

Продольные корреляционные свойства оптического поля с широкими угловым и частотным спектрами и их проявление в интерференционной микроскопии

Д.В.Лякин, В.П.Рябухо

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований продольных корреляционных свойств оптического поля с широкими угловым и частотным спектрами и проявления этих свойств в интерференционной микроскопии. Показано совместное и конкурирующее влияние углового и частотного спектров зондирующего объекта на продольное разрешение и амплитуду сигналов интерференционного микроскопа от границ раздела сред в толще слоистого объекта. Экспериментально продемонстрирован способ компенсации так называемого эффекта дефокусировки, возникающего в интерференционной микроскопии в случае применения объективов с большой числовой апертурой, путем использования в качестве источника света для интерференционного микроскопа освещающего интерферометра с частотно-широкополосным источником света. Данный способ компенсации может быть положен в основу одновременного определения и геометрической толщины, и показателя преломления сред слоистого микрообъекта.

Ключевые слова: интерференционная микроскопия, частотно-широкополосные источники света, продольные корреляционные свойства оптического поля.

1. Введение

В низкокогерентной интерферометрии, оптической когерентной томографии и интерференционной микроскопии с использованием широкополосных протяженных источников света наблюдаются эффекты интерференции частично когерентного света с существенно ограниченными пространственными корреляционными длинами. Параметры измеряемых сигналов – интерференционных сигналов и изображений – в этих методах определяются корреляционными свойствами интерферирующих полей. В большинстве применяемых методов информационных сигналы обусловлены продольными корреляционными свойствами используемых оптических полей, которые определяются или только частотными свойствами полей, или совместно частотным и угловым спектрами, или только параметрами угловых спектров полей с достаточно узкими частотными спектрами.

Продольная корреляция волнового поля определяет согласованность его колебаний в двух точках, $P_1(z)$ и $P_2(z + \Delta z)$, вдоль основного направления распространения поля (ось z на рис.1). Если между колебаниями в точках P_1 и P_2 существует взаимная временная задержка Δt , то рассматривают продольную пространственно-временную корреляцию колебаний поля, если же $\Delta t = 0$, то рассматривают продольную пространственную корреляцию поля.

В рамках классических представлений [1, 2] продольная пространственная корреляция отождествляется с вре-

менной корреляцией (временной когерентностью) колебаний волнового поля при взаимной временной задержке этих колебаний $\Delta t = \Delta z/c$, где c – скорость распространения поля. Таким образом, в рамках этих представлений продольная пространственная корреляция определяется частотным спектром источника волнового поля. Соответственно длина L_c продольной корреляции волнового поля в рамках классических представлений полагается тождественно равной длине l_c временной когерентности, определяемой шириной $\Delta\omega$ частотного спектра:

$$L_c \equiv l_c \sim 2\pi/\Delta\omega. \quad (1)$$

Данное классическое представление о продольной корреляции волнового поля оказывается неверным, если рассматривать поле, отдельные компоненты которого (плоские волны) распространяются под различными углами β_z к основному направлению z распространения этого поля. т.е. когда волновое поле имеет угловой спектр конечной ширины [3–10], определяемой угловой апертурой поля θ (рис.1). Такое волновое поле возникает, например, когда его источник имеет протяженное тело светимости

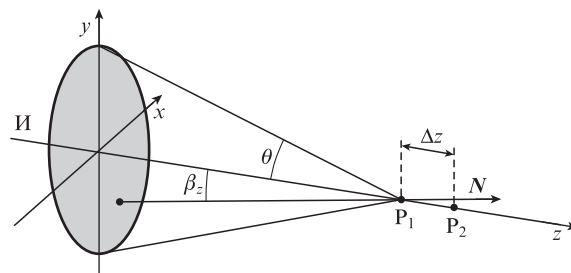


Рис.1. К определению корреляции поля в продольном направлении: И – протяженный источник поля; P_1 и P_2 – точки на оси z ; β_z – угол между направлением распространения N некоторой пространственной компоненты поля и осью z ; $\theta = \max(\beta_z)$ – угловая апертура поля (угловые размеры источника) в точке наблюдения.

Д.В.Лякин, В.П.Рябухо. Институт проблем точной механики и управления РАН, Россия, 410028 Саратов, ул. Рабочая, 24; Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83; e-mail: LDV-77@mail.ru, rvp-optics@yandex.ru

или когда поле сформировано оптической изображающей системой с большой числовой апертурой. Поля с экстремально большими угловыми апертурами (экстремально широкими угловыми спектрами) формируются в высококоразрешающей интерференционной микроскопии [11–14] при использовании широкоапертурных объективов.

В работах [3, 4, 6, 7] на основе обобщения теоремы Ван-Циттерта–Цернике на случай продольного расположения точек, в которых рассматривается корреляция волнового поля, создаваемого протяженным квазимонохроматическим ($\Delta\omega \rightarrow 0$) источником, вводится понятие продольной пространственной корреляции (когерентности), определяемой только угловым спектром поля в области наблюдения. В рамках параксиального приближения получено [3, 4] выражение для длины продольной пространственной корреляции квазимонохроматического волнового поля, определяемой угловой апертурой поля θ :

$$L_c = \rho_{\parallel} \sim 2\lambda_0/\theta^2, \quad (2)$$

где λ_0 – длина волны квазимонохроматического излучения. Аналогичное выражение найдено в [5] при обобщении теоремы Винера–Хинчина на пространственно-временные корреляции случайных волновых полей. Следует отметить, что фактически аналогичный результат, но в терминах спектральной степени когерентности поля в двух аксиальных точках получен в [8] при рассмотрении радиометрической модели распространения когерентности в пространстве.

Наглядной визуализацией областей продольной корреляции волнового квазимонохроматического поля и их трансформации при удалении от источника может служить картина продольных спеклов, формирующихся в рассеянном лазерном поле [9].

Последние несколько лет феномен продольной пространственной корреляции, определяемой широким угловым спектром поля, достаточно интенсивно исследуется как теоретически, так и экспериментально. Экспериментально продемонстрировано, что длина продольной корреляции поля теплового источника может определяться его угловым спектром [10]. Получили развитие методы профилометрии поверхности, основанные на использовании продольной пространственной корреляции полей квазимонохроматических (лазерных) источников [15–17]. Проблема ограничения длины корреляции поля теплового источника в продольном направлении, обусловленная его широким угловым спектром, возникает и исследуется при формировании совпадающих изображений (ghost imaging) [18, 19]. В теории интерференционной микроскопии развивается несколько подходов, в которых учитывается влияние широкого углового спектра света на интерференционный сигнал при зондировании по глубине слоистых объектов [20–26]. Однако эти подходы базируются на разделении влияния временной когерентности (правильнее – частотного спектра) и влияния продольной пространственной корреляции, определяемой угловым спектром, на сигнал интерференционного микроскопа.

