

В.Г. Гусев

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ В ДИФFUЗНО РАССЕЯННЫХ ПОЛЯХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА

Проведен анализ интерферометра бокового сдвига на основе двухэкспозиционной записи голограммы диффузно рассеянного матовым экраном поля, прошедшего контролируемую положительную линзу. Показано теоретически и экспериментально, что при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы обеспечивается контроль линзы по полю. Пространственная фильтрация в плоскости изображения матового экрана обеспечивает регистрацию интерференционной картины, характеризующей искажения фронта опорной волны из-за aberrаций формирующей его оптической системы.

В работах [1, 2, 3] на примере двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного изображения матового экрана приведена реализация метода получения интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины с использованием пространственной фильтрации в диффузно рассеянных полях. Однако с увеличением фокусного расстояния линзы, с помощью которой строится в плоскости регистрирующей голограмму среды действительное изображение матового экрана, увеличиваются требуемые размеры голографической установки, что снижает степень ее помехозащищенности. Частичное уменьшение, требуемых размеров получается на основе записи голограммы Фурье матового экрана [4, 5].

В настоящей статье приводится анализ метода двухэкспозиционной записи голограммы, позволяющий формировать в диффузно рассеянных полях интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины для контроля качества положительных линз и объективов в широком диапазоне их фокусных расстояний при небольших линейных размерах голографической установки.

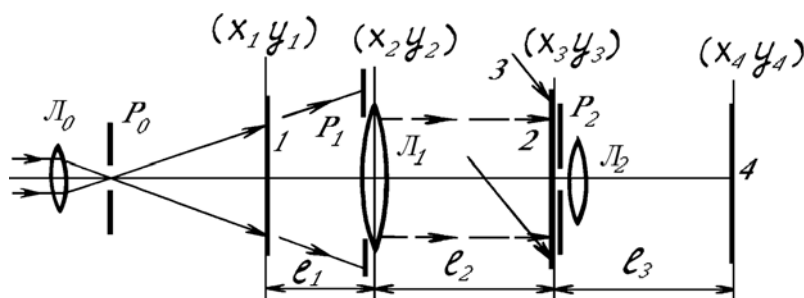


Рис. 1. Оптическая схема записи и восстановления двухэкспозиционной голограммы: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – опорный пучок; 4 – плоскость регистрации интерферограммы, L_0, L_1, L_2 – линзы, p_1, p_2 – апертурные диафрагмы, p_0 – пространственный фильтр

Как представлено на рис. 1, матовый экран 1 освещается безабберационным излучением с расходящейся сферической волной радиуса кривизны R в его плоскости, которое формируется с помощью линзы L_0 и точечного отверстия в непрозрачном экране p_0 , находящегося в ее фокусе. Затем диффузно рассеянное излучение пропускается через контролируемую линзу L_1 и на фотопластинке 2 за время первой экспозиции проводится запись голограммы с использованием квазиплоской опорной волны 3. Перед второй экспозицией осуществляется сдвиг матового экрана в его плоскости, например, в направлении оси x на величину a и фотопластинки в том же направлении на величину b .

В приближении Френеля без учета постоянных множителей комплексные амплитуды объектных полей, соответствующие первой и второй экспозиции, в плоскости (x_3, y_3) фотопластинки запишем в виде

$$\begin{aligned}
 u_1(x_3, y_3) \sim & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp[i\kappa(x_1^2 + y_1^2)/2R] \exp\{i\kappa[(x_1 - x_2)^2 + \\
 & + (y_1 - y_2)^2]/2L_1\} p_1(x_2, y_2) \exp - i\{\kappa(x_2^2 + y_2^2)/2f_1 - \varphi_1(x_2, y_2)\} \times \\
 & \times \exp\{i\kappa[(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2]/2L_2\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
u_2(x_3, y_3) \sim & \int \int \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1 + a, y_1) \exp[i\kappa(x_1^2 + y_1^2)/2R] \times \\
& \times \exp\{i\kappa[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]/2l_1\} p_1(x_2, y_2) \exp - i\{\kappa(x_2^2 + y_2^2)/2f_1\} - \\
& - \varphi_1(x_2, y_2)\} \exp\{i\kappa[(x_2 - x_3 + b)^2 + (y_2 - y_3)^2]/2l_2\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2,
\end{aligned} \tag{2}$$

