

Сигнал автокорреляционного низкокогерентного интерферометра при зондировании слоистого объекта волновым полем с широким угловым спектром

Д.В. Лякин¹, В.П. Рябухо¹

¹ Институт проблем точной механики и управления РАН,
410028, Россия, г. Саратов, ул. Рабочая, д. 24

Аннотация

Рассмотрено влияние ширины углового спектра (числовой апертуры) зондирующего слоистый объект частотно широкополосного волнового поля на сигнал автокорреляционного низкокогерентного интерферометра при пространственно когерентном и некогерентном освещении входного зрачка объектива, формирующего это поле. Установлено, что в случае некогерентного освещения увеличение ширины углового спектра поля приводит к уменьшению амплитуды, изменению формы и положения измерительных сигналов интерферометра из-за декорреляции интерферирующих парциальных составляющих объектного поля, отразившихся от различных границ раздела внутри объекта. В случае когерентного освещения формирование сигнала автокорреляционного низкокогерентного интерферометра происходит в конфокальном режиме, что приводит к выделению по амплитуде измерительных сигналов, определяемых кросс-корреляциями парциальной составляющей, отразившейся от границы раздела, на которую сфокусировался зондирующий пучок, с парциальными составляющими, отразившимися от других границ раздела внутри объекта. Этот эффект позволяет определить параметры внутренней слоистой структуры объекта без привлечения априорной информации об этой структуре. При этом увеличение числовой апертуры зондирующего объект пучка приводит к увеличению систематической ошибки определения оптических толщин слоев, которая может быть оценена на основе полученных выражений.

Ключевые слова: интерферометрия, когерентность, автокорреляционный низкокогерентный интерферометр, слоистый объект, угловой спектр, числовая апертура.

Цитирование: Лякин, Д.В. Сигнал автокорреляционного низкокогерентного интерферометра при зондировании слоистого объекта волновым полем с широким угловым спектром / Д.В. Лякин, В.П. Рябухо // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 3. – С. 340-349. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-821.

Citation: Lyakin DV, Ryabukho VP. Signal of an autocorrelation low-coherence interferometer probing a layered object by a wave-field with wide angular spectrum. Computer Optics 2021; 45(3): 340-349. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-821.

Введение

В бесконтактной и неразрушающей диагностике оптически прозрачных слоистых и рассеивающих микрообъектов технического и биологического происхождения получили широкое распространение методы оптической когерентной томографии (ОКТ) и оптической когерентной микроскопии (ОКМ) [1, 2], которые относятся к методам низкокогерентной интерферометрии, базирующимся на эффектах ограниченной временной когерентности оптических волновых полей, зондирующих исследуемые объекты.

Основной оптической схемой ОКТ служит схема интерферометра Майкельсона, в котором исследуемый объект располагается в одном из его плеч, а в качестве источника света используется частотно широкополосный источник. Сканирование объекта по глубине осуществляется путем осевого смещения опорного зеркала, что приводит к формированию импульсного сигнала интерференции опорного поля и части объектного поля, отразившегося (рассеянного)

на некоторой глубине объекта, для которой выполняется равенство оптических длин опорного и объектного плеч интерферометра.

Альтернативой механическому перемещению опорного зеркала низкокогерентного интерферометра (НКИ) служит спектральный анализ выходного интерференционного поля и(или) использование источника со сканированием частоты излучения (спектральная ОКТ) [1]. Однако такая технология остается достаточно дорогостоящей, что оставляет актуальным развитие методов ОКТ с механическим сканированием опорного зеркала.

Перспективным является использование так называемой тандемной оптической схемы ОКТ, состоящей из двух оптически связанных интерферометров, один из которых служит осветительной системой для другого [3–9]. При этом исследуемый объект может находиться в одном из плеч либо второго, либо первого интерферометра, а сканирование объекта по глубине можно осуществить путем перемещения зеркала интерферометра, не содержащего объект. Интерфе-

рометр тандемной ОКТ, в одном из плеч которого располагается исследуемый объект, называют измерительным или оперирующим интерферометром. Второй интерферометр называют обрабатывающим (процессинговым) или, если он служит источником света для предыдущего, освещающим интерферометром или интерферометром-источником [3, 4].

Для эндоскопических применений измерительный интерферометр классической или тандемной ОКТ может быть выполнен по оптической схеме интерферометра с общим оптическим путем в опорном и объектном плечах, например, по схеме интерферометра Физо [4–9].

Схема Физо подразумевает наличие опорной отражающей поверхности, располагаемой на достаточно близком расстоянии от объекта исследования. В эндоскопическом варианте ОКТ роль этой поверхности играет, как правило, торец подводящего излучение оптического волокна. Однако роль такой опорной поверхности может выполнять непосредственно внешняя поверхность объекта исследования [10–14]. В этом случае объект может располагаться на достаточном удалении от обрабатывающего интерферометра [11, 12], в том числе и в агрессивной среде [13, 14].

Одной из разновидностей тандемной низкокогерентной интерференционной системы является автокорреляционный низкокогерентный интерферометр (АНКИ) [15, 16], в котором вторичным источником волнового поля, поступающего в обрабатывающий интерферометр, является объект исследования, отразивший (рассеявший) поле первичного частотно широкополосного источника света.

В качестве низкокогерентных источников оптического излучения в ОКТ, как правило, используются источники с достаточно малыми телами светимости, такие как суперлюминесцентные диоды, что обеспечивает пространственную когерентность освещающего объект поля. При этом для формирования поля, зондирующего объект, и приема излучения, рассеянного объектом, используются фокусирующие оптические элементы с малой числовой апертурой NA (0,01–0,3). Поперечное разрешение ОКТ, определяемое числовой апертурой фокусирующих оптических элементов, при этом остается довольно низким для микроскопии в силу малости этих числовых апертур и, соответственно, малых ширин угловых спектров зондирующих объекты полей.

Необходимость повышения поперечного разрешения в ОКТ в ряде диагностических задач до достигаемого в оптической микроскопии диктует использование фокусирующих объективов с большими числовыми апертурами в объектном и опорном плечах измерительного интерферометра. Это привело к формированию отдельного направления ОКТ – оптической когерентной микроскопии (ОКМ) [1, 2]. К методам ОКМ относят также полнопольную ОКТ, где ис-

пользуются пространственно некогерентные протяженные источники света [2].

Использование в ОКМ объективов с большой числовой апертурой и (или) пространственно протяженных источников приводит к тому, что объектное и опорное поля имеют широкий угловой спектр, и формирование выходного корреляционного интерференционного сигнала измерительного интерферометра в ОКМ происходит при существенном влиянии этого фактора [17–21].

Тандемная ОКТ также может работать в полном режиме [2, 6, 7, 22], однако эффекты влияния ширины углового спектра зондирующего объекта поля на интерференционный сигнал не рассматривались, поскольку на практике использовались малые числовые апертуры фокусирующих оптических элементов.

В данной статье исследованы особенности формирования сигнала АНКИ при зондировании слоистого объекта с резкими границами раздела полем с широким угловым спектром, формируемым объективом с достаточно большой числовой апертурой.

1. Сравнение сигналов НКИ и АНКИ

АНКИ представляет собой интерферометр, в котором корреляционному анализу подвергается поле, источником которого является объект исследования, отразивший (рассеявший) свет первичного частотно широкополосного источника (рис. 1а). В этом заключается основное отличие от классической схемы НКИ, используемой в ОКТ, в которой объект исследования находится в одном из плеч интерферометра (рис. 1б).

В работах [15, 16] рассмотрены модели формирования сигнала АНКИ от слоистого объекта с резкими и плавными границами раздела слоев. При этом в данных моделях предполагалось, что объект зондируется полем с бесконечно узким угловым спектром и влиянием параметров этого спектра на сигнал можно пренебречь.

На рис. 2 приведены для сравнения смоделированные сигналы АНКИ [15, 16] (рис. 2а, в) и НКИ (рис. 2б, г) для трехслойных объектов с резкими границами слоев, но различной глубиной залегания наиболее тонкого (второго) слоя. Геометрическая толщина/показатель преломления слоев, использованные при моделировании, приведены в таблице.

