

В.Г. Гусев

ФОРМИРОВАНИЕ В ДИФFUЗНО РАССЕЙАННЫХ ПОЛЯХ ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА В СЛУЧАЕ ДВУХЭКСПОЗИЦИОННОЙ ЗАПИСИ ЛИНЗОВОЙ ГОЛОГРАММЫ ГАБОРА

Представлен анализ интерферометра бокового сдвига на основе двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Габора мнимого изображения амплитудного рассеивателя. Показано, что интерференционная картина, образованная при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля, определяет осевые aberrации линзы с увеличенной в два раза чувствительностью.

В [1] показано, что двухэкспозиционная внеосевая запись с помощью положительной линзы голограммы мнимого изображения матового экрана при его освещении когерентным излучением с безабберационной расходящейся сферической волной приводит к формированию на стадии ее восстановления в (-1) -м порядке дифракции интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. При этом интерференционная картина, характеризующая волновые aberrации линзы, локализуется в плоскости изображения матового экрана и для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы. Помимо объектного канала существуют также и фазовые искажения в канале внеосевой опорной волны из-за aberrаций оптической системы, формирующей ее квазиплоский фронт. Интерференционная картина, характеризующая их, локализуется в плоскости голограммы. Ее регистрация возможна при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости изображения матового экрана.

В настоящей статье анализируются особенности формирования интерферограмм бокового сдвига в диффузно рассеянных полях при двухэкспозиционной записи голограммы по схеме Габора в сравнении со случаем использования внеосевой опорной волны.

Согласно рис. 1, a амплитудный рассеиватель 1 , находящийся в плоскости (x_1, y_1) , освещается безабберационным когерентным излучением с расходящейся сферической волной радиуса кривизны R , которая формируется с помощью линзы L_0 и точечного отверстия в непрозрачном экране p_0 , находящегося в ее фокусе. Затем диффузно рассеянное излучение пропускается через контролируруемую линзу L_1 с фокусным расстоянием f_1 и на фотопластинке 2 проводится запись голограммы за время первой экспозиции. Перед повторным экспонированием осуществляется сдвиг амплитудного рассеивателя в его плоскости, например в направлении оси x на величину a , и фотопластинки в том же направлении на величину $b = \frac{af_1}{f_1 - l_1}$, где l_1 – расстояние между амплитудным рассеивателем и главной плоскостью (x_2, y_2) линзы L_1 .

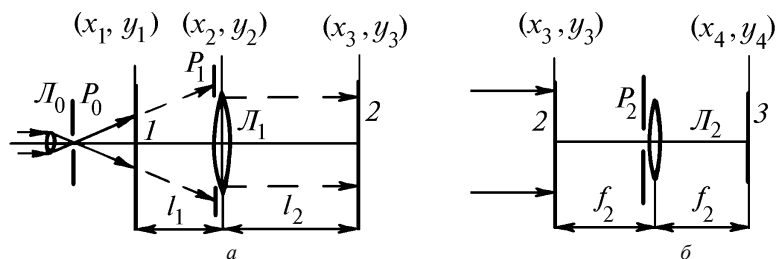


Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления (б) двухэкспозиционной голограммы Габора: 1 – амплитудный рассеиватель; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – плоскость регистрации интерферограммы; L_0, L_1, L_2 – линзы; p_0, p_2 – фильтрующие диафрагмы; p_1 – апертурная диафрагма

Если выполняется условие $f_1 > \frac{l_1 l_2}{l_1 + l_2}$, где l_2 – расстояние между главной плоскостью и фотопластинкой, и $R = f_1 - l_1$, то в приближении Френеля без учета постоянных множителей комплексные амплитуды полей, соответствующие первой и второй экспозиции, в плоскости (x_3, y_3) фотопластинки на основании [1] принимают вид

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp \left[\frac{ik(l_2 - L)}{2f_2^2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \left\{ [\delta(x_3, y_3) - F(x_3, y_3)] \otimes \exp \left[-\frac{ik(f_1 - l_1)L}{2f_1 l_1 l_2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\}; (1)$$

$$u_2(x_3, y_3) \sim \exp \left[\frac{ik(l_2 - L)}{2f_2^2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \left\{ [\delta(x_3, y_3) - F(x_3, y_3)] \otimes \exp \left[-\frac{ik(f_1 - l_1)L}{2f_1 l_1 l_2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \otimes \exp \left(-i k a x_3 \frac{L}{l_1 l_2} \right) P_1(x_3, y_3) \right\}, (2)$$

где \otimes – символ операции свертки; k – волновое число; $\delta(x_3, y_3)$ – дельта-функция Дирака;