где κ — волновое число; $t(x_1, y_1)$ — комплексная амплитуда прозрачности матового экрана, являющегося случайной функцией координат; $p_1(x_2, y_2)\exp i\varphi_1(x_2, y_2)$ — обобщенная функция зрачка [6] контролируемой линзы L_1 с фокусным расстоянием f_1 , учитывающая ее осевые волновые aberrации; l_1, l_2 — расстояние от главной плоскости (x_2, y_2) линзы L_1 до плоскости матового экрана и до плоскости фотопластинки соответственно.

Если выполняется условие $f_1 > l_1 l_2 / (l_1 + l_2)$, то есть линза L_1 формирует мнимое изображение матового экрана (рис. 1), и кроме того $R = f_1 - l_1$, а величины сдвигов перед второй экспозицией матового экрана и фотопластинки удовлетворяют соотношению $b/a = f_1 / (f_1 - l_1)$, то выражения (1), (2) приводятся к виду

$$\begin{aligned}
u_1(x_3, y_3) \sim & \exp[i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(l_2 - L)/2l_2^2] \{F[\kappa x_3 L / l_1 l_2, \kappa y_3 L / l_1 l_2] \otimes \\
& \otimes \exp[-i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(f_1 - l_1)L/2f_1 l_1 l_2] \otimes P_1(x_3, y_3)\};
\end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned}
u_2(x_3, y_3) \sim & \exp[i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(l_2 - L)/2l_2^2] \exp(-ikaLx_3/l_1 l_2) \times \\
& \times \{\exp(ikaLx_3/l_1 l_2) \{F[\kappa x_3 L / l_1 l_2, \kappa y_3 L / l_1 l_2] \otimes \\
& \otimes \exp[-i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(f_1 - l_1)L/2f_1 l_1 l_2]\} \otimes P_1(x_3, y_3)\};
\end{aligned} \tag{4}$$

где \otimes — символ операции свертки; $1/L = 1/l_1 - 1/f_1 + 1/l_2$;

$$\begin{aligned}
F[\kappa x_3 L / l_1 l_2, \kappa y_3 L / l_1 l_2] &= \int \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp[-i\kappa(x_1 x_3 + y_1 y_3)L / l_1 l_2] dx_1 dy_1; \\
P_1(x_3, y_3) &= \int \int_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2) \exp[-i\kappa(x_2 x_3 + y_2 y_3)/l_2] dx_2 dy_2 -
\end{aligned}$$

— Фурье образы соответствующих функций.

Пусть записанная таким образом двукратно экспонированная голограмма восстанавливается копией опорной волны, соответствующей, например, записи первой экспозиции. Тогда дифракционное поле в ее плоскости запишем как

$$u(x_3, y_3) \sim u_1(x_3, y_3) + u_2(x_3, y_3) \exp i[\varphi_2(x_3, y_3) - \varphi_2(x_3 + b, y_3)], \tag{5}$$

где $\varphi_2(x_3, y_3)$ — детерминированная фазовая функция, характеризующая искажения фронта опорной волны из-за волновых aberrаций формирующей его оптической системы. В результате подстановки выражений (3), (4) в (5) с учетом выполнения равенства

$$\begin{aligned}
& \exp(-ikaLx_3 / l_1 l_2) \{\exp(ikaLx_3 / l_1 l_2) \{F[\kappa x_3 L / l_1 l_2, \kappa y_3 L / l_1 l_2] \otimes \exp[-i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(f_1 - l_1)L / 2f_1 l_1 l_2]\} \otimes \\
& \otimes P_1(x_3, y_3)\} = \{F[\kappa x_3 L / l_1 l_2, \kappa y_3 L / l_1 l_2] \otimes \exp[-i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(f_1 - l_1)L / 2f_1 l_1 l_2]\} \otimes \exp(-ikaLx_3 / l_1 l_2) P_1(x_3, y_3) \}
\end{aligned}$$