Таким образом, сложилось два представления о продольной корреляции волнового поля: в случае широкополосного источника она отождествляется с временной когерентностью и, следовательно, определяется шириной частотного спектра $\Delta\omega$, а в случае квазимонохроматического источника ($\Delta\omega \rightarrow 0$) она отождествляется с продольной пространственной когерентностью, опреде-

ляемой угловой апертурой поля θ . Разрыв между этими представлениями, возникающий при рассмотрении волнового поля с одновременно широкими частотным и угловым спектрами, вызвал необходимость формирования физического представления о продольной корреляции волнового поля как о продольной пространственной корреляции, обусловленной совместным и конкурирующим влиянием частотного и углового спектров поля.

В настоящей работе представлены результаты наших теоретических и экспериментальных исследований продольной пространственной корреляции оптического поля, обусловленной совместным и конкурирующим влиянием конечной ширины частотного и конечной ширины углового спектров, и ее проявления в интерферометрии продольного сдвига при делении исходного поля протяженного частотно-широкополосного источника по амплитуде. Также мы распространяем наши физические представления о продольных корреляционных свойствах полей с широкими частотными и угловыми спектрами на поля, формирующиеся в высококоразрешающей интерференционной микроскопии, и экспериментально демонстрируем ряд эффектов совместного и конкурирующего влияния частотного и углового спектров на сигнал интерференционного микроскопа.

2. Функция и длина продольной пространственной корреляции поля с широкими угловым и частотным спектрами

В работе [5] получено выражение (9.27) для пространственно-временной корреляционной функции однородного и стационарного случайного поля в двух произвольных точках пространства $P_1(r_1)$ и $P_2(r_2)$:

$$\Psi(\Delta t, \Delta r) = \int_0^\infty \int J(\omega, N) \exp[i(kN\Delta r - \omega\Delta t)] d\Omega(N) d\omega, \quad (3)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число; N – единичный вектор, задающий направление распространения некоторой угловой компоненты поля; $\Delta t = t_1 - t_2$ – временная задержка колебаний в точках P_1 и P_2 ; $\Delta r = r_1 - r_2$; $J(\omega, N)$ – лучевая интенсивность, т.е. величина, определяющая частотно-угловой спектр поля; $d\Omega(N)$ – элемент телесного угла.

Из (3) можно получить выражение для продольной пространственно-временной корреляционной функции поля источника в виде плоского диска, сделав замену $N\Delta r = \cos(\beta_z)\Delta z$, $d\Omega(N) = \sin(\beta_z)d\beta_z d\omega$:

$$\Psi_{\parallel}(\Delta t, \Delta z) = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\theta J(\omega, \beta_z) \times \exp\{i[k \cos(\beta_z)\Delta z - \omega\Delta t]\} \sin(\beta_z) d\beta_z d\omega. \quad (4)$$

Угловая апертура поля зависит от расстояния z от плоскости источника до области наблюдения ($\theta = \theta(z)$), однако эта зависимость достаточно плавная, и поле во всем пространстве $z > 0$ можно считать квазиоднородным. Как указывается в [5], в данном случае для функции корреляции поля можно использовать выражение (4), определив зависимость этой функции от координаты z .

С помощью формулы (4) можно получить выражения для функции временной корреляции (когерентности) $\Psi_t(\Delta t, z)$ и функции продольной пространственной корреляции $\Psi_{\parallel}(\Delta z, z)$ колебаний поля в точках P_1 и P_2 :

$$\Psi_{\perp}(\Delta t, z) = \Psi_{\parallel}(\Delta t, \Delta z = 0, z) \sim \int_0^{\infty} \exp(i\omega \Delta t) \int_0^{\theta} J(\omega, \beta_z) \sin(\beta_z) d\beta_z d\omega, \quad (5)$$

$$\Psi_{s\parallel}(\Delta z, z) = \Psi_{\parallel}(\Delta t = 0, \Delta z, z) \sim \int_0^{\infty} \int_0^{\theta} J(\omega, \beta_z) \exp[ik \cos(\beta_z) \Delta z] \sin(\beta_z) d\beta_z d\omega. \quad (6)$$

Из (5) можно получить выражение для частотного спектра поля в области наблюдения (в точке z):

$$g(\omega, z) \sim \int_0^{\infty} \Psi_{\perp}(\tau, z) \exp(-i\omega \tau) d\tau = \int_0^{\theta} J(\omega, \beta_z) \sin(\beta_z) d\beta_z, \quad (7)$$

которое формально описывает эффект дифракционного изменения частотного спектра поля (эффект Вольфа) в процессе его распространения в пространстве [27, 28].

Выражение (6) можно записать в следующем формализованном виде [29, 30]:

$$\Psi_{s\parallel}(\Delta z, z) \sim \int_0^{\infty} w(k_z, z) \exp(ik_z \Delta z) dk_z, \quad (8)$$

где

$$k_z = \frac{\omega}{c} \cos \beta_z \quad (9)$$

– циклическая пространственная частота волнового поля в продольном направлении (продольная пространственная частота), т. е. проекция волнового вектора пространственной компоненты поля на ось z (рис.2); $w(k_z, z)$ – спектр продольных пространственных частот поля в области наблюдения.

Из (8) в предположении равномерности спектра продольных пространственных частот, $w(k_z) = w_0 = \text{const}$, получено выражение для длины продольной пространственной когерентности в простой и запоминающейся форме [29, 30]:

$$\frac{1}{L_c} \approx \frac{\Delta k_z}{2\pi} = \frac{1}{l_c} + \frac{1}{\rho_{\parallel}}, \quad (10)$$

где $\Delta k_z = k_{z \max} - k_{z \min}$ – ширина спектра $w(k_z, z)$ продольных пространственных частот; $l_c \approx \lambda_0^2 / \Delta \lambda$ – длина временной когерентности; λ_0 – средняя длина волны; $\Delta \lambda$ – ширина частотного спектра, выраженная в длинах волн;

$$\rho_{\parallel} = \frac{\lambda_0}{2 \sin^2(\theta/2)} \quad (11)$$

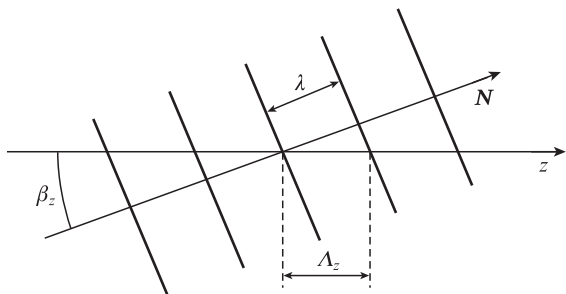


Рис.2. Пространственный период $\Lambda_z = 2\pi/k_z = \lambda/\cos \beta_z$ некоторой угловой компоненты оптического поля вдоль продольной оси z .

