<Оптика атмосферы и океана>, **8**, N 4 (1995)

УДК 778.38

**В.Г. Гусев**

# ФОРМИРОВАНИЕ В ДИФФУЗНО РАССЕЯННЫХ ПОЛЯХ ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА ПРИ ДВУХЭКСПОЗИЦИОННОЙ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММЫ ФУРЬЕ С ПОМОЩЬЮ МИКРОСКОПА

Приведен анализ интерферометра бокового сдвига на основе двухэкспозиционной записи голограммы Фурье с помощью микроскопа матового экрана. Показано теоретически и экспериментально, что проведение пространственной фильтрации в плоскости голограммы позволяет осуществлять контроль волновых аберраций микроскопа по полю.

В [1] было показано, что двухэкспозиционная запись с помощью коллимирующей оптической системы Кеплера изображения матового экрана приводит к формированию в дальней зоне дифракции интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которые характеризуют волновые аберрации двухкомпонентной оптической системы по полю. При этом перед записью второй экспозиции осуществлялась компенсация фазовых сдвигов, вносимых в световые волны, путем изменения угла наклона волны излучения, используемого для освещения матового экрана, и фронта опорной волны. Подобный результат получается при совмещении субъективных спекл-полей двух экспозиций в плоскости изображения матового экрана [2].

Для двухкомпонентной оптической системы типа зрительной трубы Галилея двухэкспозиционная запись с ее помощью голограммы мнимого изображения матового экрана приводит к формированию в ближней зоне дифракции интерферограмм бокового сдвига, характеризующих волновые аберрации оптической системы по полю и фазовые искажения квазиплоского фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана [3]. Совмещение субъективных спекл-полей двух экспозиций при смещении зрительной трубы и фотопластинки перед ее повторным экспонированием позволяет осуществлять регистрацию интерференционных картин, характеризующих только волновые аберрации зрительной трубы по полю [4].

В настоящей статье анализируются условия формирования интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины в случае двухэкспозиционной записи с помощью микроскопа голограммы Фурье матового экрана при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на стадии ее восстановления.

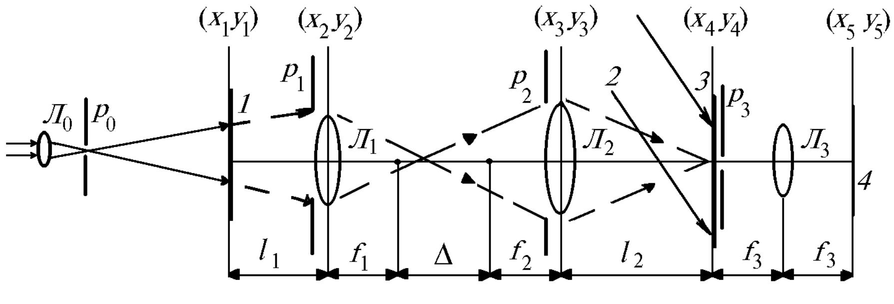



Рис. 1. Оптическая схема записи и восстановления двухэкспозиционной голограммы Фурье: *1* – матовый экран; *2* – опорный пучок; *3* – фотопластинка-голограмма; *4* – плоскость регистрации интерферограммы, $Л_0, Л_1, Л_2, Л_3$ – линзы, $p_0, p_3$ – фильтрующие диафрагмы, $p_1, p_2$ – апертурные диафрагмы

Как представлено на рис. 1, матовый экран *1*, находящийся в плоскости $(x_1, y_1)$, освещается излучением с безаберрационной расходящейся сферической волной, имеющей радиус кривизны $R$, которая формируется с помощью линзы $Л_0$ и точечного отверстия в непрозрачном экране $p_0$, расположенного в ее фокусе. С помощью линзы $Л_1$ (объектив микроскопа) его изображение строится в передней фокальной плоскости линзы $Л_2$ (окуляр микроскопа). На фотопластинке *3*, находящейся в плоскости $(x_4, y_4)$, за время первой экспозиции проводится запись голограммы Фурье матового экрана с использованием внеосевой квазиплоской опорной волны *2*. Перед записью второй экспозиции осуществляется сдвиг матового экрана в его плоскости, например, в направлении оси $x$, на величину $a$ и изменяется угол наклона в плоскости $(x, z)$ фронта опорной волны от $\Theta_1$ до $\Theta_2$.

Записанная таким образом двухэкспозиционная голограмма восстанавливается исходной опорной волной, и при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в ее плоскости с помощью непрозрачного экрана $p_3$ с круглым отверстием в Фурье-плоскости *4* регистрируется интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующая волновые аберрации микроскопа.