Табл. 1. Параметры слоистых объектов

№ слоя	1	2	3
Рис. 2а, б	40 мкм / 1,5	30 мкм / 1	90 мкм / 1,5
Рис. 2в, г	90 мкм / 1,5	30 мкм / 1	40 мкм / 1,5

Рис. 2 демонстрирует существенный недостаток метода АНКИ по сравнению с НКИ при зондировании многослойного объекта – более сложный для интерпретации сигнал ввиду наличия импульсов сигнала, соответствующих суммарным оптическим толщи-

нам соседствующих друг с другом слоев. Это затрудняет восстановление реальной внутренней структуры многослойного объекта, что фактически становится не-

возможным без априорной информации о последовательности залегания слоев внутри объекта (сигналы на рис. 2а, в от различных объектов выглядят идентично).

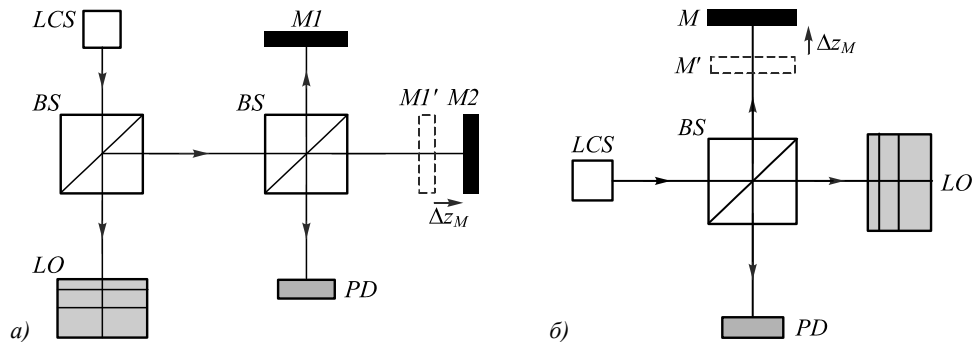


Рис. 1. Сравнение оптических схем АНКИ (а) и НКИ (б):

LCS – низкокогерентный (частотно широкополосный) источник света; LO – слоистый объект; M, M1, M2 – плоские зеркала; BS – светоделитель; Δz_M – осевое смещение зеркала при сканировании объекта по глубине; PD – фотодетектор

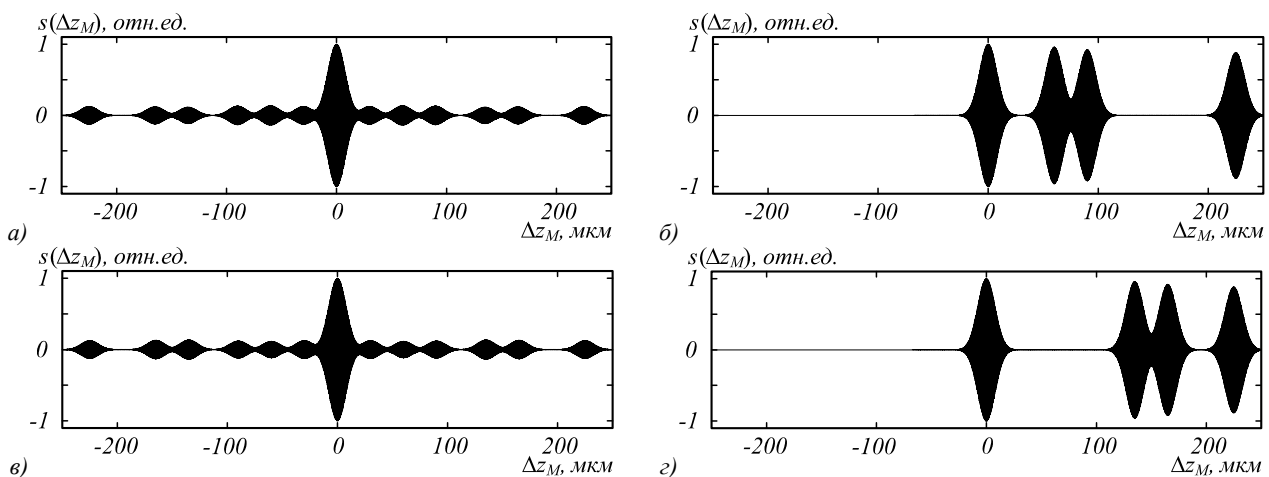


Рис. 2. Сигналы АНКИ (а, в) и НКИ (б, з) в зависимости от осевого смещения Δz_M сканирующего зеркала для трёхслойных объектов с резкими границами раздела слоев при различной глубине залегания наиболее тонкого слоя

Другой недостаток АНКИ – малая по сравнению с НКИ амплитуда полезных сигналов, несущих информацию об оптических толщинах слоев объекта, что связано со спецификой формирования сигнала в тандемной схеме. Однако с помощью современных методов и средств регистрации фотоэлектрических сигналов в тандемной ОКТ, а значит, и в АНКИ можно получить практически такое же отношение сигнал/шум для полезных сигналов, как и в ОКТ на базе НКИ [4].

2. Оптическая схема АНКИ при зондировании слоистого объекта полем с широким угловым спектром

Оптическая схема АНКИ при зондировании слоистого микрообъекта полем с широким угловым спектром, сформированным с помощью объектива с большой числовой апертурой NA, представлена на рис. 3.

В данной конфигурации АНКИ представляет собой два совмещенных оптических микроскопа с различными длинами тубусов, отличающихся друг от друга на величину $2\Delta z_M$.

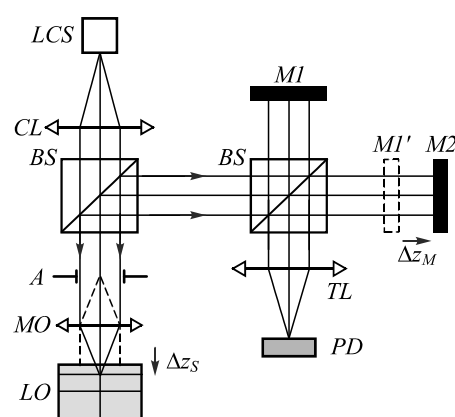


Рис. 3. Оптическая схема АНКИ с высокоапертурной фокусировкой зондирующего объект излучения:

LCS – низкокогерентный источник света; LO – слоистый объект; MO – микробъектив с большой числовой апертурой NA; M1, M2 – плоские зеркала; BS – светоделитель; Δz_M – осевое смещение зеркала, формирующее выходной сигнал; Δz_S – осевое смещение микробъектива; PD – фотодетектор; CL – коллекторная линза; TL – тубусная линза; A – входной зрачок микробъектива

Наличие высокоапертурного микрообъектива требует организации дополнительного сканирования объекта по глубине путем перемещения Δz_S этого микрообъектива вдоль оптической оси.

3. Функция автокорреляции оптического поля на выходе АНКИ

Для создания модели сигнала АНКИ с учетом числовой апертуры зондирующего объект поля необходимо рассмотреть функцию автокорреляции оптического поля на выходе АНКИ (в задней фокальной плоскости тубусной линзы) в зависимости от состояния поперечной пространственной когерентности освещающего поля во входном зрачке микрообъектива. Входной зрачок полагается расположенным в передней по ходу распространения света от первичного источника фокальной плоскости микрообъектива.

Слоистый объект при создании модели сигнала полагается с резкими границами слоев (показатель преломления на границах изменяется скачкообразно).

