

В.Г. Гусев

**ФОРМИРОВАНИЕ В ДИФФУЗНО РАССЕЯННЫХ ПОЛЯХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА**

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 26.11.98 г.

Принята к печати 31.05.99 г.

В параксиальном приближении анализируются условия образования интерферограмм бокового сдвига для контроля aberrаций как сходящегося, так и расходящегося волнового фронта в случае двухэкспозиционной записи голограммы Френеля матового экрана. Результаты проведенных экспериментальных исследований находятся в хорошем соответствии с теоретическими выводами.

В [1] было показано, что для контроля aberrаций сходящегося волнового фронта может быть использована двухэкспозиционная запись безлинзовой голограммы Фурье матового экрана на основе компенсации линейного фазового сдвига, возникающего в когерентной диффузно рассеянной волне при поперечном смещении матового экрана перед повторным экспонированием. Это условие обеспечивает на стадии восстановления записи образование интерференционной картины бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, локализуемой в дальней зоне дифракции при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости двухэкспозиционной голограммы путем ее освещения малоапертурным лазерным лучом.

В настоящей статье анализируются особенности формирования интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины для контроля aberrаций сходящегося или расходящегося квазисферического волнового фронта в случае двухэкспозиционной записи голограммы Френеля матового экрана.

Как представлено на рис. 1, матовый экран 1, находящийся в плоскости  $(x_1, y_1)$ , освещается когерентным излучением со сходящейся квазисферической формой волны радиуса кривизны  $l_1$ . В расположенной на расстоянии  $l$  от него фотопластинке 2 в плоскости  $(x_2, y_2)$  регистрируются объектная диффузно рассеянная волна и расходящаяся квазисферическая опорная волна с радиусом кривизны  $l_2$ , где  $l_2 = l - l_1$ , за время первой экспозиции. Перед повторным экспонированием смещают матовый экран в его плоскости, например в направлении оси  $x$ , на величину  $a$ , а фотопластинку в противоположном направлении на величину  $b$ .

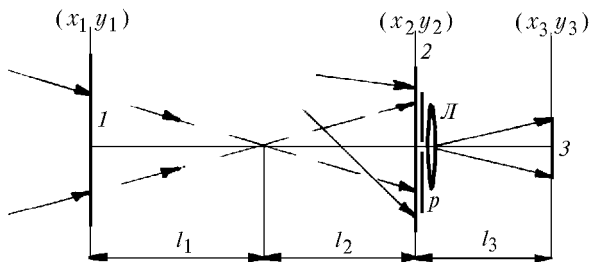


Рис. 1. Схема записи и восстановления двухэкспозиционной голограммы: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – плоскость регистрации интерферограммы; p – апертурная диафрагма; L – линза

В приближении Френеля без учета постоянных множителей распределение комплексной амплитуды объектной волны, соответствующее первой экспозиции, в плоскости фотопластинки принимает вид

$$u_1(x_2, y_2) \sim \exp\left[ ik/(2l)(x_2^2 + y_2^2) \right] \{ F(x_2, y_2) \otimes \Phi_0(x_2, y_2) \otimes \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp\left[ (ikl_1)/(2l_2l)(x_2^2 + y_2^2) \right] \}, \quad (1)$$

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

$F(x_2, y_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp\left[ -(ik)(x_1x_2 + y_1y_2)/l \right] dx_1 dy_1$  – Фурье-образ комплексной амплитуды пропускания  $t(x_1, y_1)$  матового экрана, являющейся случайной функцией координат;

$\Phi_0(x_2, y_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} \exp i\alpha(x_1, y_1) \exp\left[ -ik(x_1x_2 + y_1y_2)/l \right] dx_1 dy_1$  – Фурье-образ комплексной функции;  $\alpha(x_1, y_1)$  – детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения контролируемой волны из-за возможного несовершенства оптического качества подложки матового экрана;

$\Phi(x_2, y_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} \exp -i\varphi_1(x_1, y_1) \exp\left[ -ik(x_1x_2 + y_1y_2)/l \right] dx_1 dy_1$  – Фурье-образ комплексной функции;  $\varphi_1(x_2, y_2)$  – детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения контролируемого фронта волны из-за aberrаций формирующей его оптической системы.

