

# Увеличение поперечного разрешения, полученного методом спектральной оптической когерентной томографии во внефокальных областях, при использовании голографических методов обработки данных

А.А.Моисеев, Г.В.Геликонов, Д.А.Терпелов, П.А.Шилягин, В.М.Геликонов

*Рассмотрена аналогия между данными, полученными методами спектральной оптической когерентной томографии (ОКТ) и широкополосной цифровой голографии. На основе этой аналогии описан способ обработки данных спектральной ОКТ, который позволяет получать изображения с поперечным разрешением во всем исследуемом объеме, соответствующим разрешению в области оптимального фокуса. Рассмотрены также некоторые вопросы, касающиеся практического применения предложенных методов.*

**Ключевые слова:** оптическая когерентная томография, цифровая голография.

## 1. Введение

С момента первой экспериментальной демонстрации возможности использования оптической когерентной томографии (ОКТ) для получения высококачественных изображений внутренней структуры биологических объектов *in vivo* [1], этот метод, позволяющий осуществлять неинвазивное исследование объекта с высоким (единицы – десятки микрометров) пространственным разрешением, все шире применяется в разнообразных исследовательских и клинических приложениях. Метод основан на интерференционном приеме и измерении интенсивности света, отраженного или рассеянного назад на внутренних неоднородностях эффективного оптического показателя преломления исследуемой среды. На сегодняшний день усилиями ряда исследовательских коллективов Европы, Азии, России и США успешно осуществляются эксперименты по совершенствованию метода ОКТ и внедрению его в биомедицинскую практику. Использование в оптических схемах волоконных ОКТ-интерферометров позволило применять такие установки в эндоскопических исследованиях [2, 3], что расширило круг приложений ОКТ.

Важнейшей характеристикой ОКТ-устройств, как и любой другой изображающей системы, является ее раз-

решение. Продольное и поперечное разрешения в ОКТ (вдоль и поперек сканирующего пучка) имеют различную физическую природу. Если продольное разрешение определяется шириной полосы излучения (диапазоном перестройки) используемого источника, то поперечное – дифракционными свойствами сканирующего пучка. Развитие физики фемтосекундных лазерных источников позволило достичь продольного разрешения менее 4 мкм [4]. В то же время улучшение поперечного разрешения в ОКТ ограничено, поскольку повышение остроты фокусировки зондирующего пучка приводит к уменьшению глубины исследования из-за возрастания продольной неоднородности освещения объекта, обусловленной дифракционной расходимостью сканирующего пучка.

К настоящему времени существует ряд аппаратных способов улучшения поперечного разрешения ОКТ при сохранении глубины исследования [5–7], однако их реализация в виде миниатюрных эндоскопических зондов сопряжена с рядом технических сложностей, препятствующих использованию данных методов в эндоскопических инструментах.

В последние годы вызывают интерес методы, позволяющие скомпенсировать влияние дифракции на пространственное разрешение в ОКТ-изображениях во внефокальных областях [8–10]. Несмотря на достигнутые успехи, по-прежнему остается ряд нерешенных вопросов, препятствующих использованию данных методов в ОКТ-установках. Настоящая работа посвящена созданию метода обработки данных спектральной ОКТ, позволяющего увеличить поперечное разрешение во внефокальных областях до разрешения в области наилучшего фокуса.

## 2. Голографический подход к обработке данных ОКТ

За основу подхода была взята отмеченная в работе [11] аналогия между каждой двумерной выборкой (при определенных значениях волновых чисел  $k$ ), выделенной из массива записей спектра интерференционного поля в трехмерном  $XUk$ -пространстве, который получен при по-

А.А.Моисеев, Д.А.Терпелов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46;

e-mail: aleksandr.moiseev@gmail.com, terpelov@ufr.appl.sci-nnov.ru

Г.В.Геликонов, П.А.Шилягин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородская медицинская академия, Россия, 603005 Н.Новгород, пл. Минина и Пожарского, 10/1;

e-mail: grigory@ufr.appl.sci-nnov.ru; paulo-s@mail.ru

В.М.Геликонов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородская медицинская академия, Россия, 603005 Н.Новгород, пл. Минина и Пожарского, 10/1; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23; e-mail: gelikon@ufr.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 11 марта 2014 г., после доработки – 26 июня 2014 г.

перечном сканировании с помощью установки спектральной ОКТ, и цифровой голограммой, записанной с помощью массива фотодетекторов. Действительно, рассеянное поле, принятое установкой спектральной ОКТ, можно записать в виде

$$f_{\text{ОСТ}}(x, y, k) = \int dz g_{\text{ОСТ}}^2(x, y, z, k) \otimes o(x, y, z), \quad (1)$$

где  $g_{\text{ОСТ}}(x, y, z, k)$  – распределение поля сканирующего пучка на расстоянии  $z$  от фокальной плоскости объектива (данная функция возводится в квадрат, поскольку освещение объекта и прием рассеянного объектом поля осуществляются по одному оптическому пути);  $o(x, y, z)$  – распределение рассеивателей в исследуемом объекте;  $\otimes$  – свертка в плоскости  $XY$ ;  $k = 2\pi/\lambda$ . Заметим, что  $g_{\text{ОСТ}}(x, y, z, k)$  однозначно определяется на любом расстоянии от фокальной плоскости как свертка распределения в фокальной плоскости и ядра распространения в свободном пространстве. Для удобства дальнейших вычислений запишем спектр  $f(x, y, z)$  следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{\text{ОСТ}}(u, v, k) &= \int dz FT_{x,y \rightarrow u,v} g_{\text{ОСТ}}^2(x, y, z, k) \tilde{o}(u, v, z) \\ &= \int dz \left\{ \left[ \tilde{g}_{\text{ОСТ}}(u, v, z_0, k) \exp\left(ikz - i\frac{u^2 + v^2}{2k} \Delta z\right) \right] \right. \\ &\quad \left. \otimes \left[ \tilde{g}_{\text{ОСТ}}(u, v, z_0, k) \exp\left(ikz - i\frac{u^2 + v^2}{2k} \Delta z\right) \right] \right\} \tilde{o}(u, v, z). \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь «тильда» означает принадлежность функции или оператора фурье-пространству; передаточная функция свободного пространства записана в малоугловом ( $u^2 + v^2 \ll k^2$ ) приближении [12];  $u, v$  – значения поперечных волновых векторов в фурье-пространстве;  $z_0$  – положение фокальной плоскости;  $FT_{x,y \rightarrow u,v}$  – прямое преобразование Фурье. Для простоты вычислений воспользуемся гауссовым распределением для сканирующего пучка. В этом случае распределение поля в фокальной плоскости объектива  $g_{\text{ОСТ}}(x, y, z, k)$ , как и его спектр, также имеет гауссово распределение. Это позволяет записать:

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{\text{ОСТ}}(u, v, k) &= \int dz \exp\left(2ik\Delta z - i\frac{u^2 + v^2}{4k} \Delta z\right) \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{2} W_0^2\right) \tilde{o}(u, v, z). \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь  $W_0 = \pi/(NAk)$  – размер перетяжки сканирующего пучка;  $NA$  – числовая апертура объектива (в работе использовались объективы с  $NA = 0.1$ , что позволило избежать проблем, связанных с применением малоуглового приближения в системах с большой численной апертурой [13]).

