

В.Г. Гусев

ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОГРАММЫ БОКОВОГО СДВИГА ПРИ ДВУХЭКСПОЗИЦИОННОЙ ЗАПИСИ ЛИНЗОВОЙ СПЕКЛОГРАММЫ ФУРЬЕ МАТОВОГО ЭКРАНА

Приведен анализ интерферометра бокового сдвига на основе двухэкспозиционной записи линзовой спеклограммы Фурье матового экрана. Показано теоретически и экспериментально, что при восстановлении спеклограммы в дальней зоне дифракции формируется спекл-интерферограмма бокового сдвига, характеризующая осевые волновые aberrации с увеличенной в два раза чувствительностью для фиксированной величины бокового сдвига.

В [1] рассматривалась задача, относящаяся к кругу вопросов, связанных с «фазовой проблемой в оптике». Было показано, что двухэкспозиционная запись спеклограммы Френеля на основе совмещения объективных спекл-структур двух экспозиций в плоскости фотопластинки при освещении матового экрана когерентным излучением с квазиплоской формой волны приводит к образованию на стадии ее восстановления интерференционной картины. Образующаяся в диффузно рассеянных полях в Фурье-плоскости интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины характеризует только осесимметричные волновые aberrации оптической системы, используемой в канале освещения матового экрана на стадии записи спеклограммы. Причем для фиксированной величины бокового сдвига чувствительность спекл-интерферометра увеличивается в два раза.

В настоящей статье анализируются особенности формирования интерферограммы бокового сдвига в случае регистрации на фотопластинке, расположенной в плоскости Фурье, двух субъективных спекл-структур в сравнении с результатами двухэкспозиционной записи голограммы Фурье матового экрана.

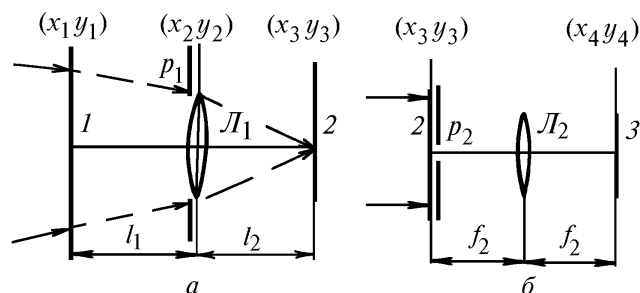


Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления (б) двухэкспозиционной линзовой спеклограммы Фурье: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка-спеклограмма; 3 – плоскость регистрации интерференционной картины; L_1, L_2 – линзы; p_1 – апертурная диафрагма; p_2 – пространственный фильтр

Согласно рис. 1, а матовый экран 1 освещается когерентным излучением со сходящейся квазисферической формой волны радиуса кривизны R в его плоскости (x_1, y_1) . С помощью линзы L_1 с фокусным расстоянием f_1 на фотопластинке 2 за время первой экспозиции проводится запись спеклограммы Фурье. Перед повторным экспонированием изменяется на величину α угол наклона, например, в плоскости (x, z) волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана, и смещается фотопластинка в ее плоскости в направлении оси x на величину a . После фотохимической обработки на записанную таким образом двухэкспозиционную спеклограмму Фурье матового экрана поступает плоская волна от когерентного источника света, используемого на стадии ее записи, и в плоскости Фурье 3 (рис. 1, б) регистрируется интерференционная картина.

