

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ УГЛОВОГО СПЕКТРА ОСВЕЩАЮЩЕГО ПОЛЯ В ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МИКРОСКОПИИ СЛОИСТЫХ ОБЪЕКТОВ

А.А. Дьяченко^{1,2}, Л.А. Максимова¹, В.П. Рябухо^{1,2}

¹Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов, Россия,

²Саратовский государственный университет, г. Саратов, Россия

Аннотация

Рассмотрено влияние ширины углового спектра освещающего объект полихроматического поля на цвет интерференционного изображения в оптической микроскопии слоистых микроструктур. Получены выражения для интенсивности интерференционного изображения однослойного объекта с учётом частотного и углового спектров освещающего поля. Показано влияние ширины углового спектра освещающего поля на взаимную когерентность и разность фаз интерферирующих волн. Приводятся результаты компьютерного моделирования формирования интерференционных изображений тонкого слоя при квазиомохроматическом и полихроматическом освещаемом поле с различной шириной углового спектра. Проведён количественный анализ влияния угловой апертуры поля белого света на цвета формируемого интерференционного изображения. Экспериментально исследованы изменения интерференционных цветов изображения слоя в оптическом микроскопе при изменении ширины углового спектра освещающего поля, и проведено сравнение изменений цветов изображений, получаемых экспериментально и теоретически.

Ключевые слова: оптическая микроскопия, интерференция, интерференционные изображения, угловой спектр, пространственная когерентность, длина когерентности, интерференционный цвет, цифровая обработка изображений, слоистые микроструктуры.

Цитирование: Дьяченко, А.А. Проявление эффектов углового спектра освещающего поля в полихроматической интерференционной микроскопии слоистых объектов / А.А. Дьяченко, Л.А. Максимова, В.П. Рябухо // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 6. – С. 959-969. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-6-959-969.

Введение

Для решения широкого класса измерительных задач в технике и биомедицине применяются методы интерференционной микроскопии [1–3], которые отличаются высокой точностью, информативностью и пространственным разрешением измерений, использованием в качестве меры длины волны света, а также бесконтактностью измерений и отсутствием в большинстве практических случаев воздействия на измеряемый объект. В настоящее время в интерференционной микроскопии актуальной задачей становится усовершенствование методов измерений с использованием цифровых систем записи и обработки изображений для повышения точности и расширения функциональных возможностей этих методов, что проявляется как в совершенствовании измерительной техники, так и в развитии математических алгоритмов обработки сигналов [1, 2, 4].

Одной из распространённых задач интерференционной микроскопии является определение толщин различных тонких слоёв структуры микрообъектов технического и биологического происхождения. Типичные толщины слоёв таких объектов в доли и единицы микрометров позволяют наблюдать цветные интерференционные изображения слоёв в отсутствие опорной волны с использованием обычного оптического микроскопа.

Для анализа наблюдаемых в микроскопии интерференционных эффектов в изображении слоистых объектов необходимо теоретическое описание формирования интерференционных изображений тонких слоёв. В [5] представлено теоретическое описание

формирования интерференционных изображений однослойного объекта в микроскопе с использованием белого света и рассмотрена возможность применения данного теоретического аппарата для решения обратной задачи – определения оптической толщины слоя по количественным параметрам цвета его цифрового интерференционного изображения. Показано, что основными факторами, влияющими на цвет интерференционной картины в цифровом изображении тонкого слоя с заданной оптической толщиной, являются спектральный состав используемого излучения и спектральные характеристики матричного фотодетектора, применяемого для цифровой записи изображений, а также спектральные свойства оптических элементов микроскопа, коэффициенты отражения и пропускания света границами слоя и величины фазовых сдвигов волн при отражении от границ слоя.

Вместе с этим ещё одним фактором, влияние которого на структуру интерференционного изображения в высокоразрешающей микроскопии нельзя не учитывать, служит конечная ширина углового спектра – угловой апертуры – волнового поля, освещающего слоистый объект. При достаточно широком угловом спектре освещающего слоя поля разность хода и, соответственно, разность фаз интерферирующих волн и, как следствие, период интерференционных осцилляций оказываются зависимыми от ширины углового спектра поля [6–11]. Кроме этого, длина продольной когерентности освещающего поля и, как следствие, степень взаимной когерентности волн, формирующих интерференционное изображение, также оказываются зависимыми от ширины угловой

апертуры поля [8, 10, 12–18]. Влияние углового спектра интерферирующих волн на результат их интерференции в микроскопии рассматривается в [2, 8, 10, 11, 17, 19–21]. В [8, 18, 21] рассматривается совместное влияние на взаимную когерентность интерферирующих полей ширины углового и ширины частотного спектров освещающего поля.

В настоящей работе рассматривается математическая модель интерференционного изображения слоя с учётом влияния параметров углового и частотного спектров волнового поля, освещающего слоистый объект в оптическом микроскопе. Эта модель использовалась для получения количественной оценки изменения цвета интерференционного изображения при изменении параметров освещения – как частотных, так и угловых. Для определения погрешностей при анализе цветных интерференционных изображений проведена количественная оценка изменения цвета интерференционных изображений, для чего были рассчитаны изменения цветных координат смоделированных изображений при изменении ширины углового спектра поля освещения. Полученные результаты сравнивались с экспериментально наблюдаемым изменением цвета в оптическом микроскопе. Решения указанных задач позволили сделать вывод о существенном влиянии параметров углового спектра освещения на интерференционные эффекты и количественно учесть это влияние в разработанной математической модели интерференционного изображения тонкого слоя.

1. Влияние ширины углового спектра освещающего поля

Для контроля тонких слоистых микрообъектов может быть использован оптический микроскоп (рис. 1а) с освещением по Кёллеру [22], когда апертурная диафрагма AS системы освещения отображается конденсорной линзой L2 в заднюю фокальную плоскость микрообъектива MO. При освещении слоистого микрообъекта полихроматическим излучением – белым светом, формируется цветное интерференционное изображение слоя, если его оптическая толщина не превышает половины длины L_c продольной когерентности волнового поля с учётом спектральных свойств используемого фотоприёмника.

При достаточно малом размере апертурной диафрагмы освещения AS формируется её квазиточечное изображение в фокальной плоскости микрообъектива, которое служит вторичным источником света. В этом случае при использовании микрообъектива с малой числовой апертурой и, соответственно, относительно большим фокусным расстоянием объект будет освещаться почти параллельным пучком лучей – квазиплоской волной – с малой шириной углового спектра, практически не влияющей на параметры интерференционного изображения. Поэтому для формального описания полихроматического интерференционного изображения тонкого слоя при таком его освещении можно учитывать только спектральные свойства излучения, оптической системы, объекта и фотодетек-

тора [5]. При использовании микрообъектива с достаточно большой числовой апертурой NA_{MO} и, соответственно, малым фокусным расстоянием f и малым диаметром d_{MO} линейной апертуры освещающего объект поле будет иметь не узкий, а достаточно широкий угловой спектр даже при минимально возможной апертурной диафрагме AS системы освещения микроскопа. Вследствие этого продольная длина когерентности освещающего объект поля L_c оказывается зависимой не только от ширины частотного спектра, но также и от ширины углового спектра [8, 10, 18], что с необходимостью должно проявляться в интерференционном изображении слоя – в контрасте и цвете интерференционной картины. Кроме этого, освещение слоистого объекта волновым полем с широким угловым спектром предопределяет зависимость разности фаз волновых полей, отражённых границами слоя, от ширины углового спектра освещающего поля [6–11], что также должно проявляться в параметрах цвета интерференционного изображения слоя.