$1/L = 1/l_1 - 1/f_1 + 1/l_2$; $F(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp[-ik(x_1 x_3 + y_1 y_3)L/l_1 l_2] dx_1 dy_1$ – Фурье-образ диффузного рассеивателя, амплитуда поглощения $t(x_1, y_1)$ которого является случайной функцией координат;

$P_1(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi(x_2, y_2) \exp[-ik(x_2 x_3 + y_2 y_3)/l_2] dx_2 dy_2$ – Фурье-образ обобщенной функции $p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi(x_2, y_2)$ зрачка [2] контролируемой линзы, учитывающей ее осевые волновые aberrации.

Если фотослой, подвергнутый экспонированию светом с интенсивностью $I(x_3, y_3) = u_1(x_3, y_3) u_1^*(x_3, y_3) + u_2(x_3, y_3) u_2^*(x_3, y_3)$, обработан с получением негатива на прямолинейной части характеристической кривой почернения, то с учетом условия $t(x_1, y_1) \ll 1$ диффузно рассеянная составляющая пропускания $\tau(x_3, y_3)$ голограммы на рис. 1, б определяется выражением

$$\begin{aligned} \tau(x_3, y_3) \sim & [\exp(-i\alpha) \otimes P_1(x_3, y_3)] [F^*(x_3, y_3) \otimes \exp(i\alpha) \otimes P_1^*(x_3, y_3)] + [\exp(i\alpha) \otimes P_1^*(x_3, y_3)] \times \\ & \times [F(x_3, y_3) \otimes \exp(-i\alpha) \otimes P_1(x_3, y_3)] + [\exp(-i\alpha) \otimes \exp(-ikax_3 L/l_1 l_2) P_1(x_3, y_3)] \times \\ & \times [F^*(x_3, y_3) \otimes \exp(i\alpha) \otimes \exp(ikax_3 L/l_1 l_2) P_1^*(x_3, y_3)] + [\exp(i\alpha) \otimes \exp(ikax_3 L/l_1 l_2) \times \\ & \times P_1^*(x_3, y_3)] [F(x_3, y_3) \otimes \exp(-i\alpha) \otimes \exp(-ikax_3 L/l_1 l_2) P_1(x_3, y_3)], \end{aligned} (3)$$

где $\alpha = \frac{k(f_1 - l_1)L}{2f_1 l_1 l_2} (x_3^2 + y_3^2)$ – введенное обозначение для сокращения записи.

Пусть на оптической оси с помощью апертурной диафрагмы p_2 (см. рис. 1, б) линзы L_2 с фокусным расстоянием f_2 проводится пространственная фильтрация дифракционного поля. Тогда на основании [3] распределение комплексной амплитуды поля в ее задней фокальной плоскости представим в виде

$$u(x_4, y_4) \sim \iint_{-\infty}^{\infty} \tau(x_3, y_3) \exp[-ik(x_3 x_4 + y_3 y_4)/f_2] dx_3 dy_3 \otimes P_2(x_4, y_4), (4)$$

где $P_2(x_4, y_4)$ – Фурье-образ функции пропускания апертурной диафрагмы.

В результате подстановки (3) в (4) получим

$$\begin{aligned} u(x_4, y_4) \sim & [\exp(i\beta) p_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \exp i\varphi(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \otimes t(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4) \exp(-i\beta) \times \\ & \times p_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) \exp -i\varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) + \exp(-i\beta) p_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) \exp -i\varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) \otimes t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\ & \times \exp(i\beta) p_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \exp i\varphi(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) + \exp(i\beta) p_1(-\mu_2 x_4 - c, -\mu_2 y_4) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp i\varphi(-\mu_2x_4 - c, -\mu_2y_4) \otimes t(\mu_1x_4, \mu_1y_4) \exp(-i\beta) p_1(\mu_2x_4 - c, \mu_2y_4) \exp -i\varphi(\mu_2x_4 - c, \mu_2y_4) + \\
& + \exp(-i\beta) p_1(\mu_2x_4 - c, \mu_2y_4) \exp -i\varphi(\mu_2x_4 - c, \mu_2y_4) \otimes t(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \times \\
& \times \exp(i\beta) p_1(-\mu_2x_4 - c, -\mu_2y_4) \exp i\varphi(-\mu_2x_4 - c, -\mu_2y_4) \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (5)
\end{aligned}$$

где $\mu_1 = l_1 l_2 / L f_2$, $\mu_2 = l_2 / f_2$ – коэффициенты масштабного преобразования;
 $\beta = k(x_4^2 + y_4^2) f_1 l_1 l_2 / 2(f_1 - l_1) L f_2^2$; $c = aL / l_1$.