Запишем уравнение для спектра сигнала широкополосной безлинзовой цифровой голографии [14]:

$$\tilde{f}_{\text{ВДН}}(u, v, k) = \int dz \exp\left(2ik\Delta z - i\frac{u^2 + v^2}{2k} \Delta z\right) \tilde{o}_1(u, v, z). \quad (4)$$

Сравнивая уравнения (3) и (4), можно заметить, что сигнал спектральной ОКТ в точности совпадает с сигналом безлинзовой цифровой голографии для объекта с распределением

$$o_1(x, y, z) = o(x, y, z) \otimes \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{W_0^2}\right)$$

при изменении значений поперечных волновых векторов  $u, v$  в  $\sqrt{2}$  раз.

Важной особенностью поточечной записи интерференционной картины является влияние конфокального характера зондирования в ОКТ-установке, что приводит к падению интегрального сигнала от каждого точечного рассеивателя при удалении от фокальной плоскости. Дополнительно данный сигнал, как отмечалось выше, оказывается распределенным в плоскости  $XY$  из-за дифракции. Описанные в настоящей работе методы позволяют компенсировать влияние дифракции, но не избавиться от падения интегрального сигнала при удалении от фокальной плоскости. Однако это обстоятельство может позволить более эффективно использовать динамический диапазон ОКТ за счет правильного выбора исходного положения фокальной плоскости в глубине исследуемого объекта. При этом ослабление сигнала с глубиной будет частично компенсироваться повышением плотности излучения при приближении к фокальной плоскости.

Аналогия между сигналами спектральной ОКТ и широкополосной голографии позволяет использовать голографические методы обработки таких сигналов. В настоящей работе для построения распределения рассеянного поля на каждой из длин волн спектрального разложения излучения используемого источника применялся метод разложения по плоским волнам данных, записанных с помощью установки спектральной ОКТ [12]. Метод основан на представлении поля в плоскости  $XY$ , перпендикулярной направлению распространения поля  $Z$ , в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся под различными углами. Поле в плоскости на расстоянии  $Z$  от исходной будет равно суперпозиции плоских волн, составляющих начальное распределение и распространённых на то же расстояние. Плоская волна при распространении приобретает дополнительную фазу  $ik_z Z$ , где  $k_z$  – проекция волнового вектора на направление распространения. Таким образом, расчет распределений поля на любом расстоянии  $z$  от начальной плоскости может быть осуществлен умножением его двумерного спектра в начальной плоскости  $XY(z = 0)$  на соответствующую фазовую маску с последующим обратным преобразованием Фурье. Следует отметить, что такой способ решения задачи дифракции позволяет рассчитать поле на любом расстоянии  $z$  от исходной плоскости  $XY(z = 0)$ ; кроме того, он вычислительно эффективен, поскольку в нем задействованы лишь два преобразования Фурье и одно умножение.

Распределение рассеянного поля на одной компоненте спектрального разложения излучения источника

$$\begin{aligned} f(x, y, z, k) &= iFT_{u,v \rightarrow x,y} \\ &\quad \times \left\{ FT_{x,y \rightarrow u,v} (f(x, y, 0, k)) \exp\left[ikz - i\frac{u^2 + v^2}{4k} z\right] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

где  $f(x, y, 0, k)$  и  $f(x, y, z, k)$  – распределения поля в фокальной плоскости и на оптическом расстоянии  $\Delta z$  от нее;  $iFT_{u,v \rightarrow x,y}$  – обратное преобразование Фурье в плоскости, перпендикулярной сканирующему пучку. При распространении поля на соответствующие расстояния  $z$  можно восстановить распределение рассеянного поля во всем

исследуемом объеме при каждом  $k$ . Поле на одной длине волны дает представление о распределении рассеивателей в исследуемом объекте, при этом разрешение во всем объеме определяется дифракционными свойствами сканирующего пучка. Как и в случае широкополосной цифровой голографии, следует просуммировать распределения поля на всех длинах волн, чтобы продольное разрешение определялось шириной полосы излучения используемого источника [15]:

$$F(x, y, z) = \sum_k iFT_{u,v \rightarrow x,y} \left[ FT_{x,y \rightarrow u,v} (f(x, y, 0, k)) \right] \times \exp \left( ikz - i \frac{u^2 + v^2}{4k} z \right). \tag{6}$$

Уравнение (6) позволяет получить изображение, поперечное разрешение которого равно разрешению в фокальной плоскости сканирующего пучка, а продольное разрешение определяется спектральными свойствами излучения источника.

Следует отметить, что восстановление изображения во всем исследуемом объеме с помощью прямых вычислений по формуле (6) возможно лишь при известных значениях начального положения фокальной плоскости и показателя преломления исследуемой среды. Отметим, что отношение расстояний между рассеивателями по оси  $Z$  на ОКТ-изображении пропорционально отношению оптических расстояний между ними в пространстве. В силу этого вместо распределения показателя преломления в среде можно в качестве параметра рассматривать показатель преломления. На рис.1,б представлены результаты численного восстановления изображения рассеивателей согласно формуле (6) по всей  $XZ$  плоскости в случае острой фокусировки пучка для полученных экспериментально ОКТ-изображений точечных рассеивателей (абразивный порошок с размером зерна 10 мкм), пространственно зафиксированных в однородной среде (прозрачный фотоклей). При отличии данных параметров от оптимальных на 10% вычисления по формуле (6) не приводят к желаемому результату (рис.1,в). С целью оценки эффективности предложенных методов повышения поперечного разрешения изображений были исследованы зависимости характерной ширины точечного рассеивателя от глубины для данных, полученных экспериментально. Несмотря на то что эта ширина зависит не только от поперечного разрешения системы, но и от характерного размера рассеивателя, подход позволяет сравнить разрешение до и после применения описанных в работе методов. Поскольку разрешение ОКТ-установки в фокальной области зонда известно и определяется числовой апертурой объектива, сравнение характерной ширины точечного рассеивателя с его шириной в фокальной области исходного распределения позволяет оценить разрешение системы по всей глубине. Из рис.1,б, в,  $\mathcal{M}$  видно, что разрешение ОКТ-изображения, полученное по формуле (6) при оптимальных параметрах, при удалении от фокальной области в диапазоне пяти длин Рэлея соответствует разрешению исходного изображения в фокальной области. Это разрешение (длина волны 1.3 мкм, числовая апертура объектива 0.1) составляет в воздухе  $\sim 6$  мкм. Если же параметры алгоритма отличаются от оптимальных на 10%, то при значительном удалении от фокальной плоскости дифракционное расплывание компенсируется

