подавлении влияния шумов (например, за счет усреднения), коэффициенты $\tilde{\delta}_{LIN}(z)$ и $\tilde{\delta}_{CIR}(z)$, а также $A(z)$, могут быть использованы в качестве информативных параметров при поиске патологических зон, а также как индикаторы характерных 2D и 3D структур при различных патологиях.

Созданная базовая КП ОКТ схема с общим оптическим путем и с активным удержанием круговой поляризации зондирующей волны может стать основой приборов для клинического использования, обеспечивающих зондирование как наружных, так и внутренних органов *in vivo* при помощи стерилизуемых сменных зондов [34].

Результаты данного раздела представлены в [8-10, 38, 39, 63, 261]

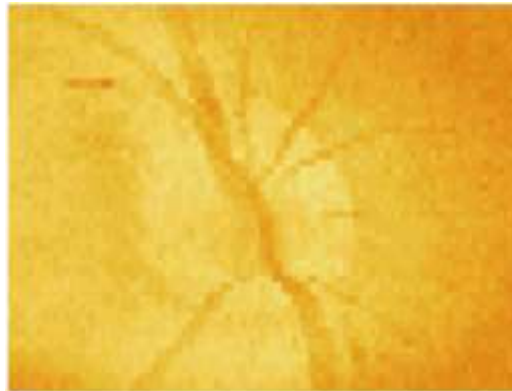
6.3 Визуализация микроциркуляции методом ОКТ

Как отмечалось выше, возможность визуализации микроциркуляции внутри биологической ткани является очень важным фактором, позволяющим существенно повысить ценность диагностической информации ОКТ и расширить область применения метода. Реализация такой возможности практически не требует модификации приемной интерферометрической аппаратуры. Ключевым фактором являются временные характеристики ОКТ сканирования, а также, прием комплексного сигнала интерференции для, как будет показано ниже, компенсации макро движений и деформаций объекта. Микроциркуляция внутри биологической ткани определяется в основном регулярным и броуновским движениями эритроцитов. Определение зон микроциркуляции позволяет визуализировать сосудистую сеть в приповерхностных слоях и оценить скорость кровотока. Такая информация расширяет возможности функциональной диагностики ОКТ и является крайне важной для определения жизнеспособности тканей при хирургических операциях.

Визуализация микроциркуляции производится на основе анализа локального изменения сигнала ОКТ во времени. Необходимо проанализировать временной отрезок, необходимый для существенного изменения сигнала, вызванного микродвижением. Для визуализации капиллярных сосудов, где скорость движения самая маленькая, масштаб времени составляет ~ 30 мсек., что сравнимо с временным масштабом естественных движений живого объекта в

целом. Это обстоятельство существенно осложняет разработку метода, способного визуализировать кровотоки в клинической практике. Еще одним фактором, критически влияющим на пригодность для повседневного клинического применения является необходимость визуализации сосудистой сети в реальном времени, и может рассматриваться как одно из решающих требований к разработке системы ангио ОКТ. Такая визуализация должна обеспечивать обратную связь с оператором, позволяя настраивать и удерживать зонд таким образом, чтобы минимизировать взаимные движения оператора и объекта и находить подходящий участок сканирования. Хотя некоторые алгоритмы ангио обработки подходят для визуализации в реальном времени [262], предложенные методы менее требовательны к настройке ОКТ схемы и характеристикам компьютера.

Можно отметить, что визуализация сосудов обезьяны методом ОКТ была получена, по-видимому, впервые еще в 1996 году в пионерских экспериментах по 3D визуализации внутренней структуры глаза (рисунок 6.25).



Первая в мире визуализация сосудов, полученная из 3D ОКТ изображения диска зрительного обезьяны (1996 год)

Рисунок 6.25

В данном разделе описываются разработанные методы выделения зон микроциркуляции в ОКТ сигнале в реальном времени, основанные на предложенных автором идеях (непрерывного сканирования, частотной фильтрации и выравнивания отсчетов перед фильтрацией) и результаты их применения.

6.3.1 Расчет ангио изображений в пределах одного В-скана

При разработке методов визуализации микроциркуляции в реальном времени были предложены и проработаны несколько направлений. Одно из них – реализация режима сканирования, близкого к М-моду, когда сканирующий луч достаточно медленно перемещается в поперечном направлении и приемная система многократно принимает сигнал из одного места. Такой подход объединяет элементы доплеровского и SV OCT методов и основан на выделении

амплитудной и фазовой изменчивости спеклов, соответствующих движущимся рассеивателям в крови по сравнению с более «стабильной» основной объемной тканью. Подход представляет собой обработку комплексного сигнала отдельных В-сканов, при котором горизонтальный шаг между смежными А-сканами внутри В-скана значительно меньше, чем оптический диаметр луча. Таким образом реализуется гибридный режим сканирования, объединяющий особенности М и В мод сканирования. Для англоязычного использования такой подход можно обозначить как – MMLSV («M-Mode-Like Speckle Variance»). Контрастный механизм здесь похож на предыдущие SV методы, но прием и анализ сигналов различны. В изображении областей, соответствующих кровеносным сосудам, комплексное поле испытывает более высокую пространственно-временную изменчивость, (включая как его амплитуду, так и фазу), тогда как для фрагментов плотно расположенных А-сканов, соответствующих окружающей ткани, структура спеклов поля почти идентична. Таким образом, предлагаемый метод MMLSV объединяет контрастные механизмы, используемые в SV, CM и доплеровской ОКТ, что повышает его чувствительность и помехоустойчивость. Однако предложенный метод существенно отличается от перечисленных, так как обрабатывает не отдельные выборки последовательно полученных А-сканов, а все комплексное поле В-скана целиком. Для этого применяется фильтрация верхних частот по горизонтальной координате Фурье образа сигнала. Очевидно, что неподвижная часть объекта будет иметь самый узкий пространственно-спектральный отклик, определяемый, в основном, скоростью перемещения зондирующего луча, а изменения сигнала, вызванные микроциркуляцией, – более широкий. И ширина спектра переменчивого сигнала тем больше, чем быстрее движение. Соответственно, вместе с возможностью визуализировать микрососудистую сеть, метод позволяет косвенно определять скорость потока по ней, посредством применения фильтров различной частоты среза. Поскольку временной промежуток между А-сканами известен, а перемещение луча очень медленное, можно пространственной частоте по горизонтальной координате приписать эквивалентную временную частоту.

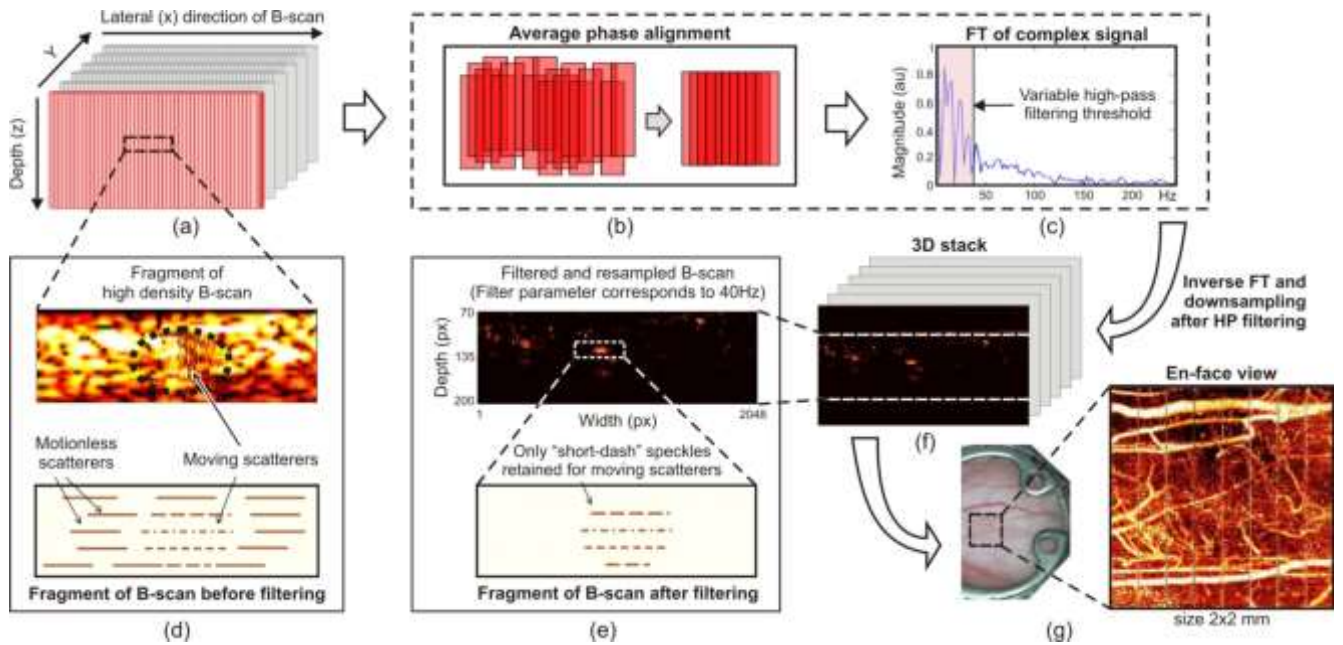


Рисунок 6.26 Иллюстрация применения метода MMLS

Проиллюстрировать работу метода можно на рисунке 6.26. Панель (а) схематически показывает набор В-сканов с заполнением А-сканами с сильным перекрытием в зондируемом трехмерном объеме. Экспериментальный В-скан в верхней части панели (d) иллюстрирует, что, при медленном латеральном сканировании, неподвижные рассеиватели в структурном изображении выглядят горизонтально вытянутыми пятнами (показано как «длинные тире» в соответствующей схеме ниже). Выделенная область в этом фрагменте В-скана показывает поперечное сечение сосуда с движущимися рассеивателями (эритроциты и другие клетки крови). Это движение вызывает более быстрое изменение спеклов, которые намного короче в горизонтальном направлении вдоль В-скана («точки» на схеме ниже). Горизонтальный пространственный спектр коротких черточек распространяются на более высокие пространственные частоты. Вследствие этого, применение фильтрации высоких частот к В-скану с такой сильно избыточной выборкой преимущественно подчеркивает более быструю изменчивость «кратковременных» спеклов, представляющих движущиеся рассеиватели. Панель (с) показывает, что, изменяя частоту порогового фильтра верхних частот, можно выделить области с более быстрым и медленным изменением спеклов (рисунок 6.27).

После выполнения обратного преобразования Фурье, отфильтрованные В-сканы демонстрируют только области, соответствующие кровотоку с более быстро меняющимися спеклами (панель (е) фильтрованное экспериментальное изображение сверху и схематичное внизу). Весь стек обработанных В-сканов (панель (g)) дает трехмерную визуализацию микроциркуляции. Результирующие трехмерные изображения могут быть закодированы цветом для представления сосудов с большей или меньшей временной изменчивостью (аналогично

доплеровскому ОСТ с полосовым пропусканием [97]), или с кодированием глубины (аналогично другим методам визуализации сосудов [103, 104]). Результат кодирования по глубине отображен на панели (f), рядом с фотографией объекта исследования, которая показывает местоположение отображаемого объема.

Важно, что ширина спектра отклика не связана с доплеровским сдвигом оптических частот, а скорее указывает различную скорость изменения спеклов. Для неподвижных рассеивателей эта ширина определяется временем, требуемым для пересечения сканирующим оптическим лучом собственного диаметра, а движение рассеивателей дополнительно уменьшает характерное время и увеличивает ширину спектра (как в методах SV).

Еще один важный и неотъемлемо выгодный шаг в обработке изображений в MMLSV, который проиллюстрирован на рисунке 6.26 (b), заключается в эффективной компенсации естественных движений окружающих тканей. Из-за относительно небольшого интервала между A-сканами осевые смещения остаются меньше четверти оптической длины волны для скоростей объемного движения вплоть до \sim нескольких см/с. Определяя разность фаз $[\varphi_{n+1} - \varphi_n]_{\text{aver}}$ для всех соседних A-сканов с номерами n и $n + 1$ (например, с использованием оценки Kasai [263]), усредненные разности фаз могут быть эффективно скомпенсированы, так что уравненная фаза $\varphi_{n+1}(i)_{\text{eq}}$ i -го пикселя в $(n + 1)_{\text{th}}$ A-scan становится

$$\varphi_{n+1}(i)_{\text{eq}} = \varphi_{n+1}(i) - [\varphi_{n+1} - \varphi_n]_{\text{aver}}.$$

Такое выравнивание (см. также [25, 108, 109, 264]) обеспечивает значительно более высокую стабильность генерируемого комплексного сигнала, создаваемого рассеивателями в окружающей ткани. Важно отметить, что для небольших частей A-сканов, соответствующих поперечному сечению сосудов крови, такое фазовое выравнивание по всему A-сканированию не отменяет вариации комплексного сигнала от рассеивателей, движущихся в жидкости, так что сигнал от сосуда не ухудшается; маскирующее влияние аксиальных объемных движений может быть эффективно уменьшено до осевых скоростей \sim см/с (оцененные как полуволновые $\sim 0,5 - 1$ мкм, деленных на интервал между A-сканами $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ с). Что касается допуска к боковому беспорядку движений, сигнал от «неподвижных» пикселей остается довольно стабильным, даже если горизонтальные смещения сопоставимы с диаметром оптического пучка в течение интервала анализа (\sim количество почти перекрытых A-сканов, деленное на скорость A-скана). В методе MMLSV (аналогичного обычным спекл контрастным подходам), возможное снижение в интервале анализа ограничивается необходимостью получения заметной декорреляции «текущих» пикселей и, следовательно, не должно быть меньше 5-10 мс. Для таких интервалов и ширины светового пучка ~ 20 мкм, допустимые горизонтальные скорости объемных движений

могут достигать нескольких мм/с без необходимости специальной компенсации горизонтальных движений (сравнимо с оцененной выше осевой скоростью). Напротив, обычные CM / SV [97, 103, 104] требуют компенсации движения объекта между всеми В-сканами, разделенными аналогичными и даже большими интервалами. Для таких временных шагов осевые движения (которые легко компенсируются в MMLSV методе) может приводить к многопериодной фазовой неопределенности, которая ухудшает качество компенсации для всего В-скана.

Вышеописанная методика генерирует изображения, которые первоначально сильно передискретизированы в горизонтальной плоскости. Для визуализации в них может быть понижено количество отсчетов до уровня естественного горизонтального разрешения сканера OCT, определяемого диаметром оптического пучка. Так, другое преимущество подхода MMLSV заключается в том, что разрешение результирующих микрососудистых изображений такое же, как у структурных изображений системы OCT (т. е. не ухудшается размером корреляционного окна, как в методах CM).

Для экспериментальных демонстраций MMLSV метода была использована спектральная ОКТ установка с центральной оптической длиной волны $\lambda = 1320$ нм, с шириной спектра 106 нм и скоростью 20 кГц для регистрации спектральных данных, обеспечивая скорость 10 кГц для сформированного и визуализированного комплексного сигнала составленного из двух квадратурных компонент. Осевое и боковое разрешения системы составляют 10 и 20 мкм. В направлении глубины А-скан содержал 256 пикселей и выбранное количество В-сканов для 3D-скана также равнялось 256. Для таких параметров, фазовое выравнивание (рисунок 6.26 (b)) обеспечивает достаточно эффективную компенсацию движений объемных тканей с характерной скоростью $\sim 0,5$ см/с (для частот $\sim 5-10$ Гц, что соответствует амплитудам смещения $\sim 0,2-0,1$ мм).