[7] получим

$$\begin{aligned}
u(x_3, y_3) \sim & \exp[i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(l_2 - L)/2l_2^2] \{F[\kappa x_3 L / l_1 l_2, \kappa y_3 L / l_1 l_2] \otimes \\
& \otimes \exp[-i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(f_1 - l_1)L/2f_1 l_1 l_2] \otimes P_1(x_3, y_3) + \exp i[\varphi_2(x_3, y_3) - \\
& - \varphi_2(x_3 + b, y_3)] \{F[\kappa x_3 L / l_1 l_2, \kappa y_3 L / l_1 l_2] \otimes \exp[-i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(f_1 - l_1)L / \\
& \times L/2f_1 l_1 l_2] \otimes \exp(-ikaLx_3 / l_1 l_2) P_1(x_3, y_3)\}\}.
\end{aligned} \tag{6}$$

Как следует из выражения (6), в плоскости голограммы совпадают идентичные субъективные спеклы двух экспозиций с общим, относительным наклоном между ними на угол $\alpha = aL/l_1 l_2$, что обуславливает локализацию в ней низкочастотной интерференционной картины из-за фазовых искажений опорной

волны [2]. Если в плоскости голограммы установлен непрозрачный экран с круглым отверстием (апертурная диафрагма p_2 линзы L_2 на рис. 1), центр которого находится на оптической оси, и в пределах его диаметра выполняется условие $\varphi_2(x_3, y_3) - \varphi_2(x_3+b, y_3) \leq \pi$, то есть диаметр фильтрующего отверстия не превосходит ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, то дифракционное поле определяется выражением

$$\begin{aligned} u(x_3, y_3) &\sim p_2(x_3, y_3) \exp[i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(l_2 - L)/2l_2^2] \times \\ &\times \{F[\kappa x_3 L/l_1 l_2, \kappa y_3 L/l_1 l_2] \otimes \exp[-i\kappa(x_3^2 + y_3^2)(f_1 - l_1)L/2f_1 l_1 l_2] \otimes \\ &\otimes [1 + \exp(-i\kappa a x_3 L/l_1 l_2) P_1(x_3, y_3)]\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $p_2(x_3, y_3)$ — функция пропускания экрана с круглым отверстием [8].

В используемом приближении комплексную амплитуду поля на расстоянии l_3 от плоскости голограммы запишем в виде

$$\begin{aligned} u(x_4, y_4) &\sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x_3, y_3) \exp[-i\kappa(x_3^2 + y_3^2)/2f_2] \times \\ &\times \exp\{i\kappa[(x_3 - x_4)^2 + (y_3 - y_4)^2]/2l_3\} dx_3 dy_3, \end{aligned} \quad (8)$$

где f_2 — фокусное расстояние линзы L_2 (рис. 1).

В результате подстановки выражения (7) в (8), полагая, что фокусное расстояние линзы L_2 удовлетворяет условию $((l_2 - L)/l_2^2 + 1/l_3 = 1/f_2)$, получим

$$\begin{aligned} u(x_4, y_4) &\sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)/2l_3] \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\ &\times \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)f_1 l_1 l_2/2(f_1 - l_1)Ll_3^2] p_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \times \\ &\times \exp i\varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) + t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\ &\times \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)f_1 l_1 l_2/2(f_1 - l_1)Ll_3^2] p_1(-\mu_2 x_4 - aL/l_1, -\mu_2 y_4) \times \\ &\times \exp i\varphi_1(-\mu_2 x_4 - aL/l_1, -\mu_2 y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\mu_1 = l_1 l_2 / Ll_3$; $\mu_2 = l_2 / l_3$ — коэффициенты масштабного преобразования;

$P_2(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp[-i\kappa(x_3 x_4 + y_3 y_4) / l_3] dx_3 dy_3$ — Фурье-образ функции пропускания фильтрующего отверстия.