– длина продольной пространственной корреляции, определяемая шириной углового спектра поля при $\Delta \lambda \rightarrow 0$. При малых углах θ выражение (11) переходит в (2).

Выражение (10) отражает совместное и конкурирующее влияние частотного и углового спектров на продольные пространственные корреляционные свойства волнового поля. Если $l_c \gg \rho_{\parallel}$, то, как следует из (10), длина продольной пространственной корреляции $L_c \approx \rho_{\parallel}$ и определяется преимущественно угловым спектром поля. И наоборот, если $l_c \ll \rho_{\parallel}$, то $L_c \approx l_c$ и определяется в основном частотным спектром поля. Если величины l_c и ρ_{\parallel} сравнимы, длина продольной пространственной корреляции L_c в равной степени определяется и угловым, и частотным спектрами поля и существенно отличается от l_c и ρ_{\parallel} ; так, при $l_c \approx \rho_{\parallel}$ длина продольной пространственной корреляции примерно в два раза меньше каждой из этих величин: $L_c \approx 0.5l_c \approx 0.5\rho_{\parallel}$.

Выражения (6) и (8) в общем виде определяют функцию продольной пространственной корреляции в зависимости от частотно-углового спектра $J(\omega, \beta_z)$ или спектра продольных пространственных частот $w(k_z)$, однако вид этих спектров будет зависеть от конкретных характеристик источника, задающего волновое поле в области наблюдения: его частотного спектра, распределения поля по поверхности источника и степени корреляции поля в плоскости источника.

3. Экспериментальное исследование продольных корреляционных свойств поля протяженного широкополосного источника

Для исследования продольной пространственной корреляции волнового поля необходимо разделить исходное поле на два идентичных поля и наложить их друг на друга с продольным пространственным сдвигом. Осуществить это можно с помощью интерферометра с делением исходного поля по амплитуде, например интерферометра Майкельсона с плоскими зеркалами, одно из которых может смещаться вдоль оптической оси интерферометра [10, 29–31]. Методология проведения эксперимента по наблюдению эффектов продольной пространственной корреляции волнового поля базируется на утверждении, что в равноплечном интерферометре Майкельсона при продольном сдвиге Δz_M одного из зеркал между интерферирующими полями возникает продольный пространственный сдвиг Δz , а не временная задержка $\Delta t = \Delta z/c$ [31]. Таким образом, в интерферометре Майкельсона при продольном смещении одного из зеркал проявляется продольная пространственная корреляция, а не временная когерентность исходного поля.

На рис.3 приведена оптическая схема для исследования продольной пространственной корреляции в свободном, т. е. без изображающих оптических элементов, пространстве. В этом пространстве угловая апертура поля изменяется вдоль его основного направления распространения (вдоль оси z) монотонно:

$$\theta(D_S, z) = \arctan(0.5D_S/z), \quad (12)$$

где D_S – диаметр источника поля; z – расстояние от источника поля (от изображения протяженного источника И в

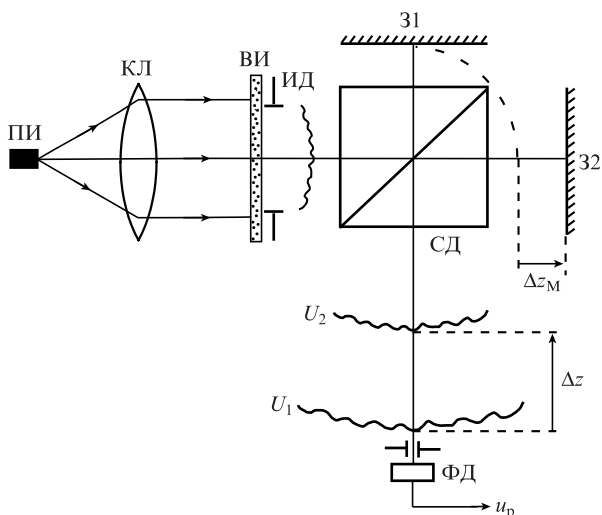


Рис.3. Интерферометр Майкельсона для наблюдения эффектов продольной пространственной корреляции оптического поля в свободном пространстве:

ПИ – первичный источник света; КЛ – коллимирующая линза; ВИ – вторичный протяженный источник света (матовое стекло); ИД – ирисовая диафрагма, ограничивающая размеры протяженного источника; СД – светоделитель; 31, 32 – зеркала; ФД – точечный фотодетектор; u_p – фотоэлектрический сигнал; Δz_M – продольное смещение зеркала 32; Δz – взаимный продольный сдвиг интерферирующих полей U_1 и U_2 на выходе интерферометра.

неподвижном зеркале интерферометра 31) до точечного фотоприемника ФД на оптической оси интерферометра.

Длина продольной пространственной корреляции поля в свободном пространстве также изменяется монотонно. На рис.4,а приведен интерференционный импульс продольной пространственной корреляции – интерференционный сигнал, огибающая которого определяется модулем функции продольной пространственной корреляции, при угловой апертуре поля в точке наблюдения $\theta = 0.08$ рад. На рис.4,б показана эволюция в свободном пространстве длины продольной пространственной корреляции поля, которая определялась как полуширина интерференционного импульса на половине высоты в шкале продольного пространственного сдвига $\Delta z = 2\Delta z_M$ интерферирующих полей, при $D_S = 16$ мм. В качестве первично-

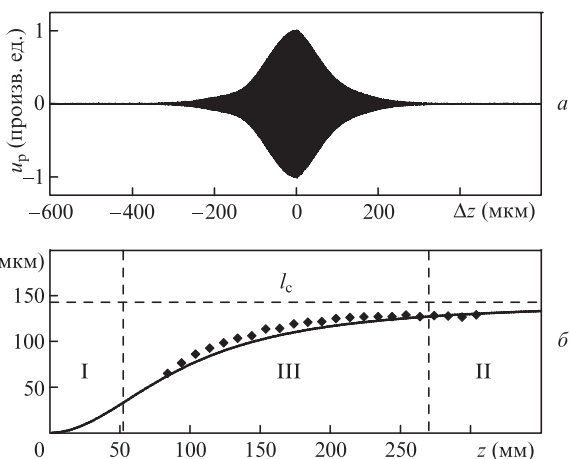


Рис.4. Интерференционный импульс продольной пространственной корреляции (а) и эволюция длины продольной пространственной корреляции поля в свободном (без изображающих оптических элементов) пространстве (б).

го источника использовался суперлюминесцентный диод с $\lambda_0 = 0.827$ мкм и $l_c \approx 143$ мкм.