Для примеров, приведенных ниже, плотность пакета А-сканов в режиме сканирования внутри В-скана составляла - 16,384 А-сканов/мм. Для этого режима для сканирования по площади поверхности 2×2 мм² требуется ~ 13 мин. Это время довольно большое, но может быть дополнительно оптимизировано. Количество перекрытых А-сканов, деленные на их скорость, определяют максимальные интервалы для наблюдения изменчивости спеклов; для обсуждаемого режима, это ~ 30 мс. Таким образом, характерное время спекловой изменчивости, связанное с внутренними движениями в «текущих» пикселах должно быть меньше этого интервала. Очевидно, более плотное перекрытие увеличивает чувствительность к медленно декорируемым сосудам, но увеличивает время сканирования.

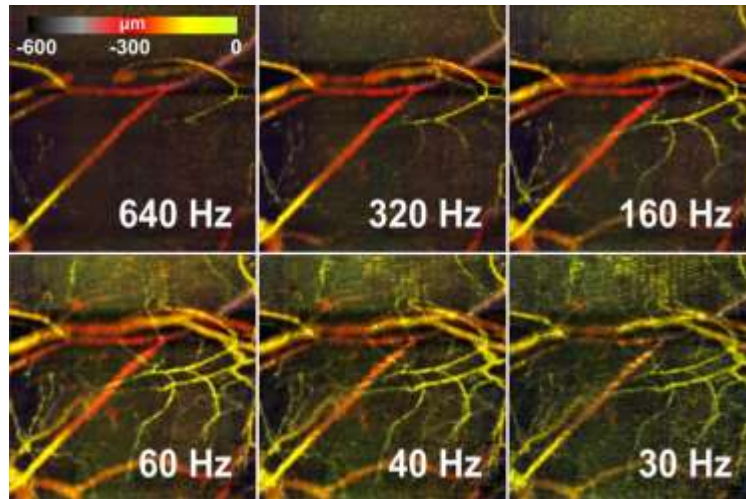


Рисунок 6.27 Визуализация сосудистой сети в различных диапазонах частот

На рисунке 6.27 показаны некоторые примеры проекции вид сверху кодированных по глубине изображений, полученные путем применения разных пороговых значений частоты для высокочастотной фильтрации В-скана с последующим уменьшением поперечного размера изображения для восстановления пропорций. Все процедуры для животных были выполнены в соответствии с утвержденным Протоколом использования животных в Нижегородской государственной медицинской академии. В этих экспериментах использовались мыши BalbC с имплантированными оконными камерами (аналогично [103, 104]). Чтобы подчеркнуть надежность метода отметим, что, во время записи 3D скана (рисунок 6.27) были видны значительные естественные движения кожи мыши как в осевом, так и в поперечном направлениях. Однако примененная техника компенсации обеспечила успешную ангиографическую визуализацию, даже в этих сложных условиях.

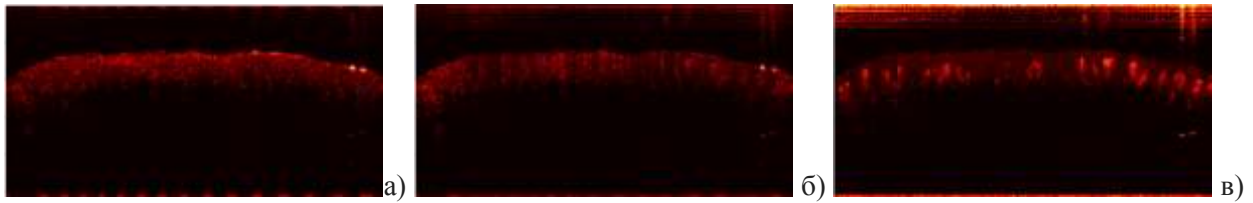
Заметим, что даже спеклы, соответствующие неподвижным рассеивателям меняются вдоль В-скана и скорость изменения для примеров на рисунке 6.27 соответствуют частоте $F_{ult} \sim 30$ Гц. По этой причине при значении порога фильтра верхних частот $F_{min} = 30$ Гц $\sim F_{ult}$, объемная ткань начинает проявляться и ухудшать ангиографическое изображение. Выбор $F_{min} > F_{ult}$ преимущественно сохраняет области изображения с характерными интервалами изменчивости (времена декорреляции) меньше $1/F_{min}$. Рисунок 6.27 показывает, что, уменьшая F_{min} к F_{ult} , можно визуализировать более медленные декоррелирующие сосуды (хотя помеха от неподвижного / медленного перемещения фона постепенно увеличивается). Скорость этой декорреляции определяется как регулярными потоками в сосуде, так и броуновским движением рассеивателей (эритроцитов) (которое доминирует в SV-изображении [103]). Этот факт препятствует прямому использованию упрощенных аргументов [265] на основе предположения о движении рассеивателя, как в движущемся твердом теле для связи потокови с мерцанием спеклов.

В этом контексте можно указать на два потенциально важные характерные времени: (1) $\sim D/V_{sc}$, для рассеивателя движущийся со скоростью V_{sc} , пересекающей диаметр пучка D , и (2) $\sim \lambda / 4V_{sc}^{rel}$, в течение которого осевое расстояние между парой субразрешенных рассеивателей, имеющих относительную осевую скорость V_{sc}^{rel} изменяется на четверть длины волны $\lambda/4$. Такое перемещение также может вызвать появление мерцания спеклов на изображении [111]. Для параметров, используемых при получении изображения (рисунок 6.27), характеристика значения для V_{sc} и V_{sc}^{rel} отличаются в ~ 20 раз, в зависимости от F_{min} , попадают в диапазон от частот мм/с до нескольких мм/с, что является реалистичным для броуновского движения и коллективных скоростей потока.

В целом, подход MMLSV является гибридным и имеет определенные особенности доплеровских и фазоразрешающих методов, которые сравнивают фазы пикселей в отдельных А-сканах (или используют другие способы оценки доплеровских частотных составляющих, например спектральную фильтрацию). С точки зрения сканирования, MMLSV близок к М-режиму, тогда как использование мерцания спеклов напоминает элементы методов SV / CM, хотя здесь производятся вычисления в пределах одного плотного В-скана, а не сравниваются повторные В-сканы из того же места. Использование как амплитудной, так и фазовой информации в MMLSV-ОСТ дополнительно усиливает положительные характеристики обоих классов микрососудистых методов ОКТ, упомянутых выше. Полезность объединения аналогичных методов также показана в недавней работе [266] с использованием двухступенчатой комбинированной обработки. Выравнивание относительно небольшой группы сильно перекрывающихся А-сканов существенно уменьшает чувствительность MMLSV-ОСТ к объемному движению ткани. Большое требуемое время сканирования могут быть приемлемыми, поскольку устойчивость к артефактам движения среды во многих случаях является более важным фактором, чем время сканирования. Кроме того, количественная оценка скорости микроциркуляции обеспечивается с помощью выбранного пользователем частоты отсечки фильтра верхних частот, и может быть связана с физиологически важными динамическими переменными, такими как скорость потока и перфузия.

Важным аспектом является также выбор зоны компенсации продольных движений. Как показано на рисунке 6.28 а) без применения компенсации продольного движения результат расчета может оказаться неудовлетворительным. Однако и при компенсации движения с использованием всей реализации в глубину результат может быть недостаточно хорош (рисунок 6.28 б)). Это вызвано наличием в зоне сканирования посторонних откликов, не связанных с объектом и его движением. Уменьшение зоны расчета компенсирующих

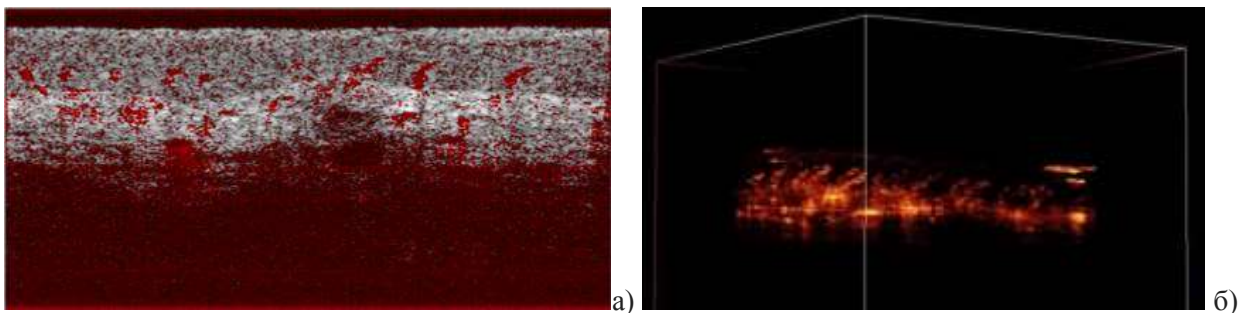
коэффициентов может привести к существенному улучшению контраста вычисленных областей микроциркуляции (рисунок 6.28 в))



Результат расчета микроциркуляции а) – без компенсации продольного движения, б) – с компенсацией по всей глубине, в) – с компенсацией по укороченной области, где содержится полезный сигнал.

Рисунок 6.28 Влияние зоны расчета коэффициентов, компенсирующих продольное смещение

Можно привести примеры сканирования, выполненные методом MMLSV.



Красным обозначены области с микроциркуляцией. Окружающая ткань изображена градиациями серого.

Рисунок 6.29 Визуализация сосудов в слизистой полости рта

На рисунке 6.29 а) представлен результат сканирования слизистой полости рта добровольца. Сканирование производилось при удержании зонда рукой, соответственно присутствовали взаимные движения оператора и исследуемого. Тем не менее, на изображении отсутствуют артефакты движения, и хорошо видны капиллярные сосуды. Также видны полости без микроциркуляции. На рисунке 6.29 б) представлена одна из проекций объемной визуализации микрососудистой сети из того же набора данных.

6.3.2 Ускоренная Ангио ОКТ

Метод, описанный в предыдущем разделе, показал хорошие возможности визуализации микроциркуляции при исследовании живых объектов. Однако большое время сканирования делает его неудобным для применения в ряде случаев. Применение SV методов выгоднее по времени сканирования, но требует неоднократного сканирования в одном и том же месте, что трудно выполнимо вследствие движения латерального сканера. Никакая механическая система не может мгновенно начать движение и мгновенно остановиться. MEMS зеркала, удобные для использования в практических зондах, ввиду малого размера и веса обладают таким

недостатком в значительной степени. Из-за этого практически нереализуем режим, необходимый для SV методов. В любом случае, для визуализации миро капиллярного русла требуется сканировать одно и то же место на временном интервале ~ 5-10 мс. В MMLSV методе это требование выполняется за счет медленного сканирования по поперечной координате в пределах одного В-скана (по X координате). Предлагается вместо медленного и подробного сканирования по X координате, сделать его подробным по Y координате с непрерывным движением. Такой подход решает две задачи: экономится время на ожидании изменения сигнала от микрососудистой сети, так как время возврата к тому же месту на следующем В-скане на 2-3 порядка больше времени между А-сканами, и составляет в нашем случае 25-50 мсек. Большая плотность В-сканов по Y координате обеспечивает наличие необходимое их количество для выделения изменяющихся областей. Однако отсутствие малого временного масштаба в данных для ангио обработке лишает возможности оценивать скорость микроциркуляции, так как на указанных временах происходит декорреляция сигнала даже от медленных движений.

Далее задача сводится к анализу сигнала вдоль медленной координаты сканирования. Так же как и предыдущий, данный метод визуализации сосудов основан на высокочастотной фильтрации сигнала вдоль медленной оси 3D сканирования. Очевидно, что области объекта, испытывающие движение во время сканирования, обнаруживают более широкий спектр при Фурье анализе. Применяя высокочастотный фильтр, например прямоугольной формы, в частотной области к ОКТ сигналу, можно выделить области потока из статического фона [18, 267]. Однако Фурье анализ требует наличия всей реализации, то есть может быть произведен только после завершения сканирования. Это противоречит визуализации результата расчета в реальном времени. Вместо применения высокочастотного фильтра в частотной области была предложена и применена фильтрация верхних частот фильтром с конечной импульсной характеристикой в сигнальной области:

$$V_{k,j+N/2,n} = \sum_{m=0}^{N-1} b_m B_{k,j-N/2+m,n} \quad (6.18)$$

Здесь первый индекс соответствует направлению быстрой оси сканирования, второй индекс – медленной оси, а третий соответствует направления в глубину; $B_{k,j,n}$ - j-й В-скан, $V_{k,j,n}$ - j-е поперечное сечение изображения сосудистой сети, b_m - коэффициенты импульсного отклика фильтра верхних частот. Используя такую фильтрацию, может быть получен один ангио В-скан из каждых N ОКТ В-сканов, и каждый последующий ангио В-скан может быть пересчитан во время приема последующего. В представленных результатах использовалось $N = 7$. Таким

образом, А-ОКТ изображение рассчитывалось с задержкой в 7 В-сканов, что при частоте сканирования в 40 кадров в секунду практически незаметно.

Коэффициенты фильтра рассчитывались с использованием метода проектирования окон. В этом методе усекается импульсная характеристика идеального фильтра с бесконечной импульсной характеристикой (БИХ-фильтр) с функцией окна конечной длины, получая коэффициенты фильтра с конечным импульсным откликом (КИХ-фильтр) (в нашем случае идеальный БИХ-фильтр имеет прямоугольную передаточную функцию в спектральной области, поэтому его импульсной характеристикой является sinc функция). Параметры фильтра, такие как количество коэффициентов, усечение формы окна и частота отсечки фильтра, были скорректированы для максимизации контраста результирующей МИП проекции сосудистой сети при минимальной задержке визуализации результата расчета

6.3.3 Коррекция движения

Как отмечено выше, коррекция движения ткани является ключевым этапом ангиографической обработки данных ОКТ. Два основных типа таких движений и соответствующие различные процедуры компенсации рассматриваются в большинстве современных работ: движение объекта с большими смещениями, которое должно быть компенсировано сдвигами изображений и движениями с меньшими смещениями величины, которые могут быть компенсированы применением фазовой коррекции [109]. В обоих случаях считается, что объект перемещается с равным смещением в каждом пикселе в любом заданном А-скане или в каждом пикселе на любой заданной глубине. Контакт объекта с зондовым окном диаметром более 10 раз превышает глубину сканирования (т.е. около 20 мм для ширины сканирования 2 мм) предотвращает смещение объектов первого типа, поэтому этот метод компенсации не применялся в настоящем исследовании. С другой стороны, давление сканирующей головки на ткань может привести к сжатию некоторых из нижележащих тканевых структур (см. рисунок 6.30).