Выражение (5) описывает комплексную амплитуду света, которая создает в Фурье-плоскости освещенность, характерную для субъективной спекл-структуры. Размер индивидуального спекла в этой плоскости определяется шириной функции $P_2(x_4, y_4)$. Причем световое поле в плоскости наблюдения, как видно из (5), при диаметре освещенной области амплитудного рассеивателя, не меньшем величины $d_1(1 + \frac{l_1}{l_2} - \frac{l_1}{f_1})$, где d_1 – диаметр зрачка линзы L_1 (см. рис. 1, а), представляет собой суперпозицию наложенных друг на друга идентичных в пределах перекрытия функции зрачка спекл-полей двух экспозиций как для (–1)-го, так и для (+1)-го порядка дифракции. Кроме того, для четной фазовой функции $\varphi(x_2, y_2)$, соответствующей осевым волновым aberrациям контролируемой линзы, из условия достижения максимального значения корреляционных функций выражение (5) принимает вид

$$\begin{aligned}
u_1(x_4, y_4) \sim & \left\{ \exp(i\beta) \left\{ 1 + \exp i \left[\frac{\partial\varphi(\mu_2x_4, \mu_2y_4)}{\partial\mu_2x_4} 2c \right] \right\} \int_{-\infty}^{\infty} t(\mu_1\xi, \mu_1\eta) \times \right. \\
& \times \exp \left[\frac{-ikf_1 l_1 l_2}{(f_1 - l_1) L f_2^2} (x_4 \xi + y_4 \eta) \right] d\xi d\eta + \exp(-i\beta) \left\{ 1 + \exp i \left[\frac{\partial\varphi(\mu_2x_4, \mu_2y_4)}{\partial\mu_2x_4} 2c \right] \right\} \times \\
& \times \int_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1\xi, -\mu_1\eta) \exp \left[\frac{ikf_1 l_1 l_2}{(f_1 - l_1) L f_2^2} (x_4 \xi + y_4 \eta) \right] d\xi d\eta \left. \right\} \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (6)
\end{aligned}$$

где $\frac{\xi f_1 l_1 l_2}{\lambda (f_1 - l_1) L f_2^2}$; $\frac{\eta f_1 l_1 l_2}{\lambda (f_1 - l_1) L f_2^2}$ – пространственные частоты; λ – длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы;

$$\frac{\partial\varphi(\mu_2x_4, \mu_2y_4)}{\partial\mu_2x_4} c =$$

$$= \varphi(\mu_2x_4 + c, \mu_2y_4) - \varphi(\mu_2x_4 - c, \mu_2y_4).$$

Так как изменение знака переменных во втором интеграле выражения (6) компенсируется переменной пределов интегрирования, то распределение комплексной амплитуды поля в Фурье-плоскости линзы L_2 (см. рис. 1, б) определяется выражением

$$u(x_4, y_4) \sim \left\{ [\exp(i\beta) + \exp(-i\beta)] \left\{ 1 + \exp i \left[\frac{\partial\varphi(\mu_2x_4, \mu_2y_4)}{\partial\mu_2x_4} 2c \right] \right\} F_1(x_4, y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (7)$$

где $F_1(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} t(\mu_1\xi, \mu_1\eta) \exp \left[\frac{-ikf_1 l_1 l_2}{(f_1 - l_1) L f_2^2} (x_4 \xi + y_4 \eta) \right] d\xi d\eta$ – Фурье-образ соответствующей функции.

Если период изменения функции $[\exp(i\beta) + \exp(-i\beta)] \{1 + \exp i [\partial\varphi(\mu_2x_4, \mu_2y_4) / \partial\mu_2x_4] 2c\}$ хотя бы на порядок [4] превосходит размер субъективного спекла, то ее можно вынести в выражении (7) из-под знака интеграла свертки. Тогда распределение освещенности в плоскости (x_4, y_4) принимает вид

$$I(x_4, y_4) \sim \left\{ \left[1 + \cos \frac{\partial \varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial \mu_2 x_4} 2c \right] \left[1 + \cos \frac{k f_1 l_1 l_2}{(f_1 - l_1) L f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \right\} |F_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)|^2. \quad (8)$$