Экспериментальные значения L_c хорошо согласуются с теоретической кривой, построенной с использованием формулы (10), и демонстрируют наличие трех областей в пространстве распространения оптического поля от протяженного источника. Первая область (I на рис.4,б) находится вблизи источника поля, и в ней продольная пространственная корреляция определяется преимущественно угловым спектром поля. Вторая область (II на рис.4,б) расположена в дальней зоне по отношению к источнику поля, и в ней продольная пространственная корреляция определяется в основном частотным спектром поля. И наконец, между этими областями находится третья область (III на рис.4,б), в которой продольная пространственная когерентность определяется практически в равной степени и угловым, и частотным спектрами. Таким образом, мы теоретически и экспериментально продемонстрировали совместное и конкурирующее влияние углового и частотного спектров на продольные корреляционные свойства оптического поля.

Кроме исследования продольных корреляционных свойств поля протяженного частотно-широкополосного источника света в свободном пространстве, были проведены экспериментальные и теоретические исследования продольных пространственных корреляционных свойств поля в пространстве изображений тонкой собирающей линзы [10, 32]. На примере поля квазимонохроматического источника показано, что в пространстве изображений эволюция продольных пространственных свойств поля с широким угловым спектром имеет, в отличие от свободного пространства, немонотонный характер, при этом наблюдается конкуренция влияний размеров протяженного источника поля и размеров апертуры изображающей системы на продольные пространственные корреляционные свойства поля.

4. Эффекты продольной пространственной корреляции волнового поля в интерференционной микроскопии

Интерференционная микроскопия [11–14] используется для неразрушающего бесконтактного исследования с большим пространственным разрешением поверхности и внутренней структуры слоистых и слабо рассеивающих объектов технического и биомедицинского происхождения, поэтому понимание процессов формирования сигнала интерференционного микроскопа с учетом эффектов проявления продольной пространственной корреляции полей, одно из которых прошло через объект, играет важную роль для развития этого метода оптических измерений.

Выражение (10) применительно к методам интерференционной микроскопии с использованием частотно-широкополосных источников света в сочетании с объективами с большой числовой апертурой будет определять продольное (вдоль оптической оси) разрешение интерференционного микроскопа. В этом случае максимальная угловая апертура зондирующего объекта поля будет определяться числовой апертурой NA объектива в объектном плече:

$$\theta = \arcsin(NA/n_0),$$

где n_0 – показатель преломления иммерсионной жидкости.

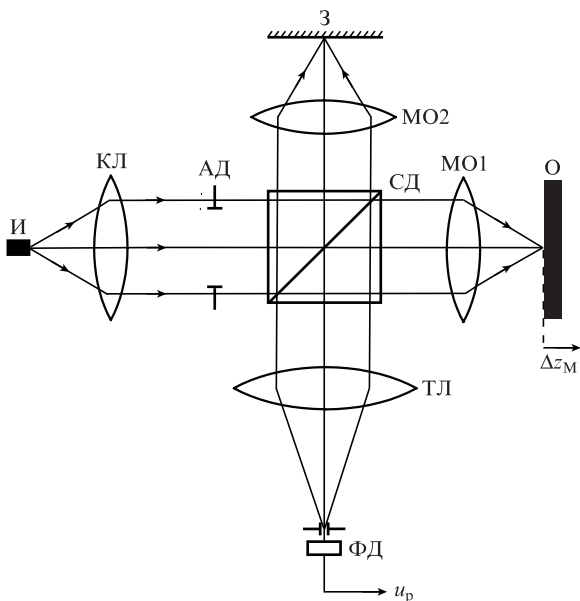


Рис.5. Оптическая схема интерференционного микроскопа с освещением объекта сфокусированным пучком света: И – источник света; КЛ – коллимирующая линза; АД – апертурная диафрагма; СД – светоделитель; З – опорное зеркало; МО1, МО2 – микрообъективы; О – объект; ТЛ – тубусная линза; ФД – фотодетектор; u_p – фотоэлектрический сигнал; Δz_M – продольный сдвиг объекта О относительно фокуса объектива МО1.

Выражение для продольного разрешения интерференционного полнопольного микроскопа, по своему виду совпадающее с (10), представлено в работе [14], где оно получено, по всей видимости, полуэмпирическим путем. Выражение (10) найдено в [29, 30] из соотношения для функции продольной пространственной корреляции поля с равномерным спектром продольных пространственных частот в аналитическом виде.

На рис.5 показана оптическая схема интерференционного микроскопа, с помощью которого нами экспериментально исследовались эффекты продольной пространственной корреляции интерферирующих полей с широкими угловыми и частотными спектрами, возникающие в интерференционной микроскопии.

На рис.6 приведены результаты экспериментального исследования продольного разрешения интерференцион-

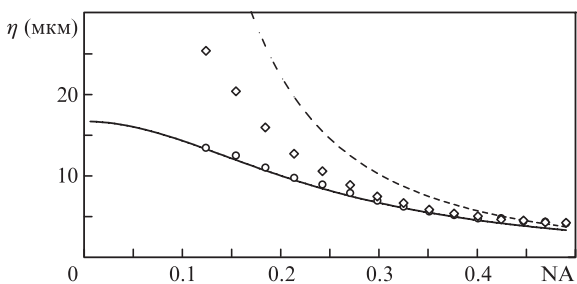


Рис.6. Зависимости продольного разрешения интерференционного микроскопа η (полная ширина интерференционного сигнала на половине высоты по оси Δz_M объекта) от числовой апертуры NA зондирующего объект сфокусированного пучка для источников света с различными ширинами частотного спектра: полупроводникового лазера с $\lambda_0 = 0.808$ мкм и $l_c \approx 300$ мкм (\diamond , штриховая кривая) и суперлюминесцентного диода с $\lambda_0 = 0.833$ мкм и $l_c \approx 17.5$ мкм (\circ , сплошная кривая). Точки – экспериментальные значения, кривые – теоретические зависимости.

ного микроскопа в зависимости от числовой апертуры пучка, зондирующего объект, для двух источников света с частотными спектрами различной ширины: полупроводникового лазера с $\lambda_0 = 0.808$ мкм и $l_c \approx 300$ мкм и суперлюминесцентного диода с $\lambda_0 = 0.833$ мкм и $l_c \approx 16.7$ мкм. Числовая апертура зондирующего объект пучка изменялась путем изменения диаметра апертурной диафрагмы АД. Теоретические кривые на рис.6 построены с помощью формулы (10). Результаты эксперимента неплохо согласуются с теоретическими зависимостями, полученными при рассмотрении полей протяженных источников, что говорит об общности процессов продольной корреляции полей с широкими угловыми спектрами, которые формируются протяженными источниками и оптическими элементами с большой числовой апертурой.

Тот факт, что при $l_c \approx \rho_{||}$ длина продольной пространственной корреляции поля L_c становится примерно в два раза меньше каждой из величин l_c и $\rho_{||}$, может быть использован для увеличения в два раза продольного разрешения интерференционного микроскопа, например при микропрофилометрии поверхности (чем меньше L_c , тем больше продольное разрешение). Таким образом, при сравнительно небольших числовых апертурах объективов в плечах интерференционного микроскопа можно получить достаточно большое продольное разрешение при сохранении достаточно большого рабочего расстояния, что важно, поскольку с увеличением числовой апертуры NA микрообъектива его рабочее расстояние уменьшается.