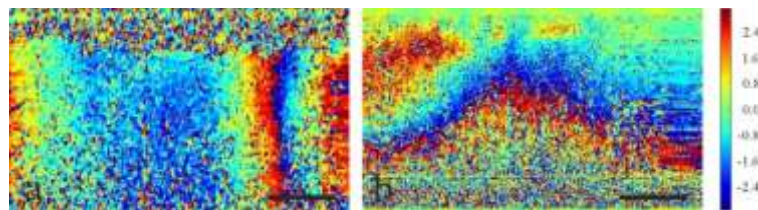


Рисунок 6.30 Перемещения между двумя последовательными В-сканами, рассчитанными по формуле $\varphi_k = \arg(B_{k,j,n} \cdot B_{k,j,n}^*)$, где $B_{k,j,n}$ j-й В-скан, звездочка обозначает комплексное сопряжение, $\arg()$ аргумент комплексного числа. Перемещения в объекте могут быть представлены как разница в аргументах между двумя комплексными числами. В панели а) в

каждом положении вдоль быстрой оси объект испытывал одинаковое смещение на всей глубине, таким образом, такое движение можно компенсировать согласно (6.20). На панели b) объект испытывал смещения различной величины на разных глубинах, что нарушало предположения, по которым была получена формула (6.20). Такие движения можно компенсировать по формуле (5). Шкалы равны 250 мкм.

Следуя [109], величину фазовой коррекции можно найти как распределение, максимизирующее реальную часть кросс-корреляции между двумя соседними В-сканами:

$$\operatorname{Re}(\Gamma_j(\varphi_{k,n})) = \frac{\operatorname{Re}\left(\sum_k \sum_n B_{k,j,n} \cdot (B_{k,j+1,n} \cdot e^{i\varphi_{k,n}})^*\right)}{\sqrt{\sum_k \sum_n |B_{k,j,n}|^2} \cdot \sqrt{\sum_k \sum_n |B_{k,j+1,n}|^2}} \quad (6.19)$$

Здесь $\varphi_{k,n}$ - разность фаз, вызванная деформацией ткани между соседними В-сканами, звездочка представляет собой комплексное сопряжение, суммирование производится через весь В-скан. Важно, что если предполагаются только осевые (но неоднородные вдоль быстрой оси) смещения, и каждый А-сканирование имеет равномерное смещение (т.е. φ является функцией только быстрой координаты), максимизация (6.19) приведет к широко используемой формуле [109]:

$$\varphi_k = \arg\left(\sum_n B_{k,j,n} \cdot B_{k,j+1,n}^*\right) \quad (6.20),$$

где $\arg()$ - аргумент комплексного числа.

Метод компенсации смещения, предложенный в настоящем исследовании, является прямым расширением вышеупомянутого метода. Вместо предположения о равномерном осевом смещении для любого А-сканирования предполагается однородное перемещение объекта в малой окрестности каждого места поперечного сечения. Таким образом, вместо (6.19) в каждом пикселе В-сканирования должно быть максимизировано следующее:

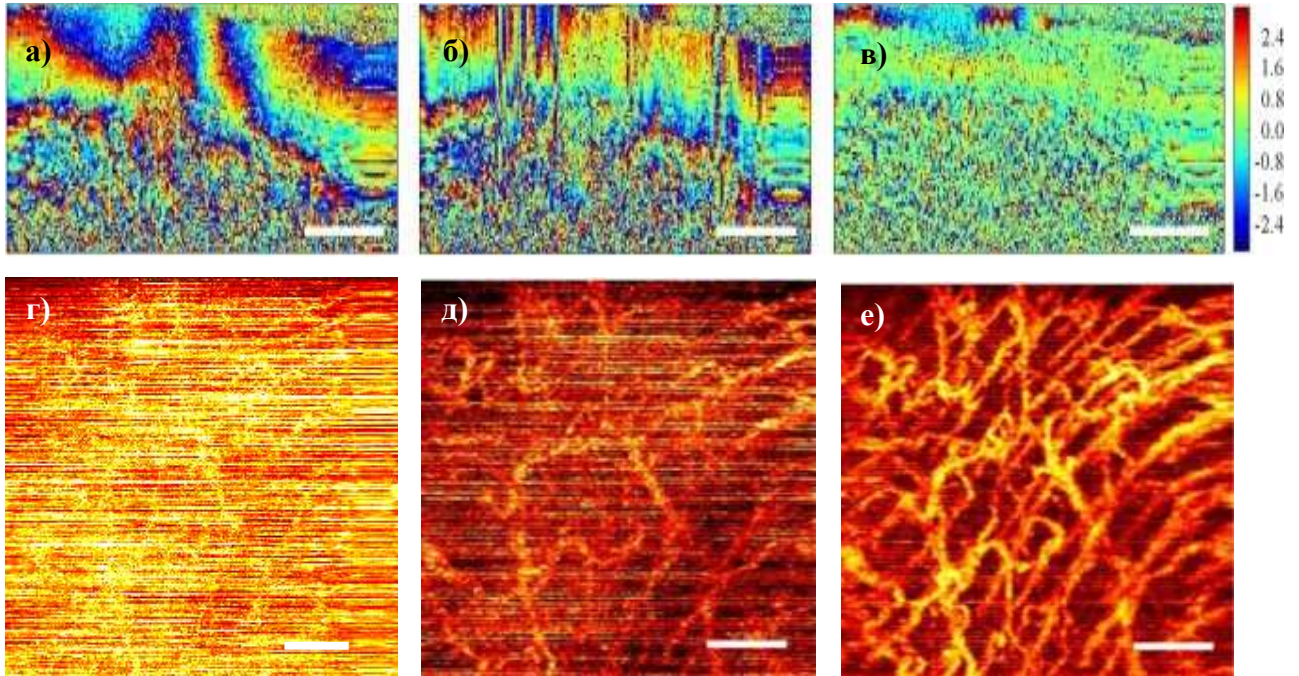
$$\operatorname{Re}(\Gamma_j(\varphi_{k_0,n_0})) = \frac{\operatorname{Re}\left(\sum_{k_0-M/2 \leq k \leq k_0+M/2} \sum_{n_0-M/2 \leq n \leq n_0+M/2} B_{k,j,n} \cdot (B_{k,j+1,n} \cdot e^{i\varphi_{k_0,n_0}})^*\right)}{\sqrt{\sum_{k_0-M/2 \leq k \leq k_0+M/2} \sum_{n_0-M/2 \leq n \leq n_0+M/2} |B_{k,j,n}|^2} \cdot \sqrt{\sum_{k_0-M/2 \leq k \leq k_0+M/2} \sum_{n_0-M/2 \leq n \leq n_0+M/2} |B_{k,j+1,n}|^2}} \quad (6.21),$$

где интегрирование берется по окрестности размера M вокруг (k_0, n_0) . Таким образом, распределение фаз коррекции можно записать в виде:

$$\varphi_{k_0,n_0} = \arg\left(\sum_n B_{k,j,n} \cdot B_{k,j+1,n}^* \cdot \operatorname{rect}_M(n-n_0, k-k_0)\right). \quad (6.22),$$

где $\operatorname{rect}_M(n-n_0, k-k_0)$ прямоугольное окно размера M , центрированное в (k_0, n_0) .

Это уравнение представляет собой свертку функции с прямоугольным окном с размером M пикселей (в настоящем исследовании использовались значения M от 9 до 13 пикселей с почти равной эффективностью). Пример качества компенсации разности фаз, вызванной движением, в случае использования формулы (6.20) и предлагаемого способа (6.22) показан на рисунке 6.31.



Верхняя строка: разность фаз между двумя последовательными В-сканами, представляющими смещения объекта с разной величиной на разных глубинах. а) – без компенсации смещений, б) - после компенсации смещений с использованием (6.20). Хорошо видна оставшаяся разность фаз между В-сканами из-за сжатия объекта. в) - после компенсации смещений с использованием (6.22). Оставшаяся разность фаз стала намного меньше. Нижняя строка: г) МИП проекция сосудистой сети слизистой оболочки человека, рассчитанная без компенсации движения; д) – рассчитанная с использованием (6.18) после компенсации движения по формуле (6.20). е) - после компенсации движения согласно формуле (6.22). Шкалы равны 250 мкм.

Рисунок 6.31 Сравнение результатов ангиографической обработки при различных способах компенсации движений

Распределение разницы фаз соседних сканов, представленное на рисунке 6.31 а), отражает неоднородность перемещения отдельных участков ткани при нажатии, что, в свою очередь, содержит информацию о распределении упругих свойств среды. Использование такой информации позволяет изучать дополнительные свойства объекта исследования и производить эластографические исследования.

6.3.4 Нормализация сигнала

Другим источником артефактов ангиографии на основе ОКТ являются области с высокой отражательной способностью, которые могут появляться, например, на поверхности исследуемого объекта. Разница интенсивности яркого сигнала между соседними сканами может быть сравнима, или больше, чем сигнал из области с потоком. Это означает, что сигнал потока и сигнал высокой интенсивности не могут быть разделены простым пороговым значением, а последний может затмить первый в изображениях максимальной интенсивности (МИП). Эта проблема была рассмотрена в последних публикациях [268, 269]. Предлагаемые методы основаны на алгоритмах машинного обучения: вместо использования в качестве критерия только сигнала, полученного области микроциркуляции, авторы характеризуют каждую позицию в пространстве набором признаков и строят алгоритм классификации в этом пространстве признаков. В [268] авторы использовали как признаки доплеровский сигнал вместе с локальными характеристиками текстуры изображения, тогда как в [269] авторы использовали отношение потока к коэффициенту интенсивности вместе с логарифмом интенсивности в каждом пикселе анализируемого изображения. В обеих работах классификация сигнала позволила различать сигнал от потока и от объема ткани.

Для решения этой проблемы в настоящем исследовании нормализация сигнала применялась до его фильтрации согласно уравнению (6.18). Например, если сигнал будет нормализован на свою амплитуду перед фильтрацией, только области с высокой фазовой изменчивостью окажут влияние на изображения ангиографии. Таким образом, сигнал от устойчивой к фазе высокой отражающей поверхности будет устранен. Однако в этом случае шум будет генерировать сигнал ангиографии с той же амплитудой, что и сосуды. Чтобы воспользоваться преимуществом нормализации сигнала, но исключить его отрицательный эффект на сигнал из областей без сигнала ОКТ, использовалась следующая процедура:

$$S_{k,j_0,n} = \frac{B_{k,j_0,n}}{\sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{j=j_0-N/2}^{j_0+N/2} B_{k,j,n}\right)^2 + T^2}} \quad (6.23),$$

где $S_{k,j,n}$ - значение, используемое в (6.18) вместо $B_{k,j,k}$, T – пороговый параметр. Функция в знаменателе (6.23) асимптотически приближается к функции $y = x$, тогда амплитуда сигнала велика и постоянна T , когда ее амплитуда мала. В знаменателе применено усредненное в некоторой окрестности значение для уменьшения влияния спеклового характера сигнала. Результат предложенной нормализации показан на рисунке 6.32.

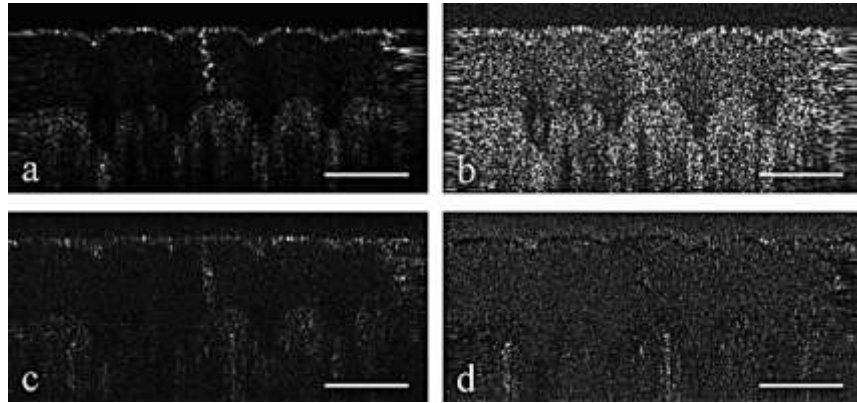
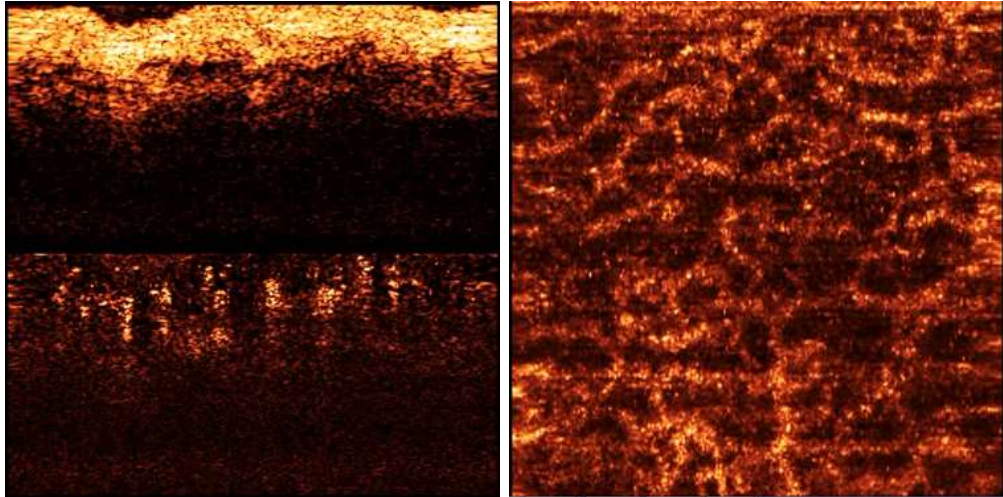


Рисунок 6.32 а) В-скан пальца человека. б) В-скан после нормализации согласно (6.23). с) В-скан распределения сосудов, полученный после фильтрации сигнала амплитуды согласно (6.18). Сигналы из областей с высоким рассеянием, такие как поверхностные и потовые железы, имеют более высокую амплитуду, чем сигналы от сосудов. d) В-скан распределения сосудов, полученный после фильтрации сигнала, нормированного согласно (6.23). Четко видны сигналы от судов в нижней части В-скана. Шкалы равны 250 мкм.

6.3.5 Результаты и их обсуждение

Алгоритм, предложенный в настоящем исследовании, позволяет визуализировать структуру микроциркуляторных последовательностей из каждых 7 последовательных В-сканов ОКТ, таким образом, способен обеспечить изображения поперечного сечения ангиографии с временной задержкой, необходимой для получения первых 7-ти В-сканов. Предварительная обработка компенсации движения позволяет пользователю стабильно удерживать сканер ОКТ в руке во время сбора данных, в то время как нормализация сигнала позволяет визуализировать сети судов МИП проекцией. Оптимизация алгоритмов позволяет сделать все этапы обработки необходимыми не только для визуализации судов, но и для визуализации структурных изображений ОКТ, а также в режиме реального времени. Это позволяет пользователю, выполняющему исследование, стабильно удерживать сканер относительно объекта во время процедуры для лучшей визуализации сосудов. На рисунке 6.33 представлены образцы яркостных и ангио ОКТ изображений.

