

УДК 681.787.7

## СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ. I. ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ ОКТ И ТРАДИЦИОННЫЕ ПОДХОДЫ К ОКТ-ЭЛАСТОГРАФИИ

*В. Ю. Зайцев*<sup>1,2,3\*</sup>, *В. М. Геликонов*<sup>1,2,3</sup>, *Л. А. Матвеев*<sup>1,2</sup>, *Г. В. Геликонов*<sup>1,2</sup>,  
*А. Л. Матвеев*<sup>1,2</sup>, *П. А. Шильягин*<sup>1,2</sup>, *И. А. Виткин*<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН;

<sup>2</sup> Нижегородская государственная медицинская академия;

<sup>3</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

<sup>4</sup> University of Toronto, Toronto, Canada

В работе обсуждаются физические принципы получения поляризационных изображений, эластографического картирования и визуализации кровотока в оптической когерентной томографии (ОКТ). Наряду с общим обзором методов сравниваются и критически анализируются некоторые из них с точки зрения реализуемости и требований, которые предъявляются к характеристикам ОКТ-системы для совместного выполнения функционально различных типов визуализации.

### ВВЕДЕНИЕ

Со времени первых успешных демонстраций [1, 2] возможности визуализировать структуры биотканей методами оптической когерентной томографии (ОКТ) большое внимание уделялось не только проблемам повышения быстродействия и пространственного разрешения обычных яркостных изображений, но и различным модификациям как самих принципов формирования ОКТ-изображений, так и методов их обработки. Одновременное картирование нескольких функционально различных характеристик биоткани должно существенно повысить информативность ОКТ-обследования и улучшить специфичность диагностирования. Среди таких функционально отличающихся типов ОКТ-визуализации биоткани можно отметить поляризационно-чувствительные изображения, эластографические изображения, характеризующие механические (жесткостные) свойства ткани, и методы визуализации микроциркуляции (сосудистой системы) в исследуемой области. Кроме указанных выше типов биомедицинской визуализации, основанных на оптической когерентной томографии, можно также отметить объединение ОКТ-изображений с картиной флуоресценции, индуцированной лазерным излучением [3], комбинирование мультиспектральной и спектральной ОКТ в микроскопии [4], объединение ОКТ-изображений на ряде далеко разнесённых по частоте спектральных линий [5–7] и т. д. В ОКТ область исследования имеет существенно меньший пространственный масштаб в отличие от других средств медицинской визуализации, например, ультразвукового сканирования или магниторезонансной томографии, для которых воспроизводимость обследования одной и той же области различными приборами не вызывает существенных трудностей. Это обстоятельство усложняет достаточно точное совмещение ОКТ-изображений, получаемых несколькими специализированными сканерами, и резко снижает полезность такого мультифункционального обследования. По-видимому, наибольший интерес представляет именно возможность получить ОКТ-системой функционально различные изображения в ходе единого обследования. Кроме того, даже при гипотетической возможности доста-

\* vyuzai@hydro.appl.sci-nnov.ru

точно точно совместить различные типы изображений использование нескольких независимых сканеров многократно повышает стоимость такого мультифункционального обследования.

Однако построение ОКТ-системы, сочетающей большое число различных типов визуализации, чрезмерно усложняет как конструирование аппаратной части, так и необходимую обработку рассеянных биотканью сигналов. Поэтому даже возможность сочетать два–три типа визуализации (подобно сочетанию обычных ультразвуковых сканов и эластографических изображений в современных ультразвуковых сканерах) в единой ОКТ-системе представляет значительный практический интерес и требует совместного решения физических и технических задач, специфичных для каждого из совмещаемых типов картирования.

В данной работе мы ограничимся обсуждением основных принципов трёх типов визуализации, дополняющих обычные яркостные (структурные) изображения. В первой части работы будут рассмотрены подходы к получению более совершенных поляризационных ОКТ-изображений и к эластографическому картированию в ОКТ, основанному на первоначальном восстановлении поля смещений частиц биоткани, подобно методам, используемым в ультразвуковых системах. Во второй части обсуждаются более специфичные для ОКТ недавно предложенные методы эластографического картирования, не требующие предварительного восстановления поля смещений частиц ткани, а также методы визуализации кровотока, использующие во многом подобные принципы.

Наряду с общим обзором сравниваются и критически анализируются обычно рассматриваемые независимо физические принципы такого рода методов визуализации с точки зрения их реализуемости. Также рассмотрены требования к ОКТ-системам в контексте возможности комбинировать такие различные типы визуализации без необходимости использовать дополнительные конструктивные блоки, усложняющие как сам сканер, так и методику обследования.

## 1. ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

Поляризационные методы в оптической когерентной томографии расширяют биомедицинскую визуализацию, повышают информативность исследований и добавляют качественно новую информацию о свойствах среды. Например, в традиционном ОКТ-методе регулярное двулучепреломление зондируемой среды проявляется в изображении рассеянного назад сигнала в виде модуляции яркости как функции глубины (модуляция обусловлена фазовой задержкой между оптическими нормальными волнами в среде). В более общем случае в излучении, рассеянном биотканью в обратном направлении, появляется кроссполяризационная компонента с поляризацией, ортогональной поляризации исходной зондирующей волны. Известно, что появление кроссполяризационного сигнала вызвано регулярным двулучепреломлением, анизотропией рассеяния на микроуровне (при размере частиц меньше длины волны), влиянием формы рассеивающих частиц и пространственной структуры рассеивающей среды [8]. При эндоскопических исследованиях мягкой биоткани поляризационные методы могут существенно повысить достоверность качественной оценки состояния ткани по ОКТ-изображениям, поскольку количественные оценки при зондировании ряда органов существенно затруднены ввиду сильной сжимаемости поверхностных слоёв. К настоящему времени разработан ряд поляризационных методов в оптической когерентной томографии и начаты экспериментальные медико-биологические исследования с целью выявить специфичность новой получаемой информации [9]. Развиваемые в большинстве работ способы повышения информативности поляризационных методов связаны с анализом обусловленного регулярным двулучепреломлением среды изменений поляризации света, рассеянного назад с разных глубин трассы зондирования [10–14]. Интерференционная селекция рассеянного света по

глубине и контроль изменения его поляризации относительно поляризации исходной волны позволяют определять такие свойства биоткани, как деполяризацию, двулучепреломление, дихроизм и ориентацию оптических осей [15, 16]. Поляризационные характеристики биоткани позволяют получить информацию как о наличии организованных структур биоткани (например, концентрации и типе коллагеновых волокон, их локальной ориентации в поверхностных слоях [15, 17]), так и о микроструктуре ткани [15]. Эволюцию поляризации в зависимости от глубины рассеяния анализируют при помощи формализма матриц Джонса и Мюллера [11–13, 18–21].

### 1.1. Кроссполяризационные изображения в оптической когерентной томографии как источник дополнительной информации о биологической ткани

В ряду поляризационных методов, развиваемых в ОКТ, важное место занимают методы, в которых рассеянное назад излучение исследуется в двух ортогональных поляризациях, создаваемых различными способами [16]. Излучение с поляризацией, совпадающей с поляризацией исходного поля, 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 кроссполяризационного рассеяния, обусловленного рассеянием на отдельных оптических неоднородностях в биоткани [6, 8, 17, 22–24]. Степень рассеяния в ортогональную поляризацию зависит от размера, структуры и анизотропии оптических неоднородностей в биологической ткани [8] и может, например, характеризовать состояние коллагеновой ткани, что особенно важно для диагностики онкологических патологий [17, 25]. Как показали эксперименты [8], кроссполяризационное рассеяние происходит более эффективно при крупномасштабных неоднородностях и слабо проявляется при неоднородностях с размерами меньше длины волны. При слабом двулучепреломлении среды кроссполяризационное рассеяние может являться основным механизмом появления сигнала с ортогональной поляризацией. Получение и сравнение изображений поперечной структуры рассеяния в биологической ткани в исходной поляризации (кополяризации) и ортогональной (кроссполяризации) является основой одного из методов поляризационной ОКТ, который может быть определён как кроссполяризационный метод оптической когерентной томографии [6, 8, 17, 22–24].