Для комплексной амплитуды возмущений монохроматической компоненты с частотой ω широкополосного волнового поля на выходе оптического микроскопа в рамках скалярного параболического приближения может быть записано следующее выражение [21]

$$\begin{aligned} V(\omega, x, y) \approx & \mu(\omega, x, y) \sum_{m=1}^{N+1} \exp \left\{ 2i \frac{\omega}{c} \left(z_S + \sum_{j=0}^{m-1} d_j n_j \right) \right\} \times \\ & \times \iint V_0(\omega, -x_0, -y_0) R_m \left(\omega, \frac{\omega x_0}{c f}, \frac{\omega y_0}{c f} \right) \times \\ & \times A(x_0, y_0) \exp \left\{ -i \frac{\omega}{c} \left(z_S - f + \sum_{j=0}^{m-1} \frac{d_j}{n_j} \right) \frac{x_0^2 + y_0^2}{f^2} \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ -i \frac{\omega}{c} \frac{1}{f_{TL}} (x_0 x + y_0 y) \right\} dx_0 dy_0, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\mu(\omega, x, y) = \frac{-i\omega}{2\pi c} \frac{\exp \left\{ i \frac{\omega}{c} (2f + f_{TL} + L) \right\}}{f_{TL}} \times \quad (2)$$

$$\times \exp \left\{ i \frac{\omega}{c} \frac{x^2 + y^2}{2f_{TL}} \left(1 - \frac{L}{f_{TL}} \right) \right\},$$

$$R_m \left(\omega, \frac{\omega x_0}{c f}, \frac{\omega y_0}{c f} \right) = R_m(\omega, k_x, k_y) = \quad (3)$$

$$= r_m(\omega, k_x, k_y) \prod_{j=0}^{m-1} t_{j,j-1}(\omega, k_x, k_y) t_{j-1,j}(\omega, k_x, k_y),$$

z_S – расстояние от задней (по ходу распространения света от первичного источника) главной плоскости фокусирующего микрообъектива до передней границы раздела слоистого объекта; f – фокусное расстояние микрообъектива; f_{TL} – фокусное расстояние тубусной линзы; L – расстояние от фокальной плоско-

сти микрообъектива до передней главной плоскости тубусной линзы с учетом прохождения света через светоделители; d_j – геометрическая толщина j -го слоя объекта (отсчет ведется от передней границы раздела); n_j – показатель преломления среды j -го слоя объекта; N – количество слоев объекта; $V_0(\omega, x_0, y_0)$ – комплексная амплитуда освещающего поля в передней фокальной плоскости микрообъектива; $A_0(\omega, x_0, y_0)$ – функция входного зрачка микрообъектива; (x_0, y_0) – координаты в плоскости входного зрачка; r_m – амплитудный коэффициент отражения m -й границы раздела внутри слоистого объекта; $t_{j,j\pm 1}$ – амплитудный коэффициент пропускания границы между j -м и $j\pm 1$ -м слоями объекта. В общем случае коэффициенты r_m и $t_{j,j\pm 1}$ зависят от частоты ω оптического поля и от углов распространения отдельных волновых компонент поля по отношению к оптической оси зондирующего объект пучка (формально эта зависимость в (1) и (3) выражена в виде зависимости от k_x и k_y – поперечных пространственных частот поля).

В (1) и (3) полагаем, что $d_0=0$, $t_{0,-1}=t_{-1,0}=1$, а средой между объективом и объектом является воздух ($n_0=1$).

Поскольку параболическое приближение фактически является параксиальным, амплитудный коэффициент $R_m(\omega, k_x, k_y)$ будем полагать мало зависящим от углов падения лучей зондирующего объект поля на границы раздела сред внутри объекта. Тогда

$$\begin{aligned} R_m(\omega) &= r_m(\omega) \prod_{j=0}^{m-1} t_{j,j-1}(\omega) t_{j-1,j}(\omega) = \\ &= r_m(\omega) \prod_{j=0}^{m-1} t_j^2(\omega) \approx - \frac{n_m - n_{m-1}}{n_m + n_{m-1}} \prod_{q=1}^{m-1} \frac{4n_q n_{q-1}}{(n_q + n_{q-1})^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Принимая во внимание необходимость введения сканирования объекта по глубине путем смещения Δz_S микрообъектива, в (1) и (2) логично сделать следующие замены

$$L = z + \Delta z_S, \quad (5)$$

$$z_S - f = -\Delta z_S. \quad (6)$$

С учетом (5) и (6) частотно широкополосное поле в некоторой точке фоторегистрации (x, y) будет определяться выражением

$$U(z, \Delta z_S) \sim \int_0^{+\infty} V(\omega, x, y) d\omega. \quad (7)$$

Корреляция полей $U(z, \Delta z_S)$ и $U(z + 2\Delta z_M, \Delta z_S)$, претерпевших отражение от зеркал М1 и М2 (см. рис. 3), в точке наблюдения (x, y) на выходе АНКИ определяется выражением

$$\Gamma(\Delta z_M, \Delta z_S) \sim \langle U(z, \Delta z_S) U^*(z + 2\Delta z_M, \Delta z_S) \rangle, \quad (8)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций полей, эквивалентное усредне-

нию по интервалу времени, существенно превышающему время когерентности возмущений полей.

В [21] показано, что в случае пространственно когерентного освещающего поля $V_0(\omega, x_0, y_0)$ функция корреляции интерферирующих полей на выходе интерференционного микроскопа зависит от координат (x, y) точки наблюдения, поэтому интерференционная система с таким освещением не может быть полнополюсной, а является конфокальной системой. С другой стороны, в случае пространственно некогерентного (δ -коррелированного) освещающего поля функция корреляции интерферирующих полей не зависит от координат (x, y) , и такая система может быть полнополюсной [21]. Таким образом, достаточно анализировать сигнал АНКИ только в точке с координатами $x=0, y=0$ – в заднем фокусе тубусной линзы. Тогда (1) и (2), с учетом (5) и (6), принимают вид

$$V(\omega, x=0, y=0) \approx \mu(\omega, z, \Delta z_S) \sum_{m=1}^{N+1} \exp \left\{ 2i \frac{\omega}{c} \left(z_S + \sum_{j=0}^{m-1} d_j n_j \right) \right\} \times \iint V_0(\omega, -x_0, -y_0) R_m(\omega) A(x_0, y_0) \times \exp \left\{ -i \frac{\omega}{c} \left(-\Delta z_S + \sum_{j=0}^{m-1} \frac{d_j}{n_j} \right) \frac{x_0^2 + y_0^2}{f^2} \right\} dx_0 dy_0, \quad (9)$$

$$\mu(\omega, z, \Delta z_S) = \frac{-i\omega}{2\pi c} \frac{\exp \left\{ i \frac{\omega}{c} (2f + f_{TL} + z + \Delta z_S) \right\}}{f_{TL}}. \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в (7) и (8), получаем

$$\Gamma(\Delta z_M, \Delta z_S) \sim \sum_{m=1}^{N+1} \left[\sum_{w=1}^{N+1} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} R_m(\omega) R_w^*(\omega') \times \mu(\omega, z, \Delta z_S) \mu^*(\omega', z + 2\Delta z_M, \Delta z_S) \times \exp \left\{ 2i \frac{\omega}{c} \left(z_S + \sum_{j=0}^{m-1} d_j n_j \right) \right\} \times \exp \left\{ -2i \frac{\omega'}{c} \left(z_S + \sum_{q=0}^{w-1} d_q n_q \right) \right\} \times \iint \iint \langle V_0(\omega, -x_0, -y_0) V_0^*(\omega', -x'_0, -y'_0) \rangle \times A(x_0, y_0) A(x'_0, y'_0) \times \exp \left\{ -i \frac{\omega}{c} \left(-\Delta z_S + \sum_{j=0}^{m-1} \frac{d_j}{n_j} \right) \frac{x_0^2 + y_0^2}{f^2} \right\} \times \exp \left\{ i \frac{\omega'}{c} \left(-\Delta z_S + \sum_{q=0}^{w-1} \frac{d_q}{n_q} \right) \frac{x_0'^2 + y_0'^2}{f^2} \right\} \times dx_0 dy_0 dx'_0 dy'_0 d\omega d\omega' \right]. \quad (11)$$

Далее функция корреляции $\Gamma(\Delta z_M, \Delta z_S)$ анализируется для двух предельных случаев состояния пространственной когерентности освещающего поля.