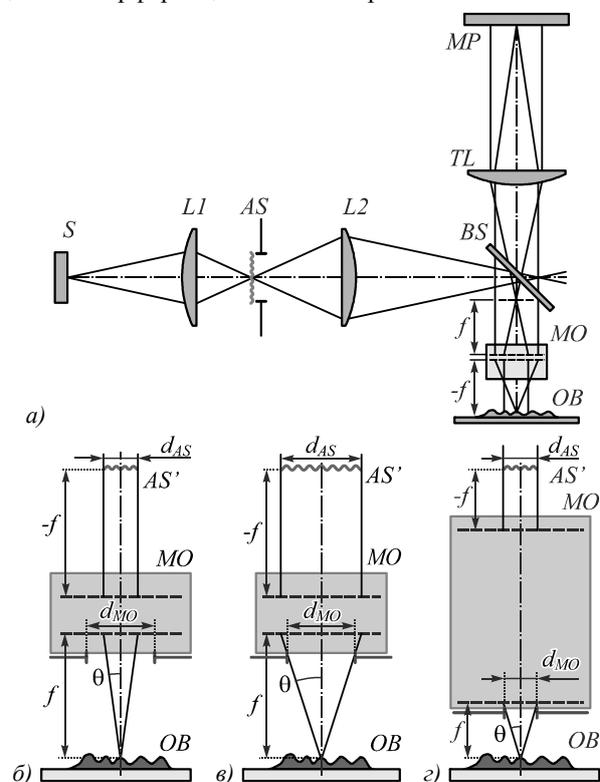


Рис. 1. Освещение в микроскопе слоистого объекта волновым полем с конечной угловой апертурой: схема микроскопа (а), освещение объекта при $d_{AS} < d_{MO}$ (б), освещение объекта при $d_{AS} \geq d_{MO}$ (в), использование микрообъектива с большим увеличением (г); S – протяжённый источник света, L1 и L2 – линзы осветительной системы, AS – апертурная диафрагма системы освещения, BS – делитель пучка, MO – микрообъектив, OB – объект, TL – тубусная линза, MP – матричный фотодетектор

В микроскопии угловая апертура освещающего объект поля, количественно определяемая величиной числовой апертуры NA_i , ограничивается либо размером изображения апертурной диафрагмы системы

освещения и фокусным расстоянием f микрообъектива, либо числовой апертурой NA_{MO} используемого микрообъектива. Первый вариант имеет место, когда линейные размеры изображения апертурной диафрагмы d_{AS} оказываются меньше линейного размера апертуры микрообъектива d_{MO} , второй вариант – когда $d_{AS} \geq d_{MO}$. Эти варианты освещения объекта схематично показаны на рис. 1б-г. Микрообъективы с большой числовой апертурой имеют соответственно малые размеры линейной апертуры d_{MO} и малое фокусное расстояние f (рис. 1з). Так что при малом размере изображения апертуры системы освещения d_{AS} падающее на объект поле имеет большую числовую апертуру NAi , равную числовой апертуре микрообъектива NA_{MO} . Этот вариант представлен на рис. 1з.

Волновое поле изображения апертурной диафрагмы AS' , переотображаемое конденсорной линзой $L2$ в фокальную плоскость микрообъектива, по сути является вторичным источником волнового поля освещения объекта. Этот протяжённый источник можно представить в виде совокупности бесконечно большого числа взаимно некогерентных квазиточечных источников в силу пространственной некогерентности используемого в микроскопе реального протяжённого источника света S . Взаимная некогерентность этих источников позволяет рассматривать формирование интерференционного изображения как результат некогерентного сложения (сложения по интенсивности) интерференционных изображений, образующихся при освещении слоя под разными углами плоскими волнами от каждого вторичного источника по отдельности [8, 10, 22].

При произвольном угле падения θ плоской волны на слой толщиной d и показателем преломления n между волнами, отраженными границами слоя, образуется фазовый сдвиг $\Delta\phi_{12}$, обусловленный прохождением преломленной волны внутри слоя и скачками фаз волн ϕ_1 и ϕ_2 при их отражении от границ слоя, $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$. Этот фазовый сдвиг можно представить с помощью следующих выражений [8, 10]:

$$\Delta\phi_{12} = 2dk'_z N'_z + \Delta\phi = \tag{1.1}$$

$$= 2dk_0 n \sqrt{1 - (N'_x)^2 - (N'_y)^2} + \Delta\phi = \tag{1.2}$$

$$= 2dk_0 n \sqrt{1 - (N'_r)^2} + \Delta\phi = \tag{1.3}$$

$$= 2dk_0 n \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n}\right)^2 N_r^2} + \Delta\phi = \tag{1.4}$$

$$= 2dk_0 \sqrt{n^2 - NA^2} + \Delta\phi, \tag{1.5}$$

где k_0 и k' – волновые числа полей в вакууме и внутри слоя: $k' = k_0 n = (2\pi/\lambda_0)n$, λ_0 – длина волны в вакууме, N'_z – проекция на оптическую ось z единичного вектора \vec{N}' направления распространения преломленной волны внутри слоя, N'_x и N'_y – проекции вектора \vec{N}' на оси координат x и y :

$$(N'_z)^2 = 1 - (N'_x)^2 - (N'_y)^2 = 1 - (N'_r)^2,$$

N'_r – проекция вектора \vec{N}' на плоскость x, y , \vec{N} – единичный вектор распространения волны, падающей на слой; N_r – проекция вектора \vec{N} на плоскость x, y , $nN'_r = n_0 N_r = n_0 \sin \theta = NA$, n_0 – показатель преломления среды до слоя, θ – угол падения волны на слой, $k_0 NA = \xi_{xy}$ – круговая пространственная частота в плоскости x, y возмущений плоской волны длиной λ_0 , падающей под углом θ в освещающем слой волновом поле.

При осесимметричном угловом спектре освещающего поля $J(\vec{N}) = J(N_x, N_y)$, что имеет место при использовании круглых диафрагм апертур системы освещения и микрообъектива и при осесимметричном освещении этих диафрагм, для количественного учета влияния ширины углового спектра освещающего поля на интерференционное изображение слоя наиболее удобно использовать выражение (1.4) или (1.5) для разности фаз интерферирующих волн. В этом случае угловой спектр освещающего поля $J(\vec{N})$ можно представить в виде $J(N_r)$ или $J(NA)$. Тогда, используя цилиндрическую систему координат и выражение (1.5), для интенсивности изображения прозрачного спектрально непоглощающего слоя, следуя [8, 10], можно получить выражение

$$I(x, y) = I(d(x, y), n, k_0, NAi) = 2\pi n_0 \times \int_0^{NAi} J(NA) \left[R_1 + (1 - R_1)^2 R_2 + 2\sqrt{R_1 R_2 (1 - R_1)^2} \times \cos \left(k_0 2d(x, y) n \sqrt{1 - \frac{NA^2}{n^2} + \Delta\phi} \right) \right] NA dNA, \tag{2}$$

где $J(NA)$ – интенсивность составляющих углового спектра освещающего слой поля – плоских волн с угловой переменной NA , $NAi = n_0 \sin \theta_m$ – числовая апертура освещающего поля, равная максимальной величине переменной NA , θ_m – максимальный угол падения волны на слой, $R_1(k_0, NA)$ и $R_2(k_0, NA)$ – энергетические коэффициенты отражения границ слоя, которые в общем случае зависят от длины волны и угла падения θ освещающего поля.