Как показали первые исследования кроссполяризационного метода ОКТ [6, 8], изображения, полученные в кросс-канале (кроссполяризационные изображения) отличаются от кополяризационных изображений и являются источником дополнительной информации. В кроссполяризационных изображениях сигнал от поверхности исследуемой среды и с поверхностного слоя, в пределах которого фотоны пролетают без эффективного рассеяния, существенно слабее, чем в кополяризационных изображениях. При этом устраняется эффект «засветки» от поверхностного рассеяния на границе среды, что позволяет более детально исследовать приповерхностные структуры. В то же время контрастнее выделяются структуры более глубоких слоёв, которые не проявлялись или проявлялись слабо в кополяризационных изображениях [6]. В кроссполяризационных изображениях более отчётливо выделяются дискретные частицы с большим размером, а сравнение ко- и кроссполяризационных изображений позволяет повысить контрастность определённых структур в сложных биологических тканях [6, 8]. Очевидно, что необходимы соответствующие исследования для определения состава и морфологии биологических структур, которые сильно проявляются в кроссполяризационном методе ОКТ [6, 8].

Вместе с тем кроссполяризационные изображения структурно дополняют кополяризационные изображения, что позволяет обнаружить искажения, обусловленные даже весьма слабым регулярным двулучепреломлением. Известно, например, что сигнал обратного рассеяния может быть уменьшен благодаря исключительно поляризационным эффектам, когда оптическая за-

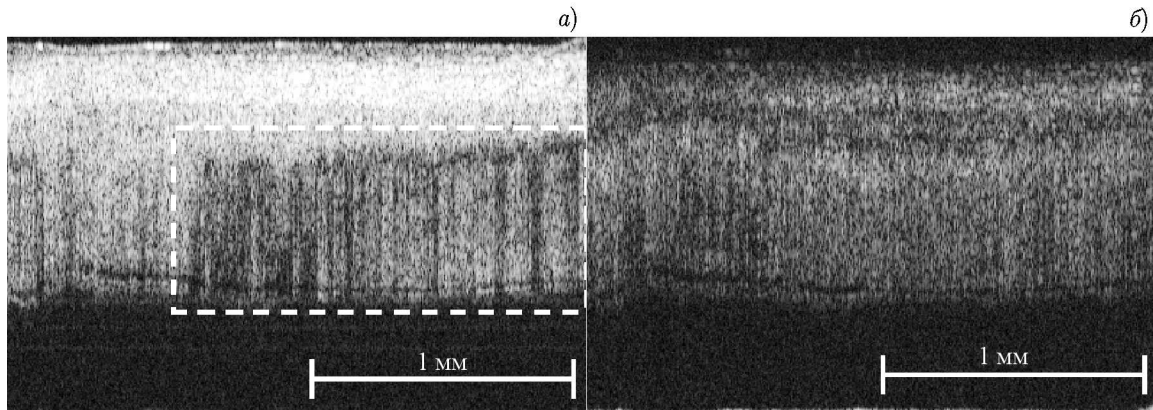


Рис. 1. ОКТ-изображение склеры глаза человека: традиционное изображение (ко-канал, *a*) и изображение в ортогональной поляризации (кросс-канал, *б*)

держка между нормальными волнами в среде небольшая и не превышает половину длины волны [13, 15, 26]. Это может проявиться при зондировании мягкой биоткани (слизистая и серозные оболочки) со слабым двулучепреломлением (рис. 1). На рис. 1*a* в правой части изображения в ко-канале хорошо видно существенное уменьшение мощности сигнала с глубиной (соответствующая область выделена пунктиром), однако трактовать это как уменьшение обратного рассеяния было бы неправильным. Изображение того же участка, полученное в кросс-канале (рис. 1*б*), демонстрирует поперечную однородность коэффициента обратного рассеяния, что свидетельствует о структурной однородности поверхностных слоёв. Уменьшение мощности сигнала в ко-канале в этом случае, по-видимому, обусловлено наличием относительно слабого двулучепреломления исследуемой среды.

На изображении в кросс-канале модуляция яркости, вызванная двулучепреломлением, находится в противофазе по отношению к изображению в ко-канале. Это обстоятельство позволяет контролировать наличие искажений такого типа в кополяризационных изображениях и проводить соответствующую коррекцию.

Следует отметить, что важным аспектом в кроссполяризационной ОКТ является сложная зависимость принимаемых сигналов как от поляризации зондирующей волны, так и от ориентации осей анизотропии исследуемой среды [9]. Например, если вектор линейной поляризации зондирующей волны случайно совпадает с осью анизотропии образца, то двулучепреломляющие свойства среды не проявляются в изображении. Это явление эффективно устраняется либо модуляцией поляризации [27–29], либо использованием двух когерентных [30, 31] или некогерентных [16, 32] ортогонально поляризованных волн. Кроме того, сигнал в кросс-канале зависит от поляризации зондирующей волны в отличие от случая приёма волн с исходной поляризацией (кополяризацией).

Так, если рассеянию линейно поляризованное излучение рассеивается на структуре (бумаге) с хаотическим распределением размеров и формы рассеивателей, то ОКТ-сигнал с кополяризацией примерно на 4 дБ превышает по мощности сигнал с кроссполяризацией [31, 33]. В то же время, при рассеянии на том же объекте циркулярно поляризованного излучения, мощности сигналов в ко- и кросс-каналах выравниваются. Согласно теоретическим и экспериментальным данным, при рэлеевском рассеянии мощности сигналов в ко- и кросс-каналах также отличаются на 4 дБ [31, 33]. В работе [8] показано, что при рассеянии линейно поляризованного света на биологическом объекте наблюдается примерно то же соотношение. Однако при рассеянии на внедрённых в гель сферических частицах отношение мощностей рассеянных компонент с ортогональными поляри-

зациями сложным образом зависит от размера оптических неоднородностей и их концентрации. Для сфер субволнового размера это отношение больше и может достигать 20 дБ. Отметим, что это явление обусловлено именно рассеянием на отдельных неоднородностях и не зависит от регулярного двулучепреломления.

## 1.2. Методы получения кроссполяризационных изображений в оптической когерентной томографии

При разработке поляризационных методов в ОКТ большое внимание уделяется оптимизации оптических схем и режимов работы с целью достичь максимальной информативности, а также возможности внедрить их непосредственно в клиническую практику. Наибольшая информативность кроссполяризационных ОКТ-систем и достоверность полученных результатов достигнута для оптических схем на объёмных элементах [10, 11, 13, 18, 34], а также в диагностических волоконно-оптических системах, не требующих гибко изменять оптические трассы в процессе зондирования [35, 36]. При создании эндоскопической ОКТ возникают сложности при переносе разработанных поляризационных методов в область волоконной оптики.

На определённом этапе развития ОКТ большую роль сыграли волоконно-оптические системы на анизотропном волокне, которые сохраняют уровень интерференционного сигнала при непрерывной деформации сигнального плеча [6, 37, 38]. Влияние деформации оптической трассы зондирующей волны на уровень сигнала удалось устранить за счёт использования не только сохраняющего поляризацию волокна, но и так называемых оптических схем с общей трассой («common path») на изотропном волокне [30, 31, 39–42]. Такие схемы отличаются общей трассой для опорной и зондирующей волн, поскольку опорное отражение организуется на дистальном конце гибкого оптического зонда. Схемы с общей трассой также обеспечивают воспроизводимость волоконно-оптических зондов [31]. Следует отметить, что в интерференционных оптических схемах с общей трассой на изотропном волокне поляризация зондирующей волны произвольная, а разность хода превышает длину когерентности. В связи с этим для выделения интерференционного сигнала необходим дополнительный компенсирующий изотропный интерферометр. Такая оптическая схема была описана в работах [40, 43] и содержала также волоконный вариант интерферометра Физо — общую оптическую часть для сигнальной и опорной волн [44], и автокоррелятор на интерферометре Майкельсона с фарадеевскими зеркалами [45]. В работах [46, 47]  $\pi/4$ -ячейки Фарадея были впервые применены в двухпроходových оптических трассах, в том числе и в интерферометре Майкельсона, чтобы компенсировать фазовую анизотропию в одномодовом волокне.