В приближении Френеля без учета постоянных амплитудных и фазовых множителей комплексную амплитуду предметного поля, соответствующую первой экспозиции, в плоскости $(x_4, y_4)$ фотопластинки представим в виде

$$u_1(x_4, y_4) \sim \iiiint\!\!\iint_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp\left[\frac{i k}{2 R}(x_1^2+y_1^2)\right] \exp\left\{\frac{i k}{2 l_1}\left[(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2\right]\right\} p_1(x_2, y_2) \times$$

$$\times \exp\left\{-i\left[\frac{k}{2 f_1}(x_2^2+y_2^2)-\varphi_1(x_2, y_2)\right]\right\} \exp\left\{\frac{i k}{2(f_1+f_2+\Delta)}\left[(x_2-x_3)^2+(y_2-y_3)^2\right]\right\} p_2(x_3, y_3) \times$$

$$\times \exp\left\{-i\left[\frac{i k}{2 f_2}(x_3^2+y_3^2)-\varphi_2(x_3, y_3)\right]\right\} \exp\left\{\frac{i k}{2 l_2}\left[(x_3-x_4)^2+(y_3-y_4)^2\right]\right\} d x_1\, d y_1\, d x_2\, d y_2\, d x_3\, d y_3\,, \qquad (1)$$

где $k$ – волновое число; $t(x_1, y_1)$ – комплексная амплитуда прозрачности матового экрана, являющаяся случайной функцией координат; $p_1(x_2, y_2) \exp i\, \varphi_1(x_2, y_2)$ – обобщенная функция зрачка линзы $Л_1$ [5] с фокусным расстоянием $f_1$, учитывающая ее осевые волновые аберрации; $p_2(x_3, y_3) \exp i\, \varphi_2(x_3, y_3)$ – соответственно обобщенная функция зрачка линзы $Л_2$ с фокусным расстоянием $f_2$; $\Delta$ – оптическая длина тубуса микроскопа; $l_1$ – расстояние от главной плоскости $(x_2, y_2)$ линзы $Л_1$ до матового экрана; $l_2$ – расстояние от главной плоскости $(x_3, y_3)$ линзы $Л_2$ до фотопластинки.

При выполнении условия $1/R + 1/l_1 - N/l_1^2 = 0$, где $1/N = 1/l_1 - 1/f_1 + 1/(f_1 + f_2 + \Delta) - M/(f_1 + f_2 + \Delta)^2$; $1/M = 1/(f_1 + f_2 + \Delta) - 1/f_2 + 1/l_2$, выражение (1) приводится к виду

$$u(x_4, y_4) \sim \exp\left[\frac{i k}{2 l_2}(x_4^2+y_4^2)\right]\left\{\exp\left[-\frac{i k M}{2 l_2^2}(x_4^2+y_4^2)\right]\left\{\exp\left[\frac{-i k N M^2 (x_4^2+y_4^2)}{2(f_1+f_2+\Delta)^2 l_2^2}\right] \times\right.\right.$$

$$\left.\left.\times F\left[\frac{k N M x_4}{(f_1+f_2+\Delta) l_1 l_2}, \frac{k N M y_4}{(f_1+f_2+\Delta) l_1 l_2}\right] \otimes P_1(x_4, y_4)\right\} \otimes P_2(x_4, y_4)\right\}, \qquad (2)$$

где $\otimes$ – символ операции свертки;

$$F\left[\frac{k N M x_4}{(f_1+f_2+\Delta) l_1 l_2}, \frac{k N M y_4}{(f_1+f_2+\Delta) l_1 l_2}\right] = \iint_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{i k N M}{(f_1+f_2+\Delta) l_1 l_2}(x_1 x_4 + y_1 y_4)\right] d x_1\, d y_1;$$

$$P_1(x_4, y_4) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\, \varphi_1(x_2, y_2) \exp\left[-\frac{i k M}{(f_1+f_2+\Delta) l_2}(x_2 x_4 + y_2 y_4)\right] d x_2\, d y_2;$$

$$P_2(x_4, y_4) = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int p_2(x_3, y_3)\exp i\,\varphi_2(x_3, y_3)\exp\left[-\frac{i\,k}{l_2}\left(x_3 x_4 + y_3 y_4\right)\right] d\,x_3\, d\,y_3$$

– Фурье-образы соответствующих функций.