Выражение (8) описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами, представляющими интерферограмму бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует осевые волновые aberrации контролируемой линзы L_1 (см. рис. 1, *a*). Кроме того, эта низкочастотная интерференционная картина, в свою очередь, модулирует известную [5] более высокочастотную интерференционную картину, представляющую собой систему интерференционных колец Юнга и обусловленную интерференцией волн для (-1) -го и $(+1)$ -го порядков дифракции. Если величина $D = \sqrt{\lambda(f_1 - l_1) L f_2^2 / f_1 l_1 l_2}$ много меньше периода изменения функции $[\partial \varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) / \partial \mu_2 x_4] 2c$, то распределение освещенности в плоскости наблюдения (см. рис. 1, *b*) будет соответствовать выражению

$$I(x_4, y_4) \sim \left[1 + \cos \frac{\partial \varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial \mu_2 x_4} 2c \right] |F_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)|^2. \quad (9)$$

Как следует из выражения (9), интерферограмма бокового сдвига, характеризующая осевые волновые aberrации контролируемой линзы L_1 (см. рис. 1, *a*), по сравнению со случаем двухэкспозиционной записи голограммы [1] по схеме Лейта и Упатниекса имеет увеличенную в два раза чувствительность для одной и той же величины сдвига. Это обусловлено суперпозицией распространяющихся по одному направлению вдоль оптической оси дифрагирующих в (-1) -м и $(+1)$ -м порядках дифракции квазисферических волн. Причем на основании выражения (5) из четырех складывающихся в плоскости наблюдения 3 (см. рис. 1, *b*) волн две волны обращены по отношению к другой паре волн и их фронты повернуты на 180° вокруг оптической оси.

Помимо этого общего случая двухэкспозиционной записи голограммы Габора (см. рис. 1, *a*), когда $l_1 > 0$, рассмотрим частный случай расположения линзы L_1 в плоскости амплитудного рассеивателя. При $l_1 = 0$ сохраняется вышеприведенный анализ, и на стадии восстановления голограммы согласно рис. 1, *b* в плоскости (x_4, y_4) формируется интерферограмма бокового сдвига, характеризующая осевые волновые aberrации контролируемой линзы с увеличенной в два раза чувствительностью для фиксированной величины сдвига. Однако, кроме того, при восстановлении голограмм согласно рис. 2, где коллимирующая система положительных линз L_2, L_3 переносит изображение из плоскости (x_3, y_3) в плоскость (x_4, y_4) , регистрируется интерферограмма бокового сдвига, характеризующая осевые волновые aberrации контролируемой линзы с увеличенной в два раза чувствительностью для фиксированной величины сдвига.

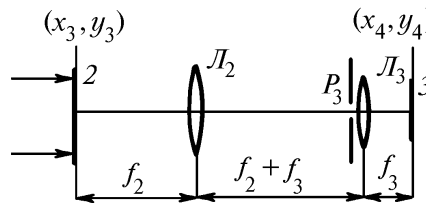


Рис. 2. Схема регистрации интерференционной картины, локализующейся в плоскости голограммы

В случае $l_1 = 0$ распределение полей двух экспозиций в плоскости (x_3, y_3) фотопластинки на рис. 1, *a* можно записать в виде интеграла по независимым параметрам плоских волн, которыми являются их амплитуда, фаза и направление распространения [6]. Тогда для области дисперсии пространственной частоты, соответствующей области дифракции Френеля, диффузно рассеянная составляющая пропускания голограммы в пределах перекрытия полей двух экспозиций определяется выражением

$$\begin{aligned} \tau'(x_3, y_3) \sim & \{ \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)/2l_2] \otimes \exp i\varphi(x_3, y_3) \} \{ t(-x_3, -y_3) \exp -i\varphi(-x_3, -y_3) \otimes \exp[-ik(x_3^2 + y_3^2)/2l_2] \} + \\ & + \{ \exp[-ik(x_3^2 + y_3^2)/2l_2] \exp -i\varphi(-x_3, -y_3) \} \{ t(x_3, y_3) \exp i\varphi(x_3, y_3) \otimes \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)/2l_2] \} + \\ & + \{ \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)/2l_2] \otimes \exp i\varphi(x_3 + a, y_3) \} \{ t(-x_3, -y_3) \exp -i\varphi(-x_3 + a, -y_3) \otimes \exp[-ik(x_3^2 + y_3^2)/2l_2] \} + \end{aligned}$$

$$+ \{ \exp[-ik(x_3^2 + y_3^2)/2l_2] \otimes \exp -i\varphi(-x_3 + a, -y_3) \} \{ t(x_3, y_3) \exp i\varphi(x_3 + a, y_3) \otimes \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)/2l_2] \} . \quad (10)$$

Если с помощью апертурной диафрагмы p_3 линзы L_3 (рис. 2) с фокусным расстоянием f_3 проводится на оптической оси пространственная фильтрация дифракционного поля, то при условии отсутствия его пространственной ограниченности апертурой линзы L_2 на основании [7] можно показать, что распределение комплексной амплитуды поля в плоскости наблюдения принимает вид

$$u(x_4, y_4) \sim \tau'(-\mu_3 x_4, -\mu_3 y_4) \otimes P_3(x_4, y_4) , \quad (11)$$

где $P_3(x_4, y_4)$ – Фурье-образ функции пропускания апертурной диафрагмы L_3 [3]; $\mu_3 = f_2/f_3$ – коэффициент масштабного преобразования.