Целесообразность применять кроссполяризационную ОКТ очевидна при зондировании тканей, обладающих регулярным двулучепреломлением: мышечная ткань, сухожилия, хрящевая ткань, кожные покровы, ткани коронарных артерий, переднего раздела глаза, ткани сетчатки и голосовых связок. При зондировании мягкой биоткани со слабым двулучепреломлением (слизистая и серозные оболочки) поляризационные эффекты также могут проявляться в изображении. Моделирование поляризационных эффектов показало, что могут появляться ложные слои, обусловленные, как отмечалось выше, модуляцией яркости изображения из-за двулучепреломления. Очевидно, что такие ложные слои недопустимы при интерпретации ОКТ-изображений слоистых структур [48]. Кроме того, из-за сложной структуры поверхностных слоёв биоткани информация о двулучепреломлении и ориентации оптических осей может быть получена с помощью простых алгоритмов только для первого двулучепреломляющего слоя или для биоткани с очень слабым двулучепреломлением: на двойном проходе ортогонально поляризованные волны должны приобретать разность фазовых задержек существенно меньше  $90^\circ$  для всех глубин наблюдения. Информация о направлении оптических осей глубоких слоёв искажается двулучепреломлением верхних

слоёв [20, 48], и для её определения требуются усложнённые алгоритмы, использующие информацию о первом слое [20, 48]. В случае, когда необходимо выделить участки биоткани с различными направлениями оптических осей, достаточно характеризовать направления осей цветовой окраской [20].

По-видимому, при сложной многофрагментной структуре мягкой биоткани со слабым двулучепреломлением точная количественная информация о направлениях оптических осей таких участков биоткани и о величине двулучепреломления играет второстепенную роль, особенно в условиях скрининга и клинических применений. В связи с этим представляется важным использовать возможности кроссполяризационной ОКТ, чтобы качественно дифференцировать отдельные элементы многофрагментной структуры на ОКТ-изображениях по их поляризационным характеристикам и различию изображений в ко- и кросс-каналах.

Отмеченные выше подходы к получению поляризационных изображений являются основой для создания более совершенной эндоскопической аппаратуры с быстрым сканированием и одновременным отображением информации в ко- и кросс-каналах в реальном времени. В частности, волоконно-оптические схемы («common path») обеспечили стабильные поляризационные изображения в ко-канале без настройки оптических трактов сменных эндоскопических зондов в процессе сканирования. Однако чувствительность кроссполяризационной ОКТ зависит от поляризации зондирующей волны при использовании одномодового волокна в известных оптических схемах. Преодоление нестабильной чувствительности в кросс-канале позволит сравнивать качественно и количественно изображения в кросс- и ко-каналах при определённых условиях наблюдения. Совершенствование кросс-канала в ОКТ также необходимо для параллельного получения не только обычных яркостных и поляризационных изображений, но и информации о направлениях оптических осей. Комплексное решение таких проблем повысит уровень эндоскопической ОКТ-диагностики и качество оценки состояния биоткани в различных клинических приложениях.

## 2. ПРОБЛЕМА ВВЕДЕНИЯ ЭЛАСТОГРАФИЧЕСКОГО РЕЖИМА В ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

Ещё одним направлением развития ОКТ с целью получения дополнительной информации по сравнению с обычными интенсивностными изображениями является введение так называемого эластографического режима [49]. Термин «эластография» заимствован из медицинских ультразвуковых исследований. Под эластографией обычно понимается построение пространственного распределения либо сдвигового модуля упругости  $G$  исследуемой биоткани, либо её модуля Юнга  $E$ . Как известно, для большинства биотканей (за исключением костных и хрящевых) модуль сдвига  $G$  многократно ниже модуля объёмного сжатия  $K$ , и, следовательно, коэффициент Пуассона  $\nu$  очень близок к характерному для жидкостей значению 0,5 (строгое равенство  $\nu = 1/2$  соответствует модулю сдвига  $G = 0$ ). Поэтому практически для всех мягких биотканей их модули сдвига и Юнга оказываются пропорциональны друг другу с одним и тем же коэффициентом, т. к. в изотропном приближении  $E = 2(1 + \nu)G \approx 3G$  [50]. В связи с этим в литературе по эластографии часто вообще не уточняется, какой именно модуль имеется в виду, а используется не имеющий строгого определения термин «жёсткость». При почти неизменном модуле объёмного сжатия именно более высокий модуль сдвига характеризует способность мягкой ткани поддерживать свою форму, поэтому обычная макроскопическая пальпация по существу даёт эластографическую информацию — выделяет в мягкой ткани области с более высоким модулем сдвига (или, эквивалентно, модулем Юнга).

В медицине картирование жёсткости мягких (т. е. не костных или хрящевых) биотканей существенно потому, что сдвиговой модуль изменяется многократно сильнее, чем модуль объём-

ного сжатия этих тканей. Жёсткость одного и того же типа ткани в норме и патологическом состоянии может различаться в разы и даже на порядки величины в отличие от очень слабого изменения (порядка единиц процентов) модуля объёмного сжатия. С другой стороны, именно модуль объёмного сжатия определяет импеданс ткани для продольных ультразвуковых волн, и его небольшие изменения визуализируются в медицинских ультразвуковых сканерах. При этом даже значительные различия жёсткости биоткани непосредственно не регистрируются ни на обычных ультразвуковых, ни на яркостных ОКТ-изображениях, характеризующих рассеивающие свойства биоткани по отношению к продольным ультразвуковым и оптическим волнам соответственно.

В связи с этим для извлечения информации о жёсткости исследуемой ткани необходимо специально обрабатывать и сравнивать обычные яркостные изображения биоткани, подвергаемой либо квазистатической, либо динамической деформации. Последний подход может подразумевать возбуждение либо относительно низкочастотных вибраций [51], либо поверхностной рэлеевской (например, воздушной мини-пушкой [52]) или объёмной сдвиговой волны (например, радиационным давлением ультразвука [53]). Поскольку скорость этих волн определяется именно модулем сдвига, измерение этой скорости средствами ОКТ даёт возможность количественно оценить сдвиговой модуль. Такие методы требуют применения дополнительных технических средств, поэтому ниже мы не будем обсуждать их и сфокусируемся на подходах, которые не требуют использования дополнительных источников вибрации или волны и поэтому представляют наибольший интерес с точки зрения реализации в универсальном многофункциональном ОКТ-приборе.

В медицинской ультразвуковой диагностике аналогичные исследования по эластографии проводятся уже более 20 лет [54]. В последние годы появились ультразвуковые сканеры с эластографическим картированием [55]. Это существенно повысило информативность ультразвукового сканирования и специфичность диагностики.

По сравнению с медицинской ультразвуковой диагностикой возможность введения эластографического режима в ОКТ начала активно исследоваться позднее примерно на десятилетие, после выхода работы [49]. Во многом эти исследования опирались на аналогии с ультразвуковыми подходами. Однако в отличие от ультразвуковых приборов коммерчески доступные ОКТ-сканеры с эластографическим режимом до настоящего времени отсутствуют [56]. Это связано, в частности, с некоторыми особенностями ОКТ-изображений, которые, как будет пояснено ниже, затрудняют непосредственный перенос ультразвуковых эластографических методов.