Так как ширина функции $P_1(x_4, y_4)$ порядка $\lambda(f_1 + f_2 + \Delta)l_2/(Md_1)$ [6], где $\lambda$ – длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы; $d_1$ – диаметр зрачка линзы $Л_1$, то положим, что в пределах ее области существования изменение фазы сферической волны радиуса кривизны $(f_1 + f_2 + \Delta)^2\, l_2^2/NM^2$ не превосходит $\pi$. Тогда с учетом выполнения условия для микроскопа $1/l_1 + 1/(f_1 + \Delta) = 1/f_1$ для области плоскости фотопластинки диаметром $D_1 \le d_1 f_2/(f_1 + \Delta)$ множитель $\exp\left[-\frac{i\,k\,N\,M^2}{2(f_1 + f_2 + \Delta)^2}\,\frac{x_4^2 + y_4^2}{l_2^2}\right]$, характеризующий распределение фазы сферической волны, вынесем в выражении (2) из-под знака интеграла свертки с функцией $P_1(x_4, y_4)$ и получим

$$u_1(x_4, y_4) \sim \exp\left[\frac{i\,k}{2\,l_2}(x_4^2 + y_4^2)\right]\left\{\exp\left[-\frac{i\,k}{2\,l_2}(x_4^2 + y_4^2)\right]\left\{F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right]\otimes P_1^{-1}(x_4, y_4)\right\}\otimes P_2(x_4, y_4)\right\}, \tag{3}$$

где $F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right] = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int t(x_1, y_1)\exp\left[i\,k(x_1 x_4 + y_1 y_4)/f\right] d\,x_1\, d\,y_1$ – обратный Фурье-образ функции пропускания матового экрана; $f = f_1 f_2/\Delta$ – фокусное расстояние микроскопа;

$$P_1^{-1}(x_4, y_4) = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int p_1(x_2, y_2)\exp i\,\varphi_1(x_2, y_2)\ \exp\left[\,i\,k\left(x_2 x_4 + y_2 y_4\right)/f\left(1 + \frac{f_1}{R} + \frac{f_2^2}{R\,\Delta}\right)\right] d\,x_2\, d\,y_2$$

– обратный Фурье-образ обобщенной функции зрачка объектива.

Так как ширина функции $P_2(x_4, y_4)$ порядка $\lambda\, l_2/d_2$, где $d_2$ – диаметр зрачка линзы $Л_2$, то положим, что в пределах ее области существования изменение фазы сферической волны радиуса кривизны $l_2$ не превосходит $\pi$. Тогда для области плоскости фотопластинки диаметром $D_2 \le d_2$ множитель $\exp[-i\,k(x_4^2 + y_4^2)/2\,l_2]$ вынесем в выражении (3) из-под знака интеграла свертки с функцией $P_2(x_4, y_4)$ и получим

$$u_1(x_4, y_4) \sim F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right]\otimes P_1^{-1}(x_4, y_4)\otimes P_2(x_4, y_4). \tag{4}$$

Как следует из выражения (4), если $d_2 \ge d_1 f_2/(f_1 + \Delta)$, то в пределах области в плоскости фотопластинки диаметром $D_1$ преобразования Фурье входной функции свертывается с импульсным откликом объектива и окуляра микроскопа, т. е. каждая точка обратного Фурье-образа матового экрана в плоскости $(x_4, y_4)$ уширена до размера субъективного спекла, определяемого шириной функции $P_1^{-1}(x_4, y_4)\otimes P_2(x_4, y_4)$. Причем, как и в случае использования однокомпонентной оптической системы для формирования Фурье-образа матового экрана [7], преобразование Фурье масштабируется в соответствии с величиной фокусного расстояния, а масштаб преобразования не зависит от радиуса кривизны фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана. От него зависит только положение плоскости $(x_4, y_4)$ преобразования $l_2 = f_2(1 + f_2/\Delta + f f_1/R\Delta)$ и, следовательно, ширина импульсного отклика оптической системы.

Распределение в плоскости фотопластинки комплексной амплитуды предметного поля, соответствующей второй экспозиции, на основании известного свойства преобразования Фурье принимает вид

$$u_2(x_4, y_4) \sim \exp(-\,i\,k\,a\,x_4/f)\,F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right] \otimes P_1^{-1}(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4). \tag{5}$$

В используемом приближении комплексные амплитуды в плоскости фотопластинки опорных волн представим в виде

$$u_{01}(x_4, y_4) \sim \exp\, i\,[\,k\,x_4 \sin\Theta_1 + \varphi_3(x_4, y_4)];$$

$$u_{02}(x_4, y_4) \sim \exp\, i\,[\,k\,x_4 \sin\Theta_2 + \varphi_3(x_4 + b, y_4)]\,,$$

где $\varphi_3(x_4, y_4)$ – детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения опорной волны из-за волновых аберраций формирующей ее оптической системы; $b$ – величина сдвига, обусловленная изменением угла наклона фронта опорной волны перед повторным экспонированием фотопластинки.