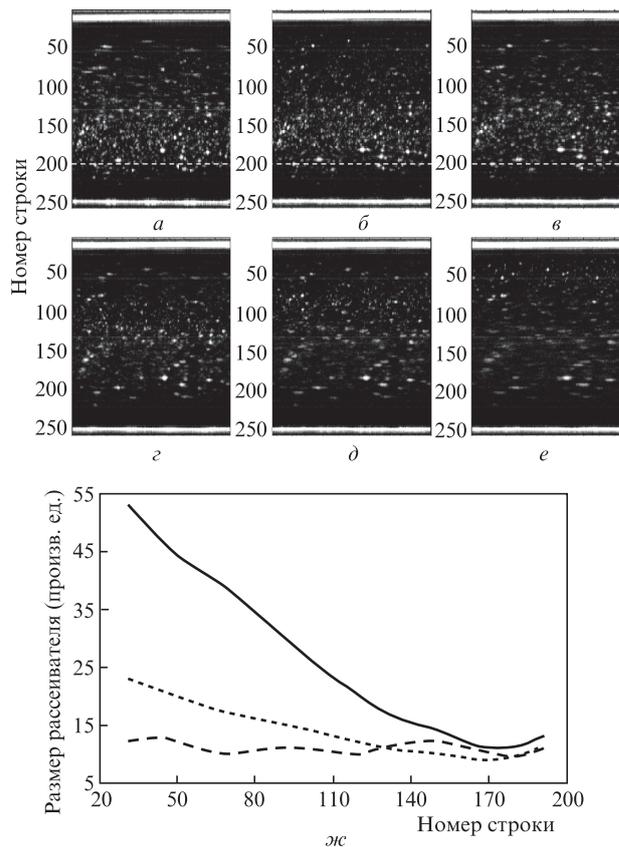


Рис.1. Изображения точечных рассеивателей в однородной среде, полученные сканированием образца острофокусированным пучком при традиционной обработке данных (а), при обработке данных согласно формуле (6) и оптимальных значениях параметров алгоритма (б), при обработке данных согласно формуле (6) и параметрах алгоритма, отличных на 10% от оптимальных (в) и после численного переноса фокальной области согласно формуле (7) (г-е). Изображения г и е получены при значениях показателя преломления, отличных на  $\pm 20\%$  от значения, заданного для получения изображения д;  $\mathcal{M}$  – характерная ширина точечного рассеивателя на изображениях а (сплошная кривая), б (штриховая кривая) и в (пунктир). Штриховыми линиями на рис.а-в обозначено приблизительное начальное положение фокальной плоскости.

неполностью, несмотря на увеличение глубины фокуса на данном изображении.

Нами предложен метод определения параметров, необходимых для построения ОКТ-изображений с разрешением по всей исследуемой глубине, равным разрешению в фокальной плоскости. Заметим, что для каждого определенного значения  $\Delta z$  вычисления по формуле (6) в точности совпадают с вычислениями по формуле

$$F_1(x, y, z, \Delta z) = \sum_k \exp(ikz) iFT_{u,v \rightarrow x,y} \times \left[ FT_{x,y \rightarrow u,v} (f(x, y, 0, k)) \exp \left( -i \Delta z \frac{u^2 + v^2}{4k} \right) \right]. \tag{7}$$

Эта операция сдвигает фокальную область изображения на расстояние  $\Delta z$  (рис.1,д). При несовпадении параметров, заданных в алгоритме, основанном на формуле (7), с оптимальными, область фокуса также будет сдвинута на соответствующее оптическое расстояние, однако положение данной области на ОКТ-изображении не будет заранее определено (рис.1,г, е).

Учитывая, что при любом отклонении показателя преломления исследуемой среды и его величины, заданной в расчетах, от фактического значения вычисления по формуле (7) приведут к численному переносу фокуса ОКТ-изображения, а также учитывая тот факт, что показатели преломления сред, исследуемых с помощью ОКТ, лежат в некотором диапазоне, можно сконструировать процедуру, аналогичную применяемой в оптической когерентной микроскопии процедуре синтеза изображения с высоким разрешением из серии изображений, сфокусированных на различных глубинах [5, 6]. Для этого следует осуществить численный перенос фокальной плоскости исходного изображения на несколько заранее заданных значений  $\Delta z$ . При этом сдвиги должны быть такими, чтобы перекрытие фокальных областей изображений с численно перенесенным фокусом наблюдалось при любом показателе преломления, возможном в биологической среде. Фактически это означает, что данное перекрытие должно наблюдаться при минимально возможном показателе преломления.

В то же время по результатам численного переноса фокуса можно определить, каким оптическим расстояниям соответствуют расстояния на изображении, и найти начальное положение фокальной плоскости, а затем использовать эти данные для вычисления ОКТ-изображений с улучшенным поперечным разрешением по формуле (6).

