

В.Г. Гусев

ФОРМИРОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА В ДИФFUЗНО РАССЕЯННЫХ ПОЛЯХ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Приведен анализ интерферометра бокового сдвига на основе двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного с помощью телескопической системы Кеплера изображения матового экрана. Показано теоретически и экспериментально, что при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы обеспечивается контроль телескопической системы по полю. Пространственная фильтрация в Фурье плоскости обеспечивает регистрацию интерференционной картины, характеризующей фазовые искажения волны освещения матового экрана и опорной волны из-за aberrаций формирующих их оптических систем.

Как в классической, так и в голографической интерферометрии бокового сдвига на основе записи волновых фронтов обычно предполагается, что все оптические компоненты интерферометра идеальны и их погрешностями пренебрегают по сравнению с погрешностями контролируемого объекта. Однако реально интерферограмма представляет собой дифференциальное топографирование контролируемого образца совместно с погрешностями самого интерферометра. Из-за этого к качеству оптических деталей предъявляют жесткие требования или проводят специальную интерпретацию интерферограмм. Так, в [1, 2, 3] приведена реализация метода дифференциальной интерферометрии в диффузно рассеянных полях на основе двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного изображения матового экрана. Использование диффузно рассеянных полей позволяет локализовать интерференционные картины, обусловленные контролируемым объектом, оптическими узлами формирования опорного пучка и фронта волны излучения для освещения матового экрана в различных плоскостях. Это обстоятельство приводит к тому, что путем проведения пространственной фильтрации регистрируемая интерферограмма бокового сдвига соответствует только контролируемому образцу, тем самым снижаются требования к точности оптических узлов интерферометра.

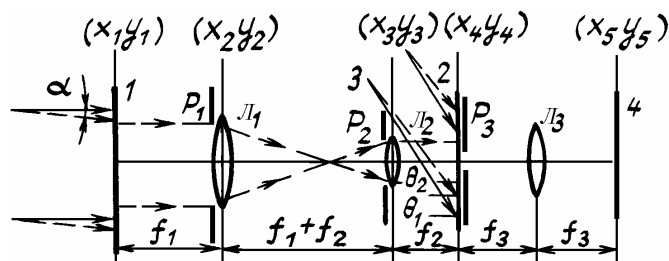


Рис. 1. Схема записи и восстановления двухэкспозиционной голограммы сфокусированного с помощью телескопической оптической системы изображения: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка; 3 – опорный пучок; 4 – плоскость регистрации интерференционной картины; L_1, L_2, L_3 – линзы; p_1, p_2 – апертурные диафрагмы; p_3 – фильтрующая диафрагма

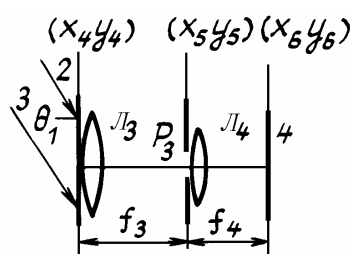


Рис. 2. Схема регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, с проведением пространственной фильтрации в Фурье плоскости

Известная телескопическая оптическая система типа зрительной трубы Кеплера позволяет получить действительное изображение объекта. В данной статье на основе двухэкспозиционной записи голограммы рассматривается формирование интерферограмм бокового сдвига в диффузно рассеянных полях при построении изображения матового экрана с помощью зрительной трубы Кеплера.

Согласно рис. 1 изображение матового экрана 1 с помощью телескопической системы положительных линз L_1 и L_2 строится в плоскости фотопластинки 2. С использованием квазиплоской опорной волны 3 проводится запись голограммы за время первой экспозиции. Перед второй экспозицией изменяется в плоскости (x, z) угол падения квазиплоской волны излучения, освещающего матовый экран, на величину α , а угол падения опорной волны в той же плоскости от θ_1 до θ_2 .

