

В.Г. Гусев

## Формирование в диффузно рассеянных полях интерферограмм бокового сдвига для контроля волнового фронта при двухэкспозиционной записи голограммы Габора

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 23.10.2000 г.

В параболическом приближении анализируются условия формирования в диффузно рассеянных полях интерферограмм бокового сдвига при двухэкспозиционной записи голограммы Габора. Теоретически и экспериментально показано, что в плоскости голограммы локализуется ахроматическая интерференционная картина, характеризующая контролируемый волновой фронт.

В [1] на основе двухэкспозиционной записи безлинзовой голограммы Фурье матового экрана рассматривался метод контроля формы волнового фронта с использованием когерентных диффузно рассеянных полей. Было показано, что совмещение объективных спекл-полей двух экспозиций в плоскости фотопластинки на стадии записи голограммы обеспечивает на стадии восстановления голограммы локализацию интерференционной картины бокового сдвига, характеризующей контролируемый волновой фронт в плоскости формирования изображения матового экрана, в то время как интерференционная картина, обусловленная фазовым искажением опорной волны из-за aberrаций формирующей ее оптической системы или из-за aberrаций сферической опорной волны, локализуется в плоскости голограммы. За счет проведения пространственной фильтрации дифракционного поля на стадии восстановления двухэкспозиционной голограммы Фурье обеспечивается независимая регистрация этих интерференционных картин. При этом используемый для анализа их формирования третий порядок приближения показал, что диапазон чувствительности интерферометра в случае внеосевой схемы записи голограммы ограничивается из-за внеосевых aberrаций сферической опорной волны [2], увеличивающихся с увеличением угла, который составляет ось пространственно-ограниченной опорной волны с нормалью к плоскости фотопластинки.

В настоящей статье в приближении Френеля анализируются особенности формирования в диффузно рассеянных полях интерферограммы бокового сдвига для контроля волнового фронта в случае двухэкспозиционной записи голограммы Габора амплитудного рассеивателя с целью увеличения диапазона чувствительности интерферометра.

Согласно рис. 1, *a* амплитудный рассеиватель 1, находящийся в плоскости  $(x_1, y_1)$ , освещается когерентной сходящейся квазисферической волной радиуса кривизны  $R$ . Рассеянное им излучение с когерентным фоном регистрируется на фотопластинке 2, расположенной в плоскости  $(x_2, y_2)$  на расстоянии  $l$ , за время первой экспозиции. Перед повторным экспонированием, как и в [1], изменяется угол наклона контролируемого волнового фронта, например в плоскости  $(x, z)$ , на величину  $\alpha$  и смещается фотопластинка на величину  $b = l \sin \alpha$  в том же направлении по оси  $x$ .

Тогда в приближении Френеля без учета постоянных множителей распределение комплексной амплитуды поля, соответствующее первой и второй экспозициям, в плоскости  $(x_2, y_2)$  для  $R > l$  можно записать в виде

$$u_1(x_2, y_2) \sim \exp \left[ \frac{ik}{2l} (x_2^2 + y_2^2) \right] \{ [\delta(x_2, y_2) - F(x_2, y_2)] \otimes \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp \left[ -\frac{ikR}{2(R-l)l} (x_2^2 + y_2^2) \right] \}, \quad (1)$$