Для используемого приближения распределение комплексной амплитуды опорной волны в плоскости  $(x_2, y_2)$  в общем случае учета ее возможных фазовых искажений, характеризуемых детерминированной функцией  $\varphi_2(x_2, y_2)$ , определяется выражением

$$\exp\left\{ i\left[ k(x_2^2 + y_2^2)/2l_2 + kx_2 \sin \theta + \varphi_2(x_2, y_2) \right] \right\},$$

где  $\theta$  – угол между нормалью к плоскости фотопластинки и осью пространственно-ограниченного опорного пучка.

Если перед повторным экспонированием фотопластинки величина смещения составляет  $b = al_2/l_1$ , то распределение в плоскости  $(x_2, y_2)$  комплексной амплитуды объектной волны, соответствующее второй экспозиции, принимает вид

$$u_2(x_2, y_2) \sim \exp\left\{ ik\left[ (x_2 + al_2/l_1)^2 + y_2^2 \right]/2l \right\} \exp\left( \frac{ikax_2}{l} \right) \times$$

$$\times \{F(x_2, y_2) \otimes \Phi_0(x_2, y_2) \otimes \exp(-\frac{ikax_2}{l}) \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp [ikl_1(x_2^2 + y_2^2)/2ll_2]\}, \quad (2)$$

а для опорной волны –

$$\exp i \left\{ \frac{k}{2l} \left[ \left( x_2 + a \frac{l_2}{l_1} \right)^2 + y_2^2 \right] + k \left( x_2 + a \frac{l_1}{l_2} \right) \sin \theta + \varphi_2 \left( x_2 + a \frac{l_2}{l_1}, y_2 \right) \right\}.$$

Запись голограммы происходит путем регистрации результата интерференции рассеянной объектной волны, несущей информацию о матовом экране, с опорной волной на тонком светочувствительном слое. При условии выполнения ее линейности и обеспечения пространственного разделения дифрагирующих на ней волн [2] распределение комплексной амплитуды поля в плоскости  $(x_2, y_2)$  в  $(-1)$ -м порядке дифракции на стадии восстановления двухэкспозиционной голограммы копией опорной волны определяется выражением

$$u(x_2, y_2) \sim \exp [ik(x_2^2 + y_2^2)/2l] \times \{F(x_2, y_2) \otimes \Phi_0(x_2, y_2) \otimes \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp [ikl_1(x_2^2 + y_2^2)/2ll_2] + \exp i [\varphi_2(x_2, y_2) - \varphi_2(x_2 + al_1/l_2, y_2)] \times \{F(x_2, y_2) \otimes \Phi_0(x_2, y_2) \otimes \exp(-ikax_2/l) \times \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp [ikl_1(x_2^2 + y_2^2)/2ll_2]\} \}. \quad (3)$$

В силу пространственной ограниченности контролируемого волнового фронта диффузно рассеянное матовым экраном поле имеет характер объективного спекл-поля. В отличие от [1] смещение матового экрана в плоскости его расположения перед повторным экспонированием сопровождается смещением спеклов в плоскости  $(x_2, y_2)$  (см. рис. 1). Дополнительно к этому возникает линейный фазовый сдвиг между спекл-полями двух экспозиций. Соответствующей величиной и направлением смещения фотопластины достигается условие совпадения идентичных спеклов двух экспозиций в плоскости  $(x_2, y_2)$ , а соответствующий выбор радиуса кривизны расходящегося квазисферического фронта опорной волны обеспечивает компенсацию линейного фазового сдвига между спекл-полями двух экспозиций. В результате, как это следует из выражения (3), объективные спекл-поля двух экспозиций оказываются наложенными друг на друга в плоскости голограммы с совпадением идентичных спеклов, обуславливая тем самым, как и в [1], локализацию в ней интерференционной картины, характеризующей фазовые искажения фронта опорной волны.