В результате подстановки выражения (10) в (11) с учетом выполнения равенства

$$\begin{aligned} & \{ \exp[ik(x_4^2 + y_4^2) m_3^2/2l_2] \otimes \exp i\varphi(-\mu_3 x_4, -\mu_3 y_4) \} \{ t(\mu_3 x_4, \mu_3 y_4) \exp -i\varphi(\mu_3 x_4, \mu_3 y_4) \otimes \\ & \otimes \exp[-ik(x_4^2 + y_4^2) m_3^2/2l_2] \} = \{ \exp[-ik(x_4^2 + y_4^2) m_3^2/2l_2] \exp -i\varphi(\mu_3 x_4, \mu_3 y_4) \} \times \\ & \times \{ t(-\mu_3 x_4, -\mu_3 y_4) \exp i\varphi(-\mu_3 x_4, -\mu_3 y_4) \otimes \exp[ik(x_4^2 + y_4^2) m_3^2/2l_2] \} , \end{aligned}$$

доказательство которого следует из представления операции свертки в интегральной форме, полагая, что четная фазовая функция, характеризующая осевые волновые aberrации контролируемой линзы, является медленно меняющейся функцией координат, получим

$$u(x_4, y_4) \sim \left\{ 1 + \exp i \left[\frac{\partial \varphi(\mu_3 x_4, \mu_3 y_4)}{\partial \mu_3 x_4} 2a \right] \right\} \left\{ t(\mu_3 x_4, \mu_3 y_4) \otimes \exp \left[-\frac{ik m_3^2}{2l_2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \right\} \otimes P_3(x_4, y_4) . \quad (12)$$

Следовательно, на основании ранее используемого условия малости субъективного спекла, определяемого шириной функции $P_3(x_4, y_4)$ по сравнению с периодом модуляции фазы спекл-поля, распределение освещенности в плоскости (x_4, y_4) наблюдения описывается выражением

$$I(x_4, y_4) \sim \left\{ 1 + \cos \left[\frac{\partial \varphi(\mu_3 x_4, \mu_3 y_4)}{\partial \mu_3 x_4} 2a \right] \right\} \left| t(\mu_3 x_4, \mu_3 y_4) \otimes \exp \left[-\frac{ik m_3^2}{2l_2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_3(x_4, y_4) \right|^2 , \quad (13)$$

представляющим собой интерферограмму бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая модулирует субъективную спекл-структуру. Причем интерференционная картина, локализуемая в плоскости голограммы, характеризует осевые волновые aberrации контролируемой линзы с увеличением чувствительности в два раза для фиксированной величины бокового сдвига.

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы записывались на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с использованием излучения He-Ne-лазера на 0,63 мкм. Методика экспериментальных исследований заключалась в сравнении результатов двухэкспозиционной записи голограмм по методу Габора и по методу Лейта и Упатниекса.

В качестве примера на рис. 3, а приведена интерферограмма бокового сдвига, зарегистрированная на стадии восстановления голограммы при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в ее плоскости на оптической оси в (-1)-м порядке дифракции с помощью малоапертурного (≈ 2 мм) лазерного луча [1]. Она локализуется в плоскости мнимого изображения матового экрана и характеризует сферическую aberrацию с зафокальной дефокусировкой контролируемой линзы с фокусным расстоянием $f_1 = 120$ мм, диаметром зрачка $d_1 = 30$ мм. Двухэкспозиционная запись голограммы с использованием внеосевой опорной волны осуществлялась для $l_1 = 45$ мм, $l_2 = 290$ мм, $a = 0,2 \pm 0,002$ мм, $b = 0,32 \pm 0,002$ мм. Проведение пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы вне оптической оси ($x_3 = 8$ мм, $y_3 = 0$) приводит к формированию интерферограммы бокового сдвига (рис. 3, б), которая характеризует дополнительно и внеосевые волновые aberrации контролируемой линзы [1].