Действительно, вычисления по формуле (7) при некоторых значениях составляющих поперечного волнового вектора  $u$ ,  $v$  представляют собой умножение исходного вектора на матрицу:

$$M_{nm} = \exp \left[ i \frac{2\pi mn}{N} + \alpha(N_i - N_0) \frac{(\Delta up)^2 + (\Delta vl)^2}{4(k_{\min} + \Delta km)} \right], \quad (8)$$

где  $p$  и  $l$  – поперечные индексы углового спектра;  $\Delta u$ ,  $\Delta v$  – параметры дискретизации углового спектра ( $u = \Delta up$ ,  $v = \Delta vl$ );  $N$  – число спектральных отсчетов;  $k_{\min} = 2\pi n_r / \lambda_{\max}$ ;  $\Delta k = (2\pi n_r / \lambda_{\min} - 2\pi n_r / \lambda_{\max}) / N$ ;  $\lambda_{\min}$ ,  $\lambda_{\max}$  – минимальная и максимальная длины волн в спектре излучения источника излучения;  $m$  – индекс в пространстве волновых чисел;  $z = \alpha(N_i - N_0)$ ;  $N_0$  – начальное положение фокальной плоскости;  $\alpha$  – оптический интервал между соседними плоскостями, пронумерованными индексом  $n$  в пространстве изображения;  $\alpha N_i$  определяет значение  $\Delta z_i$  – оптического пути, на который необходимо перенести плоскость фокуса. Еще раз отметим, что зависимость  $z(n)$  остается линейной при любом распределении показателя преломления  $n_r$ , поскольку в спектральной ОКТ измеряемая модуляция оптического спектра интерференционного сигнала определяется фазовыми интервалами, определяемыми оптической длиной. Вычисления с использованием матрицы (8) представляет собой умножение трехмерного спектра на фазовую маску с последующим преобразованием Фурье по эквидистантно дискретизованным отсчетам. Заметим также, что, заменив в формуле (8) величину  $N_i$  на переменную  $n$ , мы получим коэффициенты матрицы, с помощью которой осуществляется преобразование (6).

Рассмотрим вопрос нахождения параметров  $\alpha$  и  $N_0$ . Пусть эти параметры заданы таким образом, что при их подстановке в формулу (6) для вычисления распределения с улучшенным поперечным разрешением разрешение по всей глубине объекта будет соответствовать разрешению в фокальной области. Тогда фокальная плоскость на изображении, вычисленном по формулам (7), (8), будет

численно перенесена на плоскость  $N_i$ . Если же вместо  $\alpha$  и  $N_0$  заданы отличные от них параметры  $\alpha_1$  и  $N_1$ , то фокальная плоскость перенесется на плоскость  $N_j$  с таким индексом, что  $\alpha_1(N_j - N_1) = \alpha(N_i - N_0)$ . Если по анализу изображения можно определить положение фокальной плоскости как на исходном изображении ( $N_0$ ), так и на изображениях, полученных после численного переноса фокуса ( $N_j$ ), то требуемую зависимость можно найти, вычислив параметр  $\alpha$ .

К сожалению, даже на изображении относительно простого модельного объекта (точечные рассеиватели в однородной среде) точное положение фокальной плоскости не определено. В случае биологического объекта, не обладающего определенной геометрической структурой, ситуация еще сложнее. Отметим также, что ввести какой-либо объективный (численный) параметр нахождения фокальной плоскости не представляется возможным, т.к. распределения на разных глубинах могут существенно отличаться друг от друга, и различие численных параметров будет обусловлено не качеством ОКТ-изображения на той или иной глубине, а особенностями объекта. Таким образом, необходимо определять оба параметра –  $\alpha$  и  $N_0$ .

Для определения параметров линейной зависимости  $\alpha(N_i - N_0)$  нам необходимо найти оптическое расстояние от начальной фокальной плоскости до любых двух из  $N$  плоскостей  $XU$  в изображении. Для этого «перефокусируем» начальные данные на две глубины и для каждого из полученных изображений будем искать плоскость  $XU$ , находящуюся на половине оптического расстояния между начальной и численно перенесенной фокальной плоскостью. С физической точки зрения на данной оптической глубине кривизна параболической фазовой маски в фурье-пространстве  $UV$ , приводящая к дифракционному расплыванию изображений, изменится на противоположную, ширины же спектров пространственного распределения амплитуды рассеянной волны в плоскости  $XU$  в исходном изображении и в изображении с численно перенесенным фокусом должны совпадать (рис.2,а). С вычислительной точки зрения процедуру сравнения кривизны фазовых масок в фурье-пространстве  $UV$  для каждого распределения в плоскости  $XU$  проще заменить процедурой сравнения ширины пространственного спектра для распределений амплитуды рассеянной волны в плоскости  $XU$  в исходном изображении и в изображении с численно перенесенным фокусом. Ширина спектра определялась по уровню 70% от значения спектральной компоненты с максимальной амплитудой.

Таким образом, для определения плоскости, в которой кривизна фазового фронта изменяется на противоположную, строилась зависимость ширины спектра исходного изображения от ширины спектра изображения с численно перенесенным фокусом. Полученная кривая пропусклась через фильтр низких частот для устранения влияния шума, и искалось ее пересечение с единичным уровнем. Координаты данного пересечения соответствуют искомому положению  $N_{j1/2}$  (рис.2,б). В результате каждый перенос фокуса можно описать уравнением

$$2\alpha(N_{j1/2} - N_0) = \Delta z_j. \quad (9)$$

При заданном  $\Delta z_j$  мы определяем  $N_{j1/2}$  описанным выше способом. Таким образом, мы получаем систему линейных уравнений, из которой можно найти параметры  $\alpha$  и  $N_0$ , необходимые как для контролируемого численного