На основании [2] в приближении Френеля без учета постоянных амплитудных и фазовых множителей, если $-\frac{1}{R} + \frac{1}{l_1} - \frac{L}{l_1^2} = 0$, где $\frac{1}{L} = \frac{1}{l_1} - \frac{1}{f_1} + \frac{1}{l_2}$, l_1 – расстояние от матового экрана до главной плоскости (x_2, y_2) линзы L_1 ; l_2 – расстояние от главной плоскости до фотопластинки, и $\sin \alpha = aL/l_1l_2$, то комплексные амплитуды поля, соответствующие первой и второй экспозиции, в плоскости (x_3, y_3) фотопластинки принимают вид

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp \left[\frac{ik}{2l_2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \left\{ \exp \left[-\frac{ikL}{2l_1^2} (x_3^2 + y_3^2) \right] [F(x_3, y_3) \otimes \Phi_1(x_3, y_3)] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\}, \quad (1)$$

$$u_2(x_3, y_3) \sim \exp \left\{ \frac{ik}{2l_2} [(x_3 + a)^2 + y_3^2] \right\} \left\{ \exp -\frac{ikL}{2l_1^2} [(x_3 + a)^2 + y_3^2] [F(x_3, y_3) \otimes \Phi_2(x_3, y_3)] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\}, \quad (2)$$

где \otimes – символ операции свертки; k – волновое число;

$F(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp[-ik(x_1x_3 + y_1y_3)L/l_1l_2] dx_1 dy_1$ – Фурье-образ комплексной амплитуды пропускания $t(x_1, y_1)$ матового экрана, являющейся случайной функцией координат;

$$\Phi_1(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i\varphi_0(x_1, y_1) \exp[-ik(x_1x_3 + y_1y_3)L/l_1l_2] dx_1 dy_1;$$

$$\Phi_2(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i\varphi_0(x_1 + b, y_1) \exp[-ik(x_1x_3 + y_1y_3)L/l_1l_2] dx_1 dy_1$$
 – Фурье-образы соответствующих функций; $\varphi_0(x_1, y_1)$ – детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения фронта волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана; b – величина сдвига волнового фронта, обусловленная изменением его угла наклона перед повторным экспонированием; $P_1(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2) \exp[-ik(x_2x_3 + y_2y_3)/l_2] dx_2 dy_2$ – Фурье-образ обобщенной функции $p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2)$ зрачка линзы L_1 [3], учитывающей ее осевые волновые aberrации.

Так как ширина функции $P_1(x_3, y_3)$ порядка $\lambda l_2/d$ [4], где λ – длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления спеклограммы; d – диаметр зрачка линзы L_1 , то положим, что в пределах ее области существования изменения фазы сферической волны радиуса кривизны l_2^2/L в выражениях (1), (2) не превосходят π . Тогда для области в плоскости фотопластинки диаметром $D \leq d(1 + \frac{l_2}{l_1} - \frac{l_2}{f_1})$ квадратичный фазовый множитель $\exp[-ik(x_3^2 + y_3^2)L/2l_2^2]$ вынесем в выражениях (1), (2) из-под знака интеграла свертки с функцией $P_1(x_3, y_3)$ и получим

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp \left[\frac{ik(l_2-L)}{2l_2^2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \{F(x_3, y_3) \otimes \Phi_1(x_3, y_3) \otimes P_1(x_3, y_3)\}, \quad (3)$$

$$u_2(x_3, y_3) \sim \exp \left\{ \frac{ik(l_2-L)}{2l_2^2} [(x_3 + a)^2 + y_3^2] \right\} \{F(x_3, y_3) \otimes \exp(ikbx_3L/l_1l_2) \Phi_1(x_3, y_3) \otimes \exp(ikax_3L/l_2^2) P_1(x_3, y_3)\}. \quad (4)$$

Как следует из выражений (3), (4), в плоскости фотопластинки формируется Фурье-образ функции пропускания матового экрана. Причем в силу пространственной ограниченности светового поля линзой L_1 (см. рис. 1, а) каждая его точка в пределах указанной области уширена до размера спекла, определяемого шириной функции $\Phi_1(x_3, y_3) \otimes P_1(x_3, y_3)$, т.е. информация о фазовых искажениях фронта волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана, сосредоточена в пределах каждого индивидуального спекла в плоскости фотопластинки. Кроме того, преобразование Фурье входной функции масштабируется в соответствии с величиной l_1l_2/L , которая при $l_1 = f_1$ соответствует фокусному расстоянию линзы L_1 ,

а масштаб преобразования не зависит от радиуса кривизны R . От него зависят только положение плоскости преобразования и, следовательно, ширина импульсного отклика линзы L_1 , которая всегда меньше по сравнению со случаем освещения матового экрана когерентным излучением с квазиплоской формой волны.