К сожалению, в случае зондирования интерференционным микроскопом с широкополосным источником света и объективами с достаточно большой апертурой толщи слоистого объекта воспользоваться тем фактом, что при $l_c \approx \rho_{||}$ длина продольной пространственной корреляции $L_c \approx 0.5l_c \approx 0.5\rho_{||}$, практически невозможно из-за так называемого эффекта дефокусировки [12, 20, 22–26, 33, 34], который в интерференционной микроскопии объясняется как несовпадение области фокусировки и области временной когерентности при прохождении сфокусированного (сходящегося) пучка широкополосного излучения через границу раздела слоев в толще объекта с различными показателями преломления. Этот эффект также был исследован на примере прохождения поля от протяженного источника через нескомпенсированный плоский слой среды в неравноплечном интерферометре Майкельсона [35,36] и получил название «эффект разбегания интерференционных импульсов временной и пространственной когерентности». Однако оба названия эффекта и его физическая интерпретация, основанная на конкуренции проявлений временной и пространственной корреляций полей в интерферометрии продольного сдвига, являются неверными в рамках развиваемых в данной статье представлений о проявлении в интерферометре продольного сдвига продольной пространственной корреляции исходного поля и о конкурирующем влиянии углового и частотного спектров на этот тип корреляции.

Суть данного эффекта, как мы считаем, заключается в следующем. Рассмотримхождение через плоскопараллельный слой среды с геометрической толщиной d и показателем преломления n , находящийся в среде с показателем преломления n_0 ($n_0 < n$), компоненты поля (луча), распространяющейся под углом β_z к продольной оси z (рис.7). После прохождения этого луча через слой он пересекает ось z в точке, смещенной относительно точки, в которой он пересекал бы ось z в отсутствие слоя, на величину

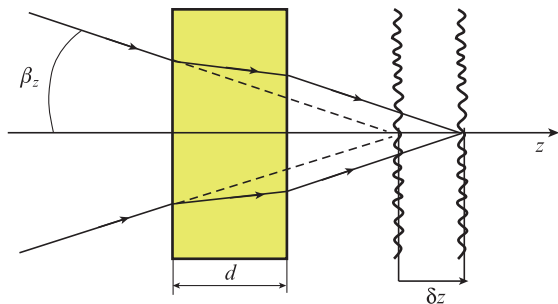


Рис.7. Прохождение угловой компоненты поля, распространяющейся под углом β_z к оси z , через плоскопараллельный слой.

$$\delta z(\beta_z) = d \left(1 - \sqrt{\frac{n_0^2 - n_0^2 \sin^2 \beta_z}{n^2 - n_0^2 \sin^2 \beta_z}} \right). \quad (13)$$

В рассматриваемом случае ($n_0 < n$) точка пересечения луча, прошедшего через слой, смещена в сторону положительных значений z , т. е. поле при прохождении через плоскопараллельный слой приобретает продольный сдвиг вперед по отношению к полю в отсутствие слоя. В качестве оценки возникшего продольного смещения поля в целом возьмем смещение его параксиальной области

$$\delta \tilde{z} = \delta z(\beta_z \rightarrow 0) \approx d(n - n_0)/n. \quad (14)$$

В то же время при прохождении через слой волновое поле испытывает временную задержку по отношению к полю в отсутствие слоя, связанную с прохождением поля через среду с иным показателем преломления, в данном случае через оптически более плотную ($n > n_0$) среду. Этой временной задержке соответствует дополнительная разность хода, при оценке которой для поля в целом также воспользуемся параксиальным приближением:

$$\tilde{\Delta} \approx -d(n - n_0), \quad (15)$$

где знак минус говорит о задержке (об отставании по времени) поля, прошедшего через слой, по отношению к не прошедшему через него полю.

Таким образом, можно утверждать, что угловой спектр («чувствительный» к продольному сдвигу) и частотный спектр («чувствительный» к разности хода) поля разнонаправлено влияют на прохождение поля через слой вещества, точнее через границы раздела этого слоя [35, 36]. При прохождении через слой вещества поле с широкими частотным и угловым спектрами претерпевает достаточно сложные амплитудно-фазовые трансформации по отношению к полю, не прошедшему через такой слой, что приводит к взаимной пространственно-временной декорреляции этих двух полей, в том числе и в продольном направлении. Можно условно считать, что полная декорреляция поля в продольном направлении происходит при условии

$$|\delta \tilde{z}| + |\tilde{\Delta}| > 0.5(l_c + \rho_{\parallel}). \quad (16)$$

В интерференционном эксперименте эта декорреляция будет проявляться в уменьшении амплитуды импульса продольной пространственной корреляции при увеличении толщины слоя d [35, 36] либо его показателя преломления n (при постоянных значениях ширины $\Delta\omega$ частотного и ширины θ углового спектров) или при увели-

чении ширины какого-либо из этих спектров (при фиксированных параметрах d и n слоя).

Для переменной составляющей сигнала интерференционного микроскопа (рис.5) с широкополосным источником света в случае зондирования однослойного объекта с геометрической толщиной d и показателем преломления n можно получить выражение

$$u_p(\Delta z_M) \sim \text{Re}[\Gamma_1(\Delta z_M) + \Gamma_2(\Delta z_M)], \quad (17)$$

где $\Gamma_1(\Delta z_M)$ и $\Gamma_2(\Delta z_M)$ – функции взаимной корреляции опорного поля с полями, отразившимися от передней и задней границ слоистого объекта соответственно, в зависимости от смещения Δz_M объекта относительно фокальной точки зондирующего объект пучка:

$$\Gamma_1(\Delta z_M) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} R_1 g(\lambda) \text{sinc} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta z_M \frac{\text{NA}^2}{2} \right) \times \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta z_M \left(1 - \frac{\text{NA}^2}{4} \right) \right] d\lambda, \quad (18)$$

$$\Gamma_2(\Delta z_M) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} R_2 T_1^2 g(\lambda) \text{sinc} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(\Delta z_M + \frac{dn_0}{n} \right) \frac{\text{NA}^2}{2} \right] \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} 2 \left[\Delta z_M + dn - \left(\Delta z_M + \frac{dn_0}{n} \right) \frac{\text{NA}^2}{4} \right] \right\} d\lambda, \quad (19)$$

где NA – числовая апертура зондирующего объект светового пучка; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения от передней и задней границ слоя; T_1 – коэффициент пропускания слоя; $\text{sinc} x = \sin(x)/x$; $g(\lambda)$ – частотный спектр излучения широкополосного источника. Выражения (18) и (19) получены с использованием дифракционных преобразований полей в параксиальном приближении.