### **3. ЭЛАСТОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ПЕРВОНАЧАЛЬНОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ ПОЛЯ СМЕЩЕНИЙ ДЕФОРМИРУЕМОЙ ТКАНИ**

Детальный обзор всего многообразия эластографических подходов не является задачей данной работы, поскольку она относится, прежде всего, к проблеме создания мультимодального ОКТ-сканера. Для такого прибора отдельные режимы не должны требовать применения существенно различных аппаратных средств. В этом контексте для введения эластографического режима в ОКТ представляет интерес возможность использовать сам ОКТ-зонд для создания квазистатической деформации в биоткани и получать эластографическую информацию за счёт обработки регистрируемых ОКТ-изображений деформируемой ткани.

Обычно при этом обсуждается возможность получения первичной информации о производимых зондом смещениях частиц биоткани. Далее по построенному полю смещений должны оцениваться деформации в различных областях [49]. Естественно, в окрестности зонда, где упругие напряжения приблизительно однородны, области с повышенной жёсткостью, лучше сохраняющие свою форму, должны испытывать меньшие деформации, даже если их трансляционные (не ме-

няющие форму) смещения не малы. Полученное в результате такого двухэтапного подхода поле деформаций даёт информацию об относительной жёсткости в областях по различиям в степени деформирования. Подобные подходы изначально используют определение смещений, поэтому имеет смысл называть их основанными на смещениях (displacement-based, DB), хотя сами способы восстановления поля смещений могут быть существенно различными. Фактически, начиная с первой работы по ОКТ-эластографии [49] и до настоящего времени большое число исследований рассматривает возможности реализации именно подходов DB-типа [49, 57–62].

### 3.1. Корреляционный подход к определению поля смещений

Для определения смещений различных областей ткани, по аналогии с ультразвуковым исследованием, представляется естественным использовать корреляцию между сравниваемыми изображениями, выделенными скользящим корреляционным окном. Эта процедура формально может быть записана в виде расчёта коэффициентов

$$C_{x,z}(n, k) = \frac{\sum_{i=1}^{m_1} \sum_{j=1}^{m_2} (S_{i,j} - \mu^S) (F_{i+n,j+k} - \mu_{n,k}^F)}{\left[ \sum_{i=1}^{m_1} \sum_{j=1}^{m_2} (S_{i,j} - \mu^S)^2 \sum_{i=1}^{m_1} \sum_{j=1}^{m_2} (F_{i+n,j+k} - \mu_{n,k}^F)^2 \right]^{1/2}}, \quad (1)$$

где  $S$  — это фрагмент опорного ОКТ-изображения в окне с размером  $m_1 \times m_2$  элементов с центром в точке  $(x, z)$ . Соответствующее ему окно  $F$  того же размера, взятое из сравниваемого изображения деформируемой области, скользит по некоторой области поиска (чему соответствует перебор параметров  $n$  и  $k$  в выражении (1)) с целью найти максимальное значение коэффициента корреляции, определяемого формулой (1). Величины  $\mu^S$  и  $\mu^F$  — средние значения, найденные по корреляционным окнам  $S$  и  $F$  соответственно. Для идентичных областей корреляционный коэффициент (1) достигает максимального единичного значения при смещении  $n = k = 0$ . Если сравниваемое изображение деформировано, находятся координаты  $n^*$  и  $k^*$ , для которых коэффициент (1) достигает максимума в пределах области поиска с центром  $(x, z)$  на опорном изображении. При этом координаты  $(n^*, k^*)$  окна  $F$ , соответствующие максимуму кросс-корреляции, являются координатами вектора смещения нового положения группы рассеивателей, локализованных в окне  $S$  на опорном изображении.

Такого рода корреляционный метод восстановления смещений обсуждался, в частности, в работе [49] и более поздних публикациях [57, 58]. Авторы этих работ хорошо понимали, что ОКТ-изображения характеризуются выраженной спекловой структурой [63–65]. Эта структура, в принципе, может смещаться как целое, если рассеиватели смещаются без изменения взаимного расположения (например, трансляционно). Однако в большинстве практически интересных случаев смещающиеся области одновременно деформируются, что вызывает относительные смещения рассеивателей, в том числе находящихся внутри объёма разрешения ОКТ-системы (суб-разрешаемые рассеиватели). В результате при достаточно большой деформации ткани меняется не только положение отдельных спекловых пятен, но обычно изменяется и их яркость, часто очень существенно. Поэтому сами индивидуальные спеклы демонстрируют выраженные мигания и своеобразное «кипение» спекловой структуры, практически разрушающее корреляцию сравниваемых изображений на спекловом уровне.

В связи с проблемой декорреляции изображений из-за мигания спеклов следует отметить, что если в исследуемой области имеется более крупномасштабные морфологические неоднородности, которым соответствуют существенно более низкочастотные компоненты пространственно-



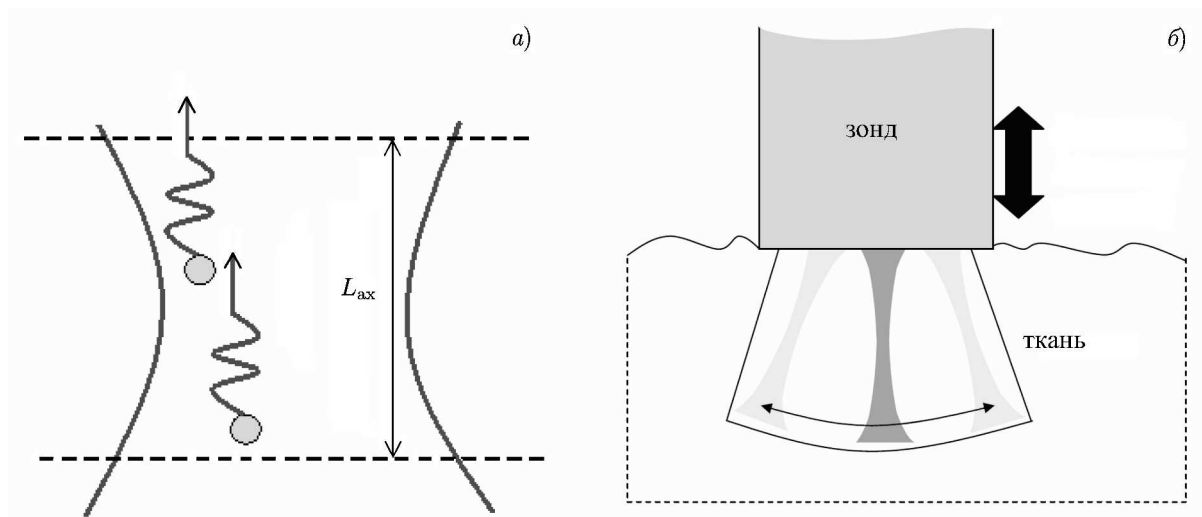


Рис. 2. Рассеиватели в пределах объёма разрешения, рассеянные волны от которых интерферируют, приводят к специфической спекловой структуре ОКТ-изображений и вызывают мигание спеклов при деформировании среды (а). Создание деформации в биоткани за счёт прижима твёрдой поверхности зонда (б); (направление деформации ткани показано вертикальной стрелкой)

го спектра, то пространственно-временная фильтрация спекловых миганий позволяет сохранить заметную корреляцию между этими крупномасштабными особенностями [66, 67]. Однако такая процедура выделения только крупномасштабных особенностей существенно снижает пространственное разрешение получаемого поля кросс-корреляции по сравнению с коррелированием на спекловом пространственном масштабе. Кроме того, на многих типах реальных изображений достаточно выраженные морфологические особенности могут вообще отсутствовать, в связи с чем очень желательно проводить корреляцию именно на пространственном масштабе всегда присутствующих на ОКТ-изображениях спекловых пятен. При этом традиционно считается, что для достаточно малых деформаций (обычно предполагается, что это доли процента) влияние мигания спеклов ещё должно быть достаточно мало, чтобы обеспечить возможность корреляционного трекинга смещений спекловых пятен и, соответственно, частиц среды. Соответствующую процедуру, следуя работе [49], называют спекл-трекинг (speckle tracking).