Пространственно когерентное освещающее поле

При полной пространственной когерентности поля $V_0(\omega, x_0, y_0)$ во входном зрачке микрообъектива функцию когерентности этого поля можно формально представить в виде [21]

$$\langle V_0(\omega, x_0, y_0) V_0^*(\omega', x'_0, y'_0) \rangle = 2\pi\delta(\omega - \omega') G(\omega) \sqrt{I_\omega(x_0, y_0)} \sqrt{I_\omega(x'_0, y'_0)}, \quad (12)$$

где $G(\omega)$ – нормированная спектральная плотность мощности излучения первичного источника на частоте ω ; $I_\omega(x_0, y_0)$ – распределение интенсивности освещающего поля этой частоты.

Рассматриваемая ситуация соответствует случаю применения в АНКИ первичного источника света с достаточно малым телом светимости. При подстановке (12) в (11) для функции корреляции волновых возмущений полей, интерферирующих в заднем фокусе тубусной линзы, можно получить выражение следующего вида

$$\Gamma_{coh}(\Delta z_M, \Delta z_S) \sim \sum_{m=1}^{N+1} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) R_m^2(\omega) \Psi_{m,m}(\omega, \Delta z_S) \times \exp \left\{ -i \frac{\omega}{c} 2\Delta z_M \right\} d\omega + \sum_{m=1}^N \sum_{w=m+1}^{N+1} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) R_m(\omega) R_w^*(\omega) \Psi_{m,w}(\omega, \Delta z_S) \times \exp \left\{ -i \frac{\omega}{c} 2 \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \right) \right\} d\omega, \quad (13)$$

где

$$\Psi_{m,w}(\omega, \Delta z_S) = \left(\frac{\omega}{2\pi c f_{TL}} \right)^2 \iint \sqrt{I_\omega(x_0, y_0)} A(x_0, y_0) \times \exp \left\{ \mp i \frac{\omega}{c} SM(\Delta z_S) \frac{x_0^2 + y_0^2}{f^2} \right\} dx_0 dy_0 \times \iint \sqrt{I_\omega(x'_0, y'_0)} A(x'_0, y'_0) \times \exp \left\{ \pm i \frac{\omega}{c} SW(\Delta z_S) \frac{x_0'^2 + y_0'^2}{f^2} \right\} dx'_0 dy'_0, \quad (14)$$

где

$$SM(\Delta z_S) = -\Delta z_S + \sum_{j=0}^{m-1} \frac{d_j}{n_j}, \quad (15)$$

$$SW(\Delta z_S) = -\Delta z_S + \sum_{q=0}^{w-1} \frac{d_q}{n_q}. \quad (16)$$

Знак « \pm » во втором слагаемом (13) означает, как и в [15, 16], что это слагаемое на самом деле распадается на два: со знаком «+» (определяет полезные сигналы при $\Delta z_M < 0$) и со знаком «-» (работает при $\Delta z_M > 0$). Далее подобное обозначение будет использоваться так

же, как и в (13), для более компактной записи выражений. Знаки в (14) соответствуют знакам в (13).

Полагая, что зрачок фокусирующего объектива имеет форму круга радиуса ρ_A , засвечивается равномерно и одинаково для всех компонент ω частотно широкополосного поля, $I_\omega(x_0, y_0) = I(x_0, y_0) = \text{const}$, при этом $A(x_0, y_0) = 1$ в пределах зрачка и обращается в ноль за его пределами, нормированный частотный спектр излучения $G(\omega)$ определяется Гауссовой функцией

$$G(\omega) = \exp\left\{-\left(2 \cdot \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^2\right\}, \quad (17)$$

где ω_0 – центральная частота излучения; $\Delta\omega$ – ширина частотного спектра; а также, пренебрегая зависимостью показателей преломления слоев объекта от частоты, выражение (13) можно преобразовать к следующему виду

$$\Gamma_{coh}(\Delta z_M, \Delta z_S) = \sum_{m=1}^{N+1} \Gamma_{coh}^m(\Delta z_M, \Delta z_S) + \sum_{m=1}^N \sum_{w=m+1}^{N+1} \Gamma_{coh}^{m,w}(\Delta z_M, \Delta z_S), \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \text{где } \Gamma_{coh}^{m,w}(\Delta z_M, \Delta z_S) &\sim R_m(\omega_0)R_w^*(\omega_0) \frac{1}{SM(\Delta z_S)SW(\Delta z_S)} \exp\left\{-i \frac{\omega_0}{c} 2 \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p\right)\right\} \times \\ &\times \left[\exp\left\{-\left(\frac{\Delta\omega}{2c} \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p\right)\right)^2\right\} - \exp\left\{-\left(\frac{\Delta\omega}{2c} \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \pm SM(\Delta z_S) \frac{NA^2}{2(1-NA^2)}\right)\right)^2\right\} \right] \times \\ &\times \exp\left\{\mp i \frac{\omega_0}{c} SM(\Delta z_S) \frac{NA^2}{1-NA^2}\right\} - \exp\left\{-\left(\frac{\Delta\omega}{2c} \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \mp SW(\Delta z_S) \frac{NA^2}{2(1-NA^2)}\right)\right)^2\right\} \times \\ &\times \exp\left\{\pm i \frac{\omega_0}{c} SW(\Delta z_S) \frac{NA^2}{1-NA^2}\right\} + \exp\left\{-\left(\frac{\Delta\omega}{2c} \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \mp \sum_{p=m}^{w-1} \frac{d_p}{n_p} \frac{NA^2}{2(1-NA^2)}\right)\right)^2\right\} \times \\ &\times \exp\left\{\pm i \frac{\omega_0}{c} \sum_{p=m}^{w-1} \frac{d_p}{n_p} \frac{NA^2}{1-NA^2}\right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{coh}^m(\Delta z_M, \Delta z_S) &\sim R_m^2(\omega_0) \frac{1}{(SM(\Delta z_S))^2} \times \\ &\times \exp\left\{-i \frac{\omega_0}{c} 2\Delta z_M\right\} \left[2 \exp\left\{-\left(\frac{\Delta\omega}{2c} \Delta z_M\right)^2\right\} - \right. \\ &\left. - \exp\left\{-\left(\frac{\Delta\omega}{2c} \left(\Delta z_M \pm SM(\Delta z_S) \frac{NA^2}{2(1-NA^2)}\right)\right)^2\right\} \right] \times \\ &\times \exp\left\{\mp i \frac{\omega_0}{c} SM(\Delta z_S) \frac{NA^2}{1-NA^2}\right\}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $NA = \sin(\arctg(\rho_A/f))$.

Пространственно некогерентное освещающее поле

В случае пространственно некогерентного поля $V_0(\omega, x_0, y_0)$ можно записать следующее выражение для его функции когерентности [21]

$$\begin{aligned} \langle V_0(\omega, x_0, y_0)V_0^*(\omega', x'_0, y'_0) \rangle &= \\ &= 2\pi\delta(\omega - \omega')\delta(x_0 - x'_0)\delta(y_0 - y'_0) \times \\ &\times G(\omega)I_\omega(x_0, y_0). \end{aligned} \quad (21)$$

Данная ситуация соответствует случаю применения в АНКИ первичного источника света с протяженным телом светимости и коллекторной линзы достаточно больших размеров. При подстановке (21) в

(11) для функции корреляции $\Gamma(\Delta z_M, \Delta z_S)$ можно получить следующее выражение

$$\begin{aligned} \Gamma_{inc}(\Delta z_M, \Delta z_S) &= \Gamma_{inc}(\Delta z_M) \sim \\ &\sim \sum_{m=1}^{N+1} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega)R_m^2(\omega)\Theta_{m,m}(\omega) \exp\left\{-i \frac{\omega}{c} 2\Delta z_M\right\} d\omega + \\ &+ \sum_{m=1}^N \sum_{w=m+1}^{N+1} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega)R_m(\omega)R_w^*(\omega)\Theta_{m,w}(\omega) \times \\ &\times \exp\left\{-i \frac{\omega}{c} 2 \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p\right)\right\} d\omega, \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} \Theta_{m,w}(\omega) &= \\ &= \left(\frac{\omega}{2\pi c f_{TL}}\right)^2 \iint I_\omega(x_0, y_0)A^2(x_0, y_0) \times \end{aligned} \quad (23)$$

$$\times \exp\left\{\pm i \frac{\omega}{c} \left(\sum_{p=m}^{w-1} \frac{d_p}{n_p}\right) \frac{x_0^2 + y_0^2}{f^2}\right\} dx_0 dy_0,$$

$$\begin{aligned} \Theta_{m,m}(\omega) &= \\ &= \left(\frac{\omega}{2\pi c f_{TL}}\right)^2 \iint I_\omega(x_0, y_0)A^2(x_0, y_0) dx_0 dy_0. \end{aligned} \quad (24)$$

Следует обратить внимание, что функция корреляции интерферирующих полей на выходе АНКИ в

случае пространственно некогерентного освещающего поля не зависит от величины Δz_s , что подтверждает тезис о том, что при таком типе освещения конфокальный режим невозможен.