Предположим, что источник света для освещающего интерферометра почти строго монохроматический, т. е. $g(\lambda) \approx g_0 \delta(\lambda - \lambda_0)$, тогда

$$\Gamma_1(\Delta z_M) \sim R_1 \text{sinc} \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta z_M \frac{\text{NA}^2}{2} \right) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z_M \left(1 - \frac{\text{NA}^2}{4} \right) \right], \quad (20)$$

$$\Gamma_2(\Delta z_M) \sim R_2 T_1^2 \text{sinc} \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\Delta z_M + \frac{dn_0}{n} \right) \frac{\text{NA}^2}{2} \right] \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda_0} 2 \left[\Delta z_M + dn - \left(\Delta z_M + \frac{dn_0}{n} \right) \frac{\text{NA}^2}{4} \right] \right\}. \quad (21)$$

В этом случае в сигнале интерференционного микроскопа содержатся два интерференционных импульса-пики, соответствующих передней и задней границам слоя, при

$$\Delta z_M = 0, \quad \Delta z_M \approx \frac{dn_0}{n}, \quad (22)$$

огибающие которых определяются функцией $\text{sinc} x$, которая, в свою очередь, зависит от числовой апертуры NA зондирующего пучка (чем больше NA , тем уже интерференционные пики).

Если же предположить, что числовая апертура зондирующего объект пучка в плече интерференционного микроскопа мала ($\text{NA} \rightarrow 0$), то

$$\Gamma_1(\Delta z_M) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} R_1 g(\lambda) \exp \left(i \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta z_M \right) d\lambda, \quad (23)$$

$$G_2(\Delta z_M) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} R_2 T_1^2 g(\lambda) \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} 2(\Delta z_M + dn)\right] d\lambda. \quad (24)$$

В этом случае в сигнале микроскопа содержатся два интерференционных импульса, соответствующих передней и задней границам слоя, при

$$\Delta z_M = 0, \quad \Delta z_M \approx dn, \quad (25)$$

огibaющие которых определяются конкретным видом частотного спектра $g(\lambda)$ источника света и его шириной $\Delta\lambda$ (чем больше $\Delta\lambda$, тем уже интерференционные импульсы-пики).

Таким образом, из сравнения (22) и (25) видно, что угловой спектр зондирующего слоистый объект поля (определяющийся NA) и его частотный спектр (характеризующийся $\Delta\lambda$) предопределяют появление интерференционного импульса от задней границы слоистого объекта в сигнале интерференционного микроскопа в двух разных точках оси продольного смещения Δz_M объекта, расстояние между которыми

$$\Delta z_{M1} \approx dn - \frac{dn_0}{n} = \frac{d(n^2 - n_0)}{n}, \quad (26)$$

что обуславливает рассмотренный эффект декорреляции в интерференционном микроскопе, приводящий к существенному уменьшению амплитуды импульса от задней границы слоистого объекта при использовании в этом микроскопе частотно-широкополосного источника света совместно с широкоапертурными объективами. Следует отметить, что

$$\Delta z_{M1} \approx |\delta\tilde{z}| + |\tilde{\Delta}|. \quad (27)$$

На рис.8 представлены переменные составляющие сигнала интерференционного микроскопа, схема которого приведена на рис.5, от двухслойного объекта при двух значениях числовой апертуры зондирующего такой объект пучка. Объект представлял собой тонкослойную кювету из покровного стекла для микроскопа, приклеенного к оптическому зеркалу с напылением из алюминия с

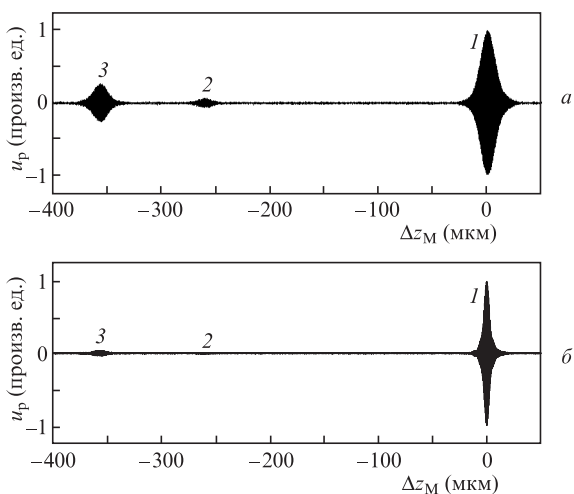


Рис.8. Сигналы интерференционного микроскопа с освещением объекта сфокусированным пучком света от двухслойного микрообъекта при числовых апертурах зондирующего объект пучка NA = 0.12 (а) и 0.50 (б). Цифрами обозначены сигналы от границы раздела воздух–стекло (1), стекло–воздух (2) и воздух–металл (3).

помощью двухстороннего скотча, игравшего роль спейсера для воздушного зазора между покровным стеклом и отражающей металлизированной поверхностью зеркала. Толщина покровного стекла $d_1 = 170 \pm 10$ мкм, показатель преломления $n_1 \approx 1.51$, толщина воздушного зазора $d_2 = 95 \pm 1$ мкм, показатель преломления воздуха $n_2 \approx 1$; иммерсия в эксперименте не использовалась, так что $n_0 \approx 1$. Источником света служил суперлюминесцентный диод ($\lambda_0 = 0.831$ мкм, $\Delta\lambda = 0.0164$ мкм). Отчетливо видно уменьшение амплитуды сигналов, соответствующих границам раздела в глубине объекта (стекло–воздух и воздух–металл), при увеличении числовой апертуры зондирующего пучка.

5. Способ компенсации эффекта декорреляции, вызванного разнонаправленным влиянием углового и частотного спектров поля на сигнал интерферометра

В интерференционной микроскопии эффект уменьшения амплитуды сигналов, приходящих от границ раздела слоев в толще объекта, при совместном использовании широкополосного источника и объективов с большой числовой апертурой пытаются так или иначе нивелировать: путем, например, компенсирующего изменения длины объектного плеча интерферометра [14] на величину Δz_{M1} , определяемую выражением (26), или различными численными методами на стадии компьютерной обработки интерференционных сигналов [33, 34, 37]. В работах [24–26] предлагается использовать узкополосный источник во избежание возникновения указанного эффекта, однако этот способ не может полностью исключить эффект декорреляции, поскольку при увеличении числовой апертуры зондирующего объект пучка возникает сферическая аберрация, приводящая к уменьшению амплитуды и расплыванию интерференционных импульсов, соответствующих границам раздела в толще объекта [38]. В работах [39–42] эффект разнонаправленного влияния углового и частотного спектров на формирующий сигнал интерферометра используется для одновременного определения геометрической толщины и показателя преломления.