Из выражения (9) следует, что в плоскости (x_4, y_4) формируется изображение матового экрана, ограниченного размерами апертуры линзы L_1 , если диаметр его освещенной области превышает величину $d_1 l_1 / L$, где d_1 — диаметр зрачка линзы L_1 . При этом каждая точка изображения уширена до Фурье образа функции пропускания зрачка линзы L_2 , определяющего характерный размер субъективного спекла. Кроме того, в пределах перекрытия изображений зрачка линзы L_1 идентичные спекл-поля двух экспозиций оказываются наложенными друг на друга, что обуславливает локализацию низкочастотной интерференционной картины в плоскости регистрации 4 (рис. 1). Действительно, если период изменения функции $\exp i\varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) + \exp i\varphi_1(-\mu_2 x_4 - aL/l_1, -\mu_2 y_4)$ хотя бы на порядок [9] превосходит размер спекла, то эту функцию в выражении (9) вынесем из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей двух экспозиций приводит к распределению освещенности

$$\begin{aligned} I(x_4, y_4) &\sim \{1 + \cos[\varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) - \varphi_2(-\mu_2 x_4 - aL/l_1, -\mu_2 y_4)]\} \times \\ &\times |t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)f_1 l_1 l_2/2(f_1 - l_1)Ll_3^2] \otimes P_2(x_4, y_4)|^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, на основании выражения (10) хаотичная модуляция спекл-структурой изображения матового экрана оказывается промодулирована регулярной низкочастотной картиной, представляющей интерферограмму бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует осевые волновые aberrации линзы L_1 . Это объясняется тем, что информация о фазовых искажениях, вносимых в световую волну контролируемой линзой, заключена в пределах индивидуального спекла в плоскости голограммы. Следовательно, путем проведения пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости голограммы в пространственном спектре волн, рассеянных матовым экраном, выделяется узкий диапазон пространственных частот вблизи направления, совпадающего с оптиче-

ской осью. Смещение же по оси x фильтрующего экрана в плоскости голограммы приводит к формированию интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей сочетание осевых и внеосевых волновых aberrаций контролируемой линзы L_1 , так как в этом случае фильтрующим отверстием выделяется узкий диапазон пространственных частот вблизи направления, соответствующего пространственной частоте $x_{30}(l_2 - L) / \lambda l_2^2$, где λ — длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы, x_{30} — координата центра фильтрующего отверстия в непрозрачном экране p_2 (рис. 1).

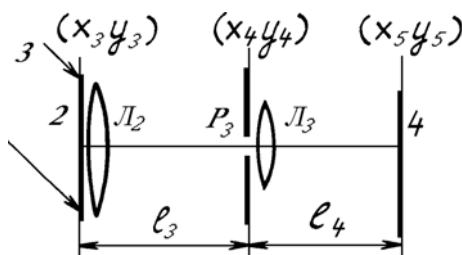


Рис. 2. Схема регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, при проведении пространственной фильтрации в плоскости изображения матового экрана

Для регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, проведем пространственную фильтрацию диффузно-рассеянного поля в плоскости (x_4, y_4) построения изображения матового экрана (рис. 2). В результате подстановки выражения (6) в (8) без учета дифракционной ограниченности из-за конечных размеров голограммы и линзы L_2 получим

$$\begin{aligned}
 u(x_4, y_4) &\sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)/2l_3] \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\
 &\times \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2) f_1 l_1 l_2 / 2(f_1 - l_1) L l_3^2] p_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \times \\
 &\times \exp[i\varphi_1(-\mu_2 x_4 - \mu_2 y_4) + \Phi(x_4, y_4) \otimes t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\
 &\times \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2) f_1 l_1 l_2 / 2(f_1 - l_1) L l_3^2] p_1(-\mu_2 x_4 - aL/l_1, -\mu_2 y_4) \times \\
 &\times \exp[i\varphi_1(-\mu_2 x_4 - aL/l_1, -\mu_2 y_4)]\}, \quad (11)
 \end{aligned}$$

где $\Phi(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\varphi_2(x_3, y_3) - \varphi_2(x_3 + b, y_3)] \exp[-i\kappa(x_3 x_4 + y_3 y_4 / l_3)] dx_3 dy_3$ — Фурье образ соответствующей функции.

Если в плоскости (x_4, y_4) установлен непрозрачный экран с круглым отверстием (апертурная диафрагма p_3 линзы L_3 на рис. 2), центр которого находится на оптической оси, причем ширина интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости изображения матового экрана, не превосходит диаметр фильтрующего отверстия, то есть $\varphi_1[(-\mu_2 x_4 - aL/l_1, -\mu_2 y_4) - \varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4)] \leq \pi$, то дифракционное поле на его выходе определяется выражением

$$\begin{aligned}
 u(x_4, y_4) &\sim p_3(x_4, y_4) \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)/2l_3] \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\
 &\times \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2) f_1 l_1 l_2 / 2(f_1 - l_1) L l_3^2] \otimes [1 + \Phi(x_4, y_4)]\}, \quad (12)
 \end{aligned}$$

где $p_3(x_4, y_4)$ — функция пропускания экрана p_3 (рис. 2) с круглым отверстием.

