

В.Г. Гусев

## ФОРМИРОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ И СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Приведен анализ интерферометра на основе двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного с помощью телескопической системы Кеплера изображения амплитудного рассеивателя по схеме Габора и интерферометра на основе двухэкспозиционной записи спеклограммы сфокусированного изображения матового экрана. Показано теоретически и экспериментально, что при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы формируется интерферограмма бокового сдвига, характеризующая осевые волновые aberrации контролируемого объекта. В случае же восстановления двухэкспозиционной спеклограммы в дальней зоне дифракции формируется спекл-интерферограмма бокового сдвига, характеризующая осевые волновые aberrации контролируемого объекта с увеличенной в два раза чувствительностью для фиксированной величины бокового сдвига.

В [1] было показано, что двухэкспозиционная запись голограммы сфокусированного с помощью телескопической оптической системы Кеплера изображения матового экрана с использованием внеосевой квазиплоской опорной волны приводит к формированию в диффузно рассеянных полях интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. При этом перед повторным экспонированием фотопластинки изменялись угол наклона квазиплоской формы волны когерентного излучения, используемого для освещения матового экрана, и угол наклона опорной волны. На стадии восстановления голограммы суперпозиция дифрагирующих волн двух экспозиций приводит к образованию интерференционной картины, локализуемой в дальней зоне дифракции и характеризующей волновые aberrации оптической системы зрительной трубы Кеплера. Для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации восстановленного поля в плоскости голограммы. В свою очередь, интерференционная картина, характеризующая волновые aberrации оптической системы в канале формирования опорной волны и в канале формирования фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, локализуется в плоскости голограммы. Для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости формирования Фурье-образа изображения матового экрана.

В настоящей статье анализируются особенности образования интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины в случае двухэкспозиционной записи с помощью телескопической оптической системы Кеплера голограммы сфокусированного изображения амплитудного рассеивателя по методу Габора и двухэкспозиционной спеклограммы сфокусированного изображения матового экрана.

Как представлено на рис. 1, *a*, параксиальное изображение амплитудного рассеивателя 1, находящегося в плоскости  $(x_1, y_1)$ , строится с помощью телескопической оптической системы из двух положительных линз  $L_1$  (объектив) и  $L_2$  (окуляр) в плоскости фотопластинки 2. Проводится запись голограммы Габора при освещении рассеивателя когерентным излучением за время первой экспозиции. Перед повторным экспонированием изменяется угол  $\alpha$  наклона квазиплоского фронта волны излучения, используемого для освещения амплитудного рассеивателя, например в плоскости  $(x, z)$ . После фотографической обработки на голограмму поступает волна от когерентного источника света, используемого на стадии ее записи, и в плоскости Фурье 3 (рис. 1, *b*) при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы с помощью круглого отверстия в непрозрачном экране  $p_3$  регистрируется интерференционная картина.

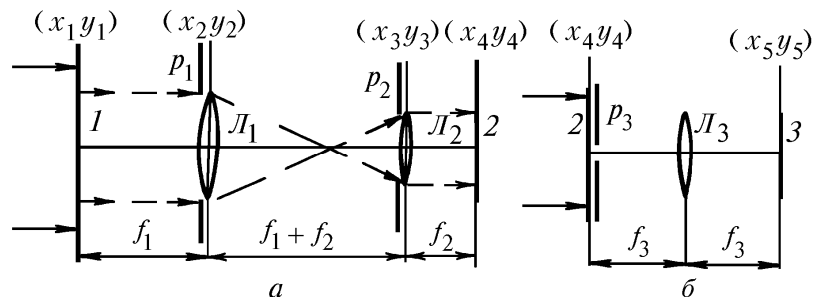


Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления (б) двухэкспозиционной голограммы Габора: 1 — амплитудный рассеиватель; 2 — фотопластинка-голограмма; 3 — плоскость регистрации интерферограммы;  $L_1, L_2, L_3$  — линзы;  $p_1, p_2$  — апертурные диафрагмы;  $p_3$  — пространственный фильтр