Полагая, что диаметр светового пучка, падающего на матовый экран, превосходит диаметр зрачка линзы L_1 , представим в приближении Френеля без учета постоянных амплитудных и фазовых множителей в плоскости (x_4, y_4) фотопластинки комплексные амплитуды полей, соответствующие первой и второй экспозициям, в виде

$$\begin{aligned}
u_1(x_4, y_4) \sim & \int \int \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp i\varphi_1(x_1, y_1) \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2f_1} [(x_1 - x_2)^2 + \right. \\
& \left. + (y_1 - y_2)^2] \right\} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_1} (x_2^2 + y_2^2) \right] \times \\
& \times \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2(f_1 + f_2)} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_3(x_3, y_3) \times \\
& \times \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2f_2} [(x_3 - x_4)^2 + (y_3 - y_4)^2] \right\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 dx_3 dy_3, \quad (1)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_2(x_4, y_4) \sim & \int \int \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp i[\kappa x_1 \sin \alpha + \varphi_1(x_1 + a, y_1)] \times \\
& \times \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2f_1} [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2] \right\} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \times \\
& \times \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_1} (x_2^2 + y_2^2) \right] \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2(f_1 + f_2)} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} \times \\
& \times p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_3(x_3, y_3) \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \times \\
& \times \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2f_2} [(x_3 - x_4)^2 + (y_3 - y_4)^2] \right\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 dx_3 dy_3, \quad (2)
\end{aligned}$$

где κ – волновое число; $t(x_1, y_1)$ – комплексная амплитуда прозрачности матового экрана, являющаяся случайной функцией координат; $\varphi_1(x_1, y_1)$ – детерминированная фазовая функция, характеризующая искажения фронта волны излучения, освещающего матовый экран, из-за aberrаций формирующей его оптической системы; $p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2)$ – обобщенная функция зрачка [4] объектива зрительной трубы Кеплера, представленного на рис. 1 линзой L_1 с фокусным расстоянием f_1 , характеризующая его осевые волновые aberrации; $p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_3(x_3, y_3)$ – соответственно обобщенная функция зрачка окуляра (линза L_2 на рис. 1) с фокусным расстоянием f_2 ; a – величина сдвига фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, из-за изменения его наклона перед второй экспозицией.

Световые поля в задней фокальной плоскости окуляра на основании выражений (1), (2) можно определить с помощью свертки

$$\begin{aligned}
u_1(x_4, y_4) \sim & \exp \left[\frac{i\kappa}{2f_2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \left\{ \left\{ \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_2^2} (f_1 + f_2) (x_4^2 + y_4^2) \right] \right\} \times \right. \\
& \times \left[t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \right. \\
& \left. \left. \times \exp \left[\frac{i\kappa \mu_1^2}{2f_1} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_1(x_4, y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4) \right\}; \quad (3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_2(x_4, y_4) \sim & \exp \left[\frac{i\kappa}{2f_2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \left\{ \left\{ \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_2^2} (f_1 + f_2) (x_4^2 + y_4^2) \right] \right\} \times \right. \\
& \times \left[t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp i \left[-\kappa \mu_1 x_4 \sin \alpha + \varphi_1(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{\kappa \mu_1^2}{2f_1} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_1(x_4, y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4) \right\}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где \otimes — операция свертки; $\mu_1 = \frac{f_1}{f_2}$ — коэффициент масштабного преобразования;

$$P_1(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_2}(x_2x_4 + y_2y_4) \right] dx_2 dy_2;$$

$P_2(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_3(x_3, y_3) \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_2}(x_3x_4 + y_3y_4) \right] dx_3 dy_3$; — Фурье образы обобщенных функций зрачка объектива и окуляра соответственно.

На основании [5] ширина функции $P_1(x_4, y_4)$ порядка $\frac{\lambda f_2}{d_1}$, где λ — длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы; d_1 — диаметр зрачка объектива. Если в пределах области существования функции $P_1(x_4, y_4)$ изменение фазы сферической волны радиуса кривизны $\frac{f_1}{\mu_1^2}$ не превосходит π , то это условие будет выполняться в плоскости (x_4, y_4)