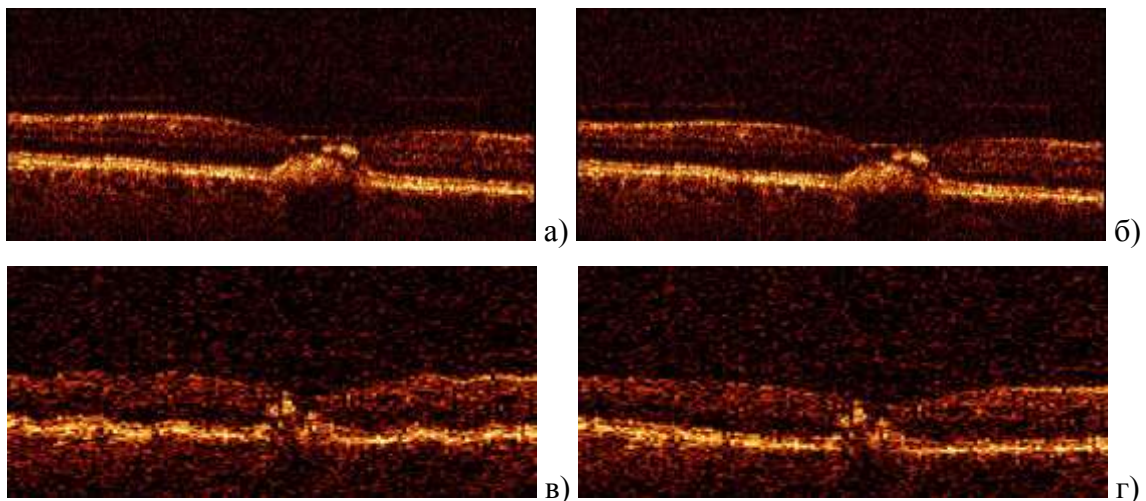


Левая верхняя панель представляет собой ОКТ В-scan, левая средняя панель - ангио-ОКТ В-scan, правая верхняя панель – МИП проекция сосудов кожи добровольца в области живота в режиме реального времени

Рисунок 6.33 Пример визуализации ангио-ОКТ В-скана.

Разработанная система ОКТ с ручным зондом для повседневного клинического применения способна визуализировать сосуды в реальном времени. Ключевыми особенностями системы являются метод компенсации неравномерных перемещений ткани и алгоритм, который вычисляет один ангиографический В-скан при одновременном сканировании следующего В-скана ОКТ, при обработке ангиографии вдоль медленной оси. Работоспособность метода тестировалась в лабораторных экспериментах на животных и на добровольцах.

Дополнительным применением разработанных алгоритмов является устранение влияния макро движений объекта, например при сканировании сетчатки глаза. На рисунке 6.34 приведены ОКТ изображения сетчатки глаза с применением выравнивания и без него.



Изображения вдоль быстрой координаты сканирования а) и б), вдоль медленной координаты – в) и г), до

применения выравнивания а) и в), с применением выравнивания б) и г)

Рисунок 6.34 ОКТ изображение сетчатки глаза

На рисунке 6.34 в) хорошо видно влияние продольных движений во время сканирования. На рисунке 6.34 г) видно насколько эффективно работает метод.

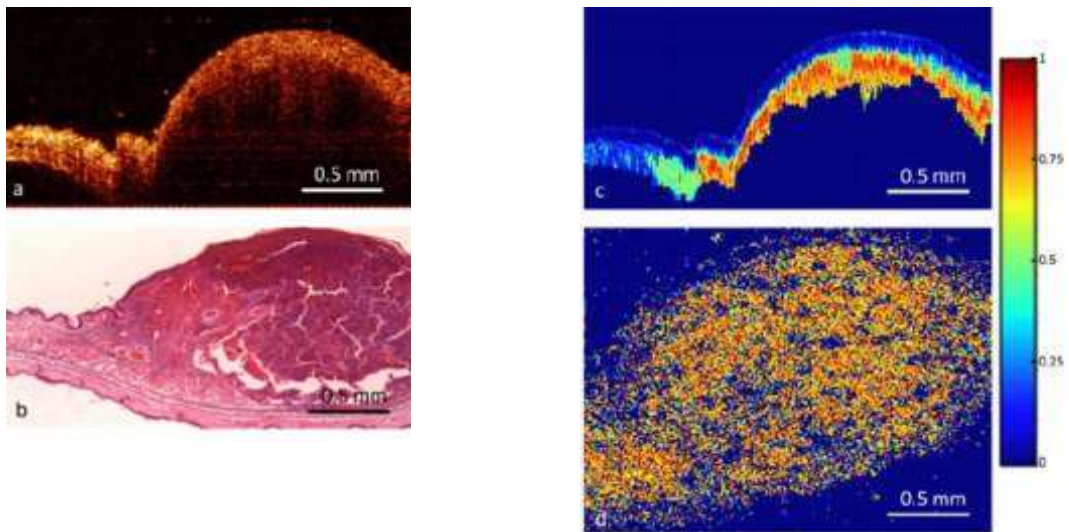
Выравнивание производилось путем расчета последовательно накопленной фазовой ошибки между соседними А-сканами и применением соответствующего смещения сканов на основе свойств преобразования Фурье путем применения частотнозависимого множителя в спектральном пространстве. По порядку величины ошибку кумулятивного суммирования Δ разности фаз соседних отсчетов можно оценить как погрешность определения разности фаз соседних отсчетов δ , умноженную на квадратный корень общего числа отсчетов $N=65536$. В свою очередь, δ определяется как сумма погрешностей величины реальной и мнимой частей сигнала, неточность величины которого, в лучшем случае, определяется отношением дробовых шумов к величине сигнала. При максимальном заряде на одном приемном элементе $q=1.3 \cdot 10^6$, количестве элементов приемной линейки $n=512$ и глубине модуляции полезным сигналом $\eta=0.001$, получим $\Delta = \frac{\sqrt{q \cdot N / 2}}{\eta \cdot q \cdot N / 2} \cdot \sqrt{N} = 1.4 \text{ rad}$, что меньше длины волны. Даже если учесть падение корреляции соседних отсчетов при сканировании, возможные другие факторы, и увеличить ожидаемую ошибку в 100 раз, она останется незначительно малой.

Из выше перечисленного можно заключить, что анализ фазового распределения соседних пространственных отсчетов сигнала в оптической когерентной томографии позволяет компенсировать влияние движений объекта на сигнал (включая смещение объекта как целого) и получать дополнительную информацию об объекте, такую как распределение внутренней микроциркуляции и распределение упругих свойств.

6.4 Некоторые результаты применения МФ ОКТ

В качестве примера применения мультифункционального ОКТ можно привести предварительный результат применения разработанного метода классификации пикселей ОКТ изображения на основе данных МФ ОКТ [19]. Метод основан на локализации областей в N мерном пространстве, наиболее вероятных для нахождения в них векторов, соответствующих пикселям характерных областей объекта. Каждому пикселю ставится в соответствие вектор размерности N , состоящий из некоторого набора (в соответствии с задачей). Вектор может состоять из значений окружающих пикселей, значений пикселей в кросс-поляризации и проч. Экспертом на наборе изображений (рисунок 6.35 а)) выделяются области, однозначно принадлежащие определенному типу или состоянию ткани в соответствии с гистологическим

изображением (рисунок 6.35 b)). Далее, на основе выделенных данных определяются области в N мерном пространстве с наиболее вероятным попаданием туда вектора, соответствующего состоянию. Для каждого пикселя строится картина вероятности принадлежности его к области определенного типа или свойства (рисунок 6.35 c) и 6.35 d))



ОКТ изображение – а), соответствующий гистологический срез – б), выделение области, пораженной опухолью – с), то же, вид сверху – д) (радужная шкала обозначает величину вероятности принадлежности пикселя заданному типу)

Рисунок 6.35 Иллюстрация метода классификации пикселей

Результат применения метода классификации при определении области (рисунок 6.36 b)), пораженной опухолью (голубой), сосудов вне опухоли (зеленый), сосудов в опухоли (красный). Для подтверждения представлен снимок флуоресценции генномодифицированной опухоли (градации серого) с наложенным результатом классификации (рисунок 6.36 a)).

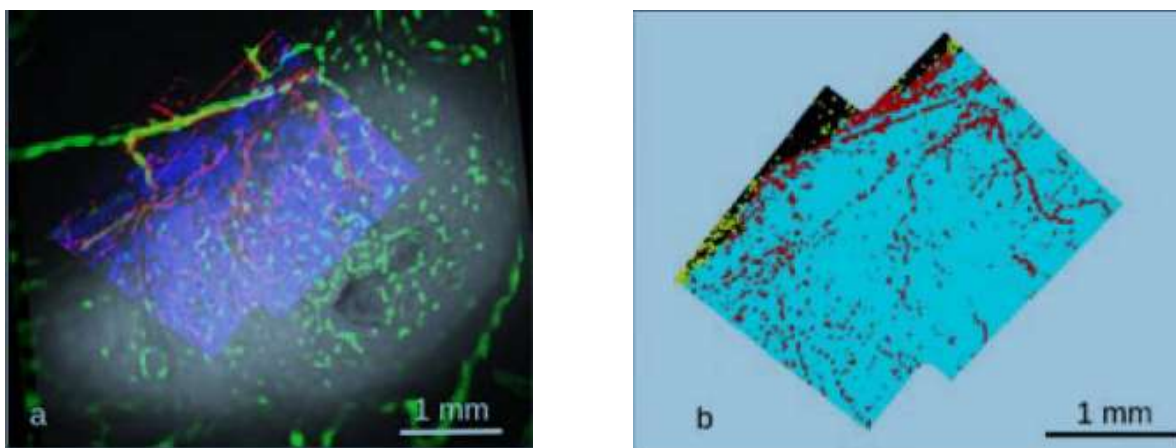


Рисунок 6.36 Результат применения метода классификации пикселей

Представленные результаты показывают перспективы развития дополнительных вычислительных методов анализа многофункциональных данных, получаемых методом ОКТ.

Результаты опубликованы в [19]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы:

1. Разработан ряд интерферометрических волоконных схем и оптических элементов, позволивших реализовать метод ОКТ для практического медицинского применения.
2. Реализован метод снижения неэквидистантности при помощи системы двух призм при регистрации спектральных компонент интерференционного сигнала линейкой фотоприемников в спектрометре на дифракционной решетке в спектральной ОКТ с апробацией при относительной ширине спектра зондирующего излучения 20%.
3. Разработаны методы эффективного удаления когерентных помех в изображениях, обусловленных автокорреляционной составляющей в сигнале спектральной ОКТ.
4. Разработан универсальный метод вычисления и компенсации влияния дисперсии произвольной формы в среде объекта на изображения, получаемые в спектральных и корреляционных ОКТ системах на основе анализа и обработки сигнала без дополнительных измерений.
5. Экспериментально показано превышение локального коэффициента кросс-поляризационного рассеяния при круговой поляризации зондирующего излучения по сравнению с коэффициентом при линейной поляризации.
6. Разработан метод активного поддержания кругового состояния поляризации зондирующего излучения в кросс-поляризационной системе ОКТ при любых конфигурациях гибкого волоконно-оптического зонда.
7. Экспериментально показано, что величина сигнала в оптической когерентной томографии при сканировании одновременно двумя некогерентными ортогонально поляризованными порциями излучения одинакового спектра не зависит от состояния поляризаций этих порций излучения.
8. Разработан ряд режимов функционирования спектральной ОКТ-системы, обеспечивающих реализацию интерактивных режимов микроангиографии, эластографии и кросс-поляризационных измерений.
9. Разработан метод компенсации влияния макро движения объекта на основе анализа и кумулятивного сложения разности фаз соседних пространственных отсчетов и численной коррекции положения изображения.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Гладкова Н.Д., Куранов Р.В., Никулин Н.К., Петрова Г.А., Починко В.В., Правденко К.И., Сергеев А.М., Фельдштейн Ф.И., Ханин Я.И., Шабанов Д.В. Когерентная оптическая томография микронеоднородностей биотканей. // Письма в ЖЭТФ 1995. V.61, №.2, С. 149-153.
2. Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Ksenofontov S.U., Morosov A.N., Myakov A.V., Potapov Y.P., Saposhnikova V.V., Sergeeva E.A., Shabanov D.V., Shakhova N.M., Zagaynova E.V. Optical Coherence Microscopy // In: *Handbook of Coherent-Domain Optical Methods: Biomedical Diagnostics, Environmental Monitoring, and Materials Science:: Second Edition*. New York: Springer Science+ Business Media. 2013. P. 1127-1156.
3. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Фельдштейн Ф.И. Двухволновая оптическая когерентная томография. // Известия вузов. Радиофизика 2004. V.47, №.10-11, С. 943-956.
4. Геликонов В.М., Геликонов Г.В. Одномодовый волоконный ответвитель с 3-децибельным разделением излучения одновременно на длинах волн 0.83 и 1.3 мкм. // Квантовая электроника 2004. V.34, №.10, С. 969-972.
5. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Ксенофонтов С.Ю., Терпелов Д.А., Шлягин П.А. Система управления пьезоволоконным модулятором оптического пути. // Приборы и техника эксперимента 2010, №.3, С. 133-136.
6. Moiseev A.A., Gelikonov G.V., Mashcovitch E.A., Gelikonov V.M. Tilted short base fabry-perot interferometer with inverted resonances in feedback system of widely tunable linear laser. // Laser Physics Letters 2010. V.7, №.7, P. 505-509.
7. Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Dolin L.S., Kamensky V.A., Sergeev A.M., Shakhova N.M., Gladkova N.D., Zagaynova E.V. Optical coherence tomography: Physical principles and applications. // Laser Physics 2003. V.13, №.5, P. 692-702.
8. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Ксенофонтов С.Ю., Куранов Р.В., Морозов А.Н., Мяков А.В., Туркин А.А., Турчин И.В., Шабанов Д.В. Новые подходы к широкополосной волоконно-оптической интерферометрии для оптической когерентной томографии. // Известия вузов. Радиофизика 2003. V.46, №.7, С. 610-627.
9. Gelikonov V.M., Gelikonov G.V. New approach to cross-polarized optical coherence tomography based on orthogonal arbitrarily polarized modes. // Laser Physics Letters 2006. V.3, №.9, P. 445-451.
10. Геликонов В.М., Геликонов Г.В. Волоконно-оптические реализации метода кросс-поляризационной оптической когерентной томографии для эндоскопических исследований. // Квантовая электроника 2008. V.38, №.7, С. 634-640.
11. Зайцев В.Ю., Геликонов В.М., Матвеев Л.А., Геликонов Г.В., Матвеев А.Л., Шлягин П.А., Виткин И.А. Современные тенденции в многофункциональной оптической когерентной томографии. I. Поляризационно-чувствительная ОКТ и традиционные подходы к ОКТ-эластографии. // Известия вузов. Радиофизика 2014. V.57, №.1, С. 59-74.
12. Dolin L.S., Feldchtein F.I., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Gladkova N.D., Iksanov R.R., Kamensky V.A., Kuranov R.V., Sergeev A.M., Shakhova N.M., Turchin I.V. Fundamentals of OCT and clinical applications of endoscopic OCT // In: *Handbook of Coherent Domain Optical Methods Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science. Pros. of SPIE*, V. T.V., Editor: Kluwer Academic Publishers. 2004. P. 211-270.
13. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Терпелов Д.А., Шлягин П.А. Электронные интерфейсные системы для задач спектральной оптической когерентной томографии. // Приборы и техника эксперимента 2012, №.3, С. 100-106.
14. Терпелов Д.А., Ксенофонтов С.Ю., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шлягин П.А. Система управления и сбора данных для спектральной оптической когерентной