Примем далее линейную зависимость амплитудного коэффициента пропускания голограммы от интенсивности, и пусть голограмма просвечивается копией опорной волны, соответствующей, например, записи первой экспозиции. Тогда в плоскости голограммы распределение поля в минус первом порядке дифракции принимает вид

$$u(x_4, y_4) \sim F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right] \otimes P_1^{-1}(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) + \exp\, i[\,k\,x_4 \sin\Theta_1 - k\,x_4 \sin\Theta_2 + \varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4)] \times$$

$$\times\left\{\exp(-\,i\,k\,a\,x_4/f)\,F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right] \otimes P_1^{-1}(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)\right\}. \tag{6}$$

При выполнении условия $\sin\Theta_1 - \sin\Theta_2 - a/f = 0$ выражение (6) приводится к виду

$$u(x_4, y_4) \sim F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right] \otimes P_1^{-1}(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) + \exp\, i[\varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4)] \times$$

$$\times\left\{F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right] \otimes \exp(\,i\,k\,a\,x_4/f)\,P_1^{-1}(x_4, y_4) \otimes \exp(\,i\,k\,a\,x_4/f)\,P_2(x_4, y_4)\right\}. \tag{7}$$

Как следует из выражения (7), в плоскости голограммы совпадают субъективные спекл-поля двух экспозиций при относительном угле $\alpha = a/f$ наклона между ними, а информация о фазовых искажениях, вносимых в световую волну объективом и окуляром микроскопа, заключена в пределах индивидуального спекла. Следовательно, в плоскости голограммы локализуется интерференционная картина, обусловленная аберрациями опорной волны, на что было указано в [7]. Если в плоскости голограммы установлен непрозрачный экран $p_3$ (рис. 1) с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси, и в пределах его диаметра выполняется условие $\varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4) \le \pi$, т.е. ширина интерференционной полосы для интерференционной картины, локализующейся в ее плоскости, не превосходит диаметр фильтрующего отверстия, то дифракционное поле в плоскости фильтрации определяется выражением

$$u(x_4, y_4) \sim p_3(x_4, y_4)\left\{F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right] \otimes [P_1^{-1}(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) + \exp(\,i\,k\,a\,x_4/f)\,P_1^{-1}(x_4, y_4) \times\right.$$

$$\left.\times \otimes \exp(\,ika\,x_4/f)\,P_2(x_4, y_4)]\right\}, \tag{8}$$

где $p_3(x_4, y_4)$ – функция пропускания экрана с круглым отверстием [8].

Световое поле в задней фокальной плоскости линзы $Л_3$ (рис. 1) с фокусным расстоянием $f_3$ представим в виде интеграла Фурье от светового поля в плоскости проведения пространственной фильтрации. Тогда используя свойства преобразования Фурье, получим

$$u(x_5, y_5) \sim t(\mu_1 x_5, \mu_1 y_5)\{p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)\, p_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) \exp i\,[\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5)] +$$

$$+ p_1(\mu_2 x_5 - a_1, \mu_2 y_5)\, p_2(-\mu_3 x_5 + a_1, -\mu_3 y_5) \exp i\,[\varphi_1(\mu_2 x_5 - a_1, \mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5 + a_2, -\mu_3 y_5)]\} \otimes P_3(x_5, y_5), \quad (9)$$

где $\mu_1 = f/f_3$; $\mu_2 = f(1 + f_1/R + f_1^2/R\,\Delta)/f_3$; $\mu_3 = f_2(1 + f_2/\Delta + f f_1/R\,\Delta)\,/\,f_3$ – коэффициенты масштабного преобразования; $a_1 = a(1 + f_1/R + f_1^2\,/\,R\,\Delta)$; $a_2 = af_2(1 + f_2/\Delta + f f_1/R\,\Delta)\,/\,f$ – введенные обозначения для сокращения записи; $P_3(x_5, y_5) = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int p_3(x_4, y_4) \exp[-\,i\,k(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3]\, d\,x_4\, d\,y_4$ – Фурье-образ функции пропускания фильтрующего экрана.