Пусть в плоскости голограммы находится положительная линза  $L$  (см. рис. 1) с апертурной диафрагмой  $p$ , диаметр которой не превосходит ширину интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в ней. Тогда в плоскости  $(x_3, y_3)$ , находящейся на расстоянии  $l_3$  от нее, распределение комплексной амплитуды поля определяется выражением

$$u(x_3, y_3) \sim \iint_{-\infty}^{\infty} u(x_2, y_2) p(x_2, y_2) \exp \{ i\psi(x_2, y_2) \times \exp [-ik(x_2^2 + y_2^2)/2f] \exp \{ ik[(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2]/2l_3 \} dx_2 dy_2, \quad (4)$$

где  $p(x_2, y_2)$  – апертурная функция [3] (для сокращения записи полагается, что центр апертурной диафрагмы находится на оптической оси);  $\psi(x_2, y_2)$  – детерминированная функция, характеризующая возможные фазовые искажения, вносимые в световую волну подложкой голограммы и линзой  $L$ ;  $f$  – фокусное расстояние последней.

В результате подстановки (3) в (4) с учетом того, что  $\varphi_2(x_2 + al_2/l_1, y_2) - \varphi_2(x_2, y_2) \leq \pi$  при выполнении условия  $\frac{1}{f} = \frac{1}{l} + \frac{1}{l_3}$  и без учета несущественного для дальнейшего рассмотрения множителя, характеризующего распределение фазы сферической волны, получим

$$u(x_3, y_3) \sim \{ [\exp i\varphi_1(-\mu x_3, -\mu y_3) + \exp i\varphi_1(-\mu x_3 - a, -\mu y_3)] \times \exp i(-\mu x_3, -\mu y_3) \exp i\alpha(-\mu x_3, -\mu y_3) \times \exp [-ikll_2(x_3^2 + y_3^2)/2l_1l_3^2] \} \otimes P(x_3, y_3), \quad (5)$$

где  $\mu = l/l_3$  – коэффициент масштабного преобразования;

$P(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} p(x_2, y_2) \exp i\psi(x_2, y_2) \exp [-ik(x_2 x_3 + y_2 y_3)/l_3] dx_2 dy_2$  – Фурье-образ соответствующей функции.

Из выражения (5) следует, что в плоскости формирования изображения матового экрана субъективные спекл-поля двух экспозиций оказываются наложенными друг на друга с совпадением идентичных спеклов, определяемых шириной функции  $P(x_3, y_3)$ . Следовательно, в ней локализуется интерференционная картина. Действительно, если период изменения функции  $\exp i\varphi_1(-\mu x_3, -\mu y_3) + \exp i\varphi_1(-\mu x_3 - a, -\mu y_3)$  хотя бы на порядок [4] превосходит размер субъективного спекла, то эту функцию можно вынести в (5) из-под знака интеграла свертки. Тогда распределение освещенности в плоскости  $(x_3, y_3)$  (см. рис. 1) принимает вид

$$I(x_3, y_3) \sim \{ 1 + \cos [\varphi_1(-\mu x_3 - a, -\mu y_3) - \varphi_1(-\mu x_3, -\mu y_3)] \} | \exp i\alpha(-\mu x_3, -\mu y_3) \exp [-ikll_2(x_3^2 + y_3^2)/2l_1l_3^2] \otimes P(x_3, y_3) |^2. \quad (6)$$

Согласно выражению (6) субъективная спекл-структура промодулирована интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферогаммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей абберации контролируемого сходящегося волнового фронта.

Вполне очевидно, что для регистрации в  $(-1)$ -м порядке дифракции интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, необходимо, как и в [1], проведение пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости формирования с помощью положительной линзы изображения матового экрана.

Из вышеприведенного анализа работы голографического интерферометра бокового сдвига с использованием когерентного диффузно рассеянного света следует, что, с одной стороны, фазовые искажения из-за оптического несовершенства элементов интерферометра в объектном канале не вызывают изменения вида интерференционной картины, характеризующей контролируемый волновой фронт, так как они сосредоточены в пределах спекла, обуславливая его уширение. С другой стороны, фазовые искажения в канале опорной волны приводят к формированию интерференционной картины на стадии восстановления двухэкспозиционной голограммы. Но она локализуется в другой плоскости, в ре-

зультате чего проведение пространственной фильтрации дифракционного поля обеспечивает независимость от нее вида интерференционной картины, характеризующей контролируемый волновой фронт.