Световое поле в плоскости (x_5, y_5) , находящейся на расстоянии l_4 от плоскости проведения пространственной фильтрации, определим как

$$u(x_5, y_5) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x_4, y_4) \exp[-i\kappa(x_4^2 + y_4^2)/2f_3] \exp\{i\kappa[(x_4 - x_5)^2 + (y_4 - y_5)^2]/2l_4\} dx_4 dy_4, \quad (13)$$

где f_3 — фокусное расстояние линзы L_3 .

Полагая, что фокусное расстояние линзы L_3 удовлетворяет условию $1/l_3 + 1/l_4 = 1/f_3$, в результате подстановки выражения (12) в (13) получим

$$\begin{aligned}
 u(x_5, y_5) &\sim \exp[i\kappa(x_5^2 + y_5^2)/2l_4] \{[1 + \exp\{i[\varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \\
 &- \varphi_2(-\mu_3 x_5 + b, -\mu_3 y_5)]\}] F[\kappa x_5/l_4, \kappa y_5/l_4] \otimes P_3(x_5, y_5)\}, \quad (14)
 \end{aligned}$$

где $\mu_3 = l_3/l_4$ — коэффициент масштабного преобразования;

$$F[\kappa x_5/l_4, \kappa y_5/l_4] = \iint_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2) f_1 l_1 l_2 / 2 (f_1 - l_1) L l_3^2] \times \\ \times \exp[-i\kappa(x_4 x_5 + y_4 y_5) / l_4] dx_4 dy_4;$$

$$P_3(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp[-i\kappa(x_4 x_5 + y_4 y_5) / l_4] dx_4 dy_4$$

— Фурье образы соответствующих функций.

Если период изменения функции $1 + \exp i[\varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \varphi_2(-\mu_3 x_5 + b, -\mu_3 y_5)]$ больше, чем характерный размер субъективного спекла, определяемого шириной функции $P_3(x_5, y_5)$, то эту функцию в выражении (14) вынесем из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей двух экспозиций приводит к распределению освещенности

$$I(x_5, y_5) \sim \{1 + \cos[\varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \varphi_2(-\mu_3 x_5 + b, -\mu_3 y_5)]\} \times \\ \times |F[\kappa x_5/l_4, \kappa y_5/l_4] \otimes P_3(x_5, y_5)|^2, \quad (15)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей волновые aberrации оптической системы, формирующей фронт опорной волны. Смещение же центра фильтрующего отверстия с оптической оси приводит к уменьшению контрастности интерференционной картины и изменению ее вида из-за внеосевых волновых aberrаций контролируемой линзы.

Согласно выражению (6) в распределении комплексной амплитуды поля двух экспозиций в плоскости голограммы в (-1) порядке дифракции присутствует общий квадратичный множитель, характеризующий распределение фазы расходящейся сферической волны радиуса кривизны $l_2^2 / (l_2 - L)$. Это приводит к необходимости установки положительности линзы L_2 на рис. 2 в плоскости голограммы для регистрации локализуемой в ней интерференционной картины. В случае же восстановления голограммы в $(+1)$ порядке дифракции на расстоянии $l_2^2 / (l_2 - L)$ от нее формируется действительное изображение матового экрана, и проведение пространственной фильтрации в этой плоскости на оптической оси с помощью апертурной диафрагмы положительной линзы или объектива позволяет регистрировать интерференционную картину, локализуемую в плоскости голограммы.