для области диаметром $D_1 \leq \frac{d_1}{\mu_1}$. Тогда в выражениях (3), (4) множитель $\exp \left[\frac{i\kappa\mu_1^2}{2f_1}(x_4^2 + y_4^2) \right]$, характеризующий распределение фазы сферической волны, вынесем из-под знака интеграла свертки с функцией $P_1(x_4, y_4)$ и получим

$$\begin{aligned} u_1(x_4, y_4) &\sim \exp \left[\frac{i\kappa}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2) \right] \left\{ \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2) \right] \times \right. \\ &\times \left[t(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \exp i\varphi_1(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \otimes P_1(x_4, y_4) \right] \otimes P_2(x_4, y_4) \left. \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} u_2(x_4, y_4) &\sim \exp \left[\frac{i\kappa}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2) \right] \left\{ \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2) \right] \times \right. \\ &\times [t(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \exp i[-\kappa\mu_1x_4 \sin \alpha + \varphi_1(-\mu_1x_4 + a, -\mu_1y_4)]] \otimes \\ &\otimes P_1(x_4, y_4) \left. \right\} \otimes P_2(x_4, y_4). \end{aligned} \quad (6)$$

Так как ширина функции $P_2(x_4, y_4)$ порядка $\frac{\lambda f_2}{d_2}$, где d_2 — диаметр зрачка окуляра, то в пределах области существования функции $P_2(x_4, y_4)$ изменение фазы сферической волны радиуса кривизны f_2 не превосходит π для области в плоскости (x_4, y_4) диаметром $D_2 \leq d_2$. Тогда в выражениях (5), (6) множитель $\exp \left[\frac{i\kappa}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2) \right]$ вынесем из-под знака интеграла свертки с функцией $P_2(x_4, y_4)$ и распределения полей первой и второй экспозиций в плоскости фотопластинки, полагая, что $d_1 = \mu_1 d_2$, принимают вид

$$\begin{aligned} u_1(x_4, y_4) &\sim t(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \exp i\varphi_1(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \otimes P_1 \times \\ &\times (x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} u_2(x_4, y_4) &\sim t(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \exp i[-\kappa\mu_1x_4 \sin \alpha + \\ &+ \varphi_1(-\mu_1x_4 + a, -\mu_1y_4)] \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4). \end{aligned} \quad (8)$$

Следовательно, в плоскости изображения точка предмета уширяется до значения, определяемого шириной функции $P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)$, из-за того, что объектив и окуляр конечных размеров собирают лишь часть пространственной информации, которую несет световая волна.

Пусть записанная таким образом двухэкспозиционная голограмма восстанавливается копией опорной волны, соответствующей, например, записи первой экспозиции, тогда дифракционное поле в ее плоскости определяется выражением

$$\begin{aligned}
u(x_4, y_4) \sim & t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp i \varphi_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1 \times \\
& \times (x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) + \exp i [\kappa x_4 (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) + \varphi_4(x_4, y_4) - \\
& - \varphi_4(x_4 - b, y_4)] \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp i [-\kappa \mu_1 x_4 \sin \alpha + \\
& + \varphi_1(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4)] \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)\},
\end{aligned} \tag{9}$$

где $\varphi_4(x_4, y_4)$ – детерминированная фазовая функция, характеризующая искажения фронта опорной волны из-за aberrаций формирующей ее оптической системы; b – величина сдвига фронта опорной волны из-за изменения его наклона перед второй экспозицией.

Если выполняется условие $\sin \theta_1 - \sin \theta_2 = \mu_1 \sin \alpha$, то воспользовавшись тождеством

$$\begin{aligned}
& \exp(i \kappa \mu_1 x_4 \sin \alpha) \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp(-i \kappa \mu_1 x_4 \sin \alpha) \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)\} = \\
& = t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \exp(i \kappa \mu_1 x_4 \sin \alpha) [P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)],
\end{aligned}$$

которое доказывается путем представления свертки в интегральной форме и подстановки соответствующих значений Фурье образов, запишем выражение (9) в виде

$$\begin{aligned}
u(x_4, y_4) \sim & t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp i \varphi_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes \\
& \otimes P_2(x_4, y_4) + \exp i [\varphi_4(x_4, y_4) - \varphi_4(x_4 - b, y_4)] \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\
& \times \exp i \varphi_1(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \otimes \exp(i \kappa \mu_1 x_4 \sin \alpha) \times \\
& \times [P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)]\}.
\end{aligned} \tag{10}$$