Рассмотрим условия выполнения двухэкспозиционной записи голограммы Френеля матового экрана, которые обеспечивают возможность контроля расходящегося квазисферического волнового фронта радиуса кривизны  $R$  в его плоскости. В этом случае распределение комплексной амплитуды объектной волны, соответствующее первой экспозиции, в плоскости  $(x_2, y_2)$  фотопластинки, находящейся на расстоянии  $l$  от матового экрана, определяется выражением

$$u_1(x_2, y_2) \sim \exp [ik(x_2^2 + y_2^2)/2l] \{F(x_2, y_2) \otimes \Phi_0(x_2, y_2) \otimes \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp[-ikR(x_2^2 + y_2^2)/2l(R+l)]\}, \quad (7)$$

которое записано без учета изменения знака фазовой функции  $\Phi_1(x_2, y_2)$ .

Если перед повторным экспонированием матовый экран смещается в направлении оси  $x$  на величину  $a$ , а фотопластинка в том же направлении на величину  $b = a(R+l)/R$ , то распределение комплексной амплитуды объектной волны, соответствующее второй экспозиции, принимает вид

$$u_2(x_2, y_2) \sim \exp(ik/2l) \{[x_2 - a(R+l)/R]^2 + y_2^2\} \times \exp(ikax_2/l) \{F(x_2, y_2) \otimes \Phi_0(x_2, y_2) \otimes \exp(-ikax_2/l) \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp[-ikR(x_2^2 + y_2^2)/2l(R+l)]\}. \quad (8)$$

Пусть двухэкспозиционная запись голограммы проводится с использованием расходящейся квазисферической волны радиуса кривизны  $R+l$  в плоскости фотопластинки:

$$u_{01}(x_2, y_2) \sim \exp \{i[k(x_2^2 + y_2^2)/2(R+l) + kx_2 \sin \theta + \varphi_2(x_2, y_2)]\};$$

$$u_{02}(x_2, y_2) \sim \exp i \{k[(x_2 - a(R+l)/R)^2 + y_2^2]/2(R+l) + k(x_2 - a(R+l)/R) \sin \theta + \varphi_2(x_2 - a(R+l)/R, y_2)\}.$$

Тогда на стадии восстановления записи копией опорной волны распределение в плоскости голограммы комплексной амплитуды поля, дифрагирующего в  $(-1)$ -м порядке, определяется выражением

$$u(x_2, y_2) \sim \exp [ik(x_2^2 + y_2^2)/2l] \{F(x_2, y_2) \otimes \Phi_0(x_2, y_2) \otimes \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp[-ikR(x_2^2 + y_2^2)/2l(R+l)] + \exp i \{\varphi_2(x_2, y_2) - \varphi_2[x_2 - a(R+l)/R, y_2]\} \times \{F(x_2, y_2) \otimes \Phi_0(x_2, y_2) \otimes \exp(-ikax_2/l) \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp[-ikR(x_2^2 + y_2^2)/2l(R+l)]\}. \quad (9)$$

Как следует из выражения (9), при выполнении указанных выше условий достигается совмещение в плоскости голограммы объективных спекл-полей двух экспозиций с компенсацией линейного фазового сдвига между ними, что приводит к процессам формирования интерфе-

ренционных картин, аналогичных случаю контроля сходящегося волнового фронта. Так, для регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости формирования в  $(-1)$ -м порядке дифракции изображения матового экрана и характеризующей контролируемый волновой фронт, необходимо проведение пространственной фильтрации поля в плоскости голограммы. Ее вид определяется выражением

$$I(x_3, y_3) \sim \{1 + \cos [\varphi_1(-\mu x_3 - a, -\mu y_3) - \varphi_1(-\mu x_3, -\mu y_3)]\} |t(-\mu x_3, -\mu y_3) \exp i\alpha(-\mu x_3, -\mu y_3) \times \exp[-ik(R+l)(x_3^2 + y_3^2)/2Rl_3^2] \otimes P(x_3, y_3)|^2. \quad (10)$$

Следует отметить, что в пределе при  $R \rightarrow \infty$ , когда смещение матового экрана и фотопластинки перед повторным экспонированием осуществляется в одном направлении на одинаковую величину, обеспечивается совмещение объективных спекл-полей двух экспозиций при отсутствии между ними линейного фазового сдвига, так как опорная волна должна быть квазиплоской. В результате этого приходим к известному голографическому методу контроля волнового фронта квазиплоской формы с использованием когерентных диффузно рассеянных полей [5,6].