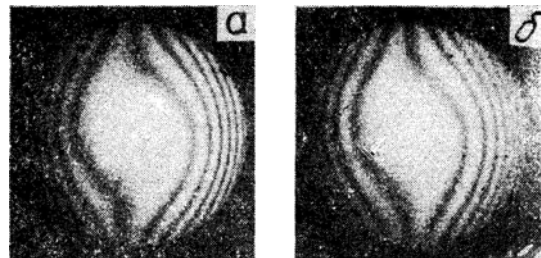


Рис. 3. Интерферограммы бокового сдвига, характеризующие волновые aberrации контролируемого объекта и зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы: *a* — на оптической оси, *б* — вне оптической оси

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы записывались на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с использованием излучения He—Ne-лазера на длине волны 0,63 мкм. В качестве примера на рис. 3, *a* представлена интерферограмма бокового сдвига, характеризующая сферическую aberrацию в параосевом фокусе объектива с фокусным расстоянием 300 мм, диаметром зрачка 50 мм. Пространственная фильтрация проводилась на оптической оси путем восстановления голограммы малоапертурным лазерным пучком диаметра ~ 3 мм. Запись голограммы проводилась для расстояний $l_1 = 85$ мм, $l_2 = 200$ мм. Диаметр освещенной области матового экрана составлял 60 мм, а диаметр опорного пучка 50 мм. Перед записью второй экспозиции величина сдвига матового экрана $a = (1,3 \pm 0,002)$ мм, а фотопластинки $b = (1,349 \pm 0,002)$ мм. Смещение на 15-мм в направлении проводимого перед второй экспозицией сдвига голограммы относительно восстанавливающего ее лазерного пучка приводит к формированию в плоскости изображения матового экрана интерференционной картины, представленной на рис. 3, *б* и характеризующей сочетание осевых и внеосевых волновых aberrаций контролируемого объекта.

Интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины на рис. 4, *a* характеризует сферическую aberrацию с предфокальной дефокусировкой опорной волны. Ее регистрация проводилась путем восстановления голограммы в $(+1)$ порядке дифракции при проведении пространственной фильтрации в плоскости построения действительного изображения матового экрана на оптической оси с помо-

шью апертурной диафрагмы объектива, диаметр которой равнялся 2 мм. Смещение на 5 мм с оптической оси центра апертурной диафрагмы приводит к образованию интерференционной картины, представленной на рис. 4, б. Из сравнения интерференционных картин на рис. 4, а, б следует, что проведение пространственной фильтрации вне оптической оси приводит к уменьшению контрастности интерференционной картины и изменению ее вида, что объясняется, как указывалось выше, влиянием внесосевых волновых aberrаций контролируемого объектива и требует более подробного обоснования. Для этого будем считать с целью упрощения записи, что контролируемая линза или объектив находится в плоскости матового экрана, то есть $l_1 = 0$, и увеличение оптической системы (рис. 2) равно единице. Тогда комплексная амплитуда поля в плоскости (x_5, y_5) регистрации интерференционной картины принимает вид

$$u(x_5, y_5) \sim \exp[i\kappa(x_5^2 + y_5^2)/2L_2]\{F_1(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5) + \\ + \exp i[\varphi_2(-x_5, -y_5) - \varphi_2(-x_5 + a, -y_5)] F_2(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5)\},$$

где

$$F_1(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} t(-x_4, -y_4) \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)/2L_2] \exp i\varphi_1(-x_4, -y_4) \times$$

$$\times \exp[-i\kappa(x_4x_5 + y_4y_5)/L_2] dx_4 dy_4;$$

$$F_2(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} t(-x_4, -y_4) \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)/2L_2] \exp i\varphi_1(-x_4, -y_4) \times$$

$$\times \exp[-i\kappa(x_4x_5 + y_4y_5)/L_2] dx_4 dy_4;$$

$$P(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp[-i\kappa(x_4x_5 + y_4y_5)/L_2] dx_4 dy_4 -$$

— Фурье образы соответствующих функций.

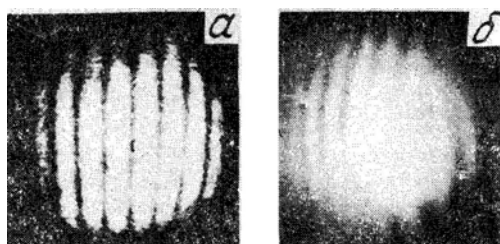


Рис. 4. Интерферограммы бокового сдвига, зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации в плоскости изображения матового экрана: а — на оптической оси, б — вне оптической оси