Квадратичный фазовый множитель в выражениях (3), (4) характеризует распределение в плоскости преобразования Фурье фазы расходящейся сферической волны для $l_1 < f_1$ и сходящейся для $l_1 > f_1$, и он равен единице при $l_1 = f_1$.

Пусть 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. Тогда амплитуда пропускания $\tau(x_3, y_3)$ двухэкспозиционной спеклограммы Фурье матового экрана на рис. 1, б определяется выражением

$$\begin{aligned} \tau(x_3, y_3) \sim & [F(x_3, y_3) \otimes \Phi_1(x_3, y_3) \otimes P_1(x_3, y_3)] [F^*(x_3, y_3) \otimes \Phi_1^*(x_3, y_3) \otimes P_1^*(x_3, y_3)] + \\ & + [F(x_3, y_3) \otimes \exp(ikbx_3L/l_1 l_2) \Phi_1(x_3, y_3) \otimes \exp(ikax_3L/l_2^2) P_1(x_3, y_3)] [F^*(x_3, y_3) \otimes \\ & \otimes \exp(-ikbx_3L/l_1 l_2) \Phi_1^*(x_3, y_3) \otimes \exp(-ikax_3L/l_2^2) P_1^*(x_3, y_3)], \end{aligned} \quad (5)$$

в котором опущена регулярная составляющая пропускания света, так как она при дальнейшем рассмотрении приводит только к распределению освещенности в плоскости наблюдения в пятне малых размеров.

Распределение комплексной амплитуды диффузно рассеянной составляющей поля в задней фокальной плоскости (x_4, y_4) линзы L_2 с фокусным расстоянием f_2 (см. рис. 1, б) на основании [5] запишем в виде

$$u(x_4, y_4) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tau(x_3, y_3) \exp\left[-\frac{ik}{f_2}(x_3 x_4 + y_3 y_4)\right] dx_3 dy_3 \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (6)$$

где $P_2(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp\left[-\frac{ik}{f_2}(x_3 x_4 + y_3 y_4)\right] dx_3 dy_3$ – Фурье-образ функции пропускания непрозрачного экрана p_2 с круглым отверстием [6].

В результате подстановки выражения (5) в (6) получим

$$\begin{aligned} u(x_4, y_4) \sim & \left\{ \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) p_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) \exp[i(\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) + \varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4))]\} \otimes \right. \\ & \otimes \{t^*(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4) p_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4) \exp[-i(\varphi_0(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4) + \varphi_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4))]\} + \\ & + \left. \{t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) p_1(\mu_2 x_4 - \frac{aL}{l_2}, \mu_2 y_4) \exp[i(\varphi_0(-\mu_1 x_4 + b, -\mu_1 y_4) + \varphi_1(-\mu_2 x_4 + \frac{aL}{l_2}, -\mu_2 y_4))]\} \otimes \right. \\ & \left. \otimes \{t^*(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4) p_1(\mu_2 x_4 + \frac{aL}{l_2}, \mu_2 y_4) \exp[-i(\varphi_0(\mu_1 x_4 + b, \mu_1 y_4) + \varphi_1(\mu_2 x_4 + \frac{aL}{l_2}, \mu_2 y_4))]\} \right\} \otimes P_2(x_4, y_4), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\mu_1 = \frac{l_1 l_2}{L f_2}$, $\mu_2 = \frac{l_2}{f_2}$ – коэффициенты масштабного преобразования.