Несмотря на достаточно простой смысл спекл-трекинга, до сих пор не удалось продемонстрировать практически работоспособные устойчивые методы восстановления поля деформаций для эластографических применений в ОКТ, основанные на этом принципе. В то же время хорошо известно, что вполне успешно можно применять аналогичные корреляционные процедуры для восстановления полей смещений и деформаций в инженерных задачах, где сравниваются цифровые фотоизображения деформируемых образцов (digital image correlation, DIC) [68–72]. Ниже мы приведём некоторые простые модельные соображения и оценки, показывающие, что проблематичность реализации спекл-трекинга в ОКТ совершенно не случайна. Фактически, следует признать, что корреляционный метод восстановления поля смещений, использующий корреляционные процедуры на уровне спекловой структуры, оказывается практически непригодным в случае ОКТ.

Действительно, рассмотрим простейшую модель формирования одного спеклового пятна за счёт интерференции полей пары одинаковых субразрешаемых рассеивателей, расположенных внутри объёма разрешения ОКТ-сканера (см. рис. 2).

Для результата интерференции полей от таких рассеивателей важно, прежде всего, их взаим-

ное разнесение по осевому направлению: сигнал обычно принимается во френгоферовой зоне, где можно пренебречь разностями фаз за счёт поперечного разнесения источников в пределах области разрешения. Зондирующее поле с волновым вектором  $k$  проходит к двум таким рассеивателям, разнесённым в аксиальном направлении на расстояние  $\Delta z$ , возвращается обратно, так что принимаемые поля от рассеивателей приобретают разность фаз  $\Delta\varphi = 2k\Delta z$ . При этом случайная величина разнесения  $\Delta z$  меньше длины когерентности  $L_{\text{ax}}$  зондирующего поля (продольного разрешения). В таком случае интенсивность результирующего сигнала  $I_{\text{res}}$ , формируемого рассматриваемой парой рассеивателей, связана с интенсивностями  $I_1$  и  $I_2$  каждой из двух рассеянных компонент как

$$I_{\text{res}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi). \quad (2)$$

Ниже для примера рассмотрим одинаковые рассеиватели:  $I_1 = I_2 = I$ .

В среде с деформацией  $s$  приобретается разность фаз  $\Delta\varphi(s) = 2k\Delta z(1+s)$ . Это выражение учитывает, что разность фаз принимаемых волн определяется именно различием  $\Delta z$  аксиальных координат рассеивателей. Действительно, дальнейшие (хотя и существенно бóльшие) оптические пути этих волн проходят практически по одним и тем же неоднородностям. Поэтому последние уже не влияют на рассматриваемую разность фаз: на этих участках деформация в среде меняет фазу каждой из интерферирующих волн почти одинаковым образом. Таким образом, созданная в среде деформация вызывает изменение разности фаз  $\delta[\Delta\varphi(s)] = 2k\Delta z s$ , которое определяется именно участком  $\Delta z$ .

Очевидно, что интенсивность (2) наиболее чувствительна к фазовой добавке  $\delta[\Delta\varphi(s)]$  в окрестности максимальной крутизны фазового фактора  $\cos[\Delta\varphi(s)]$ , т. е. при  $2k\Delta z = \pi/2 + \pi m$ , когда  $\cos[\Delta\varphi(s)] = \pm \sin(2k\Delta z s) \approx \pm 2k\Delta z s$  (здесь  $m$  — целое число). Следует подчеркнуть, что выбранное условие максимальной чувствительности фазового множителя не является сильным ограничением, поскольку производная функции  $\sin x$  достаточно медленно снижается от единичного значения при изменении аргумента  $x$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Даже при  $x = 60^\circ$  производная уменьшается только в 2 раза. Поэтому можно считать, что использованное выше условие высокой фазовой чувствительности относится к доле приблизительно  $60/90 \approx 70\%$  всех спеклов на ОКТ-изображении.

С учётом этих соображений из формулы (2) следует, что деформация  $s$  изменяет интенсивность большинства спекловых пятен на величину

$$\delta I_{\text{blink}}(s = d/H) \approx 4I_0 k \Delta z s. \quad (3)$$

Подчёркнём, что найденное изменение  $\delta I_{\text{blink}}$  (мигание спекла) связано именно с продольным растяжением или сжатием рассеивающего объёма, а не с его перемещением как целого.

Вместе с тем при создании в среде деформации  $s$ , помимо рассмотренного выше изменения размера области рассеяния (вызывающего мигание спекла), интенсивность в окрестности начального положения спеклового пятна изменяется и за счёт перемещения самого рассеивающего объёма, т. е. чисто геометрического «переползания» спеклового пятна. Рассмотрим, как и выше, изменения только по вертикальной координате  $z$ . Тогда для изображения с начальным распределением интенсивности  $I(z)$  изменение интенсивности в фиксированной точке, связанное с вертикальным перемещением рассеивающего объёма с начальной глубины  $z = H$  на величину  $d$ , можно записать как

$$\delta I_{\text{geom}}(d) \approx d \partial I(z) / \partial z \approx d I_0 / (D/2) = 2I_0 H s / D, \quad (4)$$

где  $D$  — характерный диаметр одного яркостного пятна. В выражении (4) принято во внимание, что деформация  $s$  (в пренебрежении неоднородностью среды) может быть выражена как

$s = d/H$  через аксиальное смещение  $d$  данного рассеивающего объёма и его глубину  $H$  относительно жёсткой поверхности поджигающего зонда. Отсюда видно, что в отличие от вариации интенсивности  $\delta I_{\text{blink}}$  (определяемой локальной деформацией  $s$ ) изменение  $\delta I_{\text{geom}}$  (определяемое смещением рассеивающего объёма) зависит и от глубины  $H$  расположения рассеивателей.

Задачей спекл-трекинга является именно отследить смещения рассеивающих объёмов в целом, определяющие вариации  $\delta I_{\text{geom}}$ , а не изменение  $\delta I_{\text{blink}}$ , связанное с миганием спеклов за счёт изменения взаимного положения субразрешаемых рассеивателей внутри каждого объёма. Поэтому реализация спекл-трекинга требует, чтобы изменение интенсивности за счёт смещений спекловых пятен  $\delta I_{\text{geom}}(d)$  существенно доминировало над эффектом мигания спеклов  $\delta I_{\text{blink}}$ :

$$\delta I_{\text{geom}}/\delta I_{\text{blink}} \gg 1. \quad (5)$$

Потребуем, например, чтобы поправка к изменению интенсивности спеклового пятна за счёт мигания составляла не более 20% (т. е.  $\delta I_{\text{geom}}/\delta I_{\text{blink}} \geq 5$ ). Кроме того, учтём, что набег разности фаз составляет величину  $2k \Delta z = 4\pi \Delta z/\lambda$  (здесь  $\lambda$  — оптическая длина волны), и при случайном расположении пары субразрешаемых рассеивателей в объёме разрешения их характерное разнесение  $\Delta z \approx L_{\text{ax}}/2$ . Тогда выражения (3)–(5) приводят к следующему ограничению на глубину расположения рассеивающего объёма:

$$H \geq 10\pi D L_{\text{ax}}/\lambda. \quad (6)$$

Далее примем во внимание, что минимальный диаметр спеклового пятна  $D$ , удовлетворяющий условию Котельникова–Найквиста для пикселизованного изображения, должен быть не менее 2 пикселей, а также используем при оценке типичную для ОКТ-систем длину когерентности  $L_{\text{ax}} \approx \approx 10\lambda$ . В результате из неравенства (6) получаем минимальную глубину в пикселях, необходимую для достаточно надёжного спекл-трекинга:

$$H \geq 200\pi \approx 628 \text{ пикселей}. \quad (7)$$

Найденное значение превышает глубину зондирования большинства ОКТ-систем, для которых требование достаточно низких шумов изображения (обеспечивающих необходимый для спекл-трекинга уровень кросс-корреляции сравниваемых изображений не менее  $0,7 \div 0,9$ ) ограничивает сверху максимальную глубину зондирования всего  $200 \div 300$  пикселями, а часто даже меньше. Полученные оценки показывают, что для типичных параметров ОКТ-систем выполнить спекл-трекинг представляется как минимум проблематичным или просто невозможным на значительной части изображения. Численные примеры [73, 74] иллюстрируют сильную маскировку реальных смещений миганиями спеклов. В этих примерах спекловое мигание (даже на самом начальном этапе деформирования) может маскировать не только аксиальные, но и латеральные смещения спеклов. Это связано с тем, что деформация среды в латеральном направлении сопровождается аксиальной деформацией. Аксиальная деформация, в свою очередь, обуславливает маскирующие изменения интенсивности спекла за счёт рассмотренного выше эффекта мигания несмотря на то, что возможные изменения латерального расстояния между субразрешаемыми рассеивателями сами по себе почти не вносят вклада в мигание.