На основании [1] в приближении Френеля без учета постоянных амплитудных и фазовых множителей комплексные амплитуды полей, соответствующие первой и второй экспозиции, в плоскости  $(x_4, y_4)$  фотопластинки принимают вид

$$u_1(x_4, y_4) \sim [1 - t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)] \exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (1)$$

$$u_2(x_4, y_4) \sim \exp(-ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) \{ [1 - t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)] \exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \otimes \exp(ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_1(x_4, y_4) \otimes \exp(ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_2(x_4, y_4) \}, \quad (2)$$

где  $\otimes$  — символ операции свертки;  $k$  — волновое число;  $\mu_1 = f_1/f_2$  — коэффициент масштабного преобразования;  $f_1$  — фокусное расстояние линзы  $L_1$ ;  $f_2$  — фокусное расстояние линзы  $L_2$ ;  $t(x_1, y_1)$  — вещественная случайная функция координат, характеризующая амплитуду поглощения рассеивателя;  $\varphi_0(x_1, y_1)$  — детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения фронта волны излучения, используемого для освещения амплитудного рассеивателя, из-за aberrации формирующей его оптической системы;  $a$  — величина сдвига волнового фронта из-за изменения его наклона перед повторным экспонированием фотопластинки;

$P_1(x_4, y_4) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2) \exp[-ik(x_2 x_4 + y_2 y_4)/f_2] dx_2 dy_2$  — Фурье-образ обобщенной

функции  $p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2)$  зрачка [2] линзы  $L_1$ , учитывающей ее осевые волновые aberrации;

$P_2(x_4, y_4) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_2(x_3, y_3) \exp[-ik(x_3 x_4 + y_3 y_4)/f_2] dx_3 dy_3$  — соответственно Фурье-образ обобщенной функции зрачка линзы  $L_2$ .

Пусть фотослой, подвергнутый экспонированию светом с интенсивностью  $I(x_4, y_4) = u_1(x_4, y_4) u_1^*(x_4, y_4) + u_2(x_4, y_4) u_2^*(x_4, y_4)$ , обработан с получением негатива на прямолинейной части характеристической кривой почернения. Тогда при условии  $t(x_1, y_1) \ll 1$  [3] амплитуда пропускания  $\tau(x_4, y_4)$  голограммы на рис. 1, б определяется выражением

$$\begin{aligned} \tau(x_4, y_4) \sim & [\exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)] [t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp -i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \\ & \otimes P_1^*(x_4, y_4) \otimes P_2^*(x_4, y_4)] + [\exp -i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1^*(x_4, y_4) \otimes P_2^*(x_4, y_4)] \times \\ & \times [t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)] + [\exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \otimes \\ & \otimes \exp(ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_1(x_4, y_4) \otimes \exp(ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_2(x_4, y_4)] [t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp -i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \\ & \otimes \exp(-ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) \times P_1^*(x_4, y_4) \otimes \exp(-ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_2^*(x_4, y_4)] + [\exp -i\varphi_0(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \otimes \\ & \otimes \exp(-ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_1^*(x_4, y_4) \otimes \exp(-ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_2^*(x_4, y_4)] [t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\ & \times \exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \otimes \exp(ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_1(x_4, y_4) \otimes \exp(ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_2(x_4, y_4)], \quad (3) \end{aligned}$$

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  $(x_5, y_5)$  линзы  $L_3$  с фокусным расстоянием  $f_3$  (см. рис. 1, б) на основании [4] запишем в виде

$$u(x_5, y_5) \sim \iint_{-\infty}^{\infty} \tau(x_4, y_4) \exp \left[ -\frac{ik}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4 \otimes P_3(x_5, y_5), \quad (4)$$

где  $P_3(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3] dx_4 dy_4$  – Фурье-образ функции пропускания непрозрачного экрана  $p_3$  с круглым отверстием [5].