Как следует из выражения (10), в плоскости голограммы совпадают идентичные спекл-поля двух экспозиций с размером спекла, определяемого шириной функции $P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)$. Причем спекл-поле, соответствующее второй экспозиции, имеет общий относительный наклон на угол $\mu_1 \sin \alpha$. Следовательно, в плоскости голограммы локализуется интерференционная картина, характеризующая фазовые искажения фронта волны излучения, освещающего матовый экран, и фронта опорной волны [1]. Пусть в плоскости голограммы установлен непрозрачный экран p_3 (рис. 1) с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси. Если в пределах его диаметра выполняется условие $\varphi_4(x_4, y_4) - \varphi_4(x_4 - b, y_4) - \varphi_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) + \varphi_1(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \leq \pi$, то есть диаметр фильтрующего отверстия не превосходит ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, то на его выходе дифракционное поле определяется выражением

$$\begin{aligned}
u(x_4, y_4) \sim & p_3(x_4, y_4) \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) + \\
& + t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \exp(i \kappa \mu_1 x_4 \sin \alpha) [P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)]\},
\end{aligned} \tag{11}$$

где $p_3(x_4, y_4)$ – функция пропускания непрозрачного экрана с круглым отверстием [6].

Световое поле в плоскости регистрации 4 на рис. 1 представим в виде интеграла Фурье от поля в плоскости проведения пространственной фильтрации. Тогда в задней фокальной плоскости линзы L_3 с фокусным расстоянием f_3 получим следующее распределение коррелирующих спекл-полей:

$$\begin{aligned}
u(x_5, y_5) \sim & \left\{ F \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] p_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) p_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) \times \right. \\
& \times \exp i [\varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_3(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] + \\
& + F \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] p_1(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) p_2(-\mu_2 x_5 + \\
& + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) \exp i [\varphi_2(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) + \\
& \left. + \varphi_3(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5)] \right\} \otimes P_3(x_5, y_5),
\end{aligned} \tag{12}$$

где $\mu_2 = \frac{f_2}{f_3}$ – коэффициент масштабного преобразования;

$$F \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4;$$

$$P_3(x_5, y_5) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4$$

– Фурье образы соответствующих функций.

Из выражения (12) следует, что в Фурье плоскости в пределах перекрытия изображений выходного зрачка зрительной трубы Кеплера совпадают идентичные спеклы. Следовательно, в фокальной плоскости линзы L_3 локализуется интерференционная картина. Действительно, если период изменения функции

$\exp i[\varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_3(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] + \exp i[\varphi_2(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) + \varphi_3(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5)]$ превосходит хотя бы на порядок [7] размер спекла в плоскости (x_5, y_5) , определяемого шириной функции $P_3(x_5, y_5)$, то эту функцию в выражении (12) вынесем из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей приводит к распределению освещенности

$$I(x_5, y_5) \sim \{1 + \cos[\varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_3(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) - \varphi_2(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) - \varphi_3(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5)]\} \times$$

$$\times \left| F \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] \otimes P_3(x_5, y_5) \right|^2, \quad (13)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей осевые волновые aberrации зрительной трубы Кеплера.

Согласно выражению (11) информация о фазовых искажениях за счет aberrаций, вносимых в световую волну объективом и окуляром, заключена в пределах индивидуального спекла в плоскости голограммы. При этом в малой области изображения матового экрана на оптической оси распределение поля в пределах каждого индивидуального спекла, определяемого сверткой $P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)$, является результатом дифракции на зрачках объектива и окуляра зрительной трубы волны с нулевой пространственной частотой матового экрана. Тогда при проведенной выше пространственной фильтрации образуется интерференционная картина, характеризующая осевые волновые aberrации зрительной трубы. Для малой же области изображения матового экрана с центром в точке, определяемой координатами $x_{40}, 0$ вне оптической оси, амплитудно-фазовое распределение поля в пределах каждого индивидуального спекла в этой области является результатом дифракции волны матового экрана с пространственной частотой $\frac{x_{40}\mu_1}{\lambda f_2}$. Следовательно, при проведении

пространственной фильтрации вне оптической оси образуется интерференционная картина, характеризующая сочетание осевых и внеосевых волновых aberrаций зрительной трубы Кеплера.