Для не монохроматического, а частотно широкополосного освещающего поля со спектральной функцией $g^2(k_0)$ для интенсивности интерференционного изображения, вместо (2), следует использовать интегральное выражение

$$I(d(x, y), n, NAi) = \int_0^\infty I(d(x, y), n, k_0, NAi) g^2(k_0) dk_0. \tag{3}$$

Таким образом, выражения (2) и (3) позволяют рассчитать интенсивность света в плоскости интерференционного изображения в зависимости от параметров тонкого слоя – d, n, R_1 и R_2 , а также от ширины углового спектра освещающего поля, выраженной в значении его числовой апертуры NAi , и от параметров частотного спектра освещающего поля, опреде-

ляемых его спектральной функцией – спектральным контуром $g^2(k_0)$ или $g^2(\lambda_0)$.

На рис. 2 представлены кривые зависимости нормированных значений третьего слагаемого в (2) – интерференционного слагаемого, от величины оптической толщины слоя (ОТС) dn при различных значениях числовой апертуры NAi освещающего слой квазимонохроматического поля с равномерным угловым спектром $J(NA) = \text{const}$.

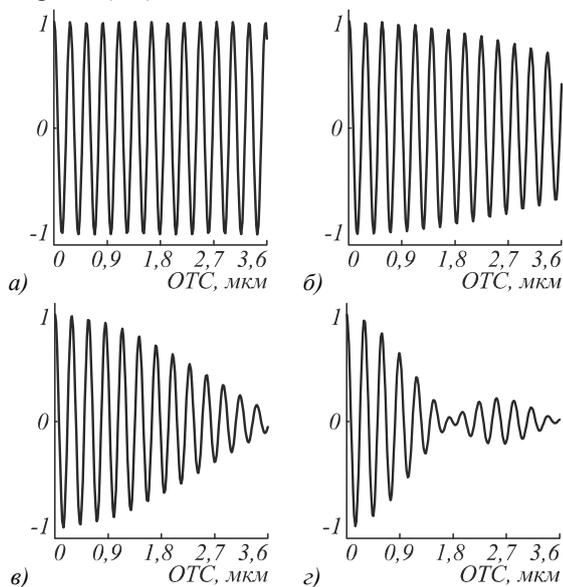


Рис. 2. Зависимость нормированного интерференционного слагаемого от оптической толщины слоя (ОТС) dn ($n = 1,5$) при различной числовой апертуре NAi монохроматического освещающего поля ($\lambda_0 = 0,55$ мкм):

$NAi = 0$ (а); $NAi = 0,4$ (б); $NAi = 0,55$ (в); $NAi = 0,8$ (г)

Кривые показывают влияние ширины углового спектра освещающего поля на величину амплитуды интерференционных осцилляций и их контраст. Это влияние с физической точки зрения следует интерпретировать как эффект снижения степени взаимной когерентности интерферирующих волновых полей, обусловленный уменьшением длины продольной когерентности освещающего поля с увеличением ширины его углового спектра [13–20].

Вместе с этим выражения (1.1–1.5) также показывают, что от ширины углового спектра зависит и разность фаз интерферирующих волн, что должно отразиться в цвете формируемого в белом свете интерференционного изображения оптического слоя.

Ниже эффекты декогерентности и изменения интерференционного цвета, возникающие при увеличении числовой апертуры NAi освещающего слой поля, анализируются с использованием численного моделирования интерференционных изображений и экспериментально.

2. Влияние углового спектра освещающего поля на взаимную когерентность волновых полей

Уменьшение амплитуды интерференционных осцилляций (рис. 2) при увеличении ширины угловой апертуры освещающего слой поля свидетельствует о

снижении взаимной когерентности интерферирующих волн, отраженных границами слоя [13–20]. В [16, 18] показано, что при достаточно широком угловом спектре и сравнительно узком частотном спектре волнового поля длина его продольной когерентности L_c может ограничиваться не шириной частотного спектра $\Delta\lambda$, а шириной углового спектра поля θ_m :

$$L_c \approx \rho_z \approx \frac{\bar{\lambda}_0/n}{2 \sin^2\left(\frac{\theta_m}{2}\right)} = \frac{\bar{\lambda}_0/n}{\left(1 - \sqrt{1 - (NAi)^2/n^2}\right)}, \quad (4)$$

где $\bar{\lambda}_0$ – средняя длина волны поля в вакууме.

Когда толщина слоя d приблизительно равна половине длины продольной когерентности поля внутри слоя $L'_c = \rho'_z$, то между полями, отраженными гранями слоя, возникает декогерентность и интерференция полей исчезает. Так, например, при использовании в микроскопии микрообъектива с числовой апертурой $NA_{MO} = 0,85$ длина когерентности L'_c частотно узкополосного поля внутри слоя с показателем преломления $n = 1,5$, согласно (4), равна $\rho'_z \approx 2,1$ мкм при $\bar{\lambda}_0 \approx 0,55$ мкм, тогда как длина временной когерентности белого света видимого диапазона, $l'_c \approx \bar{\lambda}_0^2/(n\Delta\lambda) \approx 1,6$ мкм при $\Delta\lambda \approx 0,13$ мкм. Это означает, что эффект декогерентности полей, формирующей интерференционное изображение слоя, при такой числовой апертуре микрообъектива должен возникать при использовании даже узкополосного (окрашенного) света примерно при тех же толщинах пленки, что и при использовании белого света.

На рис. 3 приведены интерференционные изображения линейного оптического клина, полученные в результате численного моделирования как результат некогерентного сложения множества интерференционных изображений клина, формируемых при различных углах падения на клин плоских волн в пределах угловой апертуры освещающего поля, определяемой его числовой апертурой NAi .

В частотно широкополосном волновом поле возникает совместное влияние его частотного и углового спектров на длину продольной когерентности поля, приводящее к уменьшению его длины когерентности при увеличении ширины этих спектров [8, 13, 14, 16, 18–20].

В [16, 18] получено выражение для длины продольной когерентности поля L'_c в зависимости от ширины $\Delta\lambda$ частотного и от ширины θ'_m углового спектров, которое для поля внутри слоя объекта можно записать в виде

$$L'_c \approx \left(\frac{\Delta\lambda n}{\bar{\lambda}_0^2} \cos^2 \frac{\theta'_m}{2} + \frac{2n}{\lambda_0} \sin^2 \left(\frac{\theta'_m}{2} \right) \right)^{-1} = \left(\frac{\Delta\lambda n}{\bar{\lambda}_0^2} \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{NAi^2}{n^2}} \right) + \frac{n}{\lambda_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{NAi^2}{n^2}} \right) \right)^{-1}, \quad (5)$$

где NAi – числовая апертура освещающего слоя поля, равная, согласно закону преломления света, числовой апертуре поля внутри слоя NAi' .

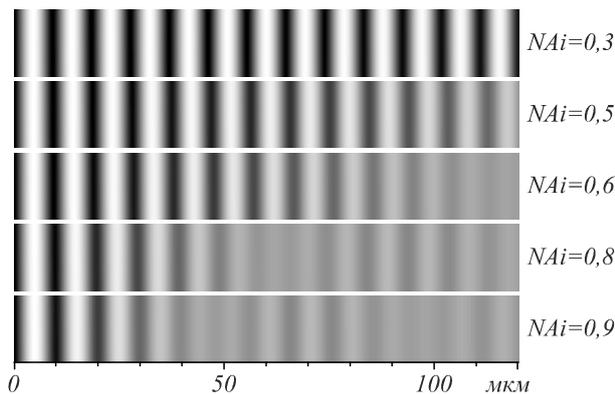


Рис. 3. Квазимонохроматические ($\bar{\lambda}_0 = 0,55$ мкм) интерференционные изображения линейного клина ($n = 1,5, \beta = 0,02$, длина клина 120 мкм), формируемые при различных числовых апертурах NAi освещающего клин волнового поля

С увеличением ширины углового спектра – с увеличением NAi , длина продольной когерентности L'_c поля внутри слоя уменьшается. Следовательно, уменьшается оптическая толщина слоя dn , которая может быть измерена колориметрическим методом анализа интерференционного изображения слоя [5].