В результате подстановки выражения (3) в (4) получим

$$\begin{aligned} u(x_5, y_5) \sim & \{ \Phi_1(x_5, y_5) p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] \} \otimes \\ & \otimes \{ [F(x_5, y_5) \otimes \Phi_2(x_5, y_5)] p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp -i[\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] \} + \\ & + \{ \Phi_2(x_5, y_5) p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp -i[\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] \} \otimes \{ [F(x_5, y_5) \otimes \\ & \otimes \Phi_1(x_5, y_5)] p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] \} + \\ & + \{ \Phi_3(x_5, y_5) p_1(\mu_2 x_5 - b, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5 - b, \mu_2 y_5) \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5)] \} \otimes \\ & \otimes \{ [F(x_5, y_5) \otimes \Phi_4(x_5, y_5)] p_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) \exp -i[\varphi_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) + \\ & + \varphi_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5)] \} + \{ \Phi_4(x_5, y_5) p_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) \times \\ & \times \exp -i[\varphi_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5)] \} \otimes \{ [F(x_5, y_5) \otimes \Phi_3(x_5, y_5)] p_1(\mu_2 x_5 - b, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5 - b, \mu_2 y_5) \times \\ & \times \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5)] \} \} \otimes P_3(x_5, y_5), \quad (5) \end{aligned}$$

где  $\mu_2 = f_2/f_3$  – коэффициент масштабного преобразования;  $b = f_1 \sin \alpha$  – величина сдвига;

$$\begin{aligned} F(x_5, y_5) &= \iint_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3] dx_4 dy_4; \\ \Phi_1(x_5, y_5) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3] dx_4 dy_4; \\ \Phi_2(x_5, y_5) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \exp -i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3] dx_4 dy_4; \\ \Phi_3(x_5, y_5) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3] dx_4 dy_4; \\ \Phi_4(x_5, y_5) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \exp -i\varphi_0(-\mu_1 x_4 + a, -\mu_1 y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3] dx_4 dy_4 - \end{aligned}$$

– Фурье-образы соответствующих функций.

Если период изменения функции  $\exp i\varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)$  превосходит размер субъективно-го спекла в плоскости фотопластинки, определяемого шириной функции  $P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)$ , то можно положить, что  $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3 = \Phi_4 = \delta(x_5, y_5)$ , где  $\delta(x_5, y_5)$  – дельта-функции Дирака.

Тогда с учетом условия  $d_1 = \mu_1 d_2$ , где  $d_1, d_2$  — соответственно диаметр апертурной диафрагмы линзы  $L_1$  и  $L_2$  (см. рис. 1, *a*), выражение (5) принимает вид

$$\begin{aligned}
 u(x_5, y_5) \sim & \{ p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp - i [\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] + p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \times \\
 & \times \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] + p_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) \times \\
 & \times \exp - i [\varphi_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5)] + p_2(\mu_2 x_5 - b, \mu_2 y_5) \times \\
 & \times \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5)] \} F(x_5, y_5) \otimes P_3(x_5, y_5). \quad (6)
 \end{aligned}$$

Как следует из выражения (6), в пределах перекрытия функций  $p_2(\mu_2 x_5 - b, \mu_2 y_5)$ ,  $p_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5)$  идентичные субъективные спеклы двух экспозиций  $(-1)$  и  $(+1)$  порядков дифракции оказываются наложенными друг на друга, что обуславливает корреляцию спекл-полей в плоскости наблюдения и формирование интерференционной картины [6]. Действительно, если период изменения функции

$$\begin{aligned}
 & \exp - i [\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] + \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] + \\
 & + \exp - i [\varphi_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5)] + \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5)]
 \end{aligned}$$