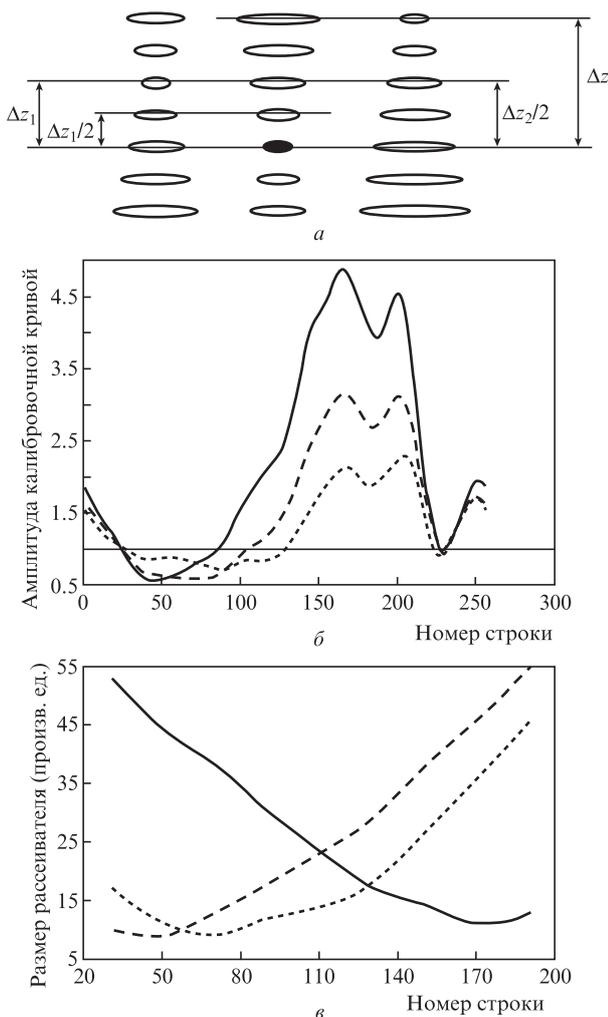


Рис.2. Вверху (а) – исходное изображение (в центре), закрашено начальное положение фокуса, справа и слева – изображения, полученные в результате переноса фокальной области на  $\Delta z_1$  и  $\Delta z_2$  соответственно, на расстоянии  $\Delta z_1/2$  и  $\Delta z_2/2$  соответственно характерная ширина функции рассеяния точки остается неизменной; б – калибровочные кривые, полученные для точечных рассеивателей в однородной среде по результатам численного переноса фокуса на три различные глубины; в – зависимости характерной ширины точечного рассеивателя от глубины для исходного изображения (сплошная кривая) и изображений с численно перенесенным фокусом (штриховая и пунктирная кривые).

переноса плоскости фокуса, так и для вычислений по формуле (6). Данное преобразование может быть вычислено как дискретное преобразование Фурье по неэквиливантно дискретизованным данным. Хотя осуществление данного преобразования с помощью быстрого преобразования Фурье ведет к появлению существенных артефактов, а его точное вычисление требует  $O(N^2)$  операций, существует значительное количество схем его приближенного вычисления [16–18].

Отметим, что, с учетом определения параметров алгоритма, для восстановления ОКТ-изображения с разрешением во всем исследуемом объеме, соответствующем разрешению в фокальной области, требуется два раза численно перенести фокальную плоскость, после чего найти зависимость  $\Delta z(N_i)$  и произвести вычисления по формуле (6).

Разрешение полученных изображений было определено с помощью оценки изображений объекта в виде точечных рассеивателей в однородной среде, аналогичном описанному выше. Установлено, что полученное разрешение во всем исследуемом объеме соответствует разрешению исходных изображений в фокальной области.

Представленный метод также был опробован на биологических объектах. На рис.3,а показано распределение, полученное с помощью традиционного способа обработки данных спектральной ОКТ, а на рис.3,б – изображение, полученное при восстановлении разрешения, которое соответствует разрешению в фокальной области во всем исследуемом объеме с использованием параметров, полученных предложенным способом. На изображениях выделены области I–III, находящиеся на различных расстояниях от начальной фокальной плоскости. Можно видеть, что изображения у поверхности (вне фокальной области) стали четче на рис.3,б, тогда как изображения вблизи начальной фокальной плоскости остались практически без изменений. В результате изображение на рис.3,б демонстрирует одинаковое разрешение по всей исследуемой глубине, причем поперечное разрешение вблизи поверхности (вне фокальной области) улучшилось.

### 3. Определение и компенсация двумерного распределения фазовой нестабильности

Определяющим фактором, влияющим на применимость описанных выше методов к массивам реальных данных, является стабильность фазы, т. е. постоянство рас-

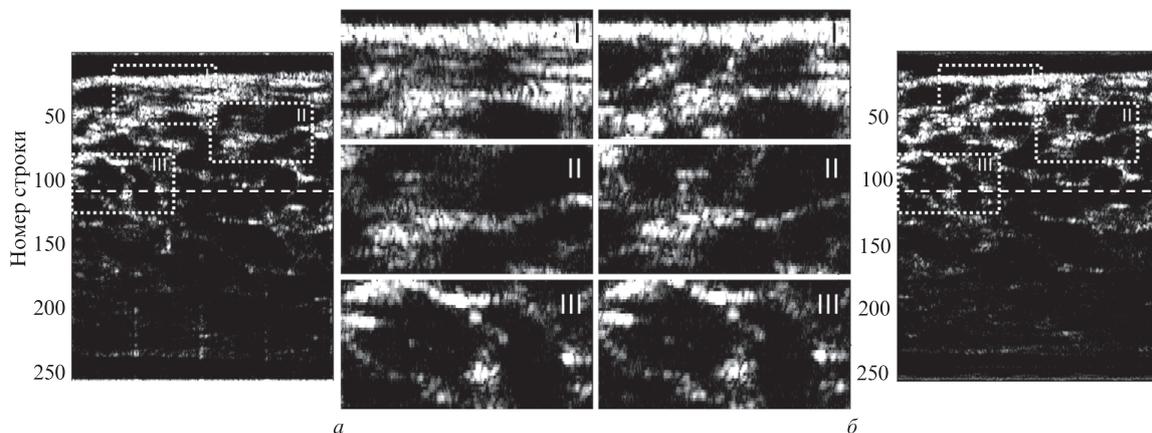


Рис.3. Исходное изображение мякоти апельсина (а) и изображение, полученное по формуле (6) (б); I–III – увеличенные участки изображений а и б на различных расстояниях от исходной фокальной плоскости, штриховыми линиями обозначено приблизительное начальное положение фокальной плоскости.

стояния между опорным плечом и объектом при записи каждого из элементов данного массива. Заметим, что стабильность фазы требуется не только в приложениях, связанных с увеличением разрешения во внефокальных областях ОКТ-изображения, но и в доплеровской ОКТ [19], в фазовой микроскопии [20], в поляризации-чувствительной ОКТ [21], при когерентном усреднении [22], а также в спектроскопической ОКТ [23]. Использование спектральной ОКТ со спектрометром для записи данных ведет к тому, что постоянство фазы сохраняется при каждом латеральном положении сканера, поскольку запись распределений данных по волновому числу происходит одновременно на всех  $k$ . К сожалению, различные тепловые эффекты, неточности в позиционировании сканера или опорного зеркала, движения объекта [24] могут привести к нестабильности фазы при поперечном сканировании. Изменение расстояния между опорным плечом и объектом на  $\lambda$  ведет к добавлению к соответствующему латеральному отсчету измеренного ОКТ-установкой рассеянного поля фазы  $2\pi$ . Подобные малые движения практически незаметны на изображениях спектральной ОКТ, получаемых традиционным способом [25], однако разрушительно влияют на все методы, производящие манипуляции с фазой данных ОКТ. Как правило, для достижения фазовой стабильности в опубликованных работах использовалась поверхность, заведомо неподвижная относительно объекта [20, 26]. Подобный подход ведет к соответствующему усложнению установки, и его реализация совместно с эндоскопическим зондом является технической сложной задачей.