Процедура одновременного определения геометрической толщины и показателя преломления однослойного объекта сводится к последовательной фокусировке объектного пучка сначала на переднюю, а затем на заднюю границы объекта, и к измерению расстояния между этими положениями по оси Δz_M , которые задаются выражениями (22). На втором этапе процедуры длина опорного плеча изменяется на величину Δz_{M1} , определяемую выражением (26); критерием того, что изменение длины опорного плеча достигло указанной величины, является достижение максимума амплитуды сигнала интерференционного микроскопа от задней поверхности слоя. Таким образом, имеются две измеренные величины, которые позволяют рассчитать с помощью формул (22) и (26) искомые величины d и n слоя при условии, что известно n_0 . Формулы (22) и (26) получены в предположении независимости показателя преломления n исследуемого слоя от частоты (длины волны) света, что в общем случае несправедливо при использовании частотно-широкополосного излучения. С помощью различных методик можно учесть зависимость $n(\lambda)$ [41, 42], что позволяет определять геометрическую толщину и показатель преломления с относительной точностью $\sim 0.1\%$ [42]. Для показателя преломле-

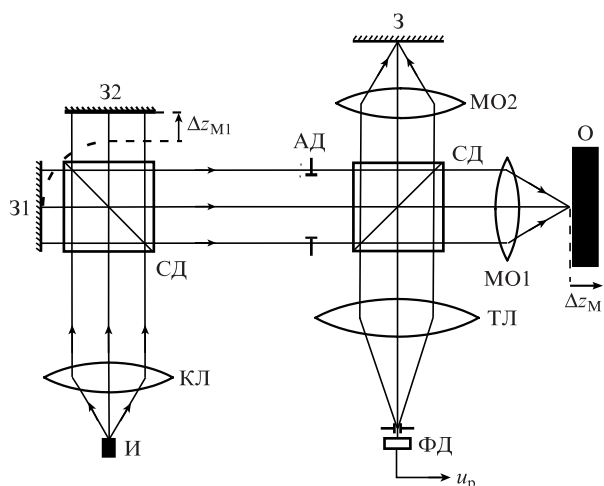


Рис.9. Оптическая схема интерференционного микроскопа с освещающим интерферометром:

И – широкополосный источник света; КЛ – коллимирующая линза; АД – апертурная диафрагма; СД – светоделители; 31, 32, 3 – зеркала; МО1, МО2 – микрообъективы; О – объект; ТЛ – тубусная линза; ФД – фотодетектор; u_p – фотоэлектрический сигнал; Δz_M – продольный сдвиг объекта О относительно фокуса объектива МО1; Δz_{M1} – компенсирующий сдвиг зеркала освещающего интерферометра.

ния это означает неопределенность в третьем знаке после запятой.

Для компенсации рассмотренного эффекта декорреляции мы предлагаем использовать в качестве источника света для интерференционного микроскопа освещающий интерферометр с широкополосным источником света [43], в котором разность плеч определяется выражением (26). Схема такой интерференционной системы приведена на рис.9.

На рис.10 показаны огибающие интерференционных сигналов измерительного интерферометра-микроскопа при различных значениях Δz_{M1} в плечах освещающего интерферометра. В качестве объекта выступала тонкослойная кювета, которая применялась в предыдущем эксперименте (см. рис.8).

Методика определения геометрической толщины и показателя преломления слоя, в том числе с учетом дисперсии показателя преломления, с использованием предложенной нами схемы аналогична рассмотренной выше с той лишь разницей, что внесение компенсирующей разности плеч Δz_{M1} происходит не в самом измерительном интерференционном микроскопе, а в его освещающей части. Это позволяет сделать интерференционный микроскоп достаточно компактным путем замены штатной освещающей части на освещающий интерферометр и использовать данный метод для промышленно выпускаемых интерференционных микроскопов, в которых конструктивно не предусмотрена возможность изменения длины опорного плеча, например в интерферометре Миро [22, 23].

6. Заключение

Изложенные в настоящей работе результаты, как мы полагаем, дополняют и развивают представления о корреляционных свойствах оптических волновых полей, определяемых совместно их угловыми и частотными спектрами, а также развивают теоретические и экспериментальные представления о проявлении этих свойств в частично когерентной интерферометрии, в частности в ин-

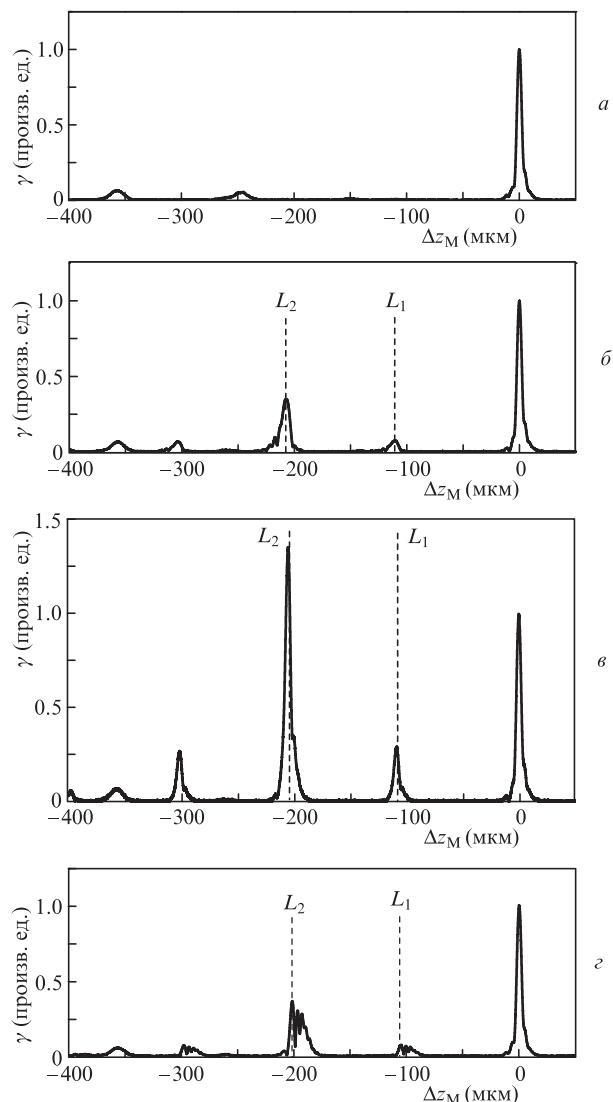


Рис.10. Огибающие (коэффициенты модуляции γ) сигнала измерительного интерференционного микроскопа при сдвиге в плечах освещающего интерферометра $\Delta z_{M1} = 138 \pm 20$ (а), 163 ± 20 (б), 175 ± 20 (в) и 188 ± 20 мкм (г) для $L_1 \approx d_1/n_1 = 108 \pm 1$ мкм и $L_2 = d_1/n_1 + d_2/n_2 = 205 \pm 1$ мкм.

терференционной микроскопии, при использовании частотно-широкополосных источников света и оптических элементов (объективов) с большой числовой апертурой.