превосходит размер субъективного спекла, определяемого шириной функции  $P_3(x_5, y_5)$ , то ее можно вынести в выражении (6) из-под интеграла свертки. Тогда в пределах перекрытия изображений выходного зрачка телескопической оптической системы комплексная амплитуда поля в плоскости наблюдения определяется выражением

$$\begin{aligned}
 u(x_5, y_5) \sim & \{ \exp - i [\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] + \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] + \\
 & + \exp - i [\varphi_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5)] + \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5) + \\
 & + \varphi_2(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5)] \} [F(x_5, y_5) \otimes P_3(x_5, y_5)]. \quad (7)
 \end{aligned}$$

В силу четности функций  $\varphi_1(x_2, y_2)$ ,  $\varphi_1(x_3, y_3)$  распределение освещенности в плоскости наблюдения  $\mathcal{I}$  (см. рис. 1, *б*) принимает вид

$$\begin{aligned}
 I(x_5, y_5) \sim & \left\{ 1 + \cos [2\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + 2\varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] \right\} \times \\
 & \times \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} b + \frac{\partial \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} b \right] \right\} \left| F(x_5, y_5) \otimes P_3(x_5, y_5) \right|^2, \quad (8)
 \end{aligned}$$

где

$$\frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} b = \varphi_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) - \varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5);$$

$$\frac{\partial \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} b = \varphi_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) - \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5).$$

Из выражения (8) следует, что субъективная спекл-структура промодулирована интерференционными полосами. Интерференционная картина представляет собой сочетание полос равной толщины [7], характеризующих сферические aberrации телескопической оптической системы типа зрительной трубы Кеплера, и полос бокового сдвига, соответствующих дифференциальной интерферометрии и характеризующих также сферические aberrации контролируемого объекта.

В случае двухэкспозиционной записи спеклограммы сфокусированного изображения матового экрана, который находится в плоскости  $(x_1, y_1)$  (см. рис. 1, *a*) и характеризуется комплексной амплитудой пропускания  $t(x_1, y_1)$ , являющейся случайной функцией координат, перед повторным экспонированием фотопластинки 2 также проводится изменение угла наклона квазиплоского фронта волны излучения, используемого для его освещения, как и в предыду-

шем случае. После фотографической обработки на спеклограмму 2 (см. рис. 1, б) поступает волна от когерентного источника света, используемого на стадии ее записи, и в плоскости Фурье 3 регистрируется спекл-интерферограмма.

На основании используемых допущений, состоящих в том, что период изменения функции  $\exp i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)$  превосходит размер субъективного спекла в плоскости фотопластинки, определяемого шириной функции  $P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)$ , и негатив обработан на прямолинейной части характеристической кривой почернения, амплитуду пропускания двухэкспозиционной спеклограммы запишем в виде

$$\begin{aligned} \tau'(x_4, y_4) \sim & [t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)] [t^*(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_1^*(x_4, y_4) \otimes P_2^*(x_4, y_4)] + \\ & + [t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \exp(ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_1(x_4, y_4) \otimes \exp(ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_2(x_4, y_4)] [t^*(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \\ & \otimes \exp(-ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_1^*(x_4, y_4) \otimes \exp(-ik \mu_1 x_4 \sin \alpha) P_2^*(x_4, y_4)], \end{aligned} \quad (9)$$

опуская из рассмотрения регулярную составляющую пропускания света.

Тогда распределение комплексной амплитуды диффузно рассеянной составляющей поля в задней фокальной плоскости линзы  $L_3$  (см. рис. 1, б) определяется выражением

$$\begin{aligned} u'(x_5, y_5) \sim & \{ \{ F_1(x_5, y_5) p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] \} \otimes \\ & \otimes \{ F_2(x_5, y_5) p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp -i[\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] \} + \\ & + \{ F_1(x_5, y_5) p_1(\mu_2 x_5 - b, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5 - b, \mu_2 y_5) \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5 + b, -\mu_2 y_5)] \} \otimes \\ & \otimes \{ F_2(x_5, y_5) p_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) \exp -i[\varphi_1(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5 + b, \mu_2 y_5)] \} \} \otimes \\ & \otimes P_3(x_5, y_5), \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} F_1(x_5, y_5) &= \iint_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3] dx_4 dy_4; \\ F_2(x_5, y_5) &= \iint_{-\infty}^{\infty} t^*(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5)/f_3] dx_4 dy_4 - \end{aligned}$$

– Фурье-образы соответствующих функций.