Полагая, как и для случая когерентного освещения, что круглый зрачок фокусирующего микрообъектива засвечивается равномерно, причем $I_\omega(x_0, y_0) = I(x_0, y_0) = \text{const}$, функция входного зрачка

$A(x_0, y_0) = 1$ в его пределах и обращается в ноль за его пределами, а частотный спектр излучения $G(\omega)$ определяется Гауссовой функцией (17), для функции $\Gamma_{inc}(\Delta z_M)$ может быть получено выражение

$$\Gamma_{inc}(\Delta z_M) = \sum_{m=1}^{N+1} \Gamma_{inc}^m(\Delta z_M) + \sum_{m=1}^N \sum_{w=m+1}^{N+1} \Gamma_{inc}^{m,w}(\Delta z_M), \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \text{где } \Gamma_{inc}^{m,w}(\Delta z_M) \sim R_m(\omega_0) R_w^*(\omega_0) \frac{\pm i \omega_0}{4\pi c \left(\sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \right)} \times \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{c} 2 \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \right) \right\} \times \\ \times \left[\exp \left\{ - \left(\frac{\Delta \omega}{2c} \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \right) \right)^2 \right\} - \exp \left\{ - \left(\frac{\Delta \omega}{2c} \left(\Delta z_M \pm \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \mp \sum_{p=m}^{w-1} d_p \frac{NA^2}{2(1-NA^2)} \right) \right)^2 \right\} \right] \times \\ \times \exp \left\{ \pm i \frac{\omega_0}{c} \frac{NA^2}{1-NA^2} \sum_{p=m}^{w-1} d_p n_p \right\}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{inc}^m(\Delta z_M) \sim R_m^2(\omega_0) \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \frac{NA^2}{1-NA^2} \times \\ \times \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{c} 2\Delta z_M \right\} \exp \left\{ - \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta \omega}{2c} 2\Delta z_M \right)^2 \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

При выводе (26) и (27) использовалось также предположение $\Delta \omega \ll \omega_0$, что соответствует большинству первичных источников света в ОКТ/ОКМ, за исключением генерирующих суперконтинуум [1, 2].

Выражения (20) и (27) определяют функции автокорреляции парциальных составляющих объектного поля, отразившихся от каждой из границ раздела слоев внутри объекта. Выражения (19) и (26) определяют взаимные (кросс-) корреляционные функции парциальных составляющих объектного поля, отразившихся от различных границ раздела слоев.

В (19) и (20) присутствуют следующие коэффициенты, соответственно,

$$1/SM(\Delta z_s) SW(\Delta z_s), \quad (28)$$

$$1/(SM(\Delta z_s))^2, \quad (29)$$

что свидетельствует о том, что для случая пространственно когерентного освещения должен проявляться конфокальный эффект – возникновение интерференционных сигналов максимально возможной амплитуды при совпадении фокуса зондирующего объект пучка с границами раздела слоев внутри объекта, то есть при условии

$$\Delta z_s = \sum_{j=0}^k \frac{d_j}{n_j}, \quad (30)$$

где $k = 0 \div N$.

Выполнение условия (30) приводит к обращению в бесконечность коэффициентов, определяемых выражениями (28) и (29).

Различие влияния состояния пространственной когерентности освещающего поля во входном зрачке микрообъектива на корреляцию полей на выходе АНКИ в рассмотренных двух предельных случаях сводится к различию функций $\Psi_{m,w}(\omega, \Delta z_s) / \Psi_{m,m}(\omega, \Delta z_s)$ и $\Theta_{m,w}(\omega) / \Theta_{m,m}(\omega)$, определяемых выражениями (14) и (23)/(24). Эти функции не зависят от переменной Δz_M и, следовательно, будут влиять на энергетический вклад каждой из монохроматических компонент ω парциальных составляющих объектного поля, но это влияние в рассмотренных предельных случаях различно. При пространственно когерентном освещающем поле функция $\Psi_{m,w}(\omega, \Delta z_s)$ зависит от величины Δz_s , определяющей глубину фокусировки света внутрь слоистого объекта, а при пространственно некогерентном освещающем поле функция $\Theta_{m,w}(\omega)$ от этой величины не зависит. Физически это будет означать, что для случая пространственно некогерентного освещающего поля увеличение ширины углового спектра зондирующего объект поля приводит к одинаковому увеличению энергии парциальных составляющих объектного поля, отразившихся от границ раздела слоев внутри объекта. Таким образом, этот случай в плане формирования сигнала АНКИ от многослойного объекта идентичен случаю формирования сигнала при зондировании объекта полем с бесконечно узким угловым спектром [15, 16]. Однако есть и существенное отличие, заключающееся в том, что для угловых компонент поля с угловым спектром конечной ширины, распространяющихся под различными углами внутри объекта, оптические пути оказываются различными вследствие сферической aberrации, возникающей в объектном пучке при его прохождении через объект [23]. Это приводит к декорреляции угловых компонент парциальных составляющих объектного поля друг относительно друга и деградации соответствующих интерференционных сигналов.

В случае пространственно когерентного освещения увеличение ширины углового спектра зондирующего поля приводит к неодинаковому увеличению энергии парциальных составляющих объектного поля. Это увеличение становится существенно больше для парциальной составляющей, отразившейся от границы раздела, на которую была произведена фокусировка зондирующего объект пучка. В свою очередь, это приводит к увеличению амплитуды сигналов, обусловленных интерференцией этой парциальной составляющей с парциальными составляющими, отразившимися от других границ раздела, в то время как амплитуда всех прочих кросс-корреляционных сигналов уменьшается.

4. Результаты численного моделирования сигнала АНКИ с учетом числовой апертуры зондирующего объект поля

Переменная составляющая интерференционного сигнала АНКИ, регистрируемая точечным фотодетектором, расположенным в заднем фокусе тубусной линзы, при продольном смещении Δz_M одного из зеркал интерферометра определяется выражением

$$s(\Delta z_M) \sim \text{Re}\{\Gamma(\Delta z_M, \Delta z_S)\}, \quad (31)$$

где $\Gamma(\Delta z_M, \Delta z_S)$ определяется выражением (18) или (25), в зависимости от типа освещения.

Выражения (20) и (27) определяют сигнал АНКИ вблизи нулевой разности хода ($\Delta z_M \approx 0$), а выражения (19) и (26) – полезные измерительные сигналы, содержащие информацию об оптических толщинах слоев слоистого объекта. Слагаемые в выражениях (19) и (26), зависящие от числовой апертуры NA , определяют декоррелирующее влияние на измерительные сигналы сферической аберрации, возникающей при прохождении через слоистый объект зондирующего оптического поля с конечной, отличной от нуля, шириной углового спектра, задаваемой NA . Это декоррелирующее влияние проявляется в уменьшении амплитуды полезных сигналов, смещении их максимумов в шкале оптической разности хода интерферометра относительно сигнала при нулевой разности хода, расплывании (уширении) этих сигналов, вплоть до расщепления с появлением локальных минимумов и дополнительных (побочных) максимумов. Однако декоррелирующее влияние конечных размеров углового спектра зондирующего объект поля для случаев пространственно когерентного и пространственно некогерентного освещения несколько отличается друг от друга. Моделирование показывает, что декоррелиция происходит быстрее в случае пространственно некогерентного освещения, что особенно заметно при сравнении с сигналом АНКИ при когерентном освещении, когда выполняется условие (30).