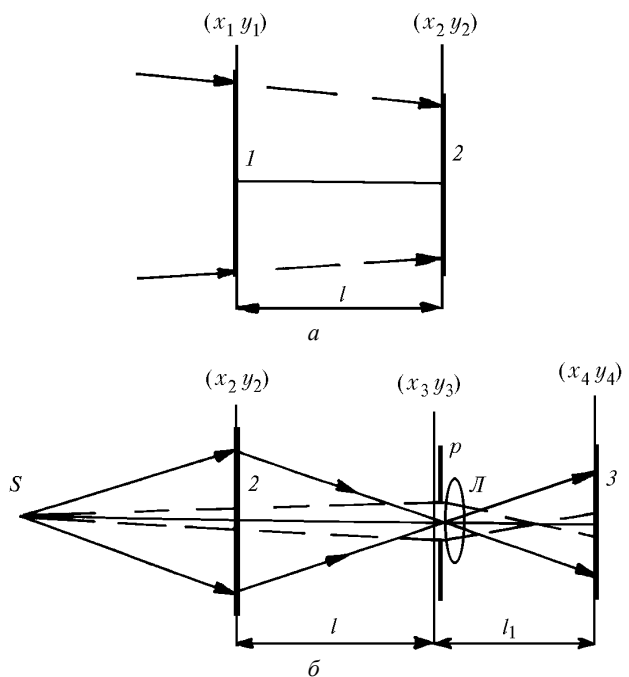


Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления (б) двухэкспозиционной голограммы Габора: 1 – амплитудный рассеиватель; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – плоскость регистрации интерферограммы; L – линза; p – пространственный фильтр; S – точечный источник света

$$u_2(x_2, y_2) \sim \exp \left\{ \frac{ik}{2l} [(x_2 + b)^2 + y_2^2] \right\} \{ [\delta(x_2, y_2) - F(x_2, y_2)] \otimes \\ \otimes \exp \left( \frac{ikax_2}{l} \right) \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp \left[ -\frac{ikR}{2(R-l)l} (x_2^2 + y_2^2) \right] \}, \quad (2)$$

где  $\otimes$  – символ операции свертки;  $\delta(x_2, y_2)$  – дельта-функция Дирака;  $k$  – волновое число;  $F(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp \left[ -\frac{ik}{l} (x_1 x_2 + y_1 y_2) \right] dx_1 dy_1$  – Фурье-образ амплитуды  $t(x_1, y_1)$  поглощения рассеивателя, являющейся вещественной случайной функцией координат;  $\Phi(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} -i\varphi(x_1, y_1) \exp \left[ -\frac{ik}{l} (x_1 x_2 + y_1 y_2) \right] dx_1 dy_1$  – Фурье-образ комплексной функции;  $\varphi(x_1, y_1)$  – детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения контролируемого волнового фронта когерентного излучения, освещающего рассеиватель, например, из-за aberrаций формирующей его оптической системы;  $a$  – величина сдвига волнового фронта при изменении угла его наклона перед повторным экспонированием.

Для  $t(x_1, y_1) \ll 1$  [3] найдем комплексную амплитуду  $\tau(x_2, y_2)$  пропускания двухэкспозиционной голограммы Габора при условии выполнения ее записи на линейном участке кривой почернения фотоматериала. На основании выражений (1), (2) и без учета регулярной составляющей, которая занимает малую область пространства в плоскости регистрации интерференционной картины (рис. 1, б):

$$\tau(x_2, y_2) \sim [\Phi^*(x_2, y_2) \otimes \exp \frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2)] \times \\ \times [F(x_2, y_2) \otimes \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp -\frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2)] + \\ + [\exp (-\frac{ikax_2}{l}) \Phi^*(x_2, y_2) \otimes \exp \frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2)] \times \\ \times [F(x_2, y_2) \otimes \exp (-\frac{ikax_2}{l}) \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp -\frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2)] + \\ + \text{компл. сопр.}, \quad (3)$$

где  $\mu = R/(R-l)$  – коэффициент масштабного преобразования.

Первые два слагаемых в выражении (3) определяют на стадии восстановления голограммы последующую дифракцию волн в  $(-1)$  порядке для первой и второй экспозиций. Комплексно-сопряженные слагаемые соответствуют дифракции волн в  $(+1)$  порядке.