Измерение интерференции поля, рассеянного объектом, и поля опорной волны при различных положениях опорного плеча позволяет получить значение комплексного поля рассеянной волны в каждом латеральном положении сканера [27, 28]. Поэтому в настоящем разделе предположим, что мы имеем дело с комплексным значением поля, рассеянного объектом. Для определения и последующей компенсации фазовой ошибки было бы интересно определять разность фаз между двумя соседними латеральными измерениями спектра сигнала в спектральной ОКТ. Оценить данную величину можно, оперируя с квадратурными компонентами соседних распределений спектра сигнала (т.е. с реальной частью одного распределения и с мнимой частью соседнего). Предположим, что соседние латеральные измерения спектра сигнала были сделаны достаточно близко друг к другу (с удовлетворением критерию Котельникова–Найквиста) и между ними есть паразитная разность фаз. Для квадратурных компонент соседних распределений оптического спектра можно записать следующие соотношения:

$$C_{i,j} = \text{Re}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j})], \quad (10)$$

$$\begin{aligned} S_{i,j+1} &= \text{Im}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j+1})] \\ &= \text{Im}\{f(x, y, 0, k)\exp[i(\Phi_{i,j} + \Delta\Phi_{i,j+1/2})]\} \\ &= \sin\Delta\Phi_{i,j+1/2} \text{Re}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j})] \\ &\quad + \cos\Delta\Phi_{i,j+1/2} \text{Im}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j})], \end{aligned}$$

где  $f(x, y, 0, k)$  – комплексный сигнал, манипуляции с которым позволят осуществлять численную перефокусировку без искажений;  $\Phi_{i,j}$  – фазовая ошибка, которую необходимо определить и скомпенсировать;  $\Delta\Phi_{i,j+1/2}$  – разность фаз отсчетов с индексами  $i, j$  и  $i, j+1$ . Если размеры массивов  $C_{i,j}$  и  $S_{i,j+1}$  достаточно велики и мы наблюдаем сигнал от большого числа рассеивателей, можно ожидать выполнения неравенства

$$\begin{aligned} &\sum \{\text{Re}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j})]\}^2 \\ &\gg \sum \text{Re}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j})]\text{Im}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j})], \end{aligned}$$

где суммирование производится по элементам массива, а умножение – поэлементно. Действительно, левая часть данного неравенства есть сумма неотрицательных членов, тогда как правая – знакопеременная; при этом средние по  $k$  значения абсолютных величин  $|\text{Re}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j})]|$  и  $|\text{Im}[f(x, y, 0, k)\exp(i\Phi_{i,j})]|$  сравнимы. Разность фаз соседних в горизонтальном направлении латеральных измерений спектра сигнала в спектральной ОКТ определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{i,j+1/2} &= \arcsin \left[ \frac{\sum_k C_{i,j} S_{i,j+1}}{\sum_k C_{i,j}^2} \right], \\ \cos \Delta\Phi_{i,j+1/2} &= \pm \sqrt{1 - \left( \frac{\sum_k C_{i,j} S_{i,j+1}}{\sum_k C_{i,j}^2} \right)^2}, \quad (11) \\ S'_{i,j+1/2} &= \left( S_{i,j+1} - C_{i,j} \frac{\sum_k C_{i,j} S_{i,j+1}}{\sum_k C_{i,j}^2} \right) (\cos \Delta\Phi_{i,j+1/2})^{-1}. \end{aligned}$$

Правильный знак при  $\cos \Delta\Phi_{i,j+1/2}$  может быть выбран по положению границы в профиле рассеивателей по глубине, полученном при преобразовании Фурье комплексного сигнала, составленного из  $C_{i,j+1}$  и  $S'_{i,j}$ , после чего можно определить  $\Delta\Phi_{i,j+1/2}$  в диапазоне  $-\pi \div \pi$ . Аналогичным образом можно найти и  $\Delta\Phi_{i+1/2,j}$  – разность фаз двух соседних распределений оптического спектра в вертикальном направлении. Таким образом, мы можем определить градиент фазовой ошибки  $\Phi'(x, y)$  и использовать его для нахождения фазовой ошибки. Информация о поле градиентов позволяет записать следующую систему уравнений для определения фазовой ошибки:

$$\begin{aligned} \Phi'_{i,j+1} - \Phi'_{i,j} &= \Delta\Phi_{i,j+1/2} \quad (i = 0, \dots, N-1, j = 0, \dots, N-2), \\ \Phi'_{i+1,j} - \Phi'_{i,j} &= \Delta\Phi_{i+1/2,j} \quad (i = 0, \dots, N-2, j = 0, \dots, N-1). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь  $\Phi'_{i,j}$  – оценка фазовой ошибки, полученная по полю ее градиентов, вычисленному согласно формулам (11). Система уравнений (12) является переопределенной и может быть решена любым из методов, позволяющих получить оценку решения системы линейных уравнений в смысле наименьшей среднеквадратичной ошибки. В работе [29] показано, что решение, минимизирующее функционал

$$\sum_{i=0}^{N-2} \sum_{j=0}^{N-1} (\Phi'_{i+1,j} - \Phi'_{i,j} - \Delta\Phi_{i+1/2,j})^2 + \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-2} (\Phi'_{i,j+1} - \Phi'_{i,j} - \Delta\Phi_{i,j+1/2})^2, \quad (13)$$

является решением следующего уравнения:

$$a_i(\Phi'_{i+1,j} - \Phi'_{i,j}) - a_{i-1}(\Phi'_{i,j} - \Phi'_{i-1,j}) + b_j(\Phi'_{i,j+1} - \Phi'_{i,j}) - b_{j-1}(\Phi'_{i,j} - \Phi'_{i,j-1}) = a_i\Delta\Phi_{i+1/2,j} - a_{i-1}\Delta\Phi_{i-1/2,j} + b_j\Delta\Phi_{i,j+1/2} - b_{j-1}\Delta\Phi_{i,j-1/2}, \quad (14)$$

где  $i, j = 0, \dots, N-1$ ;  $a_i = 1$ ;  $i = 0, \dots, N-2$ ;  $a_{-1} = a_{N-1} = 0$ ;  $b_j = 1$ ;  $j = 0, \dots, N-2$ ;  $b_{-1} = b_{N-1} = 0$ .