На рис. 4, 5 приведены нормированные на максимум переменные составляющие сигналов АНКИ от трехслойного объекта, смоделированные на основе выраже-

ний (31)/(18) и (31)/(25) для различных значений числовой апертуры NA зондирующего объект пучка света при когерентном и некогерентном освещении.

Параметры слоев объекта для сигналов на рис. 4а,б и рис. 5 соответствуют рис. 2в,г, для рис. 4в – рис. 2а,б (см. также табл. 1). При этом значение NA для рис. 4б и рис. 4в одно и то же. В качестве характеристик частотно широкополосного источника света использовались параметры суперлюминесцентного диода Superlum SLD-380-MP3-TOW2-PD ($\lambda_0 = 830,6$ нм, $\Delta\lambda = 16,4$ нм).

Вертикальными пунктирными линиями на рис. 4 и рис. 5 обозначено значение смещения зеркала АНКИ, $|\Delta z_M| = d_1 n_1 + d_2 n_2 + d_3 n_3$, соответствующее оптической толщине объекта, на заднюю границу которого произведена фокусировка света в случае когерентного освещения ($\Delta z_S = d_1 / n_1 + d_2 / n_2 + d_3 / n_3$).

Результаты моделирования показывают, что увеличение числовой апертуры зондирующего объект пучка приводит в случае некогерентного освещения к резкому уменьшению амплитуды, изменению формы и положения измерительных сигналов, что делает нецелесообразным использование в полнопольном варианте АНКИ объективов с числовой апертурой более 0,1–0,2.

В случае когерентного освещения увеличение числовой апертуры зондирующего объект пучка практически не приводит к изменению отношения амплитуд измерительных сигналов к амплитуде сигнала при нулевой разности хода, но только при выполнении условия (30). Количество наблюдаемых измерительных сигналов (с каждой из сторон от «нулевого» сигнала) в конфокальном режиме формирования сигнала АНКИ равно количеству слоев объекта, как в случае классического НКИ. Кроме того, АНКИ в этом режиме становится чувствительным к «перестановке» слоев внутри объекта (см. рис. 4б,в). При этом отчетливо наблюдается рост систематической ошибки определения оптической толщины слоев, связанной с увеличением ширины углового спектра зондирующего объект пучка и проявляющейся в смещении измерительных сигналов относительно ожидаемых значений (например, отмеченного вертикальной пунктирной линией на рис. 4). Эта ошибка может быть определена с помощью выражения (19). Более подробно этот и другие вопросы, связанные с алгоритмом расшифровки сигнала АНКИ в конфокальном режиме, планируется рассмотреть в отдельной статье.

Заключение

В работе теоретически исследовано влияние ширины углового спектра зондирующего объект поля на сигнал автокорреляционного низкокогерентного интерферометра от слоистого микрообъекта для двух предельных состояний поперечной пространственной когерентности поля во входном зрачке освещающего объектива.

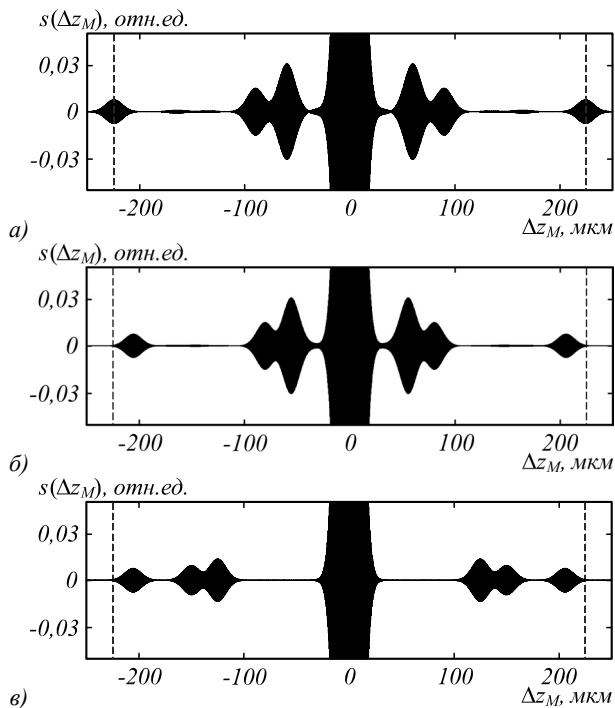


Рис. 4. Результаты моделирования сигнала АНКИ (когерентное освещение) для трёхслойного объекта при $\Delta z_s = d_1/n_1 + d_2/n_2 + d_3/n_3$ и различных числовых апертурах NA зондирующего пучка: 0,1 (а); 0,5 (б, в) (для (в) слою объекта «переставлены»)

Установлено, что при пространственно некогерентном освещающем поле во входном зрачке, что соответствует полнопольному режиму работы АНКИ, увеличение числовой апертуры зондирующего объекта поля приводит к резкому уменьшению амплитуды, изменению формы и положения измерительных сигналов из-за декорреляции интерферирующих парциальных составляющих объектного поля, отразившихся от границ раздела внутри объекта. Эта декорреляция является следствием возрастающей с увеличением ширины углового спектра сферической аберрации зондирующего объект поля при его прохождении через объект.

В случае пространственно когерентного освещающего поля АНКИ превращается в автокорреляционный интерференционный конфокальный микроскоп, режим формирования сигнала которого приводит к своеобразному «стробированию» сигнала АНКИ – выделению измерительных сигналов, определяемых корреляцией парциальной составляющей объектного поля, отразившейся от границы раздела, на которую сфокусировался зондирующий пучок, с парциальными составляющими, отразившимися от других границ раздела внутри объекта. При этом происходит подавление интерференционных сигналов, определяемых всеми другими кросс-корреляциями, и количество наблюдаемых измерительных сигналов становится равным количеству слоев объекта. Данный эффект позволяет определить внутреннюю структуру

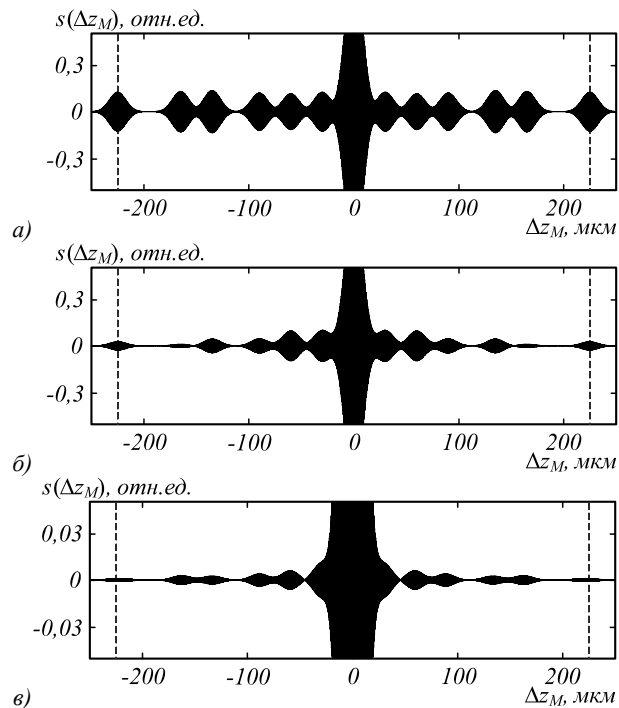


Рис. 5. Результаты моделирования сигнала АНКИ (некогерентное освещение) для трёхслойного объекта при различных числовых апертурах NA зондирующего пучка: 0,01 (а); 0,1 (б); 0,3 (в)

ру исследуемого слоистого объекта при использовании АНКИ без привлечения априорной информации об этой структуре.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ИПТМУ РАН, № гос. рег. АААА-А18-118042790042-4.