Из выражения (9) следует, что если диаметр $D_0$ освещенной области матового экрана удовлетворяет условию $D_0 \geq d_1 f_2/[f_2 + f(f_1 + \Delta)/R]$, то в пределах перекрытия функций $p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)\, p_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5)$ и $p_1(\mu_2 x_5 - a_1, \mu_2 y_5)\, p_2(-\mu_3 x_5 + a_2, -\mu_3 y_5)$ совпадают идентичные субъективные спеклы. Используя допущение малости в плоскости регистрации *4* (рис. 1) размера спекла, определяемого шириной функции $P_3(x_5, y_5)$, по сравнению с периодом модуляции фазы спекла-поля, вынесем в выражении (9) функцию $\exp i\,[\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5)] + \exp i\,[\varphi_1(\mu_2 x_5 - a_1, \mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5 + a_2, -\mu_3 y_5)]$ из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей двух экспозиций приводит к распределению освещенности

$$I(x_5, y_5) \sim \{1 + \cos[\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \varphi_1(\mu_2 x_5 - a_1, \mu_2 y_5) -$$

$$- \varphi_2(-\mu_3 x_5 + a_2, -\mu_3 y_5)]\}\, |t(\mu_1 x_5, \mu_1 y_5) \otimes P_3(x_5, y_5)|^2. \quad (10)$$

Выражение (10) описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует осевые волновые аберрации двухкомпонентной оптической системы. Это объясняется тем, что информация о фазовых искажениях, вносимых в световую волну объективом и окуляром микроскопа, заключена в пределах индивидуального спекла в плоскости голограммы.

Следовательно, путем проведения фильтрации на оптической оси в плоскости голограммы в пространственном спектре волн, рассеянных матовым экраном, выделяется узкий диапазон пространственных частот вблизи направления, совпадающего с оптической осью микроскопа. Смещение же по оси $x$ фильтрующей диафрагмы в плоскости голограммы приводит к формированию интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей сочетание осевых и внеосевых волновых аберраций объектива и окуляра микроскопа.

В этом случае фильтрующим отверстием выделяется узкий диапазон пространственных частот вблизи направления, соответствующего пространственной частоте $x_{40}/\lambda f$, где $x_{40}$ – координата центра фильтрующего отверстия. Полагая величину сдвига малой по сравнению с диаметром зрачков линз *Л*$_1$ и *Л*$_2$, можно показать, что из-за ограничения пучков в оптической системе микроскопа диапазон $2\omega$ контроля волновых аберраций по полю определяется величиной $\mathrm{tg}\, 2\omega = 2(x_{40})_{\max}/f = d_1(R\Delta + f_1^2)/f_1[R\Delta + f_1(f_1 + \Delta)] - d_2(R\Delta + f_1^2)/[R\Delta(f_2 + \Delta) + f_1^2 f_2]$.

Для регистрации интерференционной картины, локализующейся в плоскости голограммы, необходимо, как и в [9], проведение пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в частотной плоскости коллимирующей оптической системы из двух положительных линз, установленной за голограммой. При этом пространственная протяженность интерференционной картины ограничивается пространственной протяженностью Фурье-образа матового экрана. Для ее регистрации в пределах всей области $D \geq d_1 f_2/(f_1 + \Delta)$ существования предметного поля в плоскости голограммы рассмотрим проведение пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси согласно рис. 2.

Распределение поля в плоскости голограммы для этой области принимает вид

$$u_1(x_4, y_4) \sim \exp\left[\frac{i\,k\,(x_4^2+y_4^2)}{2\,l_2}\right]\left\{\exp\left[-\frac{i\,k\,(x_4^2+y_4^2)}{2\,l_2}\right]\left\{F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right]\otimes P_1^{-1}(x_4, y_4)\right\}\otimes P_2(x_4, y_4)\right\} +$$

$$+ \exp i[\,\varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4)]\exp\left[\frac{i\,k\,(x_4^2+y_4^2)}{2\,l_2}\right]\left\{\exp\left[-\frac{i\,k\,(x_4^2+y_4^2)}{2\,l_2}\right]\times\right.$$

$$\left.\times\left\{F^{-1}\left[\frac{k\,x_4}{f}, \frac{k\,y_4}{f}\right]\otimes \exp(i\,\kappa\,z_4/f)\,P_1^{-1}(x_4, y_4)\right\}\otimes \exp(i\,\kappa\,z_4/f)\,P_2(x_4, y_4)\right\}. \qquad (11)$$

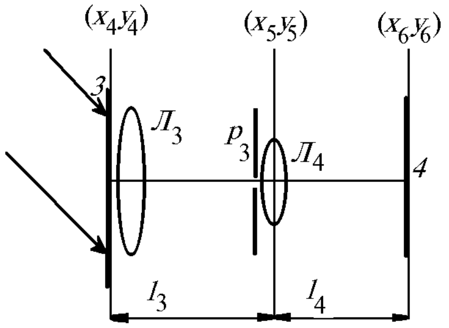



Рис. 2. Оптическая схема регистрации интерферограммы, локализующейся в плоскости голограммы