Из выражения (7) следует, что если диаметр D_0 освещенной области матового экрана при записи спеклограммы удовлетворяет условию $D_0 \geq d(1 + \frac{l_1}{l_2} - \frac{l_1}{f_1})$, то в пределах перекрытия функций зрачка субъективные спекл-поля двух экспозиций оказываются наложенными друг на друга, что обуславливает их корреляцию. Кроме того, для четной фазовой функции $\varphi_0(x_1, y_1)$ (или ее составляющей), определяющей осевые волновые aberrации оптической системы в канале формирования фронта волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана, и максимального значения автокорреляции распределение комплексной амплитуды поля в плоскости наблюдения принимает вид

$$u(x_4, y_4) \sim \left\{ \left[1 + \exp -i \left[\frac{\partial \varphi_0(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4)}{\partial \mu_1 x_4} 2b + \frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial \mu_2 x_4} 2a \frac{L}{l_2} \right] \right] t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \right. \\ \left. \otimes t^*(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (8)$$

где

$$\frac{\partial \varphi_0(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4)}{\partial \mu_1 x_4} b = \varphi_0(\mu_1 x_4 + b, \mu_1 y_4) - \varphi_0(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4);$$

$$\frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial \mu_2 x_4} a \frac{L}{l_2} = \varphi_1(\mu_2 x_4 + a \frac{L}{l_2}, \mu_2 y_4) - \varphi_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4).$$

Если период изменения функции $1 + \exp -i \left[\frac{\partial \varphi_0(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4)}{\partial \mu_1 x_4} 2b + \frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial \mu_2 x_4} 2a \frac{L}{l_2} \right]$ хотя бы на порядок [7] превосходит размер субъективного спекла в плоскости наблюдения, определяемого шириной функции $P_2(x_4, y_4)$, то ее можно вынести в выражении (8) из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей двух экспозиций приводит к распределению освещенности

$$I(x_4, y_4) \sim \left\{ 1 + \cos \left[\frac{\partial \varphi_0(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4)}{\partial \mu_1 x_4} 2b + \frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial \mu_2 x_4} 2a \frac{L}{l_2} \right] \right\} \left| t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \right. \\ \left. \otimes t^*(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \right|^2, \quad (9)$$

из которого следует, что субъективная спекл-структура промодулирована интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей осевые волновые aberrации линзы L_1 (см. рис. 1, а) и оптической системы в канале формирования фронта волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана. При этом чувствительность спекл-интерферометра, как и для голографического интерферометра [2], зависит от расстояния l_1 между матовым экраном и главной плоскостью (x_2, y_2) линзы L_1 . Для $l_1 = 0$ она равна нулю из-за отсутствия соответствующего угла наклона между спекл-полями двух экспозиций в плоскости фотопластинки [2]. Кроме того, по сравнению с голографическим интерферометром чувствительность спекл-интерферометра увеличивается в два раза для фиксированной величины бокового сдвига. Как и в [1], это объясняется увеличением в два раза ширины спектра пространственных частот рассеянных спеклограммой волн.

Следует отметить, что фазовые искажения в канале освещения матового экрана можно исключить в случае формирования Фурье-образа, когда матовый экран освещается когерентным излучением с расходящейся сферической формой волны [8]. Тогда спекл-интерференционная картина будет иметь вид (9) при отсутствии первого слагаемого в квадратных скобках.