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 $\exp i[\varphi_2(-x_5, -y_5) - \varphi_2(-x_5 + a, -y_5)]$ остается постоянной величиной. Тогда для средней интенсивности получим

$$\langle I(x_5, y_5) \rangle = \langle |F_1(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5)|^2 \rangle + \langle |F_2(x_5, y_5) \otimes \\ \otimes P(x_5, y_5)|^2 \rangle + 2 \{ \text{Re} \langle [F_1(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5)] [F_2(x_5, y_5) \otimes \\ \otimes P(x_5, y_5)]^* \rangle \} \cos [\varphi_2(-x_5, -y_5) - \varphi_2(-x_5 + a, -y_5)] - 2 \{ \text{Im} \langle [F_1(x_5, y_5) \otimes \\ \otimes P(x_5, y_5)] [F_2(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5)]^* \rangle \} \sin [\varphi_2(-x_5, -y_5) - \varphi_2(-x_5 + a, -y_5)],$$

где Re — реальная; Im — мнимая часть, а угловые скобки обозначают операцию усреднения по координатам. Считая средние интенсивности восстановленных полей, соответствующих первой и второй экспозициям, равными, представим $\langle I(x_5, y_5) \rangle$ в виде

$$\langle I(x_5, y_5) \rangle = 2 \langle |F_1(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5)|^2 \rangle \times \\ \times \{1 + |V| \cos [\varphi_2(-x_5, -y_5) - \varphi_2(-x_5 + a, -y_5) + \psi]\},$$

где

$$V = \langle [F_1(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5)] [F_2(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5)]^* \rangle / \langle |F_1(x_5, y_5) \otimes P(x_5, y_5)|^2 \rangle -$$

нормированная корреляционная функция, $\psi = \arg V$.

Функцию, характеризующую только осевые волновые aberrации первого порядка контролируемой линзы или объектива, запишем в виде

$$\varphi_1(x_4, y_4) = A(x_4^2 + y_4^2) + E(x_4^2 + y_4^2),$$

где A и E — коэффициенты, характеризующие сферическую aberrацию и дефокусировку соответственно. Далее будем считать, что интерференционная картина, локализуемая в плоскости изображения матового экрана, обусловлена только дефокусировкой и автокорреляционная функция

$$\langle t(-x_4, -y_4) t^*(-x'_4, -y'_4) \rangle = \delta(x_4 - x'_4) \delta(y_4 - y'_4),$$

где δ — дельта-функция. Тогда выражение для корреляционной функции принимает вид

$$V = \iint_{-\infty}^{\infty} |p_3(x_4, y_4)|^2 \exp(-ikaEx_4) dx_4 dy_4 / \iint_{-\infty}^{\infty} |p_3(x_4, y_4)|^2 dx_4 dy_4.$$

Это выражение, подобное известному в голографической интерферометрии [10] с использованием диффузно рассеянных полей, определяет нормированную функцию автокорреляции спекл-полей в плоскости (x_5, y_5) регистрации интерференционной картины, то есть является нормированным комплексным коэффициентом когерентности.

Так как функция пропускания экрана с круглым отверстием равна единице в пределах отверстия и нулю за его пределами, то $|p_3(x_4, y_4)|^2 = p_3(x_4, y_4)$ и нормированная функция автокорреляции принимает следующее значение:

$$V = \iint_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp(-ikaEx_4) dx_4 dy_4 / \iint_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) dx_4 dy_4,$$

то есть функция автокорреляции определяется как нормированный Фурье образ функции пропускания экрана с круглым отверстием. Отсюда видность интерференционной картины $|V| = |2J_1(\kappa d_3 a E / 2) / \kappa d_3 a E / 2|$, где J_1 функция Бесселя первого рода первого порядка; d_3 — диаметр фильтрующего отверстия в плоскости (x_4, y_4) на рис. 2. Если ширина $\Delta x_4 = \lambda / aE$ интерференционной полосы для локализуемой в плоскости изображения матового экрана интерференционной картины в виде эквидистантных полос в рассматриваемом упрощенном случае превосходит диаметр фильтрующего отверстия, то $|V| = 1$, и $\psi = 0$ для интерференционной картины, регистрируемой в плоскости (x_5, y_5) . Аналогичный результат будет и при наличии дополнительно сферической aberrации контролируемой линзы или объектива, если ширина интерференционной полосы в плоскости (x_4, y_4) превосходит диаметр фильтрующего отверстия.