Можно сделать следующие оценки для длины продольной когерентности L'_c и, соответственно, для оптической толщины контролируемой пленки. Если применяется малая апертурная диафрагма осветительной системы и, как следствие, слой освещается полем с малой шириной углового спектра, то согласно (5) длина когерентности $L'_c \approx l'_c \approx \bar{\lambda}_0^2 / (n\Delta\lambda)$. Для белого света видимого диапазона в этом случае имеем $L'_c \approx 1,6$ мкм. Следовательно, контролируемая пленка должна иметь толщину не более $L'_c / 2 \approx 0,8$ мкм. Если применяется широкая апертурная диафрагма осветительной системы, такая что выходная апертура микрообъектива полностью заполняется лучами света, идущими параллельно оптической оси микрообъектива, и, следовательно, работает вся апертура микрообъектива, то слой освещается полем с угловой апертурой, определяемой числовой апертурой микрообъектива, $NAi = NA_{MO}$. При использовании широкоапертурного микрообъектива, например с $NA_{MO} = 0,85$, длина продольной когерентности, согласно (5), оказывается равной $L'_c \approx 0,94$ мкм. Следовательно, толщина контролируемой пленки не должна превышать примерно 0,47 мкм, что в 1,7 раза меньше, чем при освещении белым светом с малой угловой апертурой. Это весьма существенное различие в оптических толщинах контролируемых слоев при практической реализации методов интерференционной микроскопии слоистых объектов.

3. Влияние ширины углового спектра освещающего поля на цвет интерференционного изображения

При численном моделировании и обработке экспериментальных интерференционных изображений тонких слоев в белом свете важно учитывать как спектральные характеристики освещения, так и чувствительность регистрирующей аппаратуры [23, 24]. В [5] получены выражения для интерференционного изображения в спектральном представлении для каждого канала цветовой модели RGB. Эти выражения должны быть дополнены преобразованиями, учитывающими влияние на изображение углового спектра освещающего поля. При этом важно учитывать особенности регистрации цветного изображения матричным фотодетектором. Перед регистрирующей матрицей в фотодетекторе установлены светофильтры, которые выделяют из всего светового спектра изображения определенные спектральные интервалы, соответствующие той или иной цветовой системе камеры. Традиционным является представление цветного изображения в цветовой системе RGB. Фотодетектор формирует три монохромные картины, соответствующие каждому цветовому каналу, интенсивности которых в целочисленных значениях в интервале 0–255 определяют цветовые координаты изображения [25], после чего встроенный микропроцессор формирует полное цветное изображение. С математической точки зрения это означает, что спектральная функция падающего поля перемножается со спектральной функцией цветного канала фотодетектора $f_{ch}^2(k_0)$, а само выражение для интерференционного изображения слоя (3) принимает вид:

$$I_{ch}(d(x, y), n, NAi) = \int_0^\infty I(d(x, y), n, k_0, NAi) g^2(k_0) f_{ch}^2(k_0) dk_0. \tag{6}$$

В результате из одного выражения (3) получается система трех выражений, каждое из которых описывает монохромное интерференционное изображение. С практической точки зрения удобнее работать в шкале длин волн, поскольку в этом случае можно напрямую оперировать данными о спектрах освещения, полученными в спектроскопических измерениях, и паспортными данными устройств. Сделав соответствующую замену переменных, а также сгруппировав некоторые множители, можно получить интерференционное уравнение в следующем виде:

$$I_{ch}(d(x, y), n, NAi) = \int_0^\infty \left(\frac{2\pi}{\lambda_0^2} \right) I(d(x, y), n, \lambda_0, NAi) \times g^2(\lambda_0) f_{ch}^2(\lambda_0) \tau^2(\lambda_0) d\lambda_0 \tag{7.1}$$

или в виде:

$$\begin{aligned}
 I_{ch}(d(x, y), n, NAi) = & \frac{2\pi}{n_0^2} \int_0^\infty \left(\frac{2\pi}{\lambda_0^2}\right) G(R_1(\lambda_0), 0, NAi, \lambda_0) F_{ch}^{eff}(\lambda_0) d\lambda_0 + \\
 & + \frac{2\pi}{n_0^2} \int_0^\infty \left(\frac{2\pi}{\lambda^2}\right) G(R_2(\lambda_0)(1-R_1(\lambda_0))^2, 0, NAi, \lambda_0) F_{ch}^{eff}(\lambda_0) d\lambda_0 + \\
 & + \frac{2\pi}{n_0^2} \int_0^\infty \left(\frac{2\pi}{\lambda_0^2}\right) G\left(\sqrt{R_1(\lambda_0)R_2(\lambda_0)(1-R_1(\lambda_0))^2}, d(x, y), NAi, \lambda_0\right) F_{ch}^{eff}(\lambda_0) d\lambda_0,
 \end{aligned}
 \tag{7.2}$$

где $R_1(\lambda_0)$, $R_2(\lambda_0)$ – коэффициенты отражения границ плёнки, $F_{ch}^{eff}(\lambda_0) = g^2(\lambda_0) f_{ch}^2(\lambda_0) \tau^2(\lambda_0)$ – эффективный спектр освещения с учётом пропуска оптической системы и чувствительности фотодетектора, $g^2(\lambda_0)$ – энергетический спектр мощности источника освещения,

$f_{ch}^2(\lambda_0)$ – спектр чувствительности фотодетектора для соответствующего цветового канала ch , $\tau^2(\lambda_0)$ – энергетический коэффициент пропуска оптической системы, $G(R, d, NA, \lambda_0)$ – апертурная функция, определяющая влияние числовой апертуры освещающего поля:

$$G(R, d, NAi, \lambda_0) = \int_0^{NAi} J(NA) R \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2dn \sqrt{1 - \frac{NA^2}{n^2}} + \Delta\phi\right) NA dNA. \tag{8}$$

Выражение (7.2) позволяет получать числовые матрицы распределения интенсивности интерференционного поля для каждого цветового канала изображения, зарегистрированного фотодетектором. Оно использовалось для численного моделирования полихроматических интерференционных изображений линейного оптического клина. На рис. 4 представлены эти изображения, полученные при различных числовых апертурах NA_i освещающего поля. Темная полоса при нулевой оптической толщине слоя объясняется дополнительным фазовым сдвигом $\phi_1 - \phi_2 = \pi$, возникающим при отражении от границ слоя.

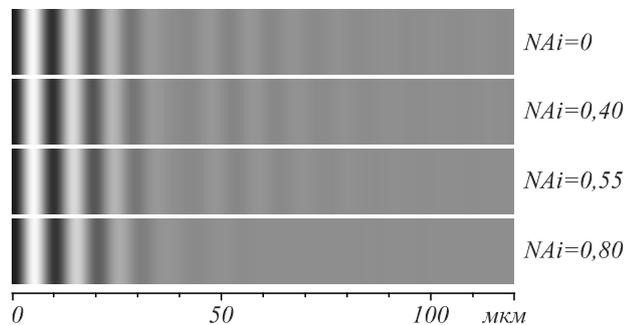


Рис. 4. Полихроматические интерференционные изображения линейного клина ($n=1,5$, $\beta=0,02$, длина клина 120 мкм), формируемые при различных числовых апертурах NA_i освещающего клин волнового поля

При увеличении числовой апертуры освещения наблюдается падение контраста интерференционных полос при существенно меньших оптических толщинах клина по сравнению с монохроматическим случаем (рис. 3), а также наблюдается изменение цветов изображения. На цвет интерференционного изображения оказывает влияние как частотный состав освещающего поля и спектральные чувствительности цветовых каналов матричного фотодетектора, так и ширина NA_i углового спектра освещающего поля.