Обычно в обсуждениях спекл-трекинга, по умолчанию предполагалось, что при достаточно малых деформациях, когда мигание спеклов ещё не выглядит существенным, их смещения заведомо возможно отследить корреляционным методом. Однако приведённые выше аргументы показывают, что маскировка реальных смещений эффектом мигания зависит именно от параметров ОКТ-системы, но не от величины деформаций, хотя, на первый взгляд, этот вывод выглядит

контринтуитивно. В этом контексте понятно, что для современных ультразвуковых систем, у которых длина зондирующего импульса (т. е. аналог расстояния  $L_{ax}$  в ОКТ) приближается к одной длине несущей волны, эффект мигания спеклов налагает на порядок более мягкие ограничения. Это объясняет, почему при построении распределений деформации спекл-трекинг оказался столь низкоэффективным в ОКТ по сравнению с аналогичным подходом при обработке ультразвуковых изображений. Сама по себе спекловая структура изображения, обсуждавшаяся выше для величин  $L_{ax}/\lambda \approx 10$ , должна сохраняться даже в случае  $L_{ax}/\lambda \approx 1$  (например, как для широкополосной ОКТ-системы в работе [62]), но при деформировании среды в последнем случае маскирующий эффект мигания спеклов должен быть на порядок слабее. Аналогично, в связи с отсутствием эффекта мигания, корреляционный подход к построению полей смещений частиц (digital image correlation) хорошо работает в инженерных приложениях при обработке фотографических изображений поверхности деформируемых образцов [68–72].

### 3.2. Восстановление поля смещений на основе фазовых измерений

По-видимому, в связи с неудовлетворительными результатами корреляционного восстановления полей смещений, в ОКТ-исследованиях стало уделяться значительное внимание возможностям определить величины смещений фазовыми методами [59–61, 75]. В ряде работ продемонстрирована лучшая работоспособность фазового подхода для восстановления смещений по сравнению с корреляционным восстановлением [75]. При этом имеется в виду в первую очередь смещение в аксиальном направлении. В фазовом подходе к определению смещений рассеивающего объёма изменение расстояния между субразрешаемыми рассеивателями в какой-то мере также изменяет фазу принимаемого сигнала, однако этот эффект вносит существенно меньшие помехи по сравнению с миганием интенсивности в корреляционном подходе.

Сопоставим роль изменения расстояния между парой субразрешаемых рассеивателей в случае фазовых измерений смещения по сравнению с рассмотренным выше корреляционным методом. При этом используем те же параметры ОКТ-системы. Результирующий сигнал из объёма разрешения формируется парой волн, которые удобно представить в комплексной форме (интенсивности волн от каждого из двух рассеивателей предполагаются одинаковыми):

$$a_1 = A \exp[i 2k (H - \Delta z/2) (s + 1)]; \quad (8a)$$

$$a_2 = A \exp[i 2k (H + \Delta z/2) (s + 1)]. \quad (8б)$$

Здесь, как и ранее,  $s$  — деформация среды в аксиальном направлении,  $H$  — глубина расположения центра рассеивающего объёма, причём максимальное разнесение субразрешаемых рассеивателей по вертикали определяется продольной длиной когерентности:  $\Delta z \leq L_{ax}$ . Результирующее поле  $a = a_1 + a_2$  имеет вид

$$a = 2\tilde{A} \cos[k \Delta z (s + 1)] \exp(2ikHs). \quad (9)$$

Здесь введена независящая от деформации  $s$  комплексная амплитуда  $\tilde{A} = A \exp(2ikH)$ . Последний фазовый множитель в выражении (9) описывает вариацию фазы принимаемой волны от объёма рассеяния с центром в точке  $H$ . Множитель  $\cos[k \Delta z (s + 1)]$  обусловлен интерференцией полей от разнесённых субразрешаемых рассеивателей и описывает зависимость амплитуды спеклового пятна от начального разнесения рассеивателей  $\Delta z$  и деформации  $s$ .

Принимаемая волна интерферирует с опорным полем на фотоприёмнике, что преобразует вариации фазы в изменения интенсивности  $I_d$  на фазовом детекторе. Интенсивность  $I_d$  находим аналогично выражению (2), где интенсивности  $I_1$  и  $I_2$  заменяем на интенсивность  $I_a$  принимаемой

волны (9) и интенсивность опорной волны  $I_r$ :

$$I_d = I_r + I_a + 2 \sqrt{I_r I_a} \cos[\Delta\varphi(s)]. \quad (10)$$

Здесь величина  $\Delta\varphi(s) = 2kHs - \varphi_r$  имеет смысл разности фазы опорной волны  $\varphi_r$  и фазы  $2kHs$  волны (9). Подбором опорной фазы достигается максимальная чувствительность множителя  $\cos[\Delta\varphi(s)]$  в выражении (10) к малым вариациям фазы  $2kHs < 1$ . В этом случае смещение  $d = Hs$  изменяет амплитуду на величину

$$|\delta I_d(Hs)| = 4I_0 k H s, \quad (11)$$

где для простоты принято  $I_a(s=0) = I_r = I_0$ .

Вместе с тем интенсивность  $I_d$  в выражении (10) может варьироваться за счёт изменения интенсивности  $I_a$  (т. е. мигания интенсивности спекла), которая, как видно из выражения (9), связана с вариациями расстояния между субразрешаемыми рассеивателями из-за деформирования среды как  $I_a = |a|^2 = 2A^2 \{1 + \cos[2k \Delta z (s + 1)]\}$ . Аналогично обсуждению выражения (2), отсюда можно сделать вывод, что интенсивность может варьироваться наиболее сильно при условии  $2k \Delta z = \pi/2 + \pi m$ , т. е. когда  $\cos[2k \Delta z (s + 1)] = \pm \sin(2k \Delta z s) \approx \pm 2k \Delta z s$ . Поскольку разнесение рассеивателей  $\Delta z$  не превышает расстояние  $L_{ax}$ , то этот эффект порождает наибольшие помехи в интенсивности порядка  $\delta I_a \approx 2I_0 k \Delta z s \leq 2I_0 k L_{ax} s$ . Сравнение этого выражения с выражением (11) показывает, что при обсуждаемых малых деформациях и выполненном на подавляющей части изображения условии  $H \gg L_{ax}$  эффект мигания спеклов заведомо приводит только к малым поправкам к оцениваемым по фазовым вариациям смещениям. Таким образом, имеет место сильное отличие от рассмотренного выше корреляционного метода определения смещений. Наоборот, в корреляционном методе маскирующее (и не исчезающее даже при очень малых деформациях  $s$ ) влияние эффекта мигания спеклов при обычно выполняющемся условии  $L_{ax}/\lambda \gg 1$ , может быть очень сильным на значительной части ОКТ-изображения. Как видно из приведённых выше аргументов, в фазовом методе ошибка порядка  $L_{ax}/H$  в оценке истинной вариации фазы, связанная с эффектом мигания спеклов, напротив, является пренебрежимо малой практически по всему полю кадра (кроме предельно малых глубин  $H \approx L_{ax}$ ) и потому несущественна для корректной оценки смещений  $d$  при малых деформациях  $s < 1/(2kH)$ .