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы Френеля матового экрана записывались на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с помощью излучения He-Ne-лазера на длине волны 0,63 мкм. В качестве примера на рис. 2, а представлена интерферограмма бокового сдвига, зарегистрированная согласно рис. 1 при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в  $(-1)$ -м порядке в плоскости голограммы с помощью апертурной диафрагмы диаметром 2 мм.

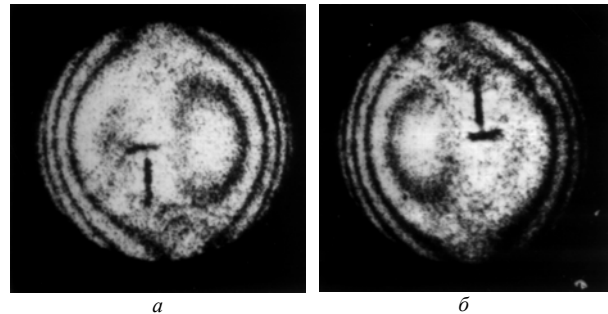


Рис. 2. Интерферограммы бокового сдвига, характеризующие сходящийся волновой фронт в случае восстановления голограммы излучением: а – с расходящейся сферической формой волны, б – с плоской волной

Интерференционная картина характеризует преимущественно сферическую аберрацию с зафокальной дефокусировкой контролируемого сходящегося волнового фронта радиуса кривизны 165 мм и диаметром 40 мм в плоскости матового экрана. Она локализуется в плоскости формирования изображения матового экрана, на что указывает метка в виде буквы «Т», которая была предварительно нанесена на него. Запись голограммы осуществлялась для расстояний  $l_1 = 165$  мм,  $l_2 = 240$  мм с использованием расходящейся сферической опорной волны радиусом кривизны 240 мм в плоскости фотопластинки. Перед повторным экспонированием матовый экран смещался на величину  $a = (0,3 \pm 0,002)$  мм, а фотопластинка в противоположном направлении на величину  $b = (0,435 \pm 0,002)$  мм.

В случае проведения пространственной фильтрации дифракционного поля в  $(-1)$ -м порядке в плоскости  $(x_3, y_3)$  (см. рис. 1) формирования изображения матового экрана с помощью апертурной диафрагмы диаметром 2 мм положительной линзы, которая строит изображение в плоскости голограммы [1], регистрируется интерферограмма бокового сдвига на рис. 3. Эта интерференционная картина с пространственной протяженностью 30 мм, локализуемая в плоскости голограммы, характеризует фазовые искажения фронта опорной волны.

Смещение фильтрующей диафрагмы в плоскости голограммы, как и в [1], не приводит к изменению вида интерференционной картины на рис. 2, *a* за исключением того, что ее фаза изменяется на  $\pi$  (что несущественно для дифференциальной интерферометрии), когда центр апертурной фильтрующей диафрагмы переходит с максимума интерференционной картины (см. рис. 3) на ее минимум. В свою очередь то же самое наблюдается при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости формирования изображения матового экрана.