Если линза $Л_3$ на рис. 2 расположена в плоскости голограммы, то при выполнении условия $1/l_2 + 1/l_3 = 1/f_3$ комплексная амплитуда поля двух экспозиций в плоскости $(x_5, y_5)$ определяется выражением

$$u(x_5, y_5) \sim \exp\left[\frac{i\,k\,(x_5^2+y_5^2)}{2\,l_3}\right]\left\{\left\{\exp\left[\frac{i\,k\,(x_5^2+y_5^2)\,l_2}{2\,l_3^2}\right]\otimes\left[t(\mu_4 x_5, \mu_4 y_5)\,p_1(\mu_5 x_5, \mu_5 y_5)\exp i\,\varphi_1(\mu_5 x_5, \mu_5 y_5)\right]\right\}\times\right.$$

$$\times\, p_2(-\mu_6 x_5, -\mu_6 y_5)\exp i\varphi_2(-\mu_6 x_5, -\mu_6 y_5)\Big\} + \exp\left[\frac{i\,k\,(x_5^2+y_5^2)}{2\,l_3}\right]\left\{\Phi(x_5, y_5)\otimes\left\{\exp\left[\frac{i\,k\,(x_5^2+y_5^2)\,l_2}{2\,l_3^2}\right]\otimes\right.\right.$$

$$\otimes\left[t(\mu_4 x_5, \mu_4 y_5)\,p_1(\mu_5 x_5 - a_1, \mu_5 y_5)\exp i\,\varphi_1(\mu_5 x_5 - a_1, \mu_5 y_5)\right]\Big\}\,p_2(-\mu_6 x_5 + a_2, -\mu_6 y_5)\,\times$$

$$\left.\times \exp i\varphi_2(-\mu_6 x_5 + a_2, -\mu_6 y_5)\right\}, \qquad (12)$$

где $\mu_4 = f/l_3$; $\mu_5 = f(1 + f_1/R + f_1^2/R\,\Delta)/l_3$; $\mu_6 = f_2(1 + f_2/\Delta + f f_1/R\,\Delta)/l_3$ – коэффициенты масштабного преобразования; $\Phi(x_5, y_5) = \int\!\!\int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4)]\exp[-\,i\,k(\,x_4 x_5 + y_4 y_5)/l_3\,]\,d\,x_4\,d\,y_4$ – –Фурье-образ соответствующей функции.

Так как $\Phi(x_5, y_5) \simeq \delta(x_5, y_5)$, где $\delta(x_5, y_5)$ – дельта-функция Дирака, то при установке в плоскости $(x_5, y_5)$ фильтрующей диафрагмы $p_3$ (рис. 2), в пределах отверстия которой выполняется условие $\varphi_2(-\mu_6 x_5, -\mu_6 y_5) - \varphi_2(-\mu_6 x_5 + a_2, -\mu_6 y_5) \le \pi$, комплексная амплитуда поля на ее выходе определяется выражением

$$u(x_5, y_5) \sim \exp\left[\frac{i\,k\,(x_5^2+y_5^2)}{2\,l_3}\right]\left\{\exp\left[\frac{i\,k\,(x_5^2+y_5^2)\,l_2}{2\,l_3^2}\right]\otimes\left[t(\mu_4 x_5, \mu_4 y_5)\,p_1(\mu_5 x_5, \mu_5 y_5)\exp i\,\varphi_1(\mu_5 x_5, \mu_5 y_5)\right] +\right.$$

$$+\Phi(x_5,y_5)\otimes\left\{\exp\left[\frac{i\,k\,(x_5^2+y_5^2)\,l_2}{2\,l_3^2}\right]\otimes\left[t(\mu_4x_5,\,\mu_4y_5)\,p_1(\mu_5x_5-a_1,\,\mu_5y_5)\,\exp i\,\varphi_1(\mu_5x_5-a_1,\,\mu_5y_5)\right]\right\}\Bigg\}\,p_3(x_5,y_5). \quad (13)$$

Пусть для фокусного расстояния $f_4$ линзы *Л*$_4$ на рис. 2, для которой $p_3$ является апертурной диафрагмой, выполняется условие $1/f_3 = 1/l_3+1/l_4$. Тогда распределение дифракционного поля в плоскости регистрации *4* принимает вид

$$u(x_6,\,y_6)\sim\,\exp\left[\frac{i\,k\,(x_6^2+y_6^2)}{2\,l_4}\right]\Bigg\{\Bigg\{\Bigg\{\exp\left[-\frac{i\,k\,(x_6^2+y_6^2)\,\mu_7^2}{2\,l_2}\right]\left[F(x_6,\,y_6)\otimes P_1(x_6,\,y_6)\right]+$$

$$+\exp i\,[\varphi_3(-\mu_7x_6\,,\,-\mu_7y_6)-\varphi_3(-\mu_7x_6+b,\,-\mu_7y_6)]\left\{\exp\left[-\frac{i\,k\,(x_6^2+y_6^2)\,\mu_7^2}{2\,l_2}\right]\times\right.$$

$$\times\left.\left[F(x_6,\,y_6)\otimes\exp(-ikax_6/\mu_5\,l_4)\,P_1(x_6,\,y_6)\right]\right\}\Bigg\}\otimes P_3(x_6,\,y_6)\Bigg\}, \quad (14)$$