В эксперименте двухэкспозиционная запись спеклограмм Фурье матового экрана проводилась на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с помощью излучения He-Ne-лазера, работающего на длине волны 0,63 мкм. Методика экспериментальных исследований заключалась в сравнении результатов двухэкспозиционной записи голограммы Фурье с использованием внеосевой опорной волны для формирования интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины [2] с результатами двухэкспозиционной записи спеклограммы для одной и той же величины бокового сдвига перед повторным экспонированием фотопластинки. В качестве примера на рис. 2, а представлена голографическая интерферограмма бокового сдвига, характеризующая сферическую aberrацию с предфокальной дефокусировкой части фронта волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана, из-за aberrаций формирующей его оптической системы. Ее регистрация осуществлялась в фокальной плоскости объектива фотоаппарата при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы путем восстановления голограммы малоапертурным (≈ 2 мм) лазерным лучом [2]. Двухэкспозиционная запись голограммы Фурье выполнялась с помощью плоско-выпуклой линзы с фокусным расстоянием $f_1 = 250$ мм, диаметром зрачка 28 мм, для

$l_1 = 0$, $l_2 = 200$ мм, $\alpha = 2'30'' \pm 10''$, $a = (0,15 \pm 0,002)$ мм. Диаметр волнового фронта в плоскости матового экрана составлял 35 мм.

Интерференционная картина на рис. 2, б формируется в фокальной плоскости объектива фотоаппарата при восстановлении двухэкспозиционной линзовой спеклограммы Фурье (см. рис. 1, б) без проведения пространственной фильтрации дифракционного поля в ее плоскости. Перед повторным экспонированием изменялся угол наклона на величину $\alpha = 2'30'' \pm 10''$ и смещалась фотопластинка на величину $a = (0,15 \pm 0,002)$ мм. Спекл-интерферограмма бокового сдвига также характеризует сферическую aberrацию с предфокальной дефокусировкой части фронта волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана, но с увеличенной в два раза чувствительностью, что демонстрирует рис. 3. Голографическая интерференционная картина на рис. 3 соответствует величинам α и a перед повторным экспонированием $5' \pm 10''$ и $(0,3 \pm 0,002)$ мм.

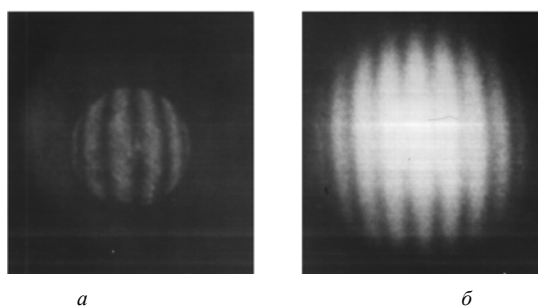


Рис. 2. Голографическая (а) и спекл-интерферограмма (б) бокового сдвига



Рис. 3. Голографическая интерферограмма бокового сдвига

Исследования показали, что контрастность спекл-интерференционной картины максимальна, когда диаметр волнового фронта превосходит диаметр зрачка линзы (см. рис. 1, а), и уменьшается с увеличением сдвига, когда диаметр контролируемого волнового фронта меньше диаметра зрачка. Это объясняется фоновым излучением от неперекрывающихся участков матового экрана для двух экспозиций.

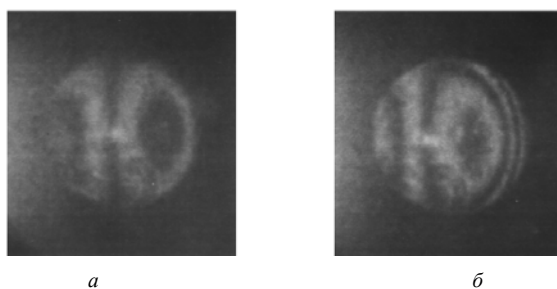


Рис. 4. Голографические интерферограммы бокового сдвига, характеризующие: а – осевые aberrации линзы и оптической системы для формирования волны освещения матового экрана, б – дополнительно внеосевые aberrации линзы

На рис. 4, а представлена голографическая интерферограмма бокового сдвига, характеризующая сферическую aberrацию с зафокальной дефокусировкой линзы и оптической системы