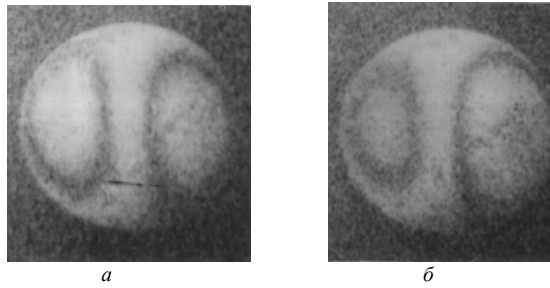


Рис. 3. Интерференционные картины, локализующиеся в плоскости изображения матового экрана и зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы: *a* – на оптической оси, *б* – вне оптической оси

Затем вместо матового экрана устанавливался амплитудный рассеиватель, исключался канал формирования внеосевой опорной волны и проводилась двухэкспозиционная запись голограммы по схеме Габора для сдвига $a = (0,2 \pm 0,002)$ мм, $b = (0,32 \pm 0,002)$ мм перед повторным экспонированием фотопластинки. Если в выражении (3) исключить из рассмотрения первое и третье слагаемые, которые обуславливают дифракцию волн в (+1)-м порядке дифракции, то, как и в [1], можно показать следующее. При восстановлении двухэкспозиционной голограммы Габора малоапертурным лазерным лучом в точке, находящейся на оптической оси, в (-1)-м порядке дифракции в плоскости мнимого изображения амплитудного рассеивателя формируется интерферограмма бокового сдвига, характеризующая осевые волновые aberrации контролируемой линзы. При проведении же пространственной фильтрации дифракционного поля вне оптической оси интерференционная картина характеризует дополнительно и внеосевые волновые aberrации. Так, на рис. 4, *a* представлен результат восстановления двухэкспозиционной голограммы Габора малоапертурным лазерным лучом в точке с координатами $x_3 = 8$ мм, $y_3 = 0$. Несфокусированный двойник мнимого изображения (действительное изображение) находится справа на рис. 4, *a*, а часть интерференционной картины, локализующейся в плоскости мнимого изображения амплитудного рассеивателя, соответствует рис. 3, *б*. При восстановлении двухэкспозиционной голограммы Габора в точке, лежащей на оптической оси, несфокусированное действительное изображение накладывается полностью на мнимое изображение амплитудного рассеивателя и видимость интерференционной картины, подобной рис. 1, *a*, становится равной нулю.

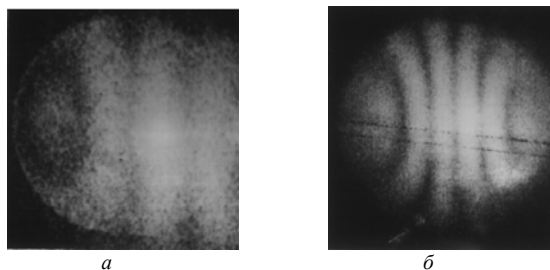


Рис. 4. Интерференционные картины, зарегистрированные при восстановлении двухэкспозиционной голограммы Габора с проведением пространственной фильтрации дифракционного поля: *a* – в плоскости голограммы вне оптической оси, *б* – на оптической оси в ближней зоне дифракции

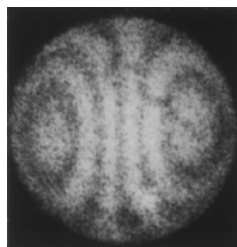


Рис. 5. Интерференционная картина, локализующаяся в плоскости изображения матового экрана

В случае восстановления двухэкспозиционной голограммы Габора согласно рис. 1, *б* с проведением пространственной фильтрации на оптической оси в ближней зоне дифракции в плоско-

сти Фурье формируется интерферограмма бокового сдвига, которая представлена на рис. 4, б, и она характеризует увеличенную в два раза чувствительность интерферометра к осевым волновым aberrациям контролируемой линзы. Вид интерференционной картины, зарегистрированной при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы на оптической оси [1], когда перед повторным экспонированием фотопластинки величина сдвига матового экрана равнялась $a = (0,4 \pm 0,002)$ мм, а фотопластинки $b = (0,64 \pm 0,02)$ мм, представлен на рис. 5. С точностью до ошибки, допускаемой в эксперименте, она соответствует рис. 4, б.