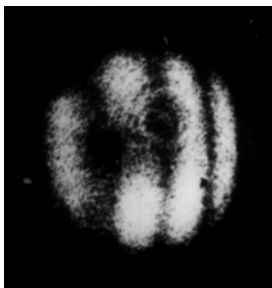


Рис. 3. Интерференционная картина, локализуемая в плоскости голограммы

Вполне очевидно, что восстановление двухэкспозиционной голограммы малоапертурным ( $\approx 2$  мм) лазерным лучом, как это делалось в [1], обеспечивает увеличение во много раз яркости изображения матового экрана и выполнение условия проведения в ней пространственной фильтрации дифракционного поля. Из общего методического подхода по формированию изображения объекта голограммой Френеля, когда ее запись проводилась согласно рис. 1, а восстановление осуществлялось волной плоской формы [7], следует, что мнимое изображение матового экрана образуется в  $(+1)$ -м порядке дифракции на рассеянии  $l_2/l_1$  от голограммы, а действительное изображение – на таком же расстоянии в  $(-1)$ -м порядке. Так, на рис. 2, *b* представлена интерференционная картина, локализуемая в плоскости изображения матового экрана, регистрация которой проводилась при восстановлении рассматриваемой двухэкспозиционной голограммы в  $(+1)$ -м порядке дифракции малоапертурным лазерным лучом.

В случае освещения голограммы расширенным коллимированным пучком с проведением пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости изображения матового экрана также сохраняется вид наблюдаемой интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы (см. рис. 3). Кроме того, как при смещении голограммы относительно восстанавливающего ее малоапертурного лазерного луча, так и при смещении фильтрующей диафрагмы в плоскости формирования изображения матового экрана остается практически неизменным вид интерференционных картин на рис. 2, *b* и рис. 3, за исключением изменения их фазы на  $\pi$ .

В качестве примера двухэкспозиционная запись голограммы Френеля для контроля расходящегося волнового фронта радиуса кривизны  $R = 140$  мм, диаметром 35 мм выполнялась для расстояния между матовым экраном и фотопластинкой  $l = 405$  мм. Радиус кривизны расходящейся квазисферической опорной волны составлял 545 мм. Перед повторным экспонированием матовый экран смещался на величину  $a = (0,4 \pm 0,002)$  мм, а фотопластинка – в том же направлении на величину  $b = (1,557 \pm 0,002)$  мм. Голограмма восстанавливалась в  $(-1)$ -м порядке дифракции копией опорной волны с проведением пространственной фильтрации в ее плоскости с помощью апертурной диафрагмы положительной линзы, строящей изображение матового экрана. На рис. 4, *a* представлена зарегистрированная интерференционная картина, локализуемая в плоскости изображения и характеризующая сферическую aberrацию с зафокальной дефокусировкой контролируемого расходящегося волнового фронта. В свою очередь, выполнение пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости формирования изображения матового экрана обеспечивает регистрацию с пространственной протяженностью 45 мм интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы и характеризующей фазовые искажения фронта опорной волны, вид которой представлен на рис. 5, *a*.

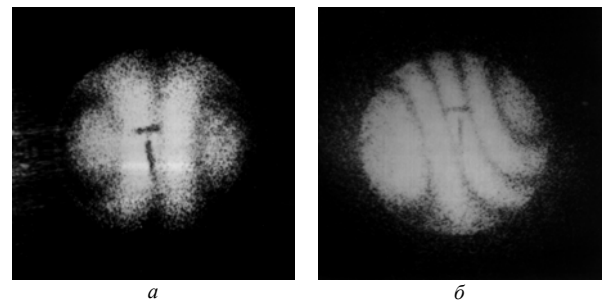


Рис. 4. Интерферограммы бокового сдвига, характеризующие расходящийся волновой фронт в случае восстановления голограммы излучением: *a* – с расходящейся сферической формой волны, *b* – с плоской волной

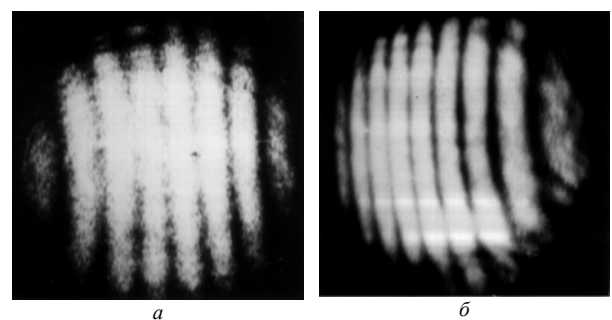


Рис. 5. Интерференционные картины, зарегистрированные в плоскости голограммы при ее восстановлении излучением: *a* – с расходящейся сферической формой волны, *b* – с плоской волной