где $\mu_7 = l_3/l_4$ – коэффициент масштабного преобразования;

$$F(x_6,\,y_6)=\int\!\!\int_{-\infty}^{\infty} t\,(\mu_4x_5,\,\mu_4y_5)\,\exp\left[-\,i\,k(x_5x_6+y_5y_6)/l_4\right]\,d\,x_5\,d\,y_5;$$

$$P_1(x_6,\,y_6)=\int\!\!\int_{-\infty}^{\infty} p_1(\mu_5x_5\,,\,\mu_5y_5)\,\exp i\,\varphi_1(\mu_5x_5,\,\mu_5y_5)\exp\left[-\,i\,k(x_5x_6+y_5y_6)/l_4\right]\,d\,x_5\,d\,y_5;$$

$$P_3(x_6,\,y_6)=\int\!\!\int_{-\infty}^{\infty} p_3(\,x_5\,,y_5)\exp\left[-\,i\,k(x_5x_6+y_5y_6)/l_4\right]\,d\,x_5\,d\,y_5$$ – Фурье-образы соответствующих функций.

Запишем выражение для распределения интенсивности света в плоскости регистрации. При этом для исключения из рассмотрения спекл-эффекта введем усреднение по координатам, полагая, что площадка усреднения много больше размера индивидуального спекла и в то же время в пределах этой площадки фазовый множитель $\exp i\,[\,\varphi_3(-\mu_7x_6,\,-\mu_7y_6)-\varphi_3(-\mu_7x_6+b,\,-\mu_7y_6)]$ остается постоянной величиной. Кроме того, будем считать, что фазовые искажения, вносимые в световую волну объективом, обусловлены только дефокусировкой, как в [10], и величина $d_1/\mu_5$ превосходит диаметр фильтрующего отверстия. Тогда для случая равных средних значений интенсивностей полей, соответствующих первой и второй экспозициям, получим

$$\langle I(x_6,\,y_6)\rangle\sim 1+\,|\,V\,|\,\cos[\varphi_3(-\mu_7x_6,\,-\mu_7y_6)-\varphi_3(-\mu_7x_6+b,\,-\mu_7y_6)+\psi], \quad (15)$$

где

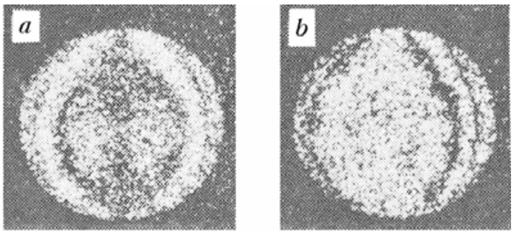
$$V=\exp\!\left(-\,i\,k\,\mu_5\mu_7\,E\,a_1\,x_6\,l_3/l_2\right)\int\!\!\int_{-\infty}^{\infty} p_3(\,x_5\,,\,y_5)\,p_3(\,x_5-\mu_5\mu_7^2\,E\,a_1\,l_4^2/l_2,\,y_5)\,\exp\!\left(\,i\,k\,\mu_5\,E\,a_1\,x_5\right)d\,x_5\,d\,y_5\,/$$

$$/\int\!\!\int_{-\infty}^{\infty}\left|\,p_3(\,x_5\,,y_5)\right|^2 d\,x_5\,d\,y_5 \quad (16)$$

– нормированная корреляционная функция; $\varphi = \arg V$; $E$ – коэффициент, характеризующий дефокусировку. Из выражения (16) следует, что площадь участка плоскости $(x_5,\,y_5)$, на котором подынтегральное выражение не обращается в нуль, равна общей площади сечений фильтрующего отверстия и того же отверстия, но смещенного относительно первого на расстояние $\mu_5\,\mu_7^2 E\,a_1\,l_4^2/l_2$.

Когда эти две области не перекрываются, то $V$=0. Кроме того, для $V \neq 0$ вид интерференционной картины изменяется из-за множителя $\exp\left(-i\kappa\,\mu_5\,\mu_7 E\,a_1 x_6\, l_3/l_2\right)$, характеризующего вносимые в световую волну фазовые искажения объектива. Для $\mu_5\,\mu_7^2 E\,a_1\, l_4^2/l_2 \ll d$, где $d$ – диаметр фильтрующего отверстия, и $d \leq \lambda\, l_2/\mu_5\,\mu_7 E\,a_1\, l_3$ можно зарегистрировать достаточно высококонтрастную интерференционную картину (15), характеризующую фазовые искажения фронта опорной волны из-за волновых аберраций формирующей его оптической системы, в пределах области существования в плоскости фотопластинки предметного поля.