Для оценки отдельно влияния этих эффектов ниже рассмотрено их проявление в эксперименте и сравнение с теоретическими расчётами.

4. Экспериментальные исследования и численное моделирование интерференционных изображений

В качестве объекта исследования в работе использованы эритроциты в высушенном мазке крови на высокоотражающей кремниевой подложке. Выбор данного объекта определяется особенностью его структуры, позволяющей с высокой точностью считать эритроциты тонкими однослойными объектами, а также значимостью их анализа в медицинской диагностике [26, 27]. Для цифровой записи изображений использовался микроскоп «Микромед Полар-1». Для изменения ширины углового спектра освещающего поля использовалась или смена микрообъективов, или изменение диаметра апертурной диафрагмы системы освещения микроскопа.

В экспериментах отчетливо наблюдается изменение цветов интерференционных изображений при изменении числовой апертуры поля освещения объекта. На рис. 5 приведены интерференционные изображения, зарегистрированные цветной цифровой камерой TopCam UCМOS03100КРА 3,1 Мп. При регистрации все значения параметров записи были выставлены «вручную», автоматическая обработка изображений и изменение параметров записи отключены. Изображения на рис. 5 получены с использованием микрообъектива 100× и $NA_{MO}=0,8$ при вариациях числовой апертуры NA_i освещающего поля в интервале 0,4–0,8 путем изменения диаметра апертурной диафрагмы системы освещения.

Для оценки изменения цветовых координат изображения при изменении числовой апертуры освещения NA_i выбиралось несколько областей – изображений эритроцитов, визуально разных цветов, три из них на рис. 5 обозначены A , B , и C . Изображения регистрировались цифровой камерой в формате bmp. Поскольку камера записывает изображения в системе RGB, то определялись изменения интенсивности света – цветовой координаты в каждом из трёх цветовых каналов данной цветовой системы.

Разработанная в среде Matlab программа обработки изображений автоматически открывала записанное изображение в виде массива чисел в формате $[M \times N \times ch]$, где $ch=R, G, B$ – индекс, определяющий цветовой канал. Задавая линейные координаты x, y исследуемых областей изображения, программно определялась интенсивность света в каждом из каналов изображения в заданной области. По серии интерференционных изображений, записанных при различных числовых апертурах NAi , формировались массивы со значениями интенсивностей в выбранных областях. Для ко-

личественного анализа относительного изменения интенсивности $\Delta I^{ch}(x, y)$ в области изображения с координатами x, y , использовалась формула:

$$\Delta I^{ch}(x, y) = \frac{|I_0^{ch}(x, y) - I^{ch}(x, y)|}{255}, \quad (9)$$

где $I_0^{ch}(x, y)$ и $I^{ch}(x, y)$ – интенсивности света в канале ch изображения при начальном и измененном значениях числовой апертуры соответственно. Построенные таким образом кривые представлены на рис. 6.

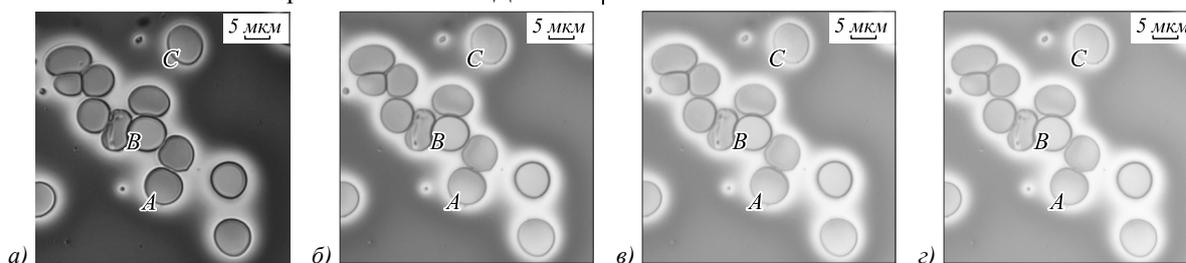


Рис. 5. Изменение цветов интерференционных изображений эритроцитов при изменении числовой апертуры осветительной системы микроскопа: $NAi \approx 0,4$ (а), $NAi \approx 0,5$ (б), $NAi \approx 0,6$ (в), $NAi \approx 0,8$ (з)

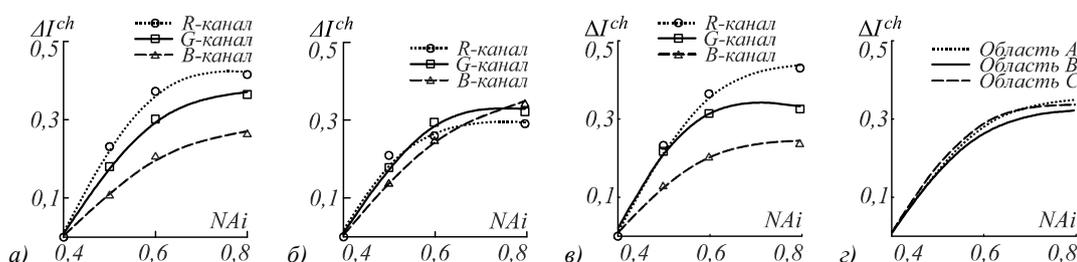


Рис. 6. Относительные изменения цветовой координат интерференционного изображения в зависимости от числовой апертуры освещения, наблюдаемые в эксперименте: изменение цветовой координат в областях А, В и С изображения на рис. 5 (а–в), усреднённое изменение цветовой координат по трём каналам (з)

Для сравнения экспериментальных величин изменения цветовой координат с теоретическими моделировались цветные интерференционные изображения тонкого однослойного объекта, форма поверхности которого (рис. 7) описывается уравнением:

$$d(x', y') = d_0 \exp\left(-\left[\frac{x'}{\rho_x}\right]^{16}\right), \quad (10)$$

где d_0 – максимальная геометрическая толщина слоя, ρ_x – ширина профиля на уровне $d = d_0/e$.

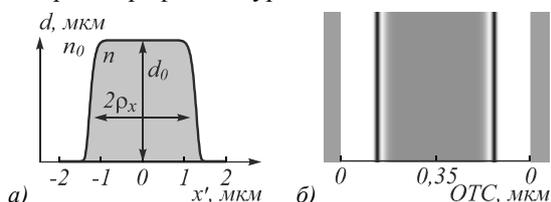


Рис. 7. Профиль поверхности слоя (а) и его интерференционное изображение (б) в белом свете при $d_0 = 0,35$ мкм, $\rho_x = 1,25$ мкм, $n = 1,5$, $n_0 = 1,0$, $NAi = 0,01$

Для моделирования интерференционных картин и сравнения их с экспериментальными проведена оценка оптической толщины эритроцитов в выбранных областях А, В и С согласно алгоритму, приведенному в работе [5], путём поканального сравнения интен-

сивностей цветов экспериментального изображения с интенсивностями цветов смоделированной опорной интерференционной картины (рис. 4) с заданными параметрами оптической толщины. Анализируя точки совпадения интенсивностей, в каждом из цветочных каналов находилась искомая точка, в окрестности которой с задаваемой точностью совпадали сравниваемые цвета. По известной оптической толщине опорной цветовой шкалы в этой точке определялась оптическая толщина слоя исследуемого объекта. Найденные таким образом оптические толщины для областей А, В и С оказались равными соответственно 0,66 мкм, 1,01 мкм и 0,85 мкм. Эти значения толщин использовались для моделирования интерференционных изображений слоёв с использованием выражения (7.2). Изменение цвета оценивалось по изменениям цветовой координат в области «чистых цветов» – в области плоскопараллельного слоя объекта (рис. 7). Смоделированные интерференционные изображения представлены на рис. 8.