Для регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, рассмотрим проведение пространственной фильтрации светового поля, восстановленного двухэкспозиционной голограммой, в Фурье плоскости (рис. 2). Полагая, что диаметр линзы L_3 , находящейся в плоскости голограммы, превосходит размер изображения матового экрана, на основании выражения (10) дифракционное поле в задней фокальной плоскости линзы L_3 запишем в виде

$$u(x_5, y_5) \sim \exp \left[\frac{i\kappa}{2f_3} (x_5^2 + y_5^2) \right] \left\{ F_1 \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] p_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) \times \right.$$

$$\times p_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) \exp i[\varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_3(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] +$$

$$+ \Phi(x_5, y_5) \otimes F_2 \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] p_1(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) p_2(-\mu_2 x_5 +$$

$$+ f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) \exp i[\varphi_2(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) +$$

$$\left. + \varphi_3(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5)] \right\}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned}
F_1 \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] &= \int_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\
&\times \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4; F_2 \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] = \int_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_4, \\
&- \mu_1 y_4) \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] \times \\
&\times dx_4 dy_4; \Phi(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp i|\varphi_4(x_4, y_4) - \varphi_4(x_4 - b, y_4)| \times \\
&\times \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4
\end{aligned}$$

– Фурье образы соответствующих функций.

Если в пределах диаметра апертурной диафрагмы p_3 линзы L_4 на рис. 2, центр которой находится на оптической оси, выполняется условие

$$\varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_3(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) - \varphi_2(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) - \varphi_3(-\mu_2 x_5 + f_1 \sin \alpha, -\mu_2 y_5) < \pi,$$

то есть диаметр фильтрующей апертуры не превосходит ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в Фурье плоскости, то дифракционное поле на ее выходе определяется выражением

$$u(x_5, y_5) \sim p_3(x_5, y_5) \exp \left[\frac{i\kappa}{2f_3} (x_5^2 + y_5^2) \right] \left\{ F_1 \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] + \Phi(x_5, y_5) \otimes F_2 \left[\frac{\kappa x_5}{f_3}, \frac{\kappa y_5}{f_3} \right] \right\}. \quad (15)$$

Дифракционное поле в задней фокальной плоскости линзы L_4 (рис. 2) с фокусным расстоянием f_4 представим в виде интеграла Фурье от поля в плоскости проведения пространственной фильтрации, умноженную на распределение фазы сферической волны. Тогда распределение в плоскости регистрации 4 (рис. 2) коррелирующих спекл-полей принимает вид

$$\begin{aligned}
u(x_6, y_6) &\sim \exp \left[\frac{i\kappa}{2f_4} (x_6^2 + y_6^2) \right] \{ \{ t(\mu_1 \mu_3 x_6, \mu_1 \mu_3 y_6) \exp i \times \\
&\times \varphi_1(\mu_1 \mu_3 x_6, \mu_1 \mu_3 y_6) + t(\mu_1 \mu_3 x_6, \mu_1 \mu_3 y_6) \exp i[\varphi_4(-\mu_3 x_6, -\mu_3 y_6) - \\
&- \varphi_4(-\mu_3 x_6 - b, -\mu_3 y_6) + \varphi_1(\mu_1 \mu_3 x_6 + a, \mu_1 \mu_3 y_6)] \} \otimes P_4(x_6, y_6) \}, \quad (16)
\end{aligned}$$

где $\mu_3 = \frac{f_3}{f_4}$ – коэффициент масштабного преобразования,

$P_4(x_6, y_6) = \int \int_{-\infty}^{\infty} p_3(x_5, y_5) \exp \left[\frac{i\kappa}{2f_3} (x_5^2 + y_5^2) \right] \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_4} (x_5 x_6 + y_5 y_6) \right] dx_5 dy_5$ – Фурье образ соответствующей функции.