Так как Фурье-образ комплексно-сопряженной функции равен комплексно-сопряженному Фурье-образу исходной функции с противоположным знаком у аргумента  $F_2(x_5, y_5) = F_1^*(-x_5, -y_5)$ , то для максимального значения автокорреляционных функций в выражении (10) получим

$$\begin{aligned} u'(x_5, y_5) \sim & \left\{ \left\{ 1 + \exp -i \left[ \frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} 2b + \frac{\partial \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} 2b \right] \right\} [F_1(x_5, y_5) \otimes F_1^*(-x_5, -y_5)] \right\} \otimes \\ & \otimes P_3(x_5, y_5). \end{aligned} \quad (11)$$

Если период изменения функции  $1 + \exp -i \left[ \frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} 2b + \frac{\partial \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} 2b \right]$  хотя бы на порядок превосходит размер субъективного спекла в плоскости наблюдения, определяемого шириной функции  $P_3(x_5, y_5)$ , то ее можно вынести в выражении (11) из-под знака интеграла свертки. Тогда распределение освещенности в плоскости регистрации 3 (см. рис. 1, б) определяется выражением

$$I'(x_5, y_5) \sim \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{\partial \varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} 2b + \frac{\partial \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)}{\partial \mu_2 x_5} 2b \right] \right\} | F_1(x_5, y_5) \otimes F_1^*(-x_5, -y_5) \otimes P_3(x_5, y_5) |^2, \quad (12)$$

которое описывает субъективную спекл-структуру в пределах дифракционного гало, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует сферические волновые aberrации контролируемого объекта. Причем чувствительность рассматриваемого спекл-интерферометра увеличивается в два раза для фиксированной величины бокового сдвига.

Механизм формирования спекл-интерферограммы бокового сдвига с увеличением чувствительности заключается в увеличении ширины спектра пространственных частот диффузно рассеянных спеклограммой волн в два раза [8]. Действительно, при регистрации спеклограммы в силу квадратичного характера детектирования теряется фазовая информация, но сохраняется ее часть, которая позволяет воспроизводить направления составляющих рассеянного поля [9]. Так как интервал значений переменных, в котором интеграл автокорреляции в выражении (10) не равен нулю, определяется удвоенной шириной выходного зрачка зрительной трубы Кеплера, то протяженность дифракционного гало в плоскости наблюдения ( $\mu_2 = 1$ ) увеличивается в два раза. Следовательно, увеличение углового спектра волн, рассеянных спеклограммой, приводит и к увеличению в два раза величины наклона (угловой частоты), что вытекает из выражения (9), при дифракции на спекл-структуре, соответствующей второй экспозиции.

В эксперименте двухэкспозиционная запись голограмм и спеклограмм сфокусированного изображения 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 голограмм по методу Габора и спеклограмм сфокусированного изображения с результатами двухэкспозиционной записи голограмм с использованием внеосевой опорной волны.

Для этого действительное изображение матового экрана, как и в [7], строилось в плоскости фотопластинки с помощью телескопической центрированной оптической системы из двух идентичных положительных линз с фокусным расстоянием  $f_1 = f_2 = 180$  мм, диаметром зрачка 25 мм. Диаметр освещенной области матового экрана составлял 35 мм. Перед повторным экспонированием изменялся угол наклона квазиплоского фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, и угол наклона внеосевой квазиплоской опорной волны [1].