Анализ изменения цвета проводился по алгоритму, описанному выше для экспериментальных изображений с использованием формулы (9). После получения кривых изменения цветовой координат для каждой серии смоделированных интерференционных картин эти данные усреднялись по каналам и сравни-

вались с аналогичными усреднёнными кривыми для экспериментальных изображений, представленных на рис. 6з. Полученные кривые, представленные на рис. 9, показывают схожие тенденции изменения цветовых координат изображений, наблюдаемых экспериментально и исходя из теоретических расчётов.

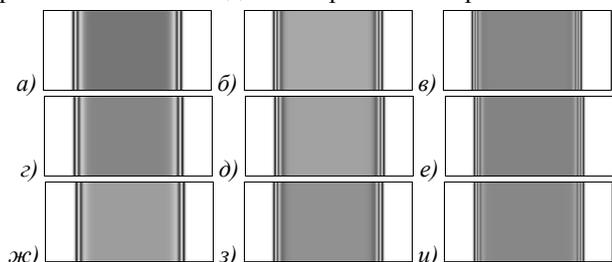


Рис. 8. Смоделированные интерференционные изображения слоев различной толщины при разных числовых апертурах освещающего поля NA_i : $NA_i = 0,4$ (а–в); $NA_i = 0,6$ (г–е); $NA_i = 0,8$ (ж–и); $nd_0 = 0,66$ мкм (а, г, ж); $nd_0 = 0,85$ мкм (б, д, з); $nd_0 = 1,01$ мкм (в, е, и)

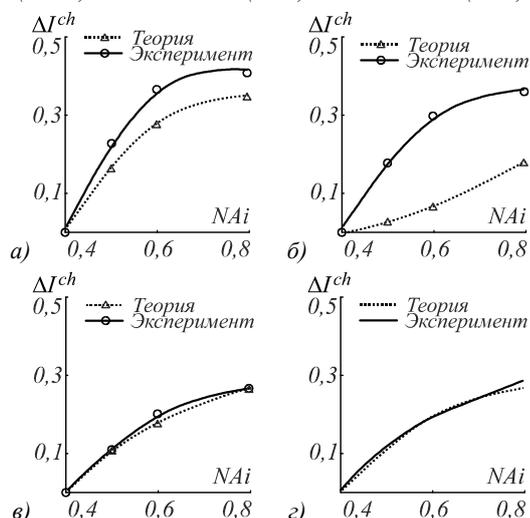


Рис. 9. Сравнение теоретически смоделированных кривых изменения цвета интерференционных картин в отдельных цветовых каналах для толщины объекта $nd_0 = 0,66$ мкм: R-, G-, B-каналы (а, б, в) соответственно; усреднение по этим каналам (г)

Для остальных областей изображений с другими толщинами слоя кривые сравнения теоретических данных и компьютерного моделирования показывают аналогичные рис. 9 результаты. Наблюдаемое на графиках рис. 9г существенное различие экспериментальных и теоретических кривых для G-канала интерференционного изображения, как мы считаем, определяется погрешностью в оценке оптической толщины эритроцита в области А и попаданием значения этой толщины в данной области объекта в диапазон быстрой зависимости интенсивности интерференционного поля от оптической толщины объекта, что приводит к возрастанию неопределённости в расчёте изменения интенсивности в этом канале.

Заключение

Теоретически и экспериментально показано влияние ширины углового спектра волнового поля,

освещающего в микроскопе слоистый объект, на параметры цвета формируемого интерференционного изображения тонкого слоя. Это влияние обусловлено зависимостью разности фаз интерферирующих волн и степени их взаимной когерентности как от ширины частотного спектра, так и от ширины углового спектра освещающего поля. Особенно заметно зависимость от углового спектра наблюдается при числовых апертурах освещающего поля больше 0,5. В этом случае относительное изменение цветовых координат в отдельных каналах изображения достигает значения 0,4–0,5. Эти результаты позволяют определить некоторый предел, который позволит судить о необходимости учёта или пренебрежения эффектами влияния угловой апертуры освещающего поля при анализе полихроматических интерференционных изображений. При определении оптических толщин предложенным нами в [5] способом абсолютная погрешность измерения толщины задаётся программно и составляет 30–50 нм. При этом соответствующее изменение цвета при моделировании и анализе интерференционных картин, вызванное влиянием конечной ширины углового спектра, эквивалентно изменению цвета, вызванному изменением оптической толщины без учёта ширины углового спектра ~ 10–20 нм. Таким образом, для измерения оптических толщин слоёв по цвету их интерференционного изображения влияние угловой апертуры освещающего поля необходимо учитывать начиная с апертуры ~ 0,5.

Теоретическая модель интерференционного изображения слоя, предложенная в работе, позволяет оперировать при моделировании интерференционных картин значениями числовой апертуры освещающего поля, что, в свою очередь, расширяет возможности метода определения оптической толщины тонких плёнок, повышая точность измерения с использованием алгоритма, предложенного в [5].

Сравнение экспериментальных результатов и результатов численного моделирования интерференционных изображений и количественного определения изменений цвета изображения показывают общую корреляцию получаемых данных.

Зависимость параметров цвета интерференционного изображения тонкого слоя от ширины угловой апертуры освещающего слой волнового поля необходимо учитывать при решении прикладных задач по определению оптической толщины слоя по цветам интерференционного изображения, особенно в случае использования микрообъективов с большой числовой апертурой при высокоразрешающем микроскопическом анализе слоистых структур.

Представляется также важным исследование влияния на цвет регистрируемого интерференционного изображения процессов, происходящих в матричном фотоприёмнике. В [28] показано влияние свойств регистрирующей аппаратуры на спектральные свойства регистрирующего поля и определённое искажение регистрируемых данных. Учёт этих эффектов, в

частности, позволит объяснить наблюдаемые на рис. 9 расхождения экспериментальных и теоретических данных и соответствующим образом модернизировать метод измерения оптических толщин тонких слоёв по цветам их интерференционных картин.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Д.В. Лякину за плодотворные обсуждения работы. Исследования выполнены за счёт гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10528).