На основании интегрального представления операции свертки выражение (3) можно записать в виде

$$\tau(x_2, y_2) \sim [\exp \frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2)] \times \\ \times \left\{ [\exp i\varphi(\mu x_2, \mu y_2) \otimes \exp -\frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2)] \times \right. \\ \left. \times [F(x_2, y_2) \otimes \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp -\frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2)] + \right.$$

$$+ [\exp i\varphi(\mu x_2 + a, \mu y_2) \otimes \exp -\frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2) \times \\ \times [F(x_2, y_2) \otimes \exp (\frac{ikax_2}{l}) \Phi(x_2, y_2) \otimes \exp -\frac{ik\mu}{2l} (x_2^2 + y_2^2) + \\ + \text{компл. сопр.} \quad (4)$$

Как следует из выражения (4), информация о контролируемом волновом фронте содержится, с одной стороны, в распределении каждого индивидуального объективного спекла в плоскости голограммы. С другой стороны, она распределена в пределах области в плоскости  $(x_2, y_2)$ , занимаемой опорной волной (область перекрывания полей двух экспозиций), где совпадают идентичные спеклы. По аналогии с [1] вполне очевидно, что при восстановлении рассматриваемой двухэкспозиционной голограммы Габора с проведением пространственной фильтрации дифракционного поля в ее плоскости можно осуществить регистрацию интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, локализуемой в плоскости формирования изображения амплитудного рассеивателя в  $(-1)$  порядке дифракции и характеризующей контролируемый волновой фронт. Однако при этом на регистрируемую интерференционную картину накладываться значительная помеха, обусловленная дифракцией волн в  $(+1)$  порядке. Поэтому рассмотрим возможность получения информации о контролируемом волновом фронте, которая заключена в плоскости голограммы.

Пусть двухэкспозиционная голограмма Габора на стадии ее восстановления освещается расходящейся сферической волной радиуса кривизны  $r = R-l$  от когерентного источника света, используемого на стадии записи. Выбор указанного радиуса кривизны и его знака обусловлен тем, что тогда на основании [4] обеспечивается максимальное пространственное разрешение изображения амплитудного рассеивателя, формируемого в  $(+1)$  порядке дифракции, при восстановлении рассматриваемой голограммы. В общем случае положим, что восстанавливающая волна имеет фазовые искажения, характеризуемые детерминированной функцией  $\varphi_0(x_2, y_2)$ , из-за, например, aberrаций формирующей ее оптической системы. Тогда в используемом приближении без учета пространственной ограниченности поля распределение его комплексной амплитуды в плоскости  $(x_3, y_3)$  (см. рис. 1, б) определяется выражением

$$u(x_3, y_3) \sim \exp \left[ \frac{ik}{2l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \{ \Phi_0(x_3, y_3) \otimes \\ \otimes \{ [\Phi_1(x_3, y_3) \exp \frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2)] \otimes \\ \otimes \exp \left[ -\frac{ik}{4\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \otimes \\ \otimes t(-x_3, -y_3) \exp -i\varphi(-x_3, -y_3) \exp \left[ \frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] + \\ + [\Phi_2(x_3, y_3) \exp \frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2)] \otimes \exp \left[ -\frac{ik}{4\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \otimes \\ \otimes t(-x_3, -y_3) \exp -i\varphi(-x_3 + a, -y_3) \times \\ \times \exp \left[ \frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] + [\Phi_3(x_3, y_3) \exp -\frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2)] \otimes$$

$$\begin{aligned}
& \otimes t(x_3, y_3) \exp i\varphi(x_3, y_3) \exp \left[ -\frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] + \\
& + [\Phi_4(x_3, y_3) \exp -\frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2)] \otimes t(x_3, y_3) \times \\
& \times \exp i\varphi(x_3 + a, y_3) \exp \left[ -\frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \}, \quad (5)
\end{aligned}$$

где  $\Phi_0, \Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4$  – Фурье-образы соответствующих функций:

$$\begin{aligned}
& \exp i\varphi_0(x_2, y_2); \exp i\varphi(\mu x_2, \mu y_2); \exp i\varphi(\mu x_2 + a, \mu y_2); \\
& \exp -i\varphi(\mu x_2, \mu y_2); \exp -i\varphi(\mu x_2 + a, \mu y_2)
\end{aligned}$$

для пространственных частот  $kx_3/l; ky_3/l$ .