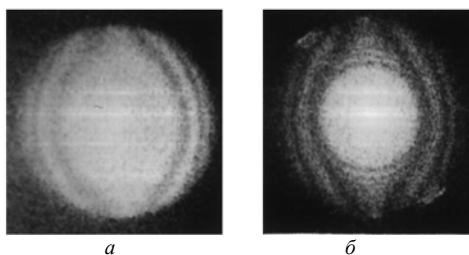


Рис. 2. Интерферограммы бокового сдвига, соответствующие двухэкспозиционной записи голограммы: *a* — по методу Лейта — Упатниекса, *б* — по методу Габора

На рис. 2, *a* представлена интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая была зарегистрирована в фокальной плоскости объектива фотоаппарата с фокусным расстоянием 50 мм при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы путем ее восстановления малоапертурным ( $\approx 2$  мм) лазерным лучом. Она характеризует сферическую aberrацию в параксиальном фокусе контролируемой оптической системы для  $\alpha = 28' \pm 10''$ .

Затем в предметной плоскости вместо матового экрана устанавливался амплитудный рассеиватель и проводилась двухэкспозиционная запись голограммы по схеме Габора для  $\alpha = 28' \pm 10''$ . Вид интерференционной картины, зарегистрированной в фокальной плоскости объектива фотоаппарата при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы путем ее восстановления малоапертурным лазерным лучом, представлен на рис. 2, *б*.

Интерференционные картины на рис. 3 соответствуют случаю, когда перед проведением двухэкспозиционной записи голограммы фотопластинка была сдвинута от плоскости формирования параксиального изображения на 2,3 мм, для  $\alpha = 28' \pm 10''$ . Они характеризуют сферическую aberrацию контролируемой оптической системы с зафокальной дефокусировкой. При этом, как и на рис. 2, *б*, где концентрическая система интерференционных полос характеризует

сферическую aberrацию телескопической оптической системы, концентрическая система интерференционных полос на рис. 3, б характеризует сферическую aberrацию и дополнительно дефокусировку. Следует отметить, что при смещении двухэкспозиционной голограммы Габора относительно восстанавливающего ее лазерного луча искажается вид интерференционной картины из-за несовпадения по направлению дифрагирующих волн в  $(-1)$  и  $(+1)$  порядках дифракции [7].

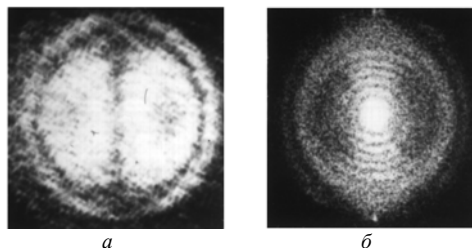


Рис. 3. Интерферограммы бокового сдвига в случае зафокальной дефокусировки и соответствующие двухэкспозиционные записи голограммы: *a* — по методу Лейта — Упатниекса, *б* — по методу Габора

Двухэкспозиционная запись спеклограмм сфокусированного изображения матового экрана проводилась с использованием автоколлиматора типа ВУ-200 в качестве контролируемого объекта [1].

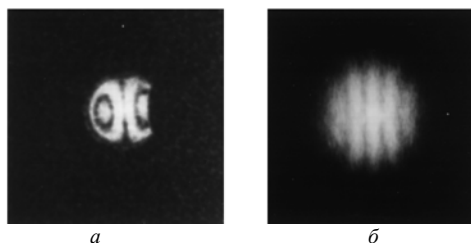


Рис. 4. Голографическая (*a*) и спекл-интерферограммы (*б*) бокового сдвига, характеризующие осевые волновые aberrации оптической системы автоколлиматора

На рис. 4, *a* представлена голографическая интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая была зарегистрирована в фокальной плоскости объектива фотоаппарата при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы путем ее восстановления малоапертурным лазерным лучом. Она характеризует сферическую aberrацию с зафокальной дефокусировкой контролируемого объекта. Перед повторным экспонированием фотопластинки величина изменения угла наклона  $\alpha$  составляла  $30' \pm 10''$ .

Интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, представленная на рис. 4, *б*, соответствует случаю восстановления двухэкспозиционной спеклограммы сфокусированного изображения матового экрана для такой же величины изменения угла перед повторным экспонированием. Она характеризует сферическую aberrацию с зафокальной дефокусировкой оптической системы автоколлиматора с увеличенной в два раза чувствительностью интерферометра для фиксированной величины бокового сдвига. Вид спекл-интерферограммы бокового сдвига на рис. 4, *б* подобен голографической интерферограмме бокового сдвига для величины  $\alpha = 1^\circ$ .

Регистрация спекл-интерферограммы проводилась в фокальной плоскости объектива фотоаппарата при восстановлении двухэкспозиционной спеклограммы малоапертурным лазерным лучом. При этом ее вид не изменяется при смещении спекл-интерферограммы относительно лазерного луча, что свидетельствует о нечувствительности спекл-интерферограммы бокового сдвига к внеосевым волновым aberrациям оптической системы автоколлиматора. Кроме того, известное свойство зрительной трубы Кеплера, заключающееся в отсутствии виньетирования (см., например, [10]), обуславливает постоянство контрастности спекл-интерференционной картины при восстановлении спеклограммы как в точке, лежащей на оптической оси, так и вне ее. В результате этого оказывается возможным регистрация спекл-интерферограммы бокового сдвига без проведения пространственной фильтрации дифракци-

онного поля в плоскости спеклограммы сфокусированного с помощью телескопической оптической системы изображения матового экрана.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод, что при двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного с помощью телескопической оптической системы типа зрительной трубы Кеплера изображения амплитудного рассеивателя по методу Габора на стадии ее восстановления в дальней зоне дифракции формируется интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующая волновые aberrации контролируемого объекта. При этом для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы. В отличие от случая двухэкспозиционной записи голограммы с использованием внеосевой опорной волны [11] для рассмотренного метода характерна весьма малая чувствительность процесса регистрации голограммы к воздействию вибраций, т.е. голографирование может проводиться без соблюдения жестких требований к механической стабильности установки.

При двухэкспозиционной записи спеклограммы сфокусированного с помощью телескопической оптической системы типа зрительной трубы Кеплера изображения матового экрана на стадии ее восстановления в дальней зоне дифракции формируется спекл-интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующая осевые волновые aberrации контролируемого объекта с увеличением чувствительности спекл-интерферометра в два раза для фиксированной величины бокового сдвига. При этом для регистрации спекл-интерферограммы отсутствует необходимость в проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости спеклограммы.

1. Гусев В.Г. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 5. С. 482—490.
2. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
3. Gabor D. // Nature. 1948. V. 161. P. 777—778.
4. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1125—1128.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
6. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
7. Гусев В.Г. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 7. С. 901—909.
8. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 670 с.
9. Collier R., Pennington K. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. P. 44—46.
10. Апенко М.И., Дубовик А.С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1982. 348 с.
11. Турухано Б., Турухано Н. // ЖТФ. 1968. Т. 38. С. 757—758.

Томский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
23 сентября 1996 г.

#### V. G. Gusev. Formation of Holographic and Speckle Shear Interferograms for Testing the Telescope Optical System.

Two ways of an interferometer analysis are described. One is made based on two-exposure hologram records of the image focused using the Kepler telescope by Gabor method. Another one — on the basis of two-exposure specklegram records of the image of a diffusive screen. It is shown theoretically and experimentally, that the spatial filtration of the diffracted field in the hologram plane provides the shear interferogram formation which determines the axial aberration of the object under control. When reconstructing the two-exposure spectrogram, the shear speckle-interferogram is formed in the diffraction far zone, which determines the axial aberration of the object with double sensitivity at constant shear.