Литература

1. Optical coherence tomography. Technology and applications / ed. by W. Drexler, J.G. Fujimoto. – Berlin: Springer, 2008. – 1326 p. – ISBN: 978-3-540-77550-8.
2. Handbook of full-field optical coherence microscopy: technology and applications / ed. by A. Dubois. – Singapore: Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2016. – 790 p. – ISBN: 978-981-4669-16-0.
3. Rao, Y. Recent progress in fibre optic low-coherence interferometry / Y. Rao, D.A. Jackson // Measurement Science and Technology. – 1996. – Vol. 7, Issue 7. – P. 981-999. – DOI: 10.1088/0957-0233/7/7/001.
4. Ford, H.D. Comparative signal-to-noise analysis of fibre-optic based optical coherence tomography systems / H.D. Ford, R. Beddows, P. Casaubieilh, R.P. Tatam // Journal of Modern Optics. – 2005. – Vol. 52, Issue 14. – P. 1965-1979. – DOI: 10.1080/09500340500106774.
5. Feldchtein, F. Cost-effective all-fiber autocorrelator-based 1300-nm OCT system / F. Feldchtein, J. Bush, G.V. Gelikonov, V.M. Gelikonov, S. Piyevsky // Proceedings of SPIE. – 2005. – Vol. 5690. – P. 349-355. – DOI: 10.1117/12.589502.

6. **Oh, W.Y.** Spectrally-modulated full-field optical coherence microscopy for ultrahigh-resolution endoscopic imaging / W.Y. Oh, B.E. Bouma, N. Iftimia, R. Yelin, G.J. Tearney // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, Issue 19. – P. 8675-8684. – DOI: 10.1364/oe.14.008675.
7. **Ford, H.D.** Fibre imaging bundles for full-field optical coherence tomography / H.D. Ford, R.P. Tatam // *Measurement Science and Technology*. – 2007. – Vol. 18, Issue 9. – P. 2949-2957. – DOI: 10.1088/0957-0233/18/9/027.
8. **Bachmann, A.H.** Dual beam heterodyne Fourier domain optical coherence tomography / A.H. Bachmann, R. Michaely, T. Lasser, R.A. Leitgeb // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15, Issue 15. – P. 9254-9266. – DOI: 10.1364/OE.15.009254.
9. **Wang, C.** Long-range common-path spectral domain optical coherence tomography / C. Wang, Q. Zhang, Y. Wang, X. Zhang, L. Zhang // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27, Issue 9. – P. 12483-12490. – DOI: 10.1364/OE.27.012483.
10. **Takada, K.** Development of a trench depth measurement system for VLSI dynamic random access memory vertical capacitor cells using an interferometric technique with a Michelson interferometer / K. Takada, K. Chida, J. Noda, S. Nakajima // *Applied Optics*. – 1989. – Vol. 28, Issue 15. – P. 3373-3381. – DOI: 10.1364/AO.28.003373.
11. **Fercher, A.F.** Eye length measurement by interferometry with partially coherent light / A.F. Fercher, K. Mengedoh, W. Werner // *Optics Letters*. – 1988. – Vol. 13, Issue 3. – P. 186-188. – DOI: 10.1364/ol.13.000186.
12. **Hitzenberger, C.K.** Measurement of corneal thickness by low coherence interferometry / C.K. Hitzenberger // *Applied Optics*. – 1992. – Vol. 31, Issue 31. – P. 6637-6642. – DOI: 10.1364/AO.31.006637.
13. **Кононенко, В.В.** Контроль лазерной обработки поликристаллических алмазных пластин методом низкокогерентной оптической интерферометрии / В.В. Кононенко, В.И. Конов, С.М. Пименов, П.В. Волков, А.В. Горюнов, В.В. Иванов, М.А. Новиков, В.А. Маркелов, А.Д. Тертышник, С.С. Уставщиков // *Квантовая электроника*. – 2005 – Т. 35, № 7. – С. 622-626.
14. **Волков, П.В.** Измерение толщины полупроводниковых подложек в условиях нестационарной температуры с использованием низкокогерентного tandemного интерферометра / П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов, А.Д. Тертышник // *Письма в ЖТФ*. – 2015. – Т. 41, № 3. – С. 8-16.
15. **Лычагов, В.В.** Низкокогерентная автокорреляционная интерферометрия рассеивающих и слоистых сред / В.В. Лычагов, Д.В. Лякин, М.Д. Модель, В.П. Рябухо // *Компьютерная оптика*. – 2007. – Т. 31, № 3. – С. 40-51.
16. **Model, M.** Autocorrelation low coherence interferometry / M. Model, V. Ryabukho, D. Lyakin, V. Lychagov, E. Vitkin, I. Itzkan, L. Perelman // *Optics Communications*. – 2008. – Vol. 281, Issue 8. – P. 1991-1996. – DOI: 10.1016/j.optcom.2007.12.043.
17. **Abdulhalim, I.** Spatial and temporal coherence effects in interference microscopy and full-field optical coherence tomography / I. Abdulhalim // *Annalen der Physik*. – 2012. – Vol. 524, Issue 12. – P. 787-804. – DOI: 10.1002/andp.201200106.
18. **Лякин, Д.В.** Продольные корреляционные свойства оптического поля с широкими угловым и частотным спектрами и их проявление в интерференционной микроскопии / Д.В. Лякин, В.П. Рябухо // *Квантовая электроника*. – 2013. – Т. 43, № 10. – С. 949-957.
19. **Gao, W.** Image contrast reduction mechanism in full-field optical coherence tomography / W. Gao // *Journal of Microscopy*. – 2016. – Vol. 261, Issue 3. – P. 199-216. – DOI: 10.1111/jmi.12333.
20. **Dubois, A.** Focus defect and dispersion mismatch in full-field optical coherence microscopy / A. Dubois // *Applied Optics*. – 2017. – Vol. 56, Issue 9. – P. D142-D150. – DOI: 10.1364/AO.56.00D142.
21. **Grebenyuk, A.A.** Coherence effects of thick objects imaging in interference microscopy / A.A. Grebenyuk, V.P. Ryabukho // *Proceedings of SPIE*. – 2012. – Vol. 8427. – 84271M. – DOI: 10.1117/12.922108.
22. **Arieli, Y.** Full field tomography using interference fringes casting of a non spatially-coherent extended spectrally modulated broadband light source / Y. Arieli, S. Epshtein, A. Harris, I. Yaacubov, Y. Cohen // *Optics Communications*. – 2018. – Vol. 407, Issue 15. – P. 426-431. – DOI: 10.1016/j.optcom.2017.08.027.
23. **Рябухо, В.П.** Эффект декогерентности оптического поля с широким угловым спектром при его распространении через границы раздела прозрачных сред / В.П. Рябухо, В.В. Лычагов, Д.В. Лякин, И.В. Смирнов // *Оптика и спектроскопия*. – 2011. – Т. 110, № 5. – С. 854-857.

Сведения об авторах

Лякин Дмитрий Владимирович, 1977 года рождения, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории проблем когерентно-оптических измерений в точной механике Института проблем точной механики и управления РАН. Область научных интересов: интерферометрия, интерференционная микроскопия, когерентность. E-mail: LDV-77@mail.ru.

Рябухо Владимир Петрович, 1951 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор кафедры оптики и биофотоники Саратовского государственного университета и заведующий лабораторией проблем когерентно-оптических измерений в точной механике Института проблем точной механики и управления РАН. Область научных интересов: интерферометрия, голография, интерференционная микроскопия, когерентность. E-mail: rvp-optics@yandex.ru.

ГРНТИ: 29.31.29

Поступила в редакцию 12 октября 2020 г. Окончательный вариант – 19 декабря 2020 г.