- томографии со скоростью 91912 А-сканов/с на основе USB 3.0 интерфейса. // Приборы и техника эксперимента 2017, №.6, С. 94-100.
15. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Иванов В.В., Новиков М.А.* Фарадеевский компенсатор взаимной оптической анизотропии на основе поляризационного кольцевого интерферометра. // Письма в ЖТФ 1999. V.25, №.10, С. 57-63.
 16. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Шлягин П.А.* Оптимизация метода спектральной оптической когерентной томографии на базе интерферометров Физо и Майкельсона. // Известия РАН. Серия физическая 2008. V.72, №.1, С. 104-109.
 17. *Зайцев В.Ю., Виткин И.А., Матвеев Л.А., Геликонов В.М., Матвеев А.Л., Геликонов Г.В.* Современные тенденции в многофункциональной оптической когерентной томографии. II. Поляризационно-чувствительная ОКТ и традиционные подходы к ОКТ-эластографии. // Известия вузов. Радиофизика 2014. V.57, №.3, С. 231-250.
 18. *Matveev L.A., Zaitsev V.Y., Gelikonov G.V., Matveyev A.L., Moiseev A.A., Ksenofontov S.Y., Gelikonov V.M., Sirotkina M.A., Gladkova N.D., Demidov V., Vitkin A.* Hybrid M-mode-like OCT imaging of three-dimensional microvasculature in vivo using reference-free processing of complex valued B-scans. // Optics Letters 2015. V.40, №.7, P. 1472-1475.
 19. *Moiseev A., Snopova L., Kuznetsov S., Buyanova N., Elagin V., Sirotkina M., Kiseleva E., Matveev L., Zaitsev V., Feldchtein F.* Pixel classification method in optical coherence tomography for tumor segmentation and its complementary usage with OCT microangiography. // Journal of Biophotonics 2017, P. in Press.
 20. *Gelikonov V., Gelikonov G., Kirillin M., Shakhova N., Sergeev A., Gladkova N., Zagaynova E.* Fiber-Based OCT // In: *Handbook of Photonics for Biomedical Science*: CRC Press. 2010. P. 423-443.
 21. *Zaitsev V.Y., Matveev L.A., Matveyev A.L., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M.* Elastographic mapping in optical coherence tomography using an unconventional approach based on correlation stability. // Journal of Biomedical Optics 2013. V.19, №.2, P. 021107-13.
 22. *Zaitsev V.Y., Matveev L.A., Matveyev A.L., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M.* A model for simulating speckle-pattern evolution based on close to reality procedures used in spectral-domain OCT. // Laser Physics Letters 2014. V.11, №.10, P. 105601-8.
 23. *Zaitsev V.Y., Matveyev A.L., Matveev L.A., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Vitkin A.* Deformation-induced speckle-pattern evolution and feasibility of correlational speckle tracking in optical coherence elastography. // Journal of Biomedical Optics 2015. V.20, №.7, P. 075006-12.
 24. *Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Ksenofontov S.U., Morosov A.N., Myakov A.V., Potapov Y.P., Saposhnikova V.V., Sergeeva E.A., Shabanov D.V., Shakhova N.M., Zagaynova E.V.* Compact optical coherence microscope // In: *Handbook of Coherent Domain Optical Methods. Biomedical Diagnostics, Environment and Material Science*, V. T.V., Editor: Kluwer Academic Publishers. 2004. P. 866-882.
 25. *Moiseev A.A., Gelikonov G.V., Terpelov D.A., Shilyagin P.A., Gelikonov V.M.* Digital refocusing for transverse resolution improvement in optical coherence tomography. // Laser Physics Letters 2012. V.9, №.11, P. 826-832.
 26. *Shabanov D.V., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M.* Broadband digital holographic technique of optical coherence tomography for 3-dimensional biotissue visualization. // Laser Physics Letters 2009. V.6, №.10, P. 753-758.
 27. *Шлягин П.А., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Мусеев А.А., Терпелов Д.А.* Ахроматическая регистрация квадратурных компонент оптического спектра в спектральной оптической когерентной томографии. // Квантовая электроника 2014. V.44, №.7, С. 664-669.
 28. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Касаткина И.В., Терпелов Д.А., Шлягин П.А.* Компенсация когерентных помех в спектральной оптической когерентной томографии с параллельным приемом спектра. // Оптика и спектроскопия 2009. V.106, №.6, С. 983-988.

29. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Шлягин П.А.* Линейный по оптической частоте спектрометр для реализации скоростного режима в спектральной оптической когерентной томографии. // *Оптика и спектроскопия* 2009. V.106, №.3, С. 518-524.
30. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Терпелов Д.А., Шабанов Д.В., Шлягин П.А.* Подавление автокорреляционных артефактов изображения в спектральной оптической когерентной томографии и многоволновой цифровой голографии. // *Квантовая электроника* 2012. V.42, №.5, С. 390-393.
31. *Matveev L.A., Zaitsev V.Y., Matveev A.L., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Vitkin A.* Novel methods for elasticity characterization using optical coherence tomography: Brief review and future prospects. // *Photonics and Lasers in Medicine* 2014. V.3, №.4, P. 295-309.
32. *Zaitsev V.Y., Matveev L.A., Gelikonov G.V., Matveyev A.L., Gelikonov V.M.* A correlation-stability approach to elasticity mapping in optical coherence tomography. // *Laser Physics Letters* 2013. V.10, №.6, P. 065601-5.
33. *Zaitsev V.Y., Matveyev A.L., Matveev L.A., Gubarkova E.V., Sovetsky A.A., Sirotkina M.A., Gelikonov G.V., Zagaynova E.V., Gladkova N.D., Vitkin A.* Practical obstacles and their mitigation strategies in compressional optical coherence elastography of biological tissues. // *Journal of Innovative Optical Health Sciences* 2017. V.10, №.6, P. 1742006-13.
34. *Sergeev A.M., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Feldchtein F.I., Kuranov R.V., Gladkova N.D., Shakhova N.M., Snopova L.B., Shakhov A.V., Kuznetzova I.A., Denisenko A.N., Pochinko V.V., Chumakov Y.P., Streltsova O.S.* In vivo endoscopic OCT imaging of precancer and cancer states of human mucosa. // *Optics Express* 1997. V.1, №.13, P. 432-440.
35. *Feldchtein F.I., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Iksanov R.R., Kuranov R.V., Sergeev A.M., Gladkova N.D., Ourutina M.N., Warren Jr J.A., Reitze D.H.* In vivo OCT imaging of hard and soft tissue of the oral cavity. // *Optics Express* 1998. V.3, №.6, P. 239-250.
36. *Берзон Л.Э., Богомолова Л.Е., Варламова Л.Л., Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Гуров И.П., Еришов В.А., Королев М.П., Ксенофонтов С.Ю.* Применение метода оптической когерентной томографии в эндоскопии. // *Оптический журнал* 2009. V.76, №.10, С. 63-70.
37. *Шлягин П.А., Ксенофонтов С.Ю., Моисеев А.А., Терпелов Д.А., Маткивский В.А., Касаткина И.В., Мамаев Ю.А., Геликонов Г.В., Геликонов В.М.* Эквидистантная регистрация спектральных компонент в сверхширокополосной спектральной оптической когерентной томографии // *Известия вузов. Радиофизика* 2017. V.60, №.10, С. 859-870.
38. *Gladkova N., Streltsova O., Zagaynova E., Kiseleva E., Gelikonov V., Gelikonov G., Karabut M., Yunusova K., Evdokimova O.* Cross-polarization optical coherence tomography for early bladder-cancer detection: Statistical study. // *Journal of Biophotonics* 2011. V.4, №.7-8, P. 519-532.
39. *Gubarkova E.V., Kirillin M.Y., Dudenkova V.V., Timashev P.S., Kotova S.L., Kiseleva E.B., Timofeeva L.B., Belkova G.V., Solovieva A.B., Moiseev A.A., Gelikonov G.V., Fiks I.I., Feldchtein F.I., Gladkova N.D.* Quantitative evaluation of atherosclerotic plaques using cross-polarization optical coherence tomography, nonlinear, and atomic force microscopy. // *Journal of Biomedical Optics* 2016. V.21, №.12, P. 126010-10.
40. *Maslennikova A.V., Sirotkina M.A., Moiseev A.A., Finagina E.S., Ksenofontov S.Y., Gelikonov G.V., Matveev L.A., Kiseleva E.B., Zaitsev V.Y., Zagaynova E.V., Feldchtein F.I., Gladkova N.D., Vitkin A.* In-vivo longitudinal imaging of microvascular changes in irradiated oral mucosa of radiotherapy cancer patients using optical coherence tomography. // *Scientific Reports* 2017. V.7, №.1, P. 16505.
41. *Cernat R., Tatla T.S., Pang J., Tadrous P.J., Bradu A., Dobre G., Gelikonov G., Gelikonov V., Podoleanu A.G.* Dual instrument for in vivo and ex vivo OCT imaging in an ENT department. // *Biomedical Optics Express* 2012. V.3, №.12, P. 3346-3356.
42. *Feldchtein F.I., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Kuranov R.V., Sergeev A.M., Gladkova N.D., Shakhov A.V., Shakhova N.M., Snopova L.B., Terent'eva A.B., Zagaynova E.V., Chumakov Y.P.,*

- Kuznetzova I.A.* Endoscopic applications of optical coherence tomography. // *Optics Express* 1998. V.3, №.6, P. 257-270.
43. *Zuccaro G., Gladkova N., Vargo J., Feldchtein F., Zagaynova E., Conwell D., Falk G., Goldblum J., Dumot J., Ponsky J., Gelikonov G., Davros B., Donchenko E., Richter J.* Optical coherence tomography of the esophagus and proximal stomach in health and disease. // *American Journal of Gastroenterology* 2001. V.96, P. 2633-2639.
 44. *Кукош В.М., Загайнов В.Е., Загайнова Е.В., Горохов Г.Г., Геликонов Г.В., Шкалова Л.В.* Оптическая когерентная томография как объективный метод определения границы резекции при опухолях желчных протоков. // *Современные технологии в медицине* 2010, №.1-2 С. 36-37.
 45. *Sirotkina M.A., Matveev L.A., Shirmanova M.V., Zaitsev V.Y., Buyanova N.L., Elagin V.V., Gelikonov G.V., Kuznetsov S.S., Kiseleva E.B., Moiseev A.A., Gamayunov S.V., Zagaynova E.V., Feldchtein F.I., Vitkin A., Gladkova N.D.* Photodynamic therapy monitoring with optical coherence angiography. // *Scientific Reports* 2017. V.7, P. 41506-11.
 46. *Zagaynova E., Gladkova N., Shakhova N., Gelikonov G., Gelikonov V.* Endoscopic OCT with forward-looking probe: Clinical studies in urology and gastroenterology. // *Journal of Biophotonics* 2008. V.1, №.2, P. 114-128.
 47. *Feldchtein F.I., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V.* Polarization-sensitive common path optical coherence reflectometry/tomography device // Patent USA US7728985. 2010.
 48. *Геликонов Г.В.* Оптоволоконное сканирующее устройство // Patent РФ RU2319184. 2008.
 49. *Фельдштейн Ф.И., Амезеен П.Г., Геликонов В.М., Геликонов Г.В.* Способ исследования объекта и оптический интерферометр для его осуществления // Patent РФ RU2240502. 2003.
 50. *Шабанов Д.В., Геликонов В.М., Геликонов Г.В.* Электромеханический модулятор разности длин плеч интерферометра // Patent РФ RU2261464. 2005.
 51. *Багаев С.Н., Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Жутиков А.А., Куранов Р.В., Ражев А.М., Сергеев А.М., Турчин И.В., Фельдштейн Ф.И.* Способ коррекции рефракционных свойств роговицы глаза при in situ мониторинге методом оптической когерентной томографии и устройство для его осуществления // Patent РФ RU2183108. 2002.
 52. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Фельдштейн Ф.И.* Протектор для оптоволоконного зонда // Patent РФ RU2243578. 2004.
 53. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Фельдштейн Ф.И.* Оптическое устройство для исследования объекта // Patent РФ RU2247938. 2005.
 54. *Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шлягин П.А.* Дисперсионный оптический элемент для получения линейного оптического спектра // Patent РФ RU2398193. 2010.
 55. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Фельдштейн Ф.И.* Интерферометрическое устройство (варианты) // Patent RU2273823. 2006.
 56. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В.* Устройство для интерферометрических измерений // Patent РФ RU2272991. 2006.
 57. *Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шлягин П.А.* Способ и устройство спектральной рефлектометрии // Patent РФ RU2399029. 2010.
 58. *Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Моисеев А.А., Машкович Е.А.* Перестраиваемый частотный селектор // Patent РФ RU2427062. 2011.
 59. *Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шлягин П.А.* Оптическое бездисперсионное фазосдвигающее устройство // Patent РФ RU2436138. 2011.
 60. *Воробьев В.А., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Каменский В.А., Прудников М.Б., Турчин И.В.* Устройство получения контрастных ОКТ изображений // Patent РФ 2314034. 2008.
 61. *Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шлягин П.А.* Способ формирования эквидистантных по оптической частоте отсчетов при спектральном интерференционном приеме рассеянного назад сверхширокополосного излучения // Patent РФ 2531764. 2014.

62. *Моисеев А.А., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Ксенофонтов С.Ю., Зайцев В.Ю., Матвеев А.Л., Матвеев Л.А., Загайнова Е.В., Карабут М.М., Сироткина М.А., Гладкова Н.Д., Виткин И.А.* Способ визуализации областей объекта, содержащих микродвижения // Patent РФ RU2626310. 2017.
63. *Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Ксенофонтов С.Ю., Моисеев А.А., Ромашов В.Н., Загайнова Е.В., Губарькова Е.В., Киселева Е.Б., Гладкова Н.Д., Виткин И.А.* Устройство для регистрации изображений кросс-поляризационной низкокогерентной оптической интерферометрии // Patent РФ RU2615035. 2017.
64. *Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Мяков А.В., Фельдштейн Ф.И.* Способ получения изображения объекта, устройство для его осуществления и устройство доставки оптического излучения // Patent РФ RU2242710. 2004.
65. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Гладкова Н.Д., Сергеев А.М., Шахова Н.М., Фельдштейн Ф.И.* Устройство для оптической когерентной томографии, оптоволоконное сканирующее устройство и способ диагностики биоткани *in vivo* // Patent РФ RU2148378. 2000.
66. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Гладкова Н.Д., Леонов В.И., Сергеев А.М., Фельдштейн Ф.И.* Оптоволоконный интерферометр и оптоволоконный пьезоэлектрический модулятор // Patent РФ № 2100787. 1997.
67. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Куранов Р.В., Сергеев А.М., Фельдштейн Ф.И.* Оптический интерферометр (варианты) // Patent РФ 2169347. 2001.
68. *Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Gladkova N.D., Leonov V.I., Feldchtein F.I., Sergeev A.M., Khanin Y.I.* Optical fiber interferometer and piezoelectric modulator // Patent USA US5835642. 1998.
69. *Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Gladkova N.D., Leonov V.I., Feldchtein F.I., Sergeev A.M., Khanin Y.I.* Optical fiber interferometer with PZT scanning of interferometer arm optical length // Patent USA US5867268. 1999.
70. *Feldchtein F.I., Amazeen P.G., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V.* Method for studying a sample and optical interferometer for doing the same // Patent USA US6992776. 2006.
71. *Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Gladkova N.D., Shahova N.M., Feldchtein F.I., Sergeev A.M.* Optical coherence tomography apparatus, optical fiber lateral scanner and a method for studying biological tissues *in vivo* // Patent USA US6903854. 2005.
72. *Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Feldchtein F.I.* Protector for a fibre-optic catheter // Patent WO 2004092796. 2004.
73. *Piyevsky S.M., Feldchtein F.I., Gelikonov G.V.* Optical fiber lateral scanner for a miniature optical fiber probe // Patent USA US7242826. 2007.
74. *Feldchtein F.I., Gelikonov G.V.* Common path frequency domain optical coherence reflectometry/tomography device // Patent USA US7428053. 2008.
75. *Feldchtein F.I., Gelikonov G.V.* Common path frequency domain optical coherence reflectometer and common path frequency domain optical coherence tomography device // Patent USA US7426036. 2008.
76. *Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Myakov A.V., Feldchtein F.I.* Method for obtaining the image of an object, device for carrying out said method and device for delivering low coherent optical radiation // Patent USA US7515274. 2009.
77. *Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Gladkova N.D., Shakhova N.M., Feldshtein F.I., Sergeev A.M.* Optical coherent tomography apparatus, fiberoptic lateral scanner and method for studying biological tissues *in vivo* // Patent USA US6608684. 2003.
78. *Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Shilyagin P.A.* Spectral reflectometry method and device // Patent USA US8488124. 2013.
79. *Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Feldchtein F.I.* Optical coherence tomography device and method having improved boundary control and distortion correction // Patent USA US8159677. 2012.