Литература

1. **De Groot, P.** Principles of interference microscopy for the measurement of surface topography / P. de Groot // *Advanced in Optics and Photonics*. – 2015. – Vol. 7, Issue 1. – P. 1-65. – DOI: 10.1364/AOP.7.000001.
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: 978-9-8146-6916-0.
3. **Тычинский, В.П.** Динамическая фазовая микроскопия: возможен ли «диалог» с клеткой? / В.П. Тычинский // *УФН*. – 2007. – Т. 177, Вып. 5. – С. 535-552. – DOI: 10.3367/UFNr.0177.200705c.0535.
4. **Левин, Г.Г.** Автоматизированный интерференционный микроскоп для измерения динамических объектов / Г.Г. Левин, Г.Н. Вишняков, В.Л. Минаев // *Приборы и техника эксперимента*. – 2014. – № 1. – С. 79-84. – DOI: 10.7868/S0032816214010066.
5. **Дьяченко, А.А.** Определение оптических толщин слоистых объектов по интерференционным цветам изображений в микроскопии в белом свете / А.А. Дьяченко, В.П. Рябухо // *Компьютерная оптика*. – 2017. – Т. 41, № 5. – С. 670-679. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-670-679.
6. **Biegen, J.F.** Calibration requirements for Mirau and Linnik microscope interferometers / J.F. Biegen // *Applied Optics*. – 1989. – Vol. 28, Issue 11. – P. 1972-1974. – DOI: 10.1364/AO.28.001972.
7. **Creath, K.** Calibration of numerical aperture effects in interferometric microscope objectives / K. Creath // *Applied Optics*. – 1989. – Vol. 28, Issue 16. – P. 3333-3338.
8. **Kino, G.S.** Mirau correlation microscope / G.S. Kino, S.S.C. Chim // *Applied Optics*. – 1990. – Vol. 29, Issue 26. – P. 3775-3783. – DOI: 10.1364/AO.29.003775.
9. **Sheppard, C.J.R.** Effect of numerical aperture on interference fringe spacing / C.J.R. Sheppard, K.G. Larkin // *Applied Optics*. – 1995. – Vol. 34, Issue 22. – P. 4731-4734. – DOI: 10.1364/AO.34.004731.
10. **Dubois, A.** Phase measurements with wide-aperture interferometers / A. Dubois, J. Selb, L. Vabre, A.-C. Boccara // *Applied Optics*. – 2000. – Vol. 39, Issue 14. – P. 2326-2331. – DOI: 10.1364/AO.39.002326.
11. **Abdulhalim, I.** Competence between spatial and temporal coherence in full field optical coherence tomography and interference microscopy / I. Abdulhalim // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2006. – Vol. 8, Issue 11. – P. 952-958. – DOI: 10.1088/1464-4258/8/11/004.
12. **Rosen, J.** Longitudinal spatial coherence of optical radiation / J. Rosen, A. Yariv // *Optics Communication*. – 1995. Vol. 117, Issues 1-2. – P. 8-12. – DOI: 10.1016/0030-4018(95)00086-N.
13. **Рябухо, В.П.** Эффекты продольной пространственной когерентности света в интерференционном эксперименте / В.П. Рябухо, Д.В. Лякин // *Оптика и спектроскопия*. – 2005. – Т. 98, Вып. 2. – С. 309-320.
14. **Abdulhalim, I.** Spatial and temporal coherence effects in interference microscopy and full-field optical coherence tomography / I. Abdulhalim // *Annalen der Physik*. – 2012. – Vol. 524, No. 12. – P. 787-804. – DOI: 10.1002/andp.201200106.
15. **Рябухо, В.П.** Продольная чисто пространственная когерентность светового поля / В.П. Рябухо, Д.В. Лякин, В.В. Лычагов // *Оптика и спектроскопия*. – 2006. – Т. 100, Вып. 5. – С. 788-797.
16. **Рябухо, В.П.** Продольная когерентность оптического поля протяжённого пространственно некогерентного источника / В.П. Рябухо, Д.В. Лякин, В.В. Лычагов // *Компьютерная оптика*. – 2009. – Т. 33, № 2. – С. 175-184.
17. **Safrani, A.** Spatial coherence effect on layer thickness determination in narrowband full-field optical coherence tomography / A. Safrani, I. Abdulhalim // *Applied Optics*. – 2011. – Vol. 50, Issue 18. – P. 3021-3027. – DOI: 10.1364/AO.50.003021.
18. **Ryabukho, V.P.** Wiener-Khinchin theorem for spatial coherence of optical wave field / V.P. Ryabukho, D.V. Lyakin, A.A. Grebenyuk, S.S. Klykov // *Journal of Optics*. – 2013. – Vol. 15, Issue 2. – 025405 (11 p.). – DOI: 10.1088/2040-8978/15/2/025405.
19. **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.
20. **Лякин, Д.В.** Взаимная пространственно-временная когерентность оптических полей в интерферометре с амплитудным делением / Д.В. Лякин, П.В. Рябухо, В.П. Рябухо // *Оптика и спектроскопия*. – 2017. – Т. 122, № 2. – С. 336-345. – DOI: 10.7868/S0030403417020179.
21. **Ahmad, A.** Ultra-short longitudinal spatial coherence length of laser light with the combined effect of spatial, angular, and temporal diversity / A. Ahmad, V. Srivastava, V. Dubey, D.S. Mehta // *Applied Physics Letters*. – 2015. – Vol. 106, Issue 9. – 093701 (5 p.). – DOI: 10.1063/1.4913870.
22. **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф // М.: Наука, 1973. – 720 с.
23. **Brundavanam, M.M.** Effect of input spectrum on the spectral switch characteristics in a white light Michelson interferometer / M.M. Brundavanam, N.K. Viswanathan, D.N. Rao // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2009. – Vol. 26, Issue 12. – P. 2592-2599. – DOI: 10.1364/JOSAA.26.002592.
24. **Кальянов, А.Л.** Проявление спектральных свойств монохромного детектора в интерференционном эксперименте / А.Л. Кальянов, В.В. Лычагов, И.В. Смирнов, В.П. Рябухо // *Известия Саратовского университета. Новая Серия. Серия Физика*. – 2011. – Т. 11, Вып. 2. – С. 25-30.
25. **Гонсалес, Р.** Цифровая обработка изображений / Р. Гонсалес, Р. Вудс. – М.: Техносфера, 2005. – 1072 с. – ISBN: 5-94836-028-8.
26. **Malinova, L.I.** P1208. Red blood cell distribution width and peripheral blood cells parameters in patients with heart failure and a reduced ejection fraction vs heart failure with “preserved” ejection fraction / L.I. Malinova, L.G. Akhmadullina. – In Article: Poster session: Clinical // *European Journal of Heart Failure* – 2013. – Vol. 12, Issue S1. – P. S269. – DOI: 10.1093/eurjhf/hst009.
27. **Chi, G.** Prognostic value of red cell distribution width in acute coronary syndrome / G. Chi, A. Ahmad, Q.Z. Malik, H. Shaukat, M. Jafarizade, F. Kahe, A. Kalayci // *Open Access Blood Research & Transfusion Journal*. – 2018. – Vol. 1, Issue 4. – 555570. – DOI: 10.19080/OABTJ.2018.01.555570.
28. **Крайский, А.В.** Измерение длины волны узкополосного излучения при обработке цифровых фотографий в raw-формате / А.В. Крайский, Т.В. Миронова, Т.Т. Султанов // *Квантовая электроника*. – 2012. – Т. 42, № 12. – С. 1137-1139.

Сведения об авторах

Дьяченко Антон Андреевич, аспирант кафедры оптики и биофотоники Саратовского государственного университета и инженер лаборатории проблем когерентно-оптических измерений в точной механике Института проблем точной механики и управления РАН. Область научных интересов: интерференционная микроскопия, интерферометрия, когерентность. E-mail: Anton-1047@yandex.ru.

Максимова Людмила Александровна, 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: обработка цифровых изображений, интерференционные измерения. E-mail: maksimovala@yandex.ru.

Рябухо Владимир Петрович, 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: ryp-optics@yandex.ru.

ГРНТИ: 29.31.29.

Поступила в редакцию 2 июля 2018 г. Окончательный вариант – 24 августа 2018 г.

MANIFESTATION OF EFFECTS OF THE ANGULAR SPECTRUM OF THE ILLUMINATING FIELD IN POLYCHROMATIC INTERFERENCE MICROSCOPY OF STRATIFIED OBJECTS

A.A. Dyachenko^{1,2}, L.A. Maksimova¹, V.P. Ryabukho^{1,2}

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

²Saratov State University, Saratov, Russia

Abstract

An effect of the angular spectrum width of a polychromatic illuminating field on the interference pattern color in optical microscopy of stratified objects is considered. Equations describing the intensity of interference patterns of thin stratified objects are obtained with due account for the influence of both frequency and angular spectra of the illuminating field. The angular spectrum width of the illuminating field is shown to affect the mutual coherence and phase difference of the interfering fields. Computer-simulated interference patterns for a thin layer under monochromatic and polychromatic illumination with different widths of the angular spectrum are presented. Quantitative analysis of the effect of angular aperture of white light on the colors of the resulting interference pattern is carried out. Changes in the colors of the layer interference patterns are experimentally studied when changing the width of the angular spectrum of the illuminating field. Color variations of the interference patterns obtained experimentally and theoretically are compared.