В случае восстановления рассматриваемой двухэкспозиционной голограммы Френеля малоапертурным лазерным лучом в  $(-1)$ -м порядке дифракции мнимое изображение матового экрана формируется на расстоянии  $l(R + l)/R$  от нее. При этом в плоскости формирования изображения матового экрана изменяется вид интерференционной картины при смещении голограммы относительно

восстанавливающего ее лазерного луча. Так, интерференционная картина на рис. 4, б соответствует восстановлению голограммы в ее крайней точке на оси  $x$ . При освещении голограммы расширенным коллимированным лазерным пучком с проведением пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости построения изображения матового экрана также изменяется вид интерференционной картины в ее плоскости при смещении фильтрующей диаграммы. Интерференционная картина на рис. 5, б соответствует случаю проведения пространственной фильтрации на оптической оси.

Появление «живых» интерференционных полос, когда изменяются их форма и частота, объясняется отсутствием строгой локализации интерференционной картины в плоскости, где осуществляется проведение пространственной фильтрации дифракционного поля [8]. В свою очередь, нарушение строгой локализации интерференционных полос в плоскости обусловлено аберрациями голограммы Френеля [9]. Так, в случае восстановления излучением с волной плоской формы двухэкспозиционной голограммы, предназначенной для контроля сходящегося волнового фронта, аберрации голограммы эквивалентны аберрациям

линзы с фокусным расстоянием  $f_1 = \sqrt[3]{f^2 l_2^2 / (3l_1)}$ . Причем для внеосевой схемы голографирования ее главная плоскость не совпадает с плоскостью голограммы. Для двухэкспозиционной голограммы, предназначенной для контроля расходящегося фронта аберрации голограммы, эквивалентны аберрации

линзы с фокусным рассеянием  $f_2 = \sqrt[3]{f^2 (l + R)^2 / (3R)}$ . Если в первом случае аберрации голограммы в два раза больше ( $f_2^3/f_1^3 \approx 2$ ), то во втором случае чувствительность к ним дифференциального интерферометра почти в четыре раза выше. Кроме того, апертура голограммы во втором случае больше. Все это и является причиной появления динамических интерференционных полос и, как следствие, ошибки контроля волнового фронта, когда двухэкспозиционная голо-

грамма Френеля матового экрана восстанавливается малоапертурным лазерным лучом.

Таким образом, приведенные выше теоретические результаты и экспериментальные исследования показали, что при двухэкспозиционной записи голограммы Френеля матового экрана на основе совмещения объективных спекл-полей двух экспозиций с компенсацией линейного фазового сдвига между ними обеспечивается контроль волнового фронта, как сходящегося, так и расходящегося. При этом интерференционная картина бокового сдвига, характеризующая контролируемый волновой фронт, локализуется в плоскости формирования изображения матового экрана, когда голограмма освещается на стадии ее восстановления копией опорной волны от когерентного источника света, используемого на стадии ее записи. Восстановление двухэкспозиционной голограммы малоапертурным лазерным лучом с целью повышения яркости изображения и проведения пространственной фильтрации дифракционного поля в общем случае может приводить к ошибкам контроля из-за аберраций голограммы Френеля, которые отсутствуют в случае двухэкспозиционной записи безлинзовой голограммы Фурье матового экрана.

1. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. С. 921–924.
2. Гуревич С.Б., Константинов В.Б., Соколов В.К., Черных Д.Ф. Передача и обработка информации голографическими методами. М.: Сов. радио, 1978. 304 с.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
4. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 327 с.
5. Гусев В.Г. // Электронная техника. Сер. II. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1990. Вып. 4. С. 63–67.
6. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. С. 914–917.
7. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 670 с.
8. Александров Е.Б., Бонч-Бруевич А.М. // Журнал технической физики. 1967. Т. 37. С. 360–369.
9. Meier R.W. // Journ. Opt. Soc. Amer. 1965. V. 55. P. 987–992.

*V.G. Gusev. Formation of the Holographic Shear Interferograms in Diffusively Scattered Light for Testing the Wavefront.*

The conditions of formation of the shear interferograms for testing the aberrations of focused or defocused wavefront are described in the paraxial approximation based on two-exposure records of the Fresnel hologram of a mat screen. The experimental results are in good agreement with theoretical arguments.