Таким образом, с помощью современных технических средств, обеспечивающих измерение фазы с точностью порядка единиц градусов, в ОКТ оказывается возможным определять смещения  $d \ll \lambda$ . Поскольку обычно длина волны  $\lambda \ll H$ , можно сказать, что неопределённости измерения смещений с точностью до целого числа длин волн в фазовом методе не возникает при  $Hs \ll \lambda < L_{ax}$ , т. е. именно для малых, существенно субпиксельных смещений по всему полю ОКТ-изображений.

Далее, чтобы оценить локальную жёсткость среды необходимо восстановить локальные деформации, для чего необходимо численно продифференцировать найденное поле смещений. Такое дифференцирование фактически оценивает локальное отношение

$$s(z) \approx (d_2 - d_1)/(z_2 - z_1), \quad (12)$$

где  $z_1$  и  $z_2$  — начальные положения рассеивателей, смещающихся на расстояния  $d_1$  и  $d_2$  соответственно. Поэтому погрешность дифференцирования обусловлена неточным определением не только смещений  $d_1$  и  $d_2$ , но и расстояний  $z_1$  и  $z_2$ . Хотя найденные смещения  $d_1$  и  $d_2$  могут иметь субпиксельную точность, положения  $z_1$  и  $z_2$  известны в лучшем случае с точностью до вертикального разрешения  $L_{ax}$ , которое составляет два пиксела на ОКТ-изображении (при условии, что критерий Котельникова—Найквиста выполнен с минимальным запасом). Кроме того, неоднородности коэффициента преломления могут вносить дополнительные погрешности в определение

расстояний  $z_1$  и  $z_2$ . В ряде работ (см., например, [59, 60]) вместо оценки истинной локальной деформации (12) предлагалось использовать величину

$$\varepsilon(z) = d(z)/z, \quad (13)$$

которая тоже называлась деформацией, зависящей от глубины. Однако величина  $\varepsilon(z)$  характеризует лишь среднюю деформацию всего слоя с толщиной  $z$ . Конечно, она более устойчива к ошибкам, но не имеет прямого отношения к локальным характеристикам среды и довольно слабо отражает вариации локальной жёсткости.

Аналогичные проблемы численного дифференцирования возникают и в корреляционном способе восстановления смещений за счёт спекл-трекинга. При таком способе, как пояснено выше, при типичных параметрах ОКТ-сканеров обычно вносятся существенно большие ошибки в определение смещений  $d$ , чем в фазовом методе. Причём корреляционный подход при типичных для ОКТ-систем параметрах может оказаться неработоспособным практически на всём получаемом изображении из-за маскирующего мигания спеклов даже при очень малых деформациях. В этом смысле при остающихся проблемах, связанных с численным дифференцированием, фазовый метод первичного восстановления поля смещений, по сравнению с корреляционным, имеет существенное преимущество по точности и устойчивости по отношению к эффекту мигания спеклов.

В связи с отмеченными проблемами численного дифференцирования даже довольно точно оценённых смещений, представляется привлекательным найти возможность вообще отказаться от численного дифференцирования (12) и его эквивалентов. В этом контексте представляется перспективным иной вариант использования корреляционных процедур, уже не с целью восстановить поле смещений, а для непосредственного извлечения информации о локальной жёсткости биоткани по степени снижения коэффициента корреляции между изображениями деформируемой ткани. Такой недавно предложенный подход к эластографическому картированию [73, 74], а также методы визуализации кровотока, для реализации которых могут быть использованы во многом подобные принципы, рассматриваются во второй части данной работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 12-02-01160-а, 13-02-00627 и 13-02-97131), Правительства РФ (договоры 11.G34.31.0066 и 14.B25.31.0015) и Совета при Президенте РФ по поддержке молодых российских учёных (грант МК-4826.2013.2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Huang D., Swanson E. A., Lin C. P., et al. // *Science*. 1991. V. 254. P. 1178.
2. Swanson E. A., Izatt J. A., Hee M. R., et al. // *Opt. Lett.* 1993. V. 18, No. 21. P. 1864.
3. Pan Y. T., Xie T. Q., Du C. W., et al. // *Opt. Lett.* 2003. V. 28, No. 24. P. 2485.
4. Skala M. C., Fontanella A., Hendargo H., et al. // *Opt. Lett.* 2009. V. 34, No. 3. P. 289.
5. Gelikonov G. V., Gelikonov V. M., Feldchtein F. I., et al. // *Conference on Laser and Electro-Optics*. Washington, USA. Baltimore: Optical Society of America, 1997. P. 210.
6. Feldchtein F. I., Gelikonov G. V., Gelikonov V. M., et al. // *Opt. Express*. 1998. V. 3, No. 6. P. 239.
7. Pan Y., Farkas D. L. // *J. Biomed. Opt.* 1998. V. 3, No. 4. P. 446.
8. Schmitt J. M., Xiang S. H. // *Opt. Lett.* 1998. V. 23, No. 13. P. 1060.
9. *Optical coherence tomography: technology and applications* / Ed. by J. G. Fujimoto, W. Drexler. Berlin: Springer, 2008. 1354 p.
10. Hee M. R., Huang D., Swanson E. A., et al. // *J. Opt. Soc. Am.* 1992. V. 9. P. 903.
11. De Boer J. F., Milner T. E., Van Gemert M. J. C., et al. // *Opt. Lett.* 1997. V. 22, No. 12. P. 934.
12. De Boer J. F., Srinivas S. M., Malekafzali A., et al. // *Opt. Express*. 1998. V. 3, No. 6. P. 212.