в канале формирования волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана. Ее регистрация осуществлялась при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы [2]. Двухэкспозиционная запись линзовой голограммы Фурье выполнялась для $l_1 = 110$ мм; $l_2 = 200$ мм. Диаметр волнового фронта в плоскости матового экрана составлял 45 мм. Перед повторным экспонированием изменялся угол наклона на величину $\alpha = 7'40'' \pm 10''$ и смещалась фотопластинка на величину $a = (0,5 \pm 0,002)$ мм. В отличие от предыдущего случая проведение пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы вне оси ($x_3 = 10$ мм, $y_3 = 0$) сопровождается изменением вида интерференционной картины (рис. 4, б) из-за внеосевых волновых aberrаций линзы L_1 (см. рис. 1, а) и фазовых искажений фронта волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана от другой его части [2].

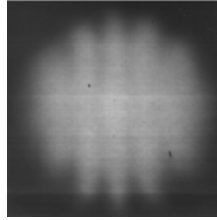


Рис. 5. Спекл-интерферограмма бокового сдвига

При восстановлении двухэкспозиционной линзовой спеклограммы Фурье, запись которой проводилась для тех же величин α и a , вид зарегистрированной спекл-интерферограммы бокового сдвига представлен на рис. 5. Она характеризует осевые волновые aberrации линзы и оптической системы в канале формирования фронта волны для освещения матового экрана, но с увеличением чувствительности спекл-интерферометра в два раза. При этом для повышения контрастности спекл-интерференционной картины необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля (диаметр фильтрующей диафрагмы ≈ 3 мм) в плоскости спеклограммы (см. рис. 1, б) на стадии ее восстановления. Это объясняется тем, что, когда отсутствует условие пространственной инвариантности импульсного отклика линзы L_1 (см. рис. 1, а), для малой области в плоскости спеклограммы с центром в точке, находящейся вне оптической оси, распределение поля в пределах спеклов в этой области является результатом дифракции на зрачке линзы L_1 волны, распространяющейся под углом к оптической оси. Причем виньетирование линзой пространственного спектра волн, рассеянных матовым экраном, приводит к возникновению декорреляции в спекл-структурах в локальной области с центром на оптической оси и вне ее, так как субъективные спеклы формируются от несовпадающих целиком участков диффузно рассеивающей свет поверхности.

В [9] приведен метод формирования интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины на основе двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье, при котором перед повторным экспонированием смещается матовый экран в плоскости его расположения, например в направлении оси x на величину a , и изменяется угол наклона внеосевой опорной волны на величину $\sin\beta = aL/l_1l_2$.

Можно показать, что двухэкспозиционная запись линзовой спеклограммы Фурье на рис. 1, а, когда перед повторным экспонированием смещается матовый экран I в направлении оси x на величину a , приводит на стадии ее восстановления к формированию в плоскости наблюдения 3 (см. рис. 1, б) спекл-интерференционной картины вида

$$I(x_4, y_4) \sim \left\{ 1 + \cos \left[\frac{\partial\varphi_0(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4)}{\partial\mu_1 x_4} 2a + \frac{\partial\varphi_1(\mu_2 x_4, \mu_2 y_4)}{\partial\mu_2 x_4} 2a \frac{L}{l_2} \right] \right\} \left| t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes t^*(\mu_1 x_4, \mu_1 y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \right|^2. \quad (10)$$

Спекл-интерферограмма бокового сдвига характеризует сочетание осевых волновых aberrаций линзы L_1 и оптической системы в канале освещения матового экрана также с увеличенной в два раза чувствительностью для фиксированной величины бокового сдвига. При этом чувствительность спекл-интерферометра, как и голографического [9], к aberrациям линзы L_1 не равна нулю для $l_1 = 0$. Кроме того, фазовые искажения в канале освещения матового экрана можно исключить в случае формирования Фурье-образа при освещении когерентным

излучением с расходящейся сферической волной [10]. Тогда спекл-интерференционная картина будет иметь вид (10) при отсутствии первого слагаемого в квадратных скобках.