Signal of an autocorrelation low-coherence interferometer probing a layered object by a wave-field with wide angular spectrum

D.V. Lyakin¹, V.P. Ryabukho¹

¹ Institute of Precision Mechanics and Control of the Russian Academy of Sciences,
410028, Saratov, Russia, Rabochaya, 24

Abstract

The effect of the width of the angular spectrum (numerical aperture) of a broadband-frequency wave-field probing a layered object on the signal of an autocorrelation low-coherence interferometer (ALCI) under spatially coherent and incoherent illumination of the entrance pupil is considered. It is found that under incoherent illumination an increase in the width of the angular spectrum of the field leads to a decrease in the amplitude, a change in the shape and position of the measuring signals of the interferometer due to decorrelation of the object field partial components which have reflected from various inter-layer boundaries inside the object. In the case of coherent illumination, the ALCI signal is formed in a confocal mode, which leads to the amplitude extraction of the measurement signals are determined by the mutual correlations between a partial component reflected from the boundary on which the probing field was focused, and partial components of this field which have reflected from other boundaries within the object. This effect makes it possible to determine parameters of the internal layered structure of an object doing without a priori structure-related information. In this case, an increase in the numerical aperture of the probing light beam leads to an increase in the systematic error in determining the optical thicknesses of the layers, which can be estimated on the basis of the obtained expressions.

Keywords: interferometry, coherence, autocorrelation low-coherence interferometer, layered object, angular spectrum, numerical aperture.

Citation: Lyakin DV, Ryabukho VP. Signal of an autocorrelation low-coherence interferometer probing a layered object by a wave-field with wide angular spectrum. *Computer Optics* 2021; 45(3): 340-349. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-821.

Acknowledgements: This work was supported by the RF Ministry of Science and Higher Education within a government project of the Institute of Precision Mechanics and Control of the Russian Academy of Sciences, Ref. No. AAAA-A18-118042790042-4.

References

- [1] Drexler W, Fujimoto JG, eds. *Optical coherence tomography. Technology and applications*. Berlin: Springer; 2008. ISBN: 978-3-540-77550-8.
 - [2] Dubois A, ed. *Handbook of full-field optical coherence microscopy: technology and applications*. Singapore: Pan Stanford Publishing Pte Ltd; 2016. ISBN: 978-981-4669-16-0.
 - [3] Rao Y, Jackson DA. Recent progress in fibre optic low-coherence interferometry. *Meas Sci Technol* 1996; 7(7): 981-999. DOI: 10.1088/0957-0233/7/7/001.
 - [4] Ford HD, Beddows R, Casaubieilh P, Tatam RP. Comparative signal-to-noise analysis of fibre-optic based optical coherence tomography systems. *J Mod Opt* 2005; 52(14): 1965-1979. DOI: 10.1080/09500340500106774.
 - [5] Feldchtein F, Bush J, Gelikonov GV, Gelikonov VM, Piyevesky S. Cost-effective all-fiber autocorrelator-based 1300-nm OCT system. *Proc SPIE* 2005; 5690: 349-355. DOI: 10.1117/12.589502.
 - [6] Oh WY, Bouma BE, Ifimias N, Yelin R, Tearney GJ. Spectrally-modulated full-field optical coherence microscopy for ultrahigh-resolution endoscopic imaging. *Opt Express* 2006; 14(19): 8675-8684. DOI: 10.1364/oe.14.008675.
 - [7] Ford HD, Tatam RP. Fibre imaging bundles for full-field optical coherence tomography. *Meas Sci Technol* 2007; 18(9): 2949-2957. DOI: 10.1088/0957-0233/18/9/027.
 - [8] Bachmann AH, Michaely R, Lasser T, Leitgeb RA. Dual beam heterodyne Fourier domain optical coherence tomography. *Opt Express* 2007; 15(15): 9254-9266. DOI: 10.1364/OE.15.009254.
 - [9] Wang C, Zhang Q, Wang Y, Zhang X, Zhang L. Long-range common-path spectral domain optical coherence tomography. *Opt Express* 2019; 27(9): 12483-12490. DOI: 10.1364/OE.27.012483.
 - [10] Takada K, Chida K, Noda J, Nakajima S. Development of a trench depth measurement system for VLSI dynamic random access memory vertical capacitor cells using an interferometric technique with a Michelson interferometer. *Appl Opt* 1989; 28(15): 3373-3381. DOI: 10.1364/AO.28.003373.
 - [11] Fercher AF, Mengedoh K, Werner W. Eye length measurement by interferometry with partially coherent light. *Opt Lett* 1988; 13(3): 186-188. DOI: 10.1364/ol.13.000186.
 - [12] Hitzengerger CK. Measurement of corneal thickness by low coherence interferometry. *Appl Opt* 1992; 31(31): 6637-6642. DOI: 10.1364/AO.31.006637.
 - [13] Kononenko VV, Konov VI, Pimenov SM, Volkov PV, Goryunov AV, Ivanov VV, Novikov MA, Markelov VA, Tertyshnik AD, Ustavshchikov SS. Control of laser machining of polycrystalline diamond plates by the method of low-coherence optical interferometry. *Quantum Electronics* 2005; 35(7): 622-626. DOI: 10.1070/qe2005v035n07abeh002902.
 - [14] Volkov PV, Goryunov AV, Luk'yanov AY, Tertyshnik AD. Measurements of the semiconductor substrate thick-
-

-
- ness with a low-coherence tandem interferometer at a non-stationary temperature. *Tech Phys Lett* 2015; 41(2): 110-112. DOI: 10.1134/S1063785015020133.
- [15] Lychagov VV, Lyakin DV, Modell MD, Ryabukho VP. Low-coherent autocorrelation interferometry of scattering and layered media [In Russian]. *Computer Optics* 2007; 31(3): 40-51.
- [16] Model M, Ryabukho V, Lyakin D, Lychagov V, Vitkin E, Itzkan I, Perelman L. Autocorrelation low coherence interferometry. *Opt Commun* 2008; 281(8): 1991-1996. DOI: 10.1016/j.optcom.2007.12.043.
- [17] Abdulhalim I. Spatial and temporal coherence effects in interference microscopy and full-field optical coherence tomography. *Annalen der Physik* 2012; 524(12): 787-804. DOI: 10.1002/andp.201200106.
- [18] Lyakin DV, Ryabukho VP. Longitudinal correlation properties of an optical field with broad angular and frequency spectra and their manifestation in interference microscopy. *Quantum Electron* 2013; 43(10): 949-957. DOI: 10.1070/QE2013v043n10ABEH015187.
- [19] Gao W. Image contrast reduction mechanism in full-field optical coherence tomography. *J Microsc* 2016; 261(3): 199-216. DOI: 10.1111/jmi.12333.
- [20] Dubois A. Focus defect and dispersion mismatch in full-field optical coherence microscopy. *Appl Opt* 2017; 56(9): D142-D150. DOI: 10.1364/AO.56.00D142.
- [21] Grebenyuk AA, Ryabukho VP. Coherence effects of thick objects imaging in interference microscopy. *Proc SPIE* 2012; 8427: 84271M. DOI: 10.1117/12.922108.
- [22] Arieli Y, Epshtein S, Harris A, Yaacubov I, Cohen Y. Full field tomography using interference fringes casting of a non spatially-coherent extended spectrally modulated broadband light source. *Opt Commun* 2018; 407(15): 426-431. DOI: 10.1016/j.optcom.2017.08.027.
- [23] Ryabukho VP, Lychagov VV, Lyakin DV, Smirnov IV. Effect of decoherence of optical field with broad angular spectrum upon propagation through transparent media interfaces. *Opt Spectrosc* 2011; 110(5): 802-805. DOI: 10.1134/S0030400X11050134.
-

Authors' information

Dmitry Vladimirovich Lyakin (b. 1977), Candidate of Physical-Mathematical Sciences, senior researcher at the Laboratory of Problems of Coherent-Optical Measurements in Precision Mechanics of the Institute of Precision Mechanics and Control of the Russian Academy of Sciences. Research interests: interferometry, interference microscopy, coherence. E-mail: LDV-77@mail.ru.

Vladimir Petrovich Ryabukho (b. 1951), Doctor of Physical-Mathematical Sciences, Professor at the Optics and Biophotonics department of Saratov State University and Head of the Laboratory of Problems of Coherent-Optical Measurements in Precision Mechanics of the Institute of Precision Mechanics and Control of the Russian Academy of Sciences. Research interests: interferometry, interference microscopy, holography, coherence. E-mail: rvp-optics@yandex.ru.

Received October 12, 2020. The final version – December 19, 2020.