13. Everett M. J., Schoenenberger K., Colston B. W., Jr., et al. // Opt. Lett. 1998. V. 23, No. 3. P. 228.
14. Booth M. C., Di Giuseppe G., Saleh B. E. A., et al. // Phys. Rev. A. 2004. V. 69, No. 4. Art. no. 043815.
15. Liu B., Harman M., Giattina S., et al. // Appl. Opt. 2006. V. 45, No. 18. P. 4464.
16. Kim K. H., Park B. H., Tu Y., et al. // Opt. Express. 2011. V. 19, No. 2. P. 552.
17. Kuranov R. V., Sapozhnikova V. V., Turchin I. V., et al. // Opt. Express. 2002. V. 10, No. 15. P. 707.
18. De Boer J. F., Milner T. E., Nelson J. S. // Opt. Lett. 1999. V. 24, No. 5. P. 300.
19. Yao G., Wang L. V. // Opt. Lett. 1999. V. 24, No. 8. P. 537.
20. Hitzengerger C. K., Gotzinger E., Sticker M., et al. // Opt. Express. 2001. V. 9, No. 13. P. 780.
21. Ghosh N., Vitkin I. A. // J. Biomed. Opt. 2011. V. 16, No. 11. Art. no. 110801.
22. Fried D., Xie J., Shafi S., et al. // J. Biomed. Opt. 2002. V. 7, No. 4. P. 618.
23. Sankaran V., Walsh J. T., Maitland D. J. // J. Biomed. Opt. 2002. V. 7, No. 3. P. 300.
24. Kuranov R. V., Sapozhnikova V. V., Shakhova N. M., et al. // Quantum Electron. 2002. V. 32, No. 11. P. 993.
25. Gladkova N., Streltsova O., Zagaynova E., et al. // J. Biophoton. 2011. V. 4, No. 7–8. P. 519.
26. De Boer J. F., Srinivas S. M., Park B. H., et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1999. V. 5, No. 4. P. 1200.
27. Pierce M. C., Park B. H., Cense B., et al. // Opt. Lett. 2002. V. 27, No. 17. P. 1534.
28. Oh W. Y., Vakoc B. J., Yun S. H., et al. // Opt. Lett. 2008. V. 33, No. 12. P. 1330.
29. Oh W. Y., Yun S. H., Vakoc B. J., et al. // Opt. Express. 2008. V. 16, No. 2. P. 1096.
30. Gelikonov V. M., Gelikonov G. V. // Laser Phys. Lett. 2006. V. 3, No. 9. P. 445.
31. Геликонов В. М., Геликонов Г. В. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 7. С. 634.
32. Jiao S. L., Yu W. R., Stoica G., et al. // Opt. Lett. 2003. V. 28, No. 14. P. 1206.
33. Tishkovets V. P., Mishchenko M. I. // J. Quant. Spec. Rad. Transfer. 2009. V. 110, No. 1–2. P. 139.
34. De Boer J. F., Milner T. E. // J. Biomed. Opt. 2002. V. 7, No. 3. P. 359.
35. Roth J. E., Kozak J. A., Yazdanfar S., et al. // Opt. Lett. 2001. V. 26, No. 14. P. 1069.
36. Cense B., Chen T. C., Park B. H., et al. // Opt. Lett. 2002. V. 27, No. 18. P. 1610.
37. Dave D. P., Akkin T., Milner T. E. // Opt. Lett. 2003. V. 28, No. 19. P. 1775.
38. Zhang J., Guo S., Jung W. Q., et al. // Opt. Express. 2003. V. 11, No. 24. P. 3262.
39. Yoshino T., Hashimoto T., Nara M., et al. // J. Lightwave Technology. 1992. V. 10, No. 4. P. 503.
40. Bush J., Feldchtein F., Gelikonov G., et al. // SPIE Proc. 2005. V. 5855. 17th Int. Conf. Opt. Fibre Sensors. P. 254.
41. Feldchtein F. I., Bush J., Gelikonov G. V., et al. // SPIE Proc. 2005. V. 5690. Coherence Domain Optical Methods and Optical Coherence Tomography in Biomedicine IX. P. 349.
42. Sharma U., Fried N. M., Kang J. U. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2005. V. 11, No. 4. P. 799.
43. Patent № 6847453 US. All fiber antocorrelator / Bush I. J. 2005.
44. Drake A. D., Leiner D. C. // Rev. Sci. Instrum. 1984. V. 55, No. 2. P. 162.
45. Bush J., Davis P., Marcus M. A. // SPIE Proc. 2001. V. 4204. Fiber Optic Sensor Technology II. P. 71.
46. А. с. № 1315797 А1 СССР. Волоконно-оптический датчик / В. М. Геликонов, В. И. Леонов, М. А. Новиков. Заявл. 04.05.1984; Опубл. 07.06.1987; Бюл. 21. С. 3.
47. Геликонов В. М., Гусовский Д. Д., Леонов В. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13, № 13. С. 775.
48. Liu B., Harman M., Brezinski M. E. // J. Opt. Soc. Am. A. 2005. V. 22, No. 2. P. 262.
49. Schmitt J. // Opt. Express. 1998. V. 3, No. 6. P. 199.

50. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 247 с.
51. Adie S. G. A., Kennedy B. F., Armstrong J. J., et al. // *Phys. Med. Biology*. 2009. V. 54, No. 10. P. 3129.
52. Wang S., Larin K. V., Li J., et al. // *Laser Phys. Lett.* 2013. V. 10, No. 7. Art. no. 075605.
53. Liang X., Orescanin M., Toohey K. S., et al. // *Opt. Lett.* 2009. V. 34, No. 19. P. 2894.
54. Ophir J., Cespedes I., Ponnekanti H., et al. // *Ultrasonic Imaging*. 1991. V. 13. P. 111.
55. Parker K. J., Doyley M. M., Rubens D. J. // *Phys. Med. Biology*. 2011. V. 56, No. 1. P. R1.
56. Sun C., Standish B., Yang V. X. D. // *J. Biomed. Opt.* 2011. V. 16, No. 4. Art. no. 043001.
57. Rogowska J., Patel N. A., Fujimoto J. G., et al. // *Heart*. 2004. V. 90, No. 5. P. 556.
58. Rogowska J., Patel N., Plummer S., et al. // *British J. Radiology*. 2006. V. 79, No. 945. P. 707.
59. Kirkpatrick S. J., Wang R. K., Duncan D. D. // *Opt. Express*. 2006. V. 14, No. 24. P. 11585.
60. Wang R. K., Kirkpatrick S., Hinds M. // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90, No. 16. Art. no. 164105.
61. Kennedy B. F., Liang X., Adie S. G., et al. // *Opt. Express*. 2011. V. 19, No. 7. P. 6623.
62. Nahas A., Bauer M., Roux S., et al. // *Biomed. Opt. Express*. 2013. V. 4, No. 10. P. 2138.
63. Schmitt J. M., Xiang S. H., Yung K. M. // *J. Biomed. Opt.* 1999. V. 4, No. 1. P. 95.
64. Hillman T. R., Adie S. G., Seemann V., et al. // *Opt. Lett.* 2006. V. 31, No. 2. P. 190.
65. Curatolo A., Kennedy B. F., Sampson D. D., et al. // *Advanced Biophotonics: Tissue Optical Sectioning* / Ed. by V. Tuchin, R. K. Wang. Taylor and Francis, 2013. P. 183.
66. Zaitsev V. Y., Matveev L. A., Matveev A. L., et al. // *SPIE Proc.* 2013. V. 8802. Art. no. 880208.
67. Zaitsev V. Y., Matveev L. A., Gelikonov G. V., et al. // *Laser Phys. Lett.* 2013. V. 10, No. 6. Art. no. 065601.
68. Sutton M. A., Wolters W. J., Peters W. H., et al. // *Image Vision Computing*. 1983. V. 1, No. 3. P. 133.
69. Chu T. C., Ranson W. F., Sutton M. A. // *Experimental Mechanics*. 1985. V. 25, No. 3. P. 232.
70. Hild F., Roux S. // *Strain*. 2006. V. 42, No. 2. P. 69.
71. Pan B., Qian K., Xie H., et al. // *Measurement Sci. Technology*. 2009. V. 20, No. 6. Art. no. 062001.
72. Pan B. // *Experimental Mechanics*. 2011. V. 51, No. 7. P. 1223.
73. Zaitsev V. Y., Matveev L. A., Matveyev A. L., et al. // *SPIE Proc.* 2013. V. 8802. Optical Coherence Tomography and Coherence Techniques VI. Art. no. 880208.
74. Zaitsev V. Y., Matveev L. A., Matveyev A. L., et al. // *J. Biomed. Opt.* 2014. V. 19, No. 2. Art. no. 021107.
75. Kennedy B. F., Koh S. H., McLaughlin R. A., et al. // *Biomed. Opt. Express*. 2012. V. 3, No. 8. P. 1865.

Поступила в редакцию 9 октября 2013 г.; принята в печать 31 января 2014 г.

## RECENT TRENDS IN MULTIMODAL OPTICAL COHERENCE TOMOGRAPHY. I. POLARIZATION-SENSITIVE OCT AND CONVENTIONAL APPROACHES TO OCT ELASTOGRAPHY

*V. Yu. Zaitsev, V. M. Gelikonov, L. A. Matveev, G. V. Gelikonov, A. L. Matveyev,  
P. A. Shilyagin, and I. A. Vitkin*

We discuss physical principles of obtaining polarization-sensitive images, elastographic mapping and visualization of blood circulation/vasculature in optical coherence tomography (OCT). Along with the general overview of the respective methods, we perform comparative critical analysis of some of them from the viewpoint of their feasibility and requirements to OCT systems destined for combining the above-mentioned different image modalities.