На рис. 6, *a* представлена голографическая интерферограмма бокового сдвига, характеризующая сферическую aberrацию в параксиальном фокусе линзы и оптической системы в канале освещения матового экрана. Ее регистрация осуществлялась при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы [9], двухэкспозиционная запись которой проводилась для $l_1 = 0$, $l_2 = 230$ мм, $a = (0,4 \pm 0,002)$ мм, $\beta = 6' \pm 10''$. Диаметр волнового фронта в плоскости матового экрана составлял 30 мм. Восстановление голограммы вне оптической оси приводит к изменению вида интерференционной картины из-за внесосевых волновых aberrаций линзы [9].

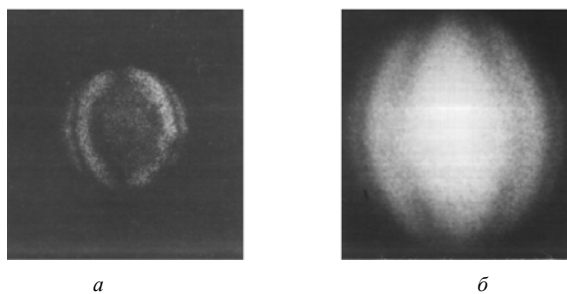


Рис. 6. Голографическая (*a*) и спекл-интерферограмма (*б*) бокового сдвига

Спекл-интерферограмма бокового сдвига на рис. 6, *б* является результатом восстановления двухэкспозиционной спеклограммы, запись которой проводилась для величины смещения $a = (0,4 \pm 0,002)$ мм матового экрана перед повторным экспонированием. Для регистрации спекл-интерферограммы не требовалось проведения пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости спеклограммы, т.е. интерферометр нечувствителен к внесосевым волновым aberrациям линзы L_1 (см. рис. 1, *a*), и она характеризует ее осевые aberrации и оптической системы в канале освещения матового экрана с увеличением чувствительности в два раза.

В случае $l_1 > 0$, если диаметр волнового фронта в плоскости матового экрана превосходит величину $d(1 + \frac{l_1}{l_2} - \frac{l_1}{f_2})$, то из-за декорреляции спекл-структур возникает необходимость в проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости спеклограммы для повышения контрастности интерференционной картины.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод, что при двухэкспозиционной записи линзовой спеклограммы Фурье матового экрана, когда последний освещается когерентным излучением со сходящейся квазисферической формой волны, на стадии ее восстановления формируется интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины с увеличенной в два раза чувствительностью для фиксированной величины сдвига. При этом спекл-интерференционная картина характеризует только осевые волновые aberrации линзы и оптической системы в канале освещения матового экрана (или в частном случае осевые волновые aberrации в канале освещения матового экрана), и спекл-интерферометр нечувствителен к внесосевым волновым aberrациям.

1. Гусев В. Г. // Изв. вузов. Физика. 1996. N 9. С. 36–42.
2. Гусев В. Г. Формирование интерферограмм бокового сдвига в диффузно рассеянных полях при двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье. М., 1994. 18 с. Деп. в ВИНТИ 16.02.94. N697–B94.
3. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
4. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
5. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1125–1128.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
7. Джонс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
8. Гусев В. Г. Формирование в диффузно рассеянных полях голографических интерферограмм бокового сдвига. М., 1993. 15 с. Деп. в ВИНТИ 14.0493 N 1084-B93.
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. N4892-B91.
10. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 2. С. 115–124.

30 октября 1996 г.

V. G. Gusev. Formation of Speckle Shear Interferogram by Double-Exposure Record of the Lens Speclogram Fourier of Diffuser Screen.

The analysis of the shear interferometer is made on the basis of the double-exposure record of the lens speclogram Fourier of the diffuser screen. It is shown theoretically and experimentally that the speclogram reconstruction provides the shear speckle-interferogram formation in the diffraction far-zone which determines the axial wave aberration with double sensitivity at constant shear.