80. *Huang D., Swanson E.A., Lin C.P., Schuman J.S., Stinson W.G., Chang W., Hee M.R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C.A., Fujimoto J.G.* Optical coherence tomography. // *Science* 1991. V.254, №.5035, P. 1178-1181.
81. *Bouma B.E., Tearney G.J.* Handbook of Optical Coherence Tomography. 1 ed. 2002, Marcel Dekker, Inc.: New York. 741 p.
82. *Drexler W., Fujimoto J.G.* Optical Coherence Tomography: Technology and Applications: Springer Berlin Heidelberg. 2008. 1346 p.
83. *Tuchin V.V.* Handbook of coherent-domain optical methods: Biomedical diagnostics, environmental monitoring, and materials science: Second edition. Handbook of Coherent-Domain Optical Methods: Biomedical Diagnostics, Environmental Monitoring, and Materials Science:: Second Edition. V. 1-2. 2013. 1-1330 p.
84. *Tuchin V.V.* Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis, Second Edition. SPIE Press. Vol. PM166. 2007: Washington. 882 p.
85. *Sergeev A.M., Dolin L.S., Reitze D.H.* Optical Tomography of biotissues: Past, Present, and Future. // *Optics & Photonics News* 2001, P. 28-35.
86. *Swanson E.A., Izatt J.A., Hee M.R., Huang D., Lin C.P., Schuman J.S., Puliafito C.A., Fujimoto J.G.* In vivo retinal imaging by optical coherence tomography. // *Optics Letters* 1993. V.18, №.21, P. 1864-1866.
87. *Pan Y.T., Xie T.Q., Du C.W., Bastacky S., Meyers S., Zeidel M.L.* Enhancing early bladder cancer detection with fluorescence-guided endoscopic optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2003. V.28, №.24, P. 2485-2487.
88. *Skala M.C., Fontanella A., Hendargo H., Dewhirst M.W., Izatt J.A.* Combined hyperspectral and spectral domain optical coherence tomography microscope for noninvasive hemodynamic imaging. // *Optics Letters* 2009. V.34, №.3, P. 289-91.
89. *Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Feldchtein F.I., Stepanov J.P., Sergeev A.M., Antoniou I., Ioannovich J., Reitze D.H., Dawson W.W.* Two-color-in-one-interfererometer OCT system for bioimaging // *Digest of Conference on Laser and Electro-Optics, Baltimore, 1997.* V. 11. P. 210-211
90. *Pan Y., Farkas D.L.* Noninvasive imaging of living human skin with dual- wavelength optical coherence tomography in two and three dimensions. // *Journal of Biomedical Optics* 1998. V.3, №.4, P. 446-455.
91. *Kennedy B.F., Kennedy K.M., Sampson D.D.* A review of optical coherence elastography: Fundamentals, techniques and prospects. // *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* 2014. V.20, №.2, P. 272-288.
92. *Marvdashti T., Duan L., Lurie K.L., Smith G.T., Ellerbee A.K.* Quantitative measurements of strain and birefringence with common-path polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2014. V.39, №.19, P. 5507-5510.
93. *Zaitsev V.Y., Gelikonov V.M., Matveev L.A., Gelikonov G.V., Matveyev A.L., Shilyagin P.A., Vitkin I.A.* Recent trends in multimodal optical coherence tomography. I. Polarization-sensitive oct and conventional approaches to OCT elastography. // *Radiophysics and Quantum Electronics* 2014. V.57, №.1, P. 52-66.
94. *Wang S., Larin K.V., Li J., Vantipalli S., Manapuram R.K., Aglyamov S., Emelianov S., Twa M.D.* A focused air-pulse system for optical-coherence-tomography-based measurements of tissue elasticity. // *Laser Physics Letters* 2013. V.10, №.7, P. 075605-6.
95. *Li J., Wang S., Singh M., Aglyamov S., Emelianov S., Twa M.D., Larin K.V.* Air-pulse OCE for assessment of age-related changes in mouse cornea in vivo. // *Laser Physics Letters* 2014. V.11, №.6, P. 065601-4.
96. *Leitgeb R.A., Schmetterer L., Drexler W., Fercher A.F., Zawadzki R.J., Bajraszewski T.* Real-time assessment of retinal blood flow with ultrafast acquisition by color Doppler Fourier domain optical coherence tomography. // *Optics Express* 2003. V.11, №.23, P. 3116-3121.

97. *Yang V.X.D., Gordon M.L., Qi B., Pekar J., Lo S., Seng-Yue E., Mok A., Wilson B.C., Vitkin I.A.* High speed, wide velocity dynamic range Doppler optical coherence tomography (Part I): System design, signal processing, and performance. // *Optics Express* 2003. V.11, №.7, P. 794-809.
98. *Wang R.K., Jacques S.L., Ma Z., Hurst S., Hanson S.R., Gruber A.* Three dimensional optical angiography. // *Optics Express* 2007. V.15, №.7, P. 4083-4097.
99. *Szkulmowski M., Szkulmowska A., Bajraszewski T., Kowalczyk A., Wojtkowski M.* Flow velocity estimation using joint Spectral and Time domain Optical Coherence Tomography. // *Optics Express* 2008. V.16, №.9, P. 6008-6025.
100. *Wang R.K., An L.* Doppler optical micro-angiography for volumetric imaging of vascular perfusion in vivo. // *Optics Express* 2009. V.17, №.11, P. 8926-8940.
101. *Jonathan E., Enfield J., Leahy M.J.* Correlation mapping method for generating microcirculation morphology from optical coherence tomography (OCT) intensity images. // *Journal of Biophotonics* 2011. V.4, №.9, P. 583-587.
102. *Kurokawa K., Sasaki K., Makita S., Hong Y.J., Yasuno Y.* Three-dimensional retinal and choroidal capillary imaging by power Doppler optical coherence angiography with adaptive optics. // *Optics Express* 2012. V.20, №.20, P. 22796-22812.
103. *Mariampillai A., Standish B.A., Moriyama E.H., Khurana M., Munce N.R., Leung M.K.K., Jiang J., Cable A., Wilson B.C., Vitkin I.A., Yang V.X.D.* Speckle variance detection of microvasculature using swept-source optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2008. V.33, №.13, P. 1530-1532.
104. *Mariampillai A., Leung M.K.K., Jarvi M., Standish B.A., Lee K., Wilson B.C., Vitkin A., Yang V.X.D.* Optimized speckle variance OCT imaging of microvasculature. // *Optics Letters* 2010. V.35, №.8, P. 1257-1259.
105. *Tao Y.K., Davis A.M., Izatt J.A.* Single-pass volumetric bidirectional blood flow imaging spectral domain optical coherence tomography using a modified Hilbert transform. // *Optics Express* 2008. V.16, №.16, P. 12350-12361.
106. *Yousefi S., Qin J., Wang R.K.* Super-resolution spectral estimation of optical micro-angiography for quantifying blood flow within microcirculatory tissue beds in vivo. // *Biomedical Optics Express* 2013. V.4, №.7, P. 1214-1228.
107. *Jia Y., Tan O., Tokayer J., Potsaid B., Wang Y., Liu J.J., Kraus M.F., Subhash H., Fujimoto J.G., Hornegger J., Huang D.* Split-spectrum amplitude-decorrelation angiography with optical coherence tomography. // *Optics Express* 2012. V.20, №.4, P. 4710-4725.
108. *Srinivasan V.J., Jiang J.Y., Yaseen M.A., Radhakrishnan H., Wu W., Barry S., Cable A.E., Boas D.A.* Rapid volumetric angiography of cortical microvasculature with optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2010. V.35, №.1, P. 43-45.
109. *Lee J., Srinivasan V., Radhakrishnan H., Boas D.A.* Motion correction for phase-resolved dynamic optical coherence tomography imaging of rodent cerebral cortex. // *Optics Express* 2011. V.19, №.22, P. 21258-21270.
110. *Mahmud M.S., Cadotte D.W., Vuong B., Sun C., Luk T.W.H., Mariampillai A., Yang V.X.D.* Review of speckle and phase variance optical coherence tomography to visualize microvascular networks. // *Journal of Biomedical Optics* 2013. V.18, №.5, P. 50901.
111. *Zaitsev V.Y., Vitkin I.A., Matveev L.A., Gelikonov V.M., Matveyev A.L., Gelikonov G.V.* Recent Trends in Multimodal Optical Coherence Tomography. II. The Correlation-Stability Approach in OCT Elastography and Methods for Visualization of Microcirculation. // *Radiophysics and Quantum Electronics* 2014. V.57, №.3, P. 210-225.
112. *Swanson A.E., Huang D., Hee M.R., Fujimoto J.G., Lin S.P., Puliakit C.A.* High speed optical coherence domain reflectometry. // *Optics Letters* 1992. V.17, P. 151-153.
113. *Tearney G.J., Bouma B.E., Fujimoto J.G.* High-speed phase- and group-delay scanning with a grating-based phase control delay line. // *Optics Letters* 1997. V.22, №.23, P. 1811-1813.

114. *Tearney G.J., Brezinski M.E., Bouma B.E., Boppart S.A., Pitris C., Southern J.F., Fujimoto J.G.* In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography. // *Science* 1997. V.276, №.5321, P. 2037-2039.
115. *Hee M.R., Huang D., Swanson E.A., Fujimoto J.G.* Polarization-sensitive low-coherence reflectometer for birefringence characterization and ranging. // *Journal of the Optical Society of America* 1992. V.9, P. 903-908.
116. *de Boer J.F., Milner T.E., van Gemert M.J.C., Nelson J.S.* Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Optics Letters* 1997. V.22, №.12, P. 934-6.
117. *Everett M.J., Schoenenberger K., Colston B.W., Jr., Da Silva L.B.* Birefringence characterization of biological tissue by use of optical coherence tomography. // *Optics Letters* 1998. V.23, №.3, P. 228-30.
118. *Schmitt J.M., Xiang S.H.* Cross-polarized backscatter in optical coherence tomography of biological tissue. // *Optics Letters* 1998. V.23, №.13, P. 1060-1062.
119. *de Boer J.F., Srinivas S.M., Malekafzali A., Chen Z., Nelson J.S.* Imaging thermally damaged tissue by polarization sensitive optical coherence tomography. // *Optics Express* 1998. V.3, №.6, P. 212-218.
120. *de Boer J.F., Milner T.E., Stuart Nelson J.* Determination of the depth-resolved Stokes parameters of light backscattered from turbid media by use of polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Optics Letters* 1999. V.24, №.5, P. 300-302.
121. *de Boer J.F., Srinivas B.H., Park B.H., Pham T.H., Chen Z.P., Milner T.E., Nelson J.S.* Polarization effects in optical coherence tomography of various biological tissues. // *IEEE J. Sel.Topics Quant. Electron.* 1999. V.5, P. 1200-1204.
122. *Saxer C.E., de Boer J.F., Park B.H., Zhao Y.H., Chen Z.P., Nelson J.S.* High-speed fiber-based polarization-sensitive optical coherence tomography of in vivo human skin. // *Optics Letters* 2000. V.25, №.18, P. 1355-1357.
123. *Roth J.E., Kozak J.A., Yazdanfar S., Rollins A.M., Izatt J.A.* Simplified method for polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2001. V.26, №.14, P. 1069-1071.
124. *Sankaran V., Walsh Jr J.T., Maitland D.J.* Comparative study of polarized light propagation in biologic tissues. // *Journal of Biomedical Optics* 2002. V.7, №.3, P. 300-306.
125. *Stockford I.M., Morgan S.P., Chang P.C.Y., Walker J.G.* Analysis of the spatial distribution of polarized light backscattered from layered scattering media. // *Journal of Biomedical Optics* 2002. V.7, №.3, P. 313-320.
126. *de Boer J.F., Milner T.E.* Review of polarization sensitive optical coherence tomography and Stokes vector determination. // *Journal of Biomedical Optics* 2002. V.7, №.3, P. 359-371.
127. *Pierce M.C., Park B.H., Cense B., de Boer J.F.* Simultaneous intensity, birefringence, and flow measurements with high-speed fiber-based optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2002. V.27, №.17, P. 1534-1536.
128. *Cense B., Chen T.C., Park B.H., Pierce M.C., De Boer J.F.* In vivo depth-resolved birefringence measurements of the human retinal nerve fiber layer by polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2002. V.27, №.18, P. 1610-1612.
129. *Jiao S., Yu W., Stoica G., Wang L.V.* Optical-fiber-based Mueller optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2003. V.28, №.14, P. 1206-1208.
130. *Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C., Izatt J.A.* Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography. // *Optics Express* 2003. V.11, №.18, P. 2183-2189.
131. *Davé D.P., Akkin T., Milner T.E.* Polarization-maintaining fiber-based optical low-coherence reflectometer for characterization and ranging of birefringence. // *Optics Letters* 2003. V.28, №.19, P. 1775-1777.