На основании [11] запишем функцию, характеризующую внеосевые волновые aberrации первого порядка контролируемой линзы или объектива без учета дисторсии, которая не определяется в дифференциальной интерферометрии, в виде

$$\varphi_1(x_4, y_4) = B(\xi x_4 + \eta y_4)(x_4^2 + y_4^2) + C(\xi^2 + \eta^2)(x_4^2 + y_4^2) + D[(\xi^2 - \eta^2)(x_4^2 - y_4^2) + 4\xi\eta x_4 y_4],$$

где B, C, D — коэффициенты, характеризующие кому, кривизну поля и астигматизм соответственно; $\xi = x_3 / \lambda l_2$, $\eta = y_3 / \lambda l_2$ — пространственные частоты. Следовательно, если пространственная фильтрация проводится в плоскости изображения матового экрана на оптической оси, то при достаточной малости диаметра фильтрующего отверстия ($x_4 = y_4 = 0$) величина видности и вид интерференционной картины, регистрируемой в плоскости (x_5, y_5) , не будут зависеть от внеосевых волновых aberrаций контролируемой линзы или объектива. При смещении же центра фильтрующего отверстия в плоскости (x_4, y_4) корреляционная функция принимает вид

$$V = \iint_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4 + a_0, y_4 + b_0) \exp\left[-i \frac{\partial \varphi_1(-x_4, -y_4)}{\partial x_4} a\right] dx_4 dy_4 / \iint_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4 + a_0, y_4 + b_0) dx_4 dy_4,$$

где a_0, b_0 — координаты центра фильтрующего отверстия. Тогда даже при достаточной малости диаметра фильтрующего отверстия, обеспечивающего в узкой полосе пространственных частот выделение пространственной частоты $\rho_0^2 = \xi_1^2 + \eta_1^2$, где $\xi_1 = a_0 / \lambda l_2$; $\eta_1 = b_0 / \lambda l_2$ для интерференционной картины,

регистрируемой в плоскости (x_5, y_5) , $|V| < 1$ и $\psi \neq 0$ из-за квадратичной зависимости показателя экспоненты в выражении для корреляционной функции в случае внеосевой аберрации типа комы.

Таким образом, приведенные теоретические, и экспериментальные результаты показали, что предлагаемый метод двухэкспозиционной записи голограммы обеспечивает формирование в диффузно рассеянных полях интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. При этом интерференционная картина, характеризующая волновые аберрации контролируемой положительной линзы или объектива, локализуется в плоскости изображения матового экрана и для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации в плоскости голограммы. Интерференционная картина, обусловленная фазовыми искажениями опорной волны из-за аберраций оптической системы, формирующей ее фронт, локализуется в плоскости голограммы, и ее регистрация возможна при проведении пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости изображения матового экрана. Кроме того, следует отметить, что при $l_1 = 0$ в предлагаемом методе исключается возможное увеличение частоты интерференционных полос из-за конечной величины точности производимых перед второй экспозицией сдвигов матового экрана и фотопластинки путем проведения их сдвига единым механизмом.

1. Гусев В. Г. // Изв. вузов. Приборостроение. 1989. Т. 32. № 5. С. 65–70.
2. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 9. С. 936–945.
3. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 10. С. 1034–1044.
4. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1125–1128.
5. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. Вып. 1. С. 171–174.
6. Гудман Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
7. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 5. С. 482–490.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
9. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
10. Уонешига М. // Optik. 1983. V. 63. № 2. P. 167–177.
11. Мену М., Роблин М. // J. Optics. 1979. V. 10. № 1. P. 1–11.

Томский госуниверситет им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
3 февраля 1992 г.

V. G. Gusev. The Spatial Filtration of the Shear Holographic Interferograms in Diffuse Fields.

A side shear interferometer operation is described based on the analysis of double-exposure records of a hologram built up with the diffuse field passed through a convex lens. It is shown, both theoretically and experimentally that the control of a lens quality can be performed with this field by making spatial filtration in the hologram plane. The interference pattern formed due to the spatial filtration in the plane of a diffuse screen image determines the phase distortions of the reference wave introduced by the aberrations of a lens forming the image.