Уравнение (14) является дискретной версией уравнения Пуассона с граничными условиями Неймана [29]:

$$\frac{\partial^2 \Phi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial y^2} = \nabla \cdot s. \quad (15)$$

Здесь  $\Phi'$  – искомая оценка распределения фазы;  $s$  – экспериментальное распределение поля градиентов фазовой ошибки, полученное по формулам (11). Поле  $s$  можно представить как суперпозицию градиента некоторого распределения  $\Phi'$  и соленоидальной части  $s_R$  (т.е. части, не представимой в виде градиента распределения). Решением уравнения (14) является распределение  $\Phi'$  [30]. Согласно [30]  $s_R$  может рассматриваться как шумовая часть измерений, и в случае, если данный шум является изотропным стационарным гауссовым шумом с нулевым средним, оценка  $\Phi'$  является оценкой, полученной методом максимального правдоподобия (фактически, при обозначенных выше условиях на аддитивный шум, оценки, полученные методами наименьших квадратов и максимального правдоподобия, совпадают). В противном случае, как показано в [30], использование методов наименьших квадратов приводит к тому, что полученная оценка недооценивает наклон распределения фазы.

Таким образом, используя полученные по формуле (11) оценки градиента, можно оценить искомое двумерное распределение фазовой ошибки. Компенсация данной ошибки сводится к умножению исходного массива данных на соответствующую фазовую маску:

$$f_r(x, y, 0, k) = f(x, y, 0, k) \exp(-i\Phi'_{i,j}). \quad (16)$$

Данным методом, однако, нельзя восстановить профиль фазовой ошибки, если оценка поля градиентов, полученная по формуле (11), содержала соленоидальную часть, статистические свойства которой не удовлетворяли условиям совпадения оценок, полученных методом максимального правдоподобия и методом наименьших квадратов. Поскольку в реальных условиях такая ситуация вполне вероятна, в настоящей работе предложен способ определения и компенсации профиля такой фазовой ошибки. Этот процесс, описываемый уравнениями (10)–(16), применялся к массиву данных  $f_r(x, y, 0, k)$  и циклически повторялся:

$$f_{r(t)}(x, y, 0, k) = f_{r(t-1)}(x, y, 0, k) \exp(-i\Phi_{i,j}^{(t)}). \quad (17)$$

Здесь  $t$  – номер итерации. Процесс продолжается до тех пор, пока максимальный градиент фазы  $\Phi^{(t)}$ , вычисленной на очередной итерации, не станет меньше заданного порогового значения. Заметим, что данное условие в конце концов выполняется из-за свойства «недооценки наклона фазы», отмеченного в [30]. Итоговая фазовая ошибка определяется как сумма фазовых ошибок, установленных на всех итерациях. Искомый комплексный сигнал, манипуляции с которым позволят осуществить численную перефокусировку без искажений, есть  $f_{r(Niter)}$ .

Предложенный метод был опробован на численно смоделированных, а также на полученных экспериментально данных ОКТ. Объектом служило смоделированное поперечное распределение рассеивателей с ярко выраженной структурой (полосы в одном из направлений), что упрощало визуальную оценку эффективности метода. Расчет данных ОКТ по начальному распределению рассеивателей был осуществлен согласно результатам работы [8]. Для оценки эффективности предложенного метода компенсации фазовой нестабильности и демонстрации его влияния на возможность компенсации влияния дифракции для каждого из случаев был посчитан интеграл перекрытия распределения поля, полученного после попытки компенсации дифракции (рис.4, в, д, е, з, и) с начальным распределением поля (рис.4, а). Интеграл перекрытия рассчитывался по формуле

$$\eta = \frac{\sum F_{init} F_{refoc}^* \sum F_{init}^* F_{refoc}}{\sum |F_{init}|^2 \sum |F_{refoc}|^2}. \quad (18)$$

Здесь  $F_{init}$  и  $F_{refoc}$  – начальное и итоговое распределения поля соответственно; «\*» – комплексное сопряжение; суммирование производится по всему распределению. Результаты соответствующих вычислений приведены в подписи к рис.4. Сравнивая значения данного коэффициента до и после применения алгоритма определения и компенсации фазовой ошибки, можно отметить его эффективность даже при случайном изменении фазы между латеральными измерениями спектра интерференционного сигнала в спектральной ОКТ.

Для экспериментального исследования также был выбран объект с выраженной структурой – нанесенной мерной линейкой, расположенной перпендикулярно оптической оси сканирующего пучка. Источником фазовой ошибки были вибрации, происходившие в процессе сканирования. Результаты эксперимента приведены на рис.4, к–н. Видно, что влияние вибраций приводит к тому, что на полученном в результате численного переноса изображении линейки непрерывные полосы выглядят неровно и прерывисто (рис.4, л), тогда как незначительное число (пять) итераций предложенного алгоритма позволяет получить более правдоподобное изображение тестового объекта (рис.4, и). Данный эксперимент позволяет также оценить разрешение используемой ОКТ-установки, поскольку известно расстояние между соседними полосами линейки – 10 мкм, и эти полосы оказываются полностью разрешенными.

Таким образом, на основе аналогии между данными спектральной оптической когерентной томографии и широкополосной цифровой голографии описан способ обработки данных спектральной ОКТ, который позволяет получать изображения с поперечным разрешением во всем исследуемом объеме, соответствующим разрешению в области оптимального фокуса. Разработан способ оп-