Следует отметить, что для регистрации интерференционной картины на рис. 4, б необходимо расположение двухэкспозиционной голограммы Габора в передней фокальной плоскости линзы L_2 (см. рис. 1, б). Тогда угловой спектр волн, рассеянных голограммой в (-1) -м порядке дифракции, полностью перекрывается в плоскости Фурье с угловым спектром волн для $(+1)$ -го порядка дифракции с учетом распределения фазы расходящейся и сходящейся сферической волны в плоскости голограммы [8, 9]. Отклонение от этого условия приводит к частичному перекрытию спектров в пределах меньшего телесного угла, что обуславливает уменьшение пространственной протяженности интерференционной картины. Кроме того, смещение центра фильтрующей диафрагмы p_2 (см. рис. 1, б) в плоскости (x, y) приводит к искажению вида интерференционной картины на рис. 4, б и уменьшению ее видности из-за несовпадения по направлению дифрагирующих волн в (-1) -м и $(+1)$ -м порядках дифракции.

Как и в [1], не принимая во внимание первое и третье слагаемые в выражении (3), можно показать, что для двухэкспозиционной голограммы Габора фазовые искажения опорной волны (согласно рис. 1, а) они обусловлены осевыми волновыми aberrациями контролируемой линзы L_1 приводят к формированию интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы. Для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля в (-1) -м порядке дифракции на оптической оси в плоскости построения изображения амплитудного рассеивателя [1]. Однако из-за полного наложения дифрагирующего излучения в $(+1)$ -м порядке дифракции видность интерференционной картины равна нулю. Если учесть, что смещение фильтрующей диафрагмы в плоскости (x, y) формирования изображения амплитудного рассеивателя, как и в [1], приводит к искажению вида интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, и уменьшению ее контрастности из-за внеосевых волновых aberrаций контролируемой линзы, тогда становится очевидным невозможность ее регистрации даже и путем частичного пространственного разделения спектров волн для (-1) -го и $(+1)$ -го порядков дифракции, как это осуществлялось при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости двухэкспозиционной линзовой голограммы Габора вне оптической оси.

Для случая двухэкспозиционной записи голограмм с расположением линзы в плоскости диффузного рассеивателя использовалась плоско-выпуклая линза с фокусным расстоянием $f_1 = 180$ мм, диаметром зрачка $d_1 = 30$ мм. Величина зазора $z = 0,3$ мм между линзой и рассеивателем удовлетворяла условию «геометрической тени» $z \leq 0,2 \rho^2/\lambda$ [10], где ρ – радиус корреляции неоднородностей рассеивателя, а фотопластинка устанавливалась на расстоянии $l_2 = 370$ мм.

На рис. 6, а представлена интерферограмма бокового сдвига, характеризующая сферическую aberrацию в паракиальном фокусе контролируемой линзы. Ее регистрация осуществлялась при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы, двухэкспозиционная запись которой выполнялась с использованием внеосевой опорной волны [1] для величины бокового сдвига $a = (1,5 \pm 0,002)$ мм перед повторным экспонированием.

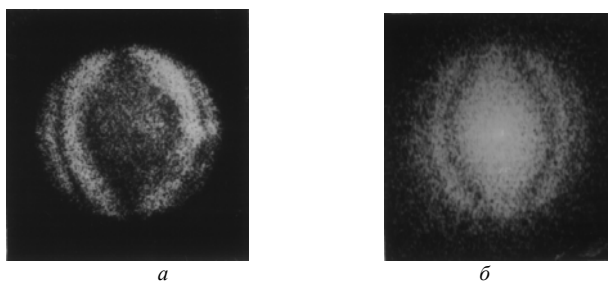


Рис. 6. Интерферограммы бокового сдвига, зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости двухэкспозиционной голограммы по схеме: а – Лейта и Упатниекса, б – Габора

Для двухэкспозиционной голограммы Габора при проведении пространственной фильтрации в ее плоскости на оптической оси распределение комплексной амплитуды поля в дальней зоне дифракции принимает вид

$$u(x_4, y_4) \sim \left\{ \left\{ 1 + \exp i \left[\frac{\partial \varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial \mu_2 x_4} a \right] \right\} \left\{ t(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) \exp - i \left[\varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) + \frac{k(x_4^2 + y_4^2)}{2 l_2} \right] + \right. \right. \\ \left. \left. + t(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \exp i \left[\varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) + \frac{k(x_4^2 + y_4^2)}{2 l_2} \right] \right\} \right\} \otimes P_2(x_4, y_4). \quad (14)$$

Суперпозиция коррелирующих спекл-полей двух экспозиций в (-1) -м и $(+1)$ -м порядках дифракции обуславливает распределение освещенности в плоскости наблюдения в виде

$$I(x_4, y_4) \sim \left\{ 1 + \cos \left[\frac{\partial \varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial \mu_2 x_4} a \right] \right\} \left\{ 1 \pm \cos \left[2\varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) + \frac{k(x_4^2 + y_4^2)}{2 l_2} \right] \right\} \times \\ \times \left| t(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \right|^2, \quad (15)$$

где знак определяется четностью или нечетностью функции $t(x_1, y_1)$.