Продольные корреляционные свойства оптического поля в общем случае определяются и частотным, и угловым спектрами поля. Влияние этих спектров на продольную корреляцию поля имеет совместный и конкурирующий характер. Применительно к интерференционной микроскопии это означает зависимость продольного разрешения одновременно и от ширины частотного спектра используемого излучения, и от числовой апертуры объективов в плечах микроскопа. При равном влиянии углового и частотного спектров на продольную корреляцию поля, когда $\rho_{||} \approx l_c$, длина продольной корреляции оказывается примерно в два раза меньше каждой из этих величин: $L_c \approx 0.5 \rho_{||} \approx 0.5 l_c$. Этот эффект может быть использован для увеличения приблизительно в два раза продольного разрешения интерференционного микроскопа при профилометрии поверхности объекта.

При прохождении поля с широкими угловым и частотным спектрами через плоскопараллельный слой среды

происходит декорреляция этого поля по отношению к полю, не прошедшему через такой слой. Эта декорреляция обусловлена разнонаправленным влиянием углового и частотного спектров на пространственно-временные корреляционные свойства поля. В интерференционной микрокопии слоистых объектов этот эффект приводит к уменьшению амплитуды сигналов от границ раздела слоев в толще объекта, вплоть до их полного исчезновения на фоне шумов регистрирующей электронной аппаратуры, при увеличении числовой апертуры зондирующего объекта пучка света.

Предложен способ компенсации рассмотренного эффекта декорреляции с помощью освещающего интерферометра с частотно-широкополосным источником света, играющего роль источника света для интерференционного микроскопа. Путем изменения разности длин плеч освещающего интерферометра становится возможным компенсировать эффект декорреляции в измерительном интерференционном микроскопе, увеличить амплитуду сигналов от границ раздела слоев в толще объекта и таким образом обнаружить и определить эти границы. Измерение расстояния между интерференционными пиками, соответствующими границам раздела слоев внутри объекта, и компенсирующей разности плеч в освещающем интерферометре позволяет решить задачу одновременного определения геометрической толщины и показателя преломления слоев внутри объекта без априорной информации об их параметрах. При этом предложенная оптическая схема с освещающим интерферометром имеет ряд преимуществ по сравнению с системами-аналогами, поскольку компенсирующие изменения длин плеч происходят в освещающем интерферометре, а не в самом измерительном интерференционном микроскопе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта № 14.В37.21.0728 программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ № НШ-1177.2012.2.

1. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
2. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Наука. Физматлит, 2000).
3. Françon M., Mallick S. *Appl. Opt.*, **6**, 873 (1967).
4. Сороко Л.М. *Основы голографии и когерентной оптики* (М.: Наука, 1971).
5. Рыгов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля* (М.: Наука, 1978).

6. Zarubin A.M. *Opt. Commun.*, **100**, 491 (1993).
7. Rosen J., Yariv A. *Opt. Commun.*, **117**, 8 (1995).
8. Wolf E. *Opt. Lett.*, **19**, 2024 (1994).
9. Локшин Г.Р., Ученев А.В., Энтин М.А. *Радиотехника и электроника*, **97**, 416 (2000).
10. Ryabukho V., Lyakin D., Lobachev M. *Opt. Lett.*, **29**, 667 (2004).
11. Sheppard C.J.R., Roy M., Sharma M.D. *Appl. Opt.*, **43**, 1493 (2004).
12. Aguirre A.D., Fujimoto J.G., in *Optical Coherence Tomography. Technology and Applications* (Berlin: Springer, 2008, p. 505).
13. Dubois A., Vabre L., Voccaro A.C., Beaufrepair E. *Appl. Opt.*, **41**, 805 (2002).
14. Dubois A., Voccaro A.C., in *Optical Coherence Tomography. Technology and Applications* (Berlin: Springer, 2008, p. 565).
15. Rosen J., Takeda M. *Appl. Opt.*, **37**, 4107 (2000).
16. Pavliček P., Halouzka M., Duan Z., Takeda M. *Appl. Opt.*, **48**, H40 (2009).
17. Liu Z., Gemma T., Rosen J., Takeda M. *Appl. Opt.*, **49**, D12 (2010).
18. Liu H., Han S. *Opt. Lett.*, **33**, 824 (2008).
19. Ferri F., Magatti D., Sala V.G., Gatti A. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 261109 (2008).
20. Abdulhalim I. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **8**, 952 (2006).
21. Zeylikovich I. *Appl. Opt.*, **47**, 2171 (2008).
22. De Groot P., de Lega X.C. *Appl. Opt.*, **43**, 4821 (2004).
23. De Groot P., de Lega X.C. *Opt. Lett.*, **32**, 1638 (2007).
24. Safrani A., Abdulhalim I. *Appl. Opt.*, **50**, 3021–21 (2011).
25. Safrani A., Abdulhalim I. *Opt. Lett.*, **37**, 458 (2012).
26. Abdulhalim I. *Ann. Phys.*, **524**, 787 (2012).
27. Gamliel A., Agrawal G.P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **7**, 2184 (1990).
28. Дьяков Ю.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 1068 (1993).
29. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. *Оптика и спектроскопия*, **107**, 300 (2009).
30. Ryabukho V.P., Lyakin D.V., Grebenyuk A.A., Klykov S.S. *J. Opt.*, **15**, 025405 (2013).
31. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. *Оптика и спектроскопия*, **102**, 996 (2007).
32. Лякин Д.В., Рябухо В.П. *Письма в ЖТФ*, **37**, 94 (2011).
33. Labiau S., David G., Gigan S., Voccaro A.C. *Opt. Lett.*, **34**, 1576 (2009).
34. Binding J., Ben Arous J., Leger J.-F., Gigan S., Voccaro C., Bourdieu L. *Opt. Express*, **19**, 4833 (2011).
35. Ryabukho V., Lyakin D., Lobachev M. *Opt. Lett.*, **30**, 224 (2005).
36. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. *Оптика и спектроскопия*, **100**, 807 (2006).
37. Grebenyuk A.A., Ryabukho V.P. *Opt. Lett.*, **37**, 2529 (2012).
38. Рябухо В.П., Лычагов В.В., Лякин Д.В., Смирнов И.В. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 854 (2011).
39. Tearney G.J., Brezinski M.E., Southern J.F., Bouma B.E., Hee M.R., Fujimoto J.G. *Opt. Lett.*, **20**, 2258 (1995).
40. Fukano T., Yamaguchi I. *Opt. Lett.*, **21**, 1942 (1996).
41. Maruyama H., Inoue S., Mitsuyama T., Ohmi M., Haruna M. *Appl. Opt.*, **41**, 1315 (2002).
42. Kim S., Na J., Jin Kim M., Ha Lee B. *Opt. Express*, **16**, 5516 (2008).
43. Lyakin D.V., Lobachev M.I., Ryabukho V.P., Tuchin V.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4956**, 163 (2006).