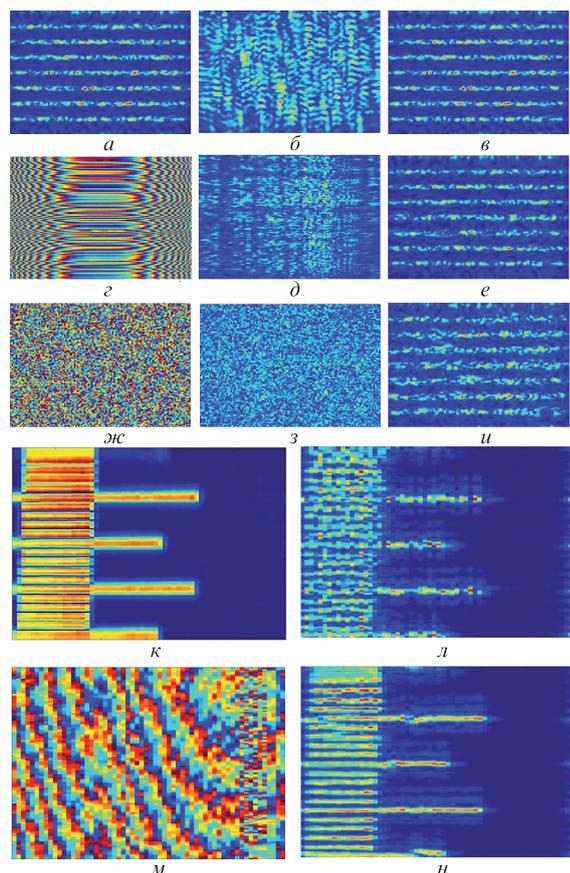


Рис.4. Численный эксперимент по работе алгоритма выравнивания фазы: *a* – тестовый объект (одна плоскость в объеме, перпендикулярная сканирующему пучку); *b* – расфокусированное ОКТ-изображение объекта (плоскость, перпендикулярная сканирующему пучку); *в* – результат численного переноса фокуса в отсутствие фазовой ошибки ( $\eta = 0.98$ ); *г* – симулированная фазовая ошибка, «гладкая» в горизонтальном направлении и прерывающаяся случайные разрывы в вертикальном; *д* – попытка перефокусировки данных ОКТ с такой ошибкой ( $\eta = 0.12$ ); *е* – попытка перефокусировки данных ОКТ с такой ошибкой после 10 итераций алгоритма выравнивания фазы ( $\eta = 0.89$ ); *жс* – случайная фазовая ошибка; *з* – попытка перефокусировки данных ОКТ с такой ошибкой ( $\eta = 0.06$ ); *и* – попытка перефокусировки данных ОКТ с такой ошибкой после 50 итераций алгоритма выравнивания фазы ( $\eta = 0.78$ ). Экспериментальные результаты выравнивания фазы: *к* – начальное изображение объекта в плоскости, перпендикулярной сканирующему пучку; *л* – попытка численной перефокусировки без дополнительной обработки; *м* – попытка перефокусировки после использования алгоритма выравнивания фазы; *н* – вычисленная фазовая ошибка.

ределения зависящих от исследуемой среды параметров, необходимых для эффективной работы предложенных методов. Рассмотрен вопрос стабильности фазы между латеральными измерениями спектральной ОКТ и предложен способ компенсации возможной фазовой нестабильности.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (договор № 14.B25.31.0015 от 26 июня 2013 г.) и РФФИ (грант № 12-02-01160-а).

- Swanson E.A., Izatt J.A., Hee M.R., Huang D., Lin C.P., Schuman J.S., Puliato C.A., Fujimoto J.G. *Opt. Lett.*, **18** (21), 1864 (1993).
- Sergeev A.M., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V., Feldchtein F., Kuranov R., Gladkova N.D., Shakhova N.M., Snopova L., Shakhov A., Kuznetsova I., Denisenko A., Pochinko V., Chumakov Y., Streltsova O. *Opt. Express*, **1** (13), 432 (1997).
- Tearney G.J., Brezinski M.E., Bouma B.E., Boppart S.A., Pitris C., Southern J.F., Fujimoto J.G. *Science*, **276** (5321), 2037 (1997).
- Bourquin S., Aguirre A., Hartl I., Hsiung P., Ko T., Fujimoto J.G., Kopf D. *Opt. Express*, **11** (24), 3290 (2003).
- 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., Zagainova E.V., in *Coherent-Domain Optical Methods Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science* (Kluwer Acad. Publ., 2004, pp 345–363).
- Rolland J.P., Meemon P., Murali S., Thompson K.P., Lee K. *Opt. Express*, **18** (4), 3632 (2010).
- Villiger M., Pache C., Lasser T. *Opt. Lett.*, **35**, 3489 (2010).
- Ralston T.S., Marks D.L., Carney P.S., Boppart S.A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **23**, 1027 (2006).
- Yu L., Rao B., Zhang J., Su J., Wang Q., Guo S., Chen Z. *Opt. Express*, **15** (12), 7634 (2007).
- Yasuno Y., Sugisaka J., Sando Y., Nakamura Y., Makita S., Itoh M., Yatagai T. *Opt. Express*, **14** (3), 1006 (2006).
- Yu L., Chen Z. *Opt. Lett.*, **32** (20), 3005 (2007).
- Зверев В.А. *Радиооттика* (М.: Сов. радио, 1975).
- Grebenyuk A.A., Ryabukho V.P. *Opt. Lett.*, **37** (13), 2529 (2012).
- Shabanov D.V., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M. *Laser Phys. Lett.*, **6** (10), 753 (2009).
- Kim M.K. *Opt. Lett.*, **24** (23), 1693 (1999).
- Vergnole S., Lévesque D., Lamouche G. *Opt. Express*, **18** (10), 10446 (2010).
- Hillmann D., Huttmann G., Koch P., in *Optical Coherence Tomography and Coherence Techniques IV* (Munich, Germany: SPIE, 2009).
- Моисеев А.А., Геликонов Г.В., Шилигин П.А., Геликонов В.М. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **55** (10-11), 727 (2012).
- Jia Y., Bagnaninchi P.O., Yang Y., Haj A.E., Hinds M.T., Kirkpatrick, S.J., Wang R.K. *J. Biomed. Opt.*, **14** (3), 034014 (2009).
- Choma M.A., Ellerbee A.K., Yang C., Creazzo T.L., Izatt J.A. *Opt. Lett.*, **30** (10), 1162 (2005).
- De Boer J.F., Milner T.E., van Gemert M.J.C., Nelson J.S. *Opt. Lett.*, **22** (12), 934 (1997).
- Tomlins P.H., Wang R.K. *Meas. Sci. Technol.*, **18** (11), 3365 (2007).
- Adler D., Ko T., Herz P., Fujimoto J.G. *Opt. Express*, **12** (22), 5487 (2004).
- Lee J., Srinivasan V., Radhakrishnan H., Boas D.A. *Opt. Express*, **19** (22), 21258 (2011).
- Yun S.H., Tearney G.J., de Boer J.F., Bouma B.E. *Opt. Express*, **12** (13), 2977 (2004).
- Yang C., Wax A., Hahn M.S., Badizadegan K., Dasari R.R., Feld M.S. *Opt. Lett.*, **26** (16), 1271 (2001).
- Wang R.K. *Appl. Phys. Lett.*, **90** (5), 054103 (2007).
- Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Касаткина И.В., Терпелов Д.А., Шилигин П.А. *Оптика и спектроскопия*, **106** (6) 895 (2009).
- Ghiglia D.C., Romero L.A. *Opt. Lett.*, **14** (20), 1107 (1989).
- Bamler R., Adam N., Davidson G.W., Just D. *Geosci. Remote Sensing, IEEE Trans. Image Proc.*, **36** (3), 913 (1998).