132. *Cense B., Chen T.C., Park B.H., Pierce M.C., De Boer J.F.* In vivo birefringence and thickness measurements of the human retinal nerve fiber layer using polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Journal of Biomedical Optics* 2004. V.9, №.1, P. 121-125.
133. *Guo S., Zhang J., Wang L., Nelson J.S., Chen Z.* Depth-resolved birefringence and differential optical axis orientation measurements with fiber-based polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2004. V.29, №.17, P. 2025-2027.
134. *Pierce M.C., Strasswimmer J., Park B.H., Cense B., De Boer J.F.* Birefringence measurements in human skin using polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Journal of Biomedical Optics* 2004. V.9, №.2, P. 287-291.
135. *Chen Y., Otis L., Piao D., Zhu Q.* Characterization of dentin, enamel, and carious lesions by a polarization-sensitive optical coherence tomography system. // *Applied Optics* 2005. V.44, №.11, P. 2041-2048.
136. *Schoenenberger K., Colston B.W., Jr., Maitland D.J., Da Silva L.B., Everett M.J.* Mapping of birefringence and thermal damage in tissue by use of polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Applied Optics* 1998. V.37, №.25, P. 6026-6036.
137. *Геликонов В.М., Кучева М.Н., Малькин Г.Б.* Измерение двулучепреломления ОВС с широкополосным источником излучения. // *Известия вузов. Радиофизика* 1991. V.34, №.6, С. 717-19.
138. *Feldchtein F., Bush J., Gelikonov G., Gelikonov V., Piyevsky S.* Cost effective, all-fiber autocorrelator based 1300 nm OCT system // *Progress in Biomedical Optics and Imaging - Proceedings of SPIE2005*. V. 5690. P. 349-355
139. *Drake A.D., Leiner D.C.* Fiber-optic interferometer for remote subangstrom vibration measurement. // *Review of Scientific Instruments* 1984. V.55, №.2, P. 162-165.
140. *Ostro S.J.* Planetary radar astronomy. // *Reviews of Modern Physics* 1993. V.65, №.4, P. 1235-1279.
141. *Mishchenko M.I., Hovenier J.W.* Depolarization of light backscattered by randomly oriented nonspherical particles. // *Optics Letters* 1995. V.20, №.12, P. 1356-1358.
142. *Wolf P.E., Maret G.* Weak Localization and Coherent Backscattering of Photons in Disordered Media. // *Physical Review Letters* 1985. V.55, №.24, P. 2696-2699.
143. *Tishkovets V.P., Mishchenko M.I.* Approximate calculation of coherent backscattering for semi-infinite discrete random media. // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 2009. V.110, №.1-2, P. 139-145.
144. *Long M.W.* On the polarization and the wavelength dependence of sea echo. // *Trans. IEEE AP-14* 1965. V.13 №.5, P. 749-754.
145. *Kiseleva E., Kirillin M., Feldchtein F., Vitkin A., Sergeeva E., Zagaynova E., Streltzova O., Shakhov B., Gubarkova E., Gladkova N.* Differential diagnosis of human bladder mucosa pathologies in vivo with cross-polarization optical coherence tomography. // *Biomedical Optics Express* 2015. V.6, №.4, P. 1464-1476.
146. *Zhang T., Yamaguchi I.* Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography. // *Optics Letters* 1998. V.23, №.15, P. 1221-1223.
147. *Kim M.K.* Wavelength-scanning digital interference holography for optical section imaging. // *Optics Letters* 1999. V.24, №.23, P. 1693-1695.
148. *Yu L., Kim M.K.* Wavelength-scanning digital interference holography for tomographic three-dimensional imaging by use of the angular spectrum method. // *Optics Letters* 2005. V.30, №.16, P. 2092-2094.
149. *Fercher A.F., Bartelt H., Becker H., Wiltschko E.* Image formation by inversion of scattered field data: Experiments and computational simulation. // *Applied Optics* 1979. V.18, №.14, P. 2427-2439.
150. *de Boer J.F., Cense B., Park B.H., Pierce M.C., Tearney G.J., Bouma B.E.* Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2003. V.28, №.21, P. 2067-2069.

151. *Leitgeb R., Hitzberger C.K., Fercher A.F.* Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography. // *Optics Express* 2003. V.11, №.8, P. 889-894.
152. *Зверев В.А., Стромков А.А.* Выделение сигналов из помех численными методами. Нижний Новгород: ИПФ РАН. 2001. 188 с.
153. *Юнаковский А.Д.* Начала вычислительных методов для физиков. Нижний Новгород: ИПФ РАН. 2007. 220 с.
154. *Traub W.A.* Constant-dispersion grism spectrometer for channeled spectra. // *Journal of the Optical Society of America A: Optics and Image Science, and Vision* 1990. V.7, №.9, P. 1779-1791.
155. *Bouma B.E., Tearney G.J., Bilinsky I.P., Golubovic B., Fujimoto J.G.* Self-phase-modulated Kerr-lens mode-locked Cr:forsterite laser source for optical coherence tomography. // *Optics Letters* 1996. V.21, №.22, P. 1839-1841.
156. *Drexler W., Morgner U., Kartner F.X., Pitris C., Boppart S.A., Li X.D., Ippen E.P., Fujimoto J.G.* In Vivo Ultrahigh-resolution Optical Coherence Tomography. // *Optics Letters* 1999. V.24, №.17, P. 1221-1223.
157. *Povazay B., Bizheva K., Unterhuber A., Hermann B., Sattmann H., Fercher A.F., Drexler W., Apolonski A., Wadsworth W.J., Knight J.C., Russel P.S.J., Vetterlein M., Scherzer E.* Submicrometer axial resolution optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2002. V.27, №.20, P. 1800-1802.
158. *Fujimoto J.G., Drexler W.* Optical Coherence Tomography: Technology and Applications. Berlin: Springer. 2008. 1354 p.
159. *Батоврин В.К., Гармаш И.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В., А.В. Л., А.Г. П., Сафин С.А., Семенов А.Т., Шидловский В.Р., Шраменко М.В., Якубович С.Д.* Суперлюминесцентные диоды на основе однослойных квантоворазмерных (GaAl)As-гетероструктур. // *Квантовая электроника* 1996. V.23, №.2, С. 113-118.
160. *Tripathi R., Nassif N., Nelson J.S., Park B.H., De Boer J.F.* Spectral shaping for non-Gaussian source spectra in optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2002. V.27, №.6, P. 406-408.
161. *Lawman S., Dong Y., Williams B.M., Romano V., Kaye S., Harding S.P., Willoughby C., Shen Y.C., Zheng Y.* High resolution corneal and single pulse imaging with line field spectral domain optical coherence tomography. // *Optics Express* 2016. V.24, №.11, P. 12395-12405.
162. *Kulkarni M.D., Thomas C.W., Izatt J.A.* Image enhancement in optical coherence tomography using deconvolution. // *Electronics Letters* 1997. V.33, №.16, P. 1365-1367.
163. *Marks D.L., Oldenburg A.L., Reynolds J.J., Boppart S.A.* Autofocus algorithm for dispersion correction in optical coherence tomography. // *Applied Optics* 2003. V.42, №.16, P. 3038-3046.
164. *de Boer J.F., Saxer C.E., Nelson J.S.* Stable carrier generation and phase-resolved digital data processing in optical coherence tomography. // *Applied Optics* 2001. V.40, №.31, P. 5787-5790.
165. *Fercher A.F., Hitzberger C.K., Sticker M., Zawadzki R., Karamata B., Lasser T.* Numerical dispersion compensation for partial coherence interferometry and optical coherence tomography. // *Optics Express* 2001. V.9, №.12, P. 610-615.
166. *Marks D., Carney P.S., Boppart S.A.* Adaptive spectral apodization for sidelobe reduction in optical coherence tomography images. // *Journal of Biomedical Optics* 2004. V.9, №.6, P. 1281-1287.
167. *Gong J., Liu B., Kim Y.L., Liu Y., Li X.* Optimal spectral reshaping for resolution improvement in optical coherence tomography. // *Optics Express* 2006. V.14, №.13, P. 5909-5915.
168. *Marks D.L., Oldenburg A.L., Reynolds J.J., Boppart S.A.* Digital algorithm for dispersion correction in optical coherence tomography for homogeneous and stratified media. // *Applied Optics* 2003. V.42, №.2, P. 204-217.
169. *Matkivsky V.A., Moiseev A.A., Ksenofontov S.Y., Kasatkina I.V., Gelikonov G.V., Shabanov D.V., Shilyagin P.A., Gelikonov V.M.* Medium chromatic dispersion calculation and correction

- in spectral-domain optical coherence tomography. // *Frontiers of Optoelectronics* 2017. V.10, №.3, P. 323-328.
170. *Lippok N., Coen S., Nielsen P., Vanholsbeeck F.* Dispersion compensation in Fourier domain optical coherence tomography using the fractional Fourier transform. // *Optics Express* 2012. V.20, №.21, P. 23398-23413.
 171. *Banaszek K., Radunsky A.S., Walmsley I.A.* Blind dispersion compensation for optical coherence tomography. // *Optics Communications* 2007. V.269, №.1, P. 152-155.
 172. *Götzinger E., Pircher M., Leitgeb R.A., Hitzenberger C.K.* High speed full range complex spectral domain optical coherence tomography. // *Optics Express* 2005. V.13, №.2, P. 583-594.
 173. *Ai J., Wang L.V.* Synchronous self-elimination of autocorrelation interference in Fourier-domain optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2005. V.30, №.21, P. 2939-2941.
 174. *Brackett C.A.* Dense wavelength division multiplexing networks: Principles and applications. // *IEEE J. Select. Areas Commun.* 1990. V.8, P. 948-964.
 175. *Chinn S.R., Swanson E.A., Fujimoto J.G.* Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source. // *Optics Letters* 1997. V.22, №.5, P. 340-342.
 176. *Huber R., Wojtkowski M., Fujimoto J.G., Jiang J.Y., Cable A.E.* Three-dimensional and C-mode OCT imaging with a compact, frequency swept laser source at 1300 nm. // *Optics Express* 2005. V.13, №.26, P. 10523-10538.
 177. *Huber R., Wojtkowski M., Taira K., Fujimoto J.G., Hsu K.* Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging: design and scaling principles. // *Optics Express* 2005. V.13, №.9, P. 3513-3528.
 178. *Chen D., Ou H., Fu H., Qin S., Gao S.* Wavelength-spacing tunable multi-wavelength erbium-doped fiber laser incorporating a semiconductor optical amplifier. // *Laser Physics Letters* 2007. V.4, №.4, P. 287.
 179. *Collins S.A., White G.R.* Interferometer Laser Mode Selector. // *Applied Optics* 1963. V.2, №.4, P. 448-449.
 180. *Аккерман Д., Богатов А.П., Елисеев П.Г., Рааб З., Свердлов Б.Н.* Инжекционный лазер с дифракционной решеткой в резонаторе // *Квантовая электроника* 1974, Т. 1, № 5, P. 1145-1149.
 181. *Liu A.Q., Zhang X.M.* A review of MEMS external-cavity tunable lasers. // *J. Micromech. Microeng.* 2007. V.17, P. R1-R13.
 182. *Яровицкий А.В., Величанский В.Л.* Пределы непрерывной перестройки частоты инжекционных лазеров с внешним селективным резонатором. // *Квантовая электроника* 1995. V.22, №.8, С. 796-800.
 183. *Hee M.R.* Optical Coherence Tomography: Theory // In: *Handbook of Optical Coherence Tomography*, Bouma V.E., Tearney G.J., Editors. New York: Basel: Marcel Dekker, Inc. 2002. P. 41-66.
 184. *Зеленогорский В.В., Андрианов А.В.Г., Е.И., Геликонов Г.В., Красильников М., Мартыанов М.А., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Сысерин Е.М., Штефан Ф., Хазанов Е.А.* Сканирующий кросс-коррелятор для мониторинга однородных трехмерных эллипсоидальных лазерных пучков. // *Квантовая электроника* 2014. V.44, №.1, С. 76-82.
 185. *Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Шабанов Д.В.* Оптический волоконный мультиплексор на длины волн 1,3 и 0,64 мкм. // *Оптический журнал* 2000. V.67, №.2, С. 81-84.
 186. *Геликонов Г.В., Геликонов В.М.* Измерение и компенсация амплитудных и фазовых спектральных искажений интерференционного сигнала в оптической когерентной томографии при относительной ширине спектра более 10%. // *Известия вузов. Радиофизика* 2017. V.60, №.12, С. 1042.
 187. *Bush J., Davis P., Marcus M.A.* All-fiber optic coherence domain interferometric techniques // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 2001. V. 4204. P. 71-80

188. *Геликонов В.М., Гусовский Д.Д., Леонов В.И., Новиков М.А.* О компенсации двупреломления в одномодовых волоконных световодах. // Письма в ЖТФ 1987. V.13, №.13, С. 775-779.
189. *Геликонов В.М., Леонов В.И., Новиков М.А.* Оптическая анизотропия в одномодовых оптических волноводах при двойном проходе и методы ее компенсации. // Квантовая электроника 1989. V.16, №.9, С. 1905-6.
190. *Fercher A.F., Leitgeb R., Hitzinger C.K., Sattmann H., Wojtkowski M.* Complex spectral interferometry OCT // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering 1999. V. 3564. P. 173-178
191. *Bush J., Feldchtein F., Gelikonov G., Gelikonov V., Piyevsky S.* Cost effective, all-fiber autocorrelator for Optical Coherence Tomography imaging // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering 2005. V. 5855 PART I. P. 254-257
192. *Lexer F., Hitzinger C.K., Drexler W., Molebny S., Sattmann H., Sticker M., Fercher A.F.* Dynamic coherent focus OCT with depth-independent transversal resolution. // Journal of Modern Optics 1999. V.46, №.3, P. 541-553.
193. *Белов А.В., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М., Машинский В.М., Неуструев В.Б., Николайчик А.В., Юшин А.С.* Материальная дисперсия в стеклянных волоконных световодах на основе кварцевого стекла. // Квантовая электроника 1978. V.5, №.3, С. 695-698.
194. *Newton I.* 1704: Opticks: or, a treatise of the reflections, refractions, inflections and colours of light. // Also Two Treatises of the Species and Magnitude of Curvilinear Figures. Printed for Sam. Smith. and Benj. Walford, Printers to the Royal Society, at the Prince's Arms of St. Pauls Church-yard, London 1952.
195. *Smith E.D.J., Moore S.C., Wada N., Chujo W., Sampson D.D.* Spectral domain interferometry for OADR using non-Gaussian broad-band sources. // IEEE Photonics Technology Letters 2001. V.13, №.1, P. 64-66.
196. *Shannon C.E.* A Mathematical Theory of Communication. // Bell System Technical Journal 1948. V.27, №.4, P. 623-656.
197. *Gabor D.* Theory of Communication, Part 1. // J. Inst. of Elect. Eng. Part III, Radio and Communication 1946. V.93, P. 429-457.
198. *Малла С.* Вэйвлеты в обработке сигналов. Москва: М.: Мир. 2005. 671 с.
199. *Лазоренко О.В., Черногор Л.Ф.* Сверхширокополосные сигналы и физические процессы. 2. Методы анализа и применение. // Радиофизика и радиоастрономия 2008. V.13, №.4, С. 270-322.
200. *Fercher A.F., Hitzinger C.K., Kamp G., El-Zaiat S.Y.* Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry. // Optics Communications 1995. V.117, №.1-2, P. 43-48.
201. *Yun S.H., Tearney G.J., De Boer J.F., Iftimia N., Bouma B.E.* High-speed optical frequency-domain imaging. // Optics Express 2003. V.11, №.22, P. 2953-2963.
202. *Геликонов В.М., Касаткина И.В., Шлягин П.А.* Подавление артефактов в изображении в спектральном методе оптической когерентной томографии. // Известия вузов. Радиофизика 2009. V.52, №.11, С. 897-909.
203. *Vergnole S., Lévesque D., Lamouche G.* Experimental validation of an optimized signal processing method to handle non-linearity in swept-source optical coherence tomography. // Optics Express 2010. V.18, №.10, P. 10446-10461.
204. *Jeon M., Kim J., Jung U., Lee C., Jung W., Boppart S.A.* Full-range k -domain linearization in spectral-domain optical coherence tomography. // Applied Optics 2011. V.50, №.8, P. 1158-1163.
205. *Leitgeb R.A., Wojtkowski M.* Complex and Coherence Noise Free Fourier Domain OCT // In: *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*, Fujimoto J.G., Drexler W., Editors. Berlin: Springer. 2008. P. 177-207.