Keywords: optical microscopy, interference, interference images, angular spectrum, spatial coherence, coherence length, interference color, digital image processing, stratified microstructure.

Citation: Dyachenko AA, Maksimova LA, Ryabukho VP. Manifestation of effects of the angular spectrum of the illuminating field in polychromatic interference microscopy of stratified objects. *Computer Optics* 2018; 42(6): 959-969. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-6-959-969.

Acknowledgements: The authors express their gratitude to D.V. Lyakin for the valuable discussion of theoretical aspects of the work. This research was funded by the grant of the Russian Science Foundation (project №16-19-10528).

References

- | | |
|---|--|
| <p>[1] De Groot P. Principles of interference microscopy for the measurement of surface topography. <i>Adv Opt Photon</i> 2015; 7(1): 1-65. DOI: 10.1364/AOP.7.000001</p> <p>[2] Dubois A, ed. Handbook of full-field optical coherence microscopy: Technology and applications. Singapore: Pan Stanford Publishing Pte Ltd; 2016. ISBN: 978-9-8146-6916-0.</p> <p>[3] Tychinskii VP. Dynamic phase microscopy: is a 'dialogue' with the cell possible? <i>Physics – Uspekhi</i> 2007; 50: 513-528. DOI: 10.1070/PU2007v050n05ABEH006222.</p> <p>[4] Levin GG, Vishnyakov GN, Minaev VL. An automated interference microscope for measuring dynamic objects. <i>In-</i></p> | <p><i>struments and Experimental Techniques</i> 2013; 56(6): 686-690. DOI: 10.1134/S0020441214010060.</p> <p>[5] Dyachenko AA, Ryabukho VP. Measurement of the optical thickness of a layered object from interference colors in white-light microscopy [In Russian]. <i>Computer Optics</i> 2017; 41(5): 670-679. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-670-679.</p> <p>[6] Biegen JF. Calibration requirements for Mirau and Linnik microscope interferometers. <i>Appl Opt</i> 1989; 28(11): 1972-1974. DOI: 10.1364/AO.28.001972.</p> <p>[7] Creath K. Calibration of numerical aperture effects in interferometric microscope objectives. <i>Appl Opt</i> 1989; 28(16): 3333-3338. DOI: 10.1364/AO.28.003333.</p> <p>[8] Kino GS, Chim SSC. Mirau correlation microscope. <i>Appl Opt</i> 1990; 29(26): 3775-3783. DOI: 10.1364/AO.29.003775.</p> |
|---|--|

- [9] Sheppard CJR, Larkin KG. Effect of numerical aperture on interference fringe spacing. *Appl Opt* 1995; 34(22): 4731-4734. DOI: 10.1364/AO.34.004731.
- [10] Dubois A, Selb J, Vabre L, Boccard A-C. Phase measurements with wide-aperture interferometers. *Appl Opt* 2000; 39(14): 2326-2331. DOI: 10.1364/AO.39.002326.
- [11] Abdulhalim I. Competence between spatial and temporal coherence in full field optical coherence tomography and interference microscopy. *J Opt A: Pure Appl Opt* 2006; 8(11): 952-958. DOI: 10.1088/1464-4258/8/11/004.
- [12] Rosen J, Yariv A. Longitudinal spatial coherence of optical radiation. *Opt Commun* 1995; 117(1-2): 8-12. DOI: 10.1016/0030-4018(95)00086-N.
- [13] Ryabukho VP, Lyakin DV. The effects of longitudinal spatial coherence of light in interference experiments. *Opt Spectrosc* 2005; 98(2): 273-283. DOI: 10.1134/1.1870071.
- [14] 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.
- [15] Ryabukho VP, Lyakin DV, Lychagov VV. Longitudinal purely spatial coherence of a light field. *Optics and Spectroscopy* 2006; 100(5): 724-733. DOI: 10.1134/S0030400X06050146.
- [16] Ryabukho VP, Lyakin DV, Lychagov VV. Longitudinal coherence of an optical field of extended spatially noncoherent source [In Russian]. *Computer Optics* 2009; 33(2): 175-184.
- [17] Safrani A, Abdulhalim I. Spatial coherence effect on layer thickness determination in narrowband full-field optical coherence tomography. *Appl Opt* 2011; 50(18): 3021-3027. DOI: 10.1364/AO.50.003021.
- [18] Ryabukho VP, Lyakin DV, Grebenyuk AA, Klykov SS. Wiener-Khintchin theorem for spatial coherence of optical wave field. *J Opt* 2013; 15(2): 025405. DOI: 10.1088/2040-8978/15/2/025405.
- [19] 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.
- [20] Lyakin DV, Ryabukho PV, Ryabukho VP. Mutual spatio-temporal coherence of optical fields in an amplitude-splitting interferometer. *Optics and Spectroscopy* 2017; 122(2): 329-337. DOI: 10.1134/S0030400X17020175.
- [21] Ahmad A, Srivastava V, Dubey V, Mehta DS. Ultra-short longitudinal spatial coherence length of laser light with the combined effect of spatial, angular, and temporal diversity. *Appl Phys Lett* 2015; 106(9): 093701. DOI: 10.1063/1.4913870.
- [22] Born M, Wolf E. Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press; 2002. ISBN: 978-0-521-64222-4.
- [23] Brundavanam MM, Viswanathan NK, Rao DN. Effect of input spectrum on the spectral switch characteristics in a white light Michelson interferometer. *J Opt Soc Am A* 2009; 26(12): 2592-2599. DOI: 10.1364/JOSAA.26.002592.
- [24] Kalyanov AL, Lychagov VV, Smirnov IV, Ryabukho VP. Effect of spectral properties of image sensor on interference experiment [In Russian]. *Izvestiya of Saratov University. New Series. Series: Physics* 2011; 11(2): 25-30.
- [25] Gonzalez RC, Woods RE. Digital image processing. 3rd ed. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall; 2008. ISBN: 978-0-13-168728-8.
- [26] Malinova LI, Akhmadullina LG. P1208. Red blood cell distribution width and peripheral blood cells parameters in patients with heart failure and a reduced ejection fraction vs heart failure with “preserved” ejection fraction. In Article: Poster session: Clinical. *European Journal of Heart Failure* 2013. 12(S1): S269. DOI: 10.1093/eurjhf/hst009.
- [27] Chi G, Ahmad A, Malik QZ, Shaikat H, Jafarizade M, Kahe F, Kalayci A. Prognostic value of red cell distribution width in acute coronary syndrome. *Open Acc Blood Res Transfus J* 2018; 1(4): 555570. DOI: 10.19080/OABTJ.2018.01.555570.
- [28] Kraiskii AV, Mironova TV, Sultanov TT. Narrow-band radiation wavelength measurement by processing digital photographs in RAW format. *Quantum Electronics* 2012; 42(12): 1137-1139. DOI: 10.1070/QE2012v042n12ABEH014914.

Authors' information

Anton Andreevich Dyachenko, post-graduate student at the Optics and Biophotonics department of Saratov State University and engineer in 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: interference microscopy, interferometry, coherence. E-mail: Anton-1047@yandex.ru.

Lyudmila Aleksandrovna Maksimova, 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: interference measurements, speckle-interferometry, digital image processing, digital interferometry. E-mail: maksimovala@yandex.ru.

Vladimir Petrovich Ryabukho, 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 July 2, 2018. The final version – August 24, 2018.