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы записывались на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с использованием излучения He–Ne-лазера на длине волны 0,63 мкм. Формирование Фурье-образа матового экрана при его освещении излучением с расходящейся сферической волной при $R$ = 180 мм осуществлялось с помощью микроскопа с фокусным расстоянием объектива $f_1$ = 35 мм, окуляра $f_2$ = 50 мм с диаметром зрачков соответственно $d_1$ = 8, $d_2$ = 12 мм. Оптическая длина тубуса микроскопа равнялась $\Delta$ = 80 мм.




*a* *b*

Рис. 3. Интерферограммы бокового сдвига, локализующиеся в дальней зоне дифракции и зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации: *а* – на оптической оси, *б* – вне оптической оси

В качестве примера на рис. 3, *а* приведена интерферограмма, зарегистрированная при проведении пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости голограммы путем ее восстановления малоапертурным лазерным пучком. Для этого излучение лазера фокусировалось с помощью длиннофокусной линзы с $f_0$ = 500 мм. Интерференционная картина характеризует сферическую аберрацию с зафокальной дефокусировкой оптической системы микроскопа. Перед проведением записи второй экспозиции матовый экран смещался в направлении, перпендикулярном оптической оси, на величину $a$= (0,17±0,002) мм, а угол наклона опорного пучка изменялся на величину $\Delta\Theta = 28'\pm10''$.

Интерферограмма, представленная на рис. 3, *б*, зарегистрирована при проведении пространственной фильтрации путем смещения голограммы на 1,5 мм по оси сдвига относительно восстанавливающего ее лазерного луча. Она характеризует сочетание осевых и внеосевых волновых аберраций оптической системы микроскопа и соответствует случаю дифракции на зрачке объектива плоской волны, направление которой составляет угол $\omega$ с оптической осью микроскопа. Дальнейшее смещение голограммы относительно восстанавливающего ее лазерного луча приводит к регистрации интерференционной картины, пространственная протяженность которой уменьшается из-за ограничения пучков в оптической системе микроскопа.

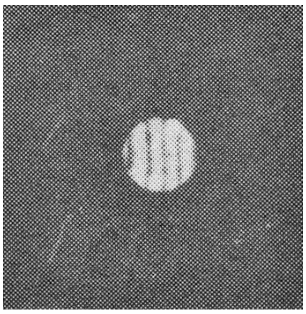


Рис. 4. Интерферограмма бокового сдвига, локализующаяся в плоскости голограммы

Интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины на рис. 4 характеризует фазовые искажения части фронта опорной волны из-за волновых аберраций формирующей его оптической системы. Ее регистрация с проведением пространственной фильтрации на оптической оси осуществлялась согласно рис. 2. Пространственная протяженность интерференционной картины, ограниченная областью существования предметного поля в плоскости голограммы, равнялось 5 мм, что соответствует расчетной величине.

Таким образом, приведенные теоретические и экспериментальные результаты показали, что рассмотренный метод двухэкспозиционной записи голограммы Фурье с помощью микроскопа обеспечивает формирование в диффузно рассеянных полях интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. При этом интерференционная картина, характеризующая волновые аберрации оптической системы микроскопа, локализуется в дальней зоне дифракции и для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации в плоскости голограммы. Кроме того, проведение пространственной фильтрации позволяет выделять интерференционные картины, соответствующие пространственным частотам волн, рассеянных матовым экраном, осуществляя тем самым контроль волновых аберраций по полю.

1. Гусев В.Г. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 5. С. 482–490.
2. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74. Вып. 5. С. 989–994.
3. Гусев В.Г. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 8. С. 787–795.
4. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. N 3. С. 484 – 489.
5. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
6. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
7. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. Вып. 1. С. 171–174.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
9. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1125–1128.
10. Гусев В.Г. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 4. С. 339–348.

Томский государственный университет
им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
21 марта 1994 г.

V.G. Gusev. **Formation of the Shear Interferograms with Diffusively Scattered Light by a Double-Exposured Record of Fourier Hologram Using a Microscope.**

Analysis of the shear interferometer is presented on the basis of double-exposure record using a microscope of Fourier hologram of a diffusive screen.

It is shown theoretically and experimentally that spatial filtration in the hologram plane enables monitoring of the microscopes phase distortions over field.