206. *Sorin W.V., Baney D.M.* A Simple Intensity Noise Reduction Technique for Optical Low-Coherence Reflectometry. // *IEEE Photonics Technology Letters* 1992. V.4, №.12, P. 1404 - 1406.
207. *Берковитц П.С.* Современная радиолокация (анализ, расчет и проектирование систем): Перевод с английского. Москва: Советское Радио. 1969. 704 с.
208. *Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Shilyagin P.A.* Linear in-wavenumber optical spectrum registration in SD-OCT // *Progress in Biomedical Optics and Imaging - Proceedings of SPIE2012*. V. 8213. P. 82133H-82133H-6
209. *Moiseev A.A., Gelikonov G.V., Shilyagin P.A., Gelikonov V.M.* Computationally efficient fourier transform of nonequidistant sampled data. // *Radiophysics and Quantum Electronics* 2013. V.55, №.10-11, P. 654-661.
210. *Hagen N., Tkaczyk T.S.* Compound prism design principles, III: Linear-in-wavenumber and optical coherence tomography prisms. // *Applied Optics* 2011. V.50, №.25, P. 5023-5030.
211. *Gelikonov G.V., Gelikonov V.M., Moiseev A.A., Shilyagin P.A.* Single-shot full complex spectrum spectrometer-based OCT with a single-line photodiode array // *Progress in Biomedical Optics and Imaging - Proceedings of SPIE2012*. V. 8213. P. 82133L-82133L-6
212. *Wojtkowski M., Leitgeb R., Kowalczyk A., Bajraszewski T., Fercher A.F.* In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography. // *Journal of Biomedical Optics* 2002. V.7, №.3, P. 457-463.
213. *Wang R.K.* In vivo full range complex Fourier domain optical coherence tomography. // *Applied Physics Letters* 2007. V.90, №.5, P. 054103.
214. *An L., Wang R.K.* Use of a scanner to modulate spatial interferograms for in vivo full-range Fourier-domain optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2007. V.32, №.23, P. 3423-3425.
215. *Bachmann A.H., Leitgeb R.A., Lasser T.* Heterodyne Fourier domain optical coherence tomography for full range probing with high axial resolution. // *Optics Express* 2006. V.14, №.4, P. 1487-1496.
216. *Котельников В.А.* О пропускной способности “эфира” и проволоки в электросвязи (Приложение). // *УФН* 2006. V.176, №.7, С. 762-770.
217. *Shabanov D., Gelikonov G., Gelikonov V.* Broadband 3D digital holography for depth structure visualization // *Optics InfoBase Conference Papers2010*. P. DMC7
218. *Fercher A.F., Roth E.* Ophthalmic Laser Interferometry // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*1986. V. 658. P. 48-51
219. *Fercher A.F., Mengendoht K., W. W.* Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light. // *Optics Letters* 1988. V.13, P. 1867-1869.
220. *Зимняков Д.А., Тучин В.В.* Оптическая томография тканей. // *Квант.электроника* 2002. V.32, №.10, P. 849–867.
221. *Fercher A.F.* Optical coherence tomography. // *Journal of Biomedical Optics* 1996. V.1, P. 157-173.
222. *Hu Z., Rollins A.M.* Fourier domain optical coherence tomography with a linear-in-wavenumber spectrometer. // *Optics Letters* 2007. V.32, №.24, P. 3525-3527.
223. *Wojtkowski M., Kowalczyk A., Leitgeb R., Fercher A.F.* Full range complex spectral optical coherence tomography technique in eye imaging. // *Optics Letters* 2002. V.27, №.16, P. 1415-1417.
224. *Leitgeb R.A., Hitzengerger C.K., Fercher A.F., Bajraszewski T.* Phase-shifting algorithm to achieve high-speed long-depth-range probing by frequency-domain optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2003. V.28, №.22, P. 2201-2203.
225. *Targowski P., Wojtkowski M., Kowalczyk A., Bajraszewski T., Szkulmowski M., Gorczyńska I.* Complex spectral OCT in human eye imaging in vivo. // *Optics Communications* 2004. V.229, №.1-6, P. 79-84.

226. *Choma M.A., Yang C., Izatt J.A.* Instantaneous quadrature low-coherence interferometry with 3×3 fiber-optic couplers. // *Optics Letters* 2003. V.28, №.22, P. 2162-2164.
227. *Kennedy R.J.* A refinement of the Michelson-Morley experiment. // *Proceedings of the National Academy of Sciences* 1926. V.12, №.11, P. 621-629.
228. *Kim K.H., Park B.H., Tu Y., Hasan T., Lee B., Li J., de Boer J.F.* Polarization-sensitive optical frequency domain imaging based on unpolarized light. // *Optics Express* 2011. V.19, №.2, P. 552-561.
229. *Fried D., Xie J., Shafi S., Featherstone J.D., Breunig T.M., Le C.* Imaging caries lesions and lesion progression with polarization sensitive optical coherence tomography. // *Journal of Biomedical Optics* 2002. V.7, №.4, P. 618-27.
230. *Kuranov R.V., Sapozhnikova V.V., Shakhova H.M., Gelikonov V.M., Zagainova E.V., Petrova S.A.* Combined application of optical methods to increase the information content of optical coherent tomography in diagnostics of neoplastic processes. // *Quantum Electronics* 2002. V.32, №.11, P. 993-998.
231. *Kuranov R.V., Sapozhnikova V.V., Turchin I.V., Zagainova E.V., Gelikonov V.M., Kamensky V.A., Snopova L.B., Prodanetz N.N.* Complementary use of cross-polarization and standard OCT for differential diagnosis of pathological tissues. // *Optics Express* 2002. V.10, №.15, P. 707-713.
232. *Liu B., Harman M., Giattina S., Stamper D.L., Demakis C., Chitek M., Raby S., Brezinski M.E.* Characterizing of tissue microstructure with single-detector polarization-sensitive optical coherence tomography. // *Applied Optics* 2006. V.45, №.18, P. 4464-79.
233. *Oh W.Y., Vakoc B.J., Yun S.H., Tearney G.J., Bouma B.E.* Single-detector polarization-sensitive optical frequency domain imaging using high-speed intra A-line polarization modulation. // *Optics Letters* 2008. V.33, №.12, P. 1330-1332.
234. *Oh W.Y., Yun S.H., Vakoc B.J., Shishkov M., Desjardins A.E., Park B.H., de Boer J.F., Tearney G.J., Bouma B.E.* High-speed polarization sensitive optical frequency domain imaging with frequency multiplexing. // *Optics Express* 2008 V.16, №.2, P. 1096-1103.
235. *Digonnet M.J.F., Show H.J.* Analysis of a tunable single mode optical fiber coupler. // *IEEE Journal of Quantum Electronics* 1982. V.QE-18, №.NO.4, APRIL, P. 746-748.
236. *Fleming J.W.* Dispersion in $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ glasses. // *Applied Optics* 1984. V.23, №.24, P. 4486-4493.
237. *Januar I., Mickelson A.R.* Dual-wavelength ($\lambda = 1300\text{-}1650$ nm) directional coupler multiplexer-demultiplexer by the annealed-proton-exchange process in LiNbO_3 . // *Optics Letters* 1993. V.18, №.6, P. 417-19.
238. *Zeylikovich I., Liu Q.D., Bai G., Zhadin N., Gorokhovskiy A., Alfano R.R.* Interferometric 2D imaging amplitude correlator for ultrashort pulses. // *Optics Communications* 1995. V.115, №.485-490.
239. *Fujimoto J.G., Drexler W., Morgner U., Kartner F., Ippen E.* Optical coherence tomography: High Resolution Imaging Using Echoes of Light. // *Optics & Photonics News* 2000. V.11, №.1, P. 24-31.
240. *Gelikonov V.M., Gelikonov G.V.* Fiberoptic methods of cross-polarisation optical coherence tomography for endoscopic studies. // *Quantum Electronics* 2008. V.38, №.7, P. 634-640.
241. *Геликонов В.М., Леонов В.И., Новиков М.А.* Волоконно-оптический датчик 1984, Т. № 21, P. 3.
242. *Hurwitz H., Jones R.C.* A New Calculus for the Treatment of Optical Systems II. Proof of Three General Equivalence Theorems. // *Journal of the Optical Society of America* 1941. V.31, №.7, P. 493-499.
243. *Korn G.A., Korn T.M.* Mathematical handbook for scientists and engineers: Definitions. // Theorems, and Formulas for Reference and Review 1968. V.2, P. 1130.
244. *Olsson N.A.* Polarisation-Independent Configuration Optical Amplifier. // *Electronics Letters* 1988. V.24, №.17, P. 1075-1076.

245. *Martinelli M.* A universal compensator for polarization changes induced by birefringence on a retracing beam. // *Optics Communications* 1989. V.72, №.6, P. 341-344.
246. *Pistoni N.C., Martinelli M.* Polarization noise suppression in retracing optical fiber circuits. // *Optics Letters* 1991. V.16, №.10, P. 711-713.
247. *Dolin L.S., Levin I.M.* OPTICS, UNDERWATER. // *Encyclopedia of Applied Physics* 1995. V.12, P. 571-11.
248. *Schmitt J.M., Knuttel A., Yadlowsky M.J., Eckhaus M.A.* Optical-coherence tomography of a dense tissue: statistics of attenuation and backscattering. // *Physics in Medicine and Biology* 1994. V.39, №.10, P. 1705-1720.
249. *Knuttel A., Boehlau-Godau M.* Spatially confined and temporally resolved refractive index and scattering evaluation in human skin performed with optical coherence tomography. // *Journal of Biomedical Optics* 2000. V.5, №.1, P. 83-92.
250. *Leitgeb R., Wojtkowski M., Kowalczyk A., Hitzenberger C.K., Sticker M., Fercher A.F.* Spectral measurement of absorption by spectroscopic frequency-domain optical coherence tomography. // *Optics Letters* 2000. V.25, №.11, P. 820-2.
251. *Morgner U., Drexler W., Kartner F.X., Li X.D., Pitris C., Ippen E.P., Fujimoto J.G.* Spectroscopic Optical Coherence Tomography. // *Optics Letters* 2000. V.25, P. 111-13.
252. *Zengerle R., Leminger O.* Tunable wavelength-selective asymmetrical single-mode fibre directional couplers with an intermediate layer. // *Optical and Quantum Electronics* 1986. V.18, №.5, P. 365-73.
253. *Azzam R.M.A., Bashara N.M.* Ellipsometry and polarized light. North-Holland Pub. Co. 1977. 529 p.
254. *Геликонов В.М., Гусовский Д.Д., Коноплев Ю.Н., Леонов В.И., Мамаев Ю.А., Туркин А.А.* Исследование волоконно-оптического поляризатора с металлической пленкой и диэлектрическим буферным слоем. // *Квантовая электроника* 1990. V.17, №.1, P. 87-89.
255. *Kidon Y., Suematsu Y., Furuya K.* Polarization Control on Output of Single-Mode Optical Fibers. // *IEEE Journal of Quantum Electronics* 1981. V.QE-17, №.6, P. 991-994.
256. *Vansteenkiste N., Vignolo P., Aspect A.* Optical reversibility theorems for polarization: application to remote control of polarization // *J. Opt. Soc. Am. A* 1993. V.10, №.10, P. 2240-2245.
257. *Rashleigh S.C., Ulrich R.* Magneto-optic current sensing with birefringent fibers. // *Applied Physics Letters* 1979. V.34, №.11, P. 768-70.
258. *Jones R.C.* A New Calculus for the Treatment of Optical Systems. I. Description and Discussion of the Calculus. // *JOSA* 1941. V.31, P. 488-493.
259. *Геликонов В.М., Ромашов В.Н., Шабанов Д.В., Ксенофонтов С.Ю., Терпелов Д.А., Шлягин П.А., Геликонов Г.В., Виткин И.А.* Кросс поляризационная окт с активным поддержанием циркулярной поляризации зондирующей волны в системе с общим оптическим путем. // *Известия вузов. Радиофизика* 2017. V.60, №.11, С. 966.
260. *Загайнова Е.В., Ледяев Д.С., Амдугев В.А., Шкалова Л.В., Дружкова И.Н., Геликонов Г.В., Геликонов В.М.* Способ интраоперационной визуализации элементов нервно-сосудистого пучка при радикальной цистэктомии и радикальной простатэктомии // *Patent РФ RU2375962*. 2009.
261. *Gubarkova E.V., Dudenkova V.V., Feldchtein F.I., Timofeeva L.B., Kiseleva E.B., Kuznetsov S.S., Shakhov B.E., Moiseev A.A., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Vitkin A., Gladkova N.D.* Multi-modal optical imaging characterization of atherosclerotic plaques. // *Journal of Biophotonics* 2016. V.9, №.10, P. 1009-1020.
262. *Baran U., Wei W., Xu J., Qi X., Davis W.O., Wang R.K.* Video-rate volumetric optical coherence tomography-based microangiography. // *Optical Engineering* 2016. V.55, №.4, P. 040503.

263. *Kasai C., Namekawa K., Koyano A., Omoto R.* Real-Time Two-Dimensional Blood Flow Imaging Using an Autocorrelation Technique. // *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 1985. V.32, №.3, P. 458-464.
264. *Fingier J., Schwartz D., Yang C., Fraser S.E.* Mobility and transverse flow visualization using phase variance contrast with spectral domain optical coherence tomography. // *Optics Express* 2007. V.15, №.20, P. 12636-12653.
265. *Mohan N., Vakoc B.* Principal-component-analysis-based estimation of blood flow velocities using optical coherence tomography intensity signals. // *Optics Letters* 2011. V.36, №.11, P. 2068-2070.
266. *Choi W.J., Reif R., Yousefi S., Wang R.K.* Improved microcirculation imaging of human skin in vivo using optical microangiography with a correlation mapping mask. // *Journal of Biomedical Optics* 2014. V.19, №.3, P. 036010.
267. *An L., Qin J., Wang R.K.* Ultrahigh sensitive optical microangiography for in vivo imaging of microcirculations within human skin tissue beds. // *Optics Express* 2010. V.18, №.8, P. 8220-8228.
268. *Singh A.S.G., Schmoll T., Leitgeb R.A.* Segmentation of Doppler optical coherence tomography signatures using a support-vector machine. // *Biomedical Optics Express* 2011. V.2, №.5, P. 1328-1339.
269. *Zhang A., Wang R.K.* Feature space optical coherence tomography based micro-angiography. // *Biomedical Optics Express* 2015. V.6, №.5, P. 1919-1928.