Так как период изменения функции $2\varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) + \frac{k(x_4^2 + y_4^2)}{l_2}$ намного меньше периода изменения функции $[\partial \varphi(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) / \partial \mu_2 x_4] a$, то в плоскости наблюдения формируется интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующая осевые aberrации контролируемой линзы, что и демонстрирует рис. 6, б.

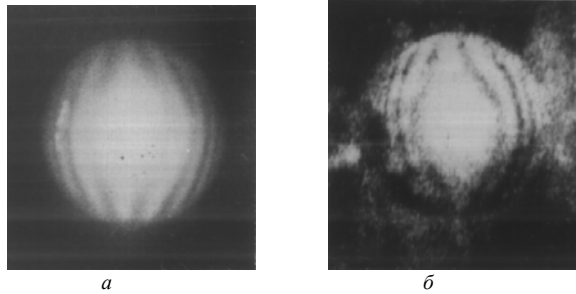


Рис. 7. Интерферограммы бокового сдвига, формирующиеся: а – в дальней зоне дифракции, б – в плоскости двухэкспозиционной голограммы Габора

Восстановление же двухэкспозиционной голограммы Габора согласно рис. 1, б приводит к формированию интерференционной картины, представленной на рис. 7, а. А при восстановлении ее согласно рис. 2 в плоскости голограммы локализуется интерференционная картина на рис. 7, б, которая, как и предыдущая, характеризует осевые волновые aberrации контролируемой линзы с увеличенной в два раза чувствительностью для фиксированной величины бокового сдвига $a = (1,5 \pm 0,002)$ мм. При этом видность интерференционной картины на рис. 7, а уменьшается с увеличением сдвига и всегда меньше, чем видность интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы. Это объясняется наличием дифрагирующего фонового излучения от соответствующих неперекрывающихся участков зрачка контролируемой линзы для двух экспозиций при восстановлении голограммы Габора согласно рис. 1, б.

Таким образом, результаты проведенных исследований показали, что при двухэкспозиционной записи с помощью положительной линзы мнимого изображения амплитудного рассеивателя по схеме Габора корреляция спекл-полей для (-1) -го и $(+1)$ -го порядков дифракции в плоскости Фурье обеспечивает формирование интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей осевые волновые aberrации линзы, с увеличенной в

два раза чувствительностью для фиксированной величины сдвига. Кроме того, при расположении линзы в плоскости рассеивателя двухэкспозиционная запись голограммы приводит дополнительно к локализации в ней интерференционной картины также с увеличенной в два раза чувствительностью. Это находится в соответствии с [1], где показано, что двухэкспозиционная запись голограммы мнимого изображения матового экрана с использованием внеосевой опорной волны приводит к формированию в диффузно рассеянных полях интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы и характеризующей абберации опорной волны. Следовательно, физическая природа увеличения чувствительности рассмотренного голографического интерферометра бокового сдвига заключается в двукратном прохождении волны (опорной и объектной) через контролируемую линзу или объектив, интерференции волн для (-1) -го и $(+1)$ -го порядков дифракции и в свойствах симметрии фазовой функции, характеризующей абберации контролируемого объекта.

1. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 4. С. 339–348.
2. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
3. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. С. 1125–1128.
4. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
5. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
6. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966. 404 с.
7. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74. Вып. 5. С. 989–994.
8. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. Вып. 1. С. 171–174.
9. Гусев В. Г. Формирование интерферограмм бокового сдвига в диффузно рассеянных полях при двухэкспозиционной записи голограммы Фурье. М., 1991. 20 с. Деп. в ВИНТИ 11.12.91. N 4892-B91.
10. Василенко Г. И., Цибулькин Л. М. Голографические распознающие устройства. М.: Радио и связь, 1985. 310 с.

Томский государственный университет

Поступила в редакцию
25 мая 1995 г.

V. G. Gusev. Formation of the Lateral Shear Interferograms with Scattered Light Using Two-Exposure Lens Gabor Hologram.

An analysis of the shear interferometer is presented on the basis of a two-exposure lens Gabor hologram of an imaginary image of an amplitude screen. It is shown that the interference pattern formed due to the spatial filtration of a diffractive field determines the axial aberration of a lens with double sensitivity.