Как следует из выражения (16), в плоскости (x_6, y_6) совпадают идентичные спеклы в пределах перекрытия изображений матового экрана. Если период изменения функции

$$\exp i\varphi_1(\mu_1 \mu_3 x_6, \mu_1 \mu_3 y_6) + \exp i[\varphi_4(-\mu_3 x_6, -\mu_3 y_6) - \varphi_4(-\mu_3 x_6 - b, -\mu_3 y_6) + \varphi_1(\mu_1 \mu_3 x_6 + a, \mu_1 \mu_3 y_6)]$$

превосходит размер спекла, определяемого шириной функции $P_4(x_6, y_6)$, то эту функцию в выражении (16) вынесем из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей приводит к распределению освещенности

$$\begin{aligned}
I(x_6, y_6) &\sim \{ 1 + c \} \{ \varphi_4(-\mu_3 x_6, -\mu_3 y_6) - \varphi_4(-\mu_3 x_6 - b, -\mu_3 y_6) + \\
&+ \varphi_1(\mu_1 \mu_3 x_6 + a, \mu_1 \mu_3 y_6) - \varphi_1(\mu_1 \mu_3 x_6, \mu_1 \mu_3 y_6) \} \times
\end{aligned}$$

$$\times |t(\mu_1 \mu_3 x_6, \mu_1 \mu_3 y_6) \otimes P_4(x_6, y_6)|^2, \quad (17)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует фазовые искажения фронта опорной волны и волны излучения, освещающего матовый экран, из-за aberrаций формирующих их оптических систем.

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы сфокусированного с помощью зрительной трубы Кеплера изображения матового экрана записывались на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с использованием излучения He-Ne-лазера на длине волны 0,63 мкм. Контролируемой зрительной трубой является автоколлиматор типа ВУ-200, с помощью которого в плоскости фотопластинки строилось изображение с 21-кратным увеличением. Перед записью второй экспозиции угол α наклона фронта волны излучения, освещающего матовый экран, равнялся $57'47''$, а $\Delta\theta = 2'45''$ с точностью $\pm 3''$. Двухэкспозиционная голограмма восстанавливалась малоапертурным лазерным пучком с диаметром ≈ 2 мм, и регистрация интерференционной картины проводилась в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием 8 см. На рис. 3, а представлена интерферограмма, отфильтрованная путем восстановления голограммы в точке, находящейся на оптической оси. Интерференционная картина характеризует сферическую aberrацию с зафокальной дефокусировкой в зрачке диаметром 5 мм зрительной трубы. Вид интерференционной картины, отфильтрованной путем восстановления голограммы в точке, определяемой координатами $x_{40} = 8$ мм, $y_{40} = 0$, приведен на рис. 3, б.

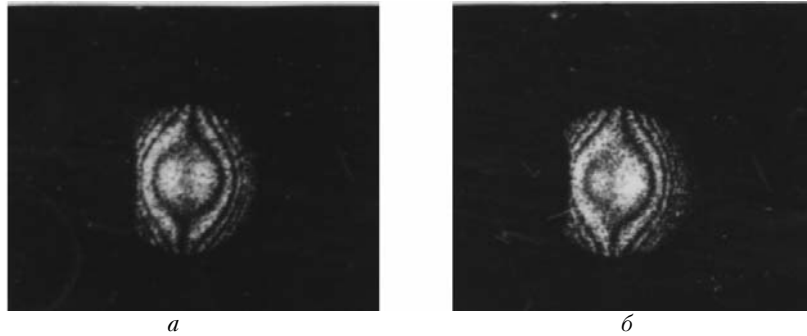


Рис. 3. Интерферограммы бокового сдвига, локализующиеся в Фурье плоскости и зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации: а — на оптической оси, б — вне оптической оси

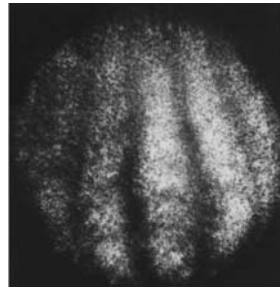


Рис. 4. Интерферограмма бокового сдвига, локализующаяся в плоскости голограммы

На основании [8] выражение aberrаций третьего порядка в функции точки (x, y) выходного зрачка зрительной трубы с добавлением дефокусировки T принимает вид

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) = & A(x^2 + y^2)^2 + B(x_4 x + y_4 y)(x^2 + y^2) + C(x_4^2 + y_4^2) + D[(x_4^2 - y_4^2)(x^2 - y^2) + 4x_4 y_4 x y] + \\ & + E(x_4^2 + y_4^2)(x_4 x + y_4 y) + T(x^2 + y^2), \end{aligned}$$

где A, B, C, D, E — коэффициенты, характеризующие соответственно сферическую aberrацию, кому, кривизну поля, астигматизм и дисторсию. Дешифровка интерферограммы, на рис. 3, а, проведенная по методу [9], который основан на предположении, что функции, определяющие как неизвестный волновой фронт, так и полосы интерференционной картины бокового сдвига, являются «гладкими» и описываются полиномами, коэффициенты которых однозначно связаны между собой, дает следующие величины коэффициентов $A = 24$, $T = 12,1$, выраженные в длинах волн. На основании этих данных путем дешифровки интерферограммы на рис. 3, б были определены коэффициенты $B = 7,1(C+D)=4,3$, соответствующие деформации плоской волны, распространяющейся под углом $\beta = 2^\circ 18'$ к оптической оси из-за внеосевых aberrаций.

На рис. 4 представлена интерференционная картина, локализуемая в плоскости голограммы. Для ее регистрации согласно рис. 2 использовались линза с фокусным расстоянием 25 см и объектив с фокусным расстоянием 8 см. Пространственная фильтрация проводилась в Фурье плоскости на оптической оси с диаметром фильтрующего отверстия $\approx 1,5$ мм. Так как зрительная труба Кеплера свободна от виньетирования [10] и спеклы в плоскости голограммы ориентируются вдоль оптической оси [11], то идентично регистрируется интерференционная картина, локализуемая в плоскости голограммы, при восстановлении последней в (+1) порядке дифракции. Кроме того, в обоих случаях может быть использована для регистрации телескопическая оптическая система, строящая изображение плоскости голограммы с пространственной фильтрацией в Фурье плоскости.

Суммируя результаты проведенного теоретического анализа и экспериментальных данных, следует отметить, что в рассмотренном методе дифференциальной интерферометрии в диффузно рассеянных полях на основе двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного с помощью зрительной трубы Кеплера изображения матового экрана интерференционные картины бокового сдвига локализуются в плоскости голограммы и в дальней зоне дифракции. Проведение пространственной фильтрации в плоскости голограммы позволяет выделять интерферограммы бокового сдвига в области перекрытия изображений выходного зрачка зрительной трубы, характеризующие ее волновые aberrации. При этом фазовые искажения волны излучения, освещающего матовый экран, и опорной волны из-за aberrаций формирующих их оптических систем не приводят к изменению вида фильтруемых интерференционных картин.

1. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 9. С. 936–945.
2. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 10. С. 1034–1044.
3. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 3. С. 250–260.
4. Гудман Дж. Введение в Фурье оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
5. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
7. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
8. Menu M., Roblin I. // J. Optics (Paris). 1979. V. 10. № 1. P. 1–11.
9. Dutton D., Conejo A., Latta M. // Appl. Optics. 1968. V. 7. № 1. P. 125–131.
10. Апенко М. И., Дубовик А. С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1982. 348 с.
11. Клименко И. С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. М.: Наука, 1985. 217 с.

Томский государственный университет
им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
31 января 1991 г.

V. G. Gusev. Formation of the Holographic Shear Interferograms in Diffusively Scattered Light for Testing the Telescope Optical Systems.

The analysis of the shear interferometer is made on the basis of the two-exposure hologram records of the image of a diffusive screen focused using the Kepler telescope. It is shown theoretically and experimentally that the control of a telescope over its field of view is provided by making spatial filtration in the hologram plane. The spatial filtration in the Fourier-plane provides recording of interference fringe pattern which determines phase distortions of an incident light wave of the diffuse screen and the phase distortions of the reference wave due to the aberrations formed by their optical systems.