Так как  $\Phi_0; \Phi_1; \Phi_2; \Phi_3; \Phi_4; \delta(x_3, y_3)$ , то из выражения (5) следует, что в (+1) порядке дифракции формируется действительное изображение амплитудного рассеивателя с образованием в его плоскости  $(x_3, y_3)$  интерференционной картины бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей контролируемый волновой фронт, в силу совпадения идентичных спеклов двух экспозиций [1]. Для (-1) порядка дифракции распределение комплексной амплитуды поля в указанной плоскости соответствует свертке функций:

$$\begin{aligned}
& \exp \left[ -\frac{ik}{4\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \otimes [\exp -i\varphi(-x_3, -y_3) + \\
& + \exp -i\varphi(-x_3 + a, -y_3)] t(-x_3, -y_3) \exp \left[ \frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right].
\end{aligned}$$

Пусть в плоскости  $(x_3, y_3)$  (см. рис. 1, б) проводится пространственная фильтрация дифракционного поля с помощью непрозрачного экрана  $p$  с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси. Если диаметр фильтрующего отверстия не превосходит ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости действительного изображения амплитудного рассеивателя, то из-за медленности изменения с координатой функции  $\exp -i\varphi(-x_3, -y_3) + \exp -i\varphi(-x_3 + a, -y_3)$  можно положить ее постоянно в пределах диаметра фильтрующего отверстия в распределении комплексной амплитуды поля в (-1) порядке дифракции. Тогда на выходе пространственного фильтра распределение амплитуды дифракционного поля принимает вид

$$\begin{aligned}
u(x_3, y_3) & \sim \exp \left[ \frac{ik}{2l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \{ \Phi_0(x_3, y_3) \otimes \\
& \otimes \{ [\Phi_1(x_3, y_3) + \Phi_2(x_3, y_3)] \exp \left[ \frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \otimes \\
& \otimes \exp \left[ -\frac{ik}{4\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \otimes t(-x_3, -y_3) \exp \left[ \frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] + \\
& + [\Phi_3(x_3, y_3) + \Phi_4(x_3, y_3)] \exp \left[ -\frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \otimes \\
& \otimes t(x_3, y_3) \exp \left[ -\frac{ik}{2\mu l} (x_3^2 + y_3^2) \right] \}. \quad (6)
\end{aligned}$$

Положительная линза  $L$  на рис. 1, б строит действительное изображение голограммы 2 в плоскости  $(x_4, y_4)$ . Положим, что она находится в плоскости  $(x_3, y_3)$  и для сокращения записи строит изображение с единичным увеличением, т.е.  $l_1 = l$ . Тогда в используемом приближении распределение комплексной амплитуды поля в плоскости регистрации 3 определяется выражением

$$\begin{aligned}
u(x_4, y_4) & \sim \exp \left[ \frac{ik}{2l} (x_4^2 + y_4^2) \right] \{ \{ \exp i\varphi_0(-x_4, -y_4) \times \\
& \times [\exp i\varphi(-\mu x_4, -\mu y_4) + \exp i\varphi(-\mu x_4 + a, -\mu y_4)] \times \\
& \times [F_1(x_4, y_4) \otimes \exp \left[ -\frac{ik\mu}{2l} (x_4^2 + y_4^2) \right] \exp \left[ \frac{ik\mu}{2l} (x_4^2 + y_4^2) \right] + \\
& + [\exp -i\varphi(-\mu x_4, -\mu y_4) + \exp -i\varphi(-\mu x_4 + a, -\mu y_4)] \times \\
& \times [F_2(x_4, y_4) \otimes \exp \left[ \frac{ik\mu}{2l} (x_4^2 + y_4^2) \right] \exp \left[ \frac{ik\mu}{2l} (x_4^2 + y_4^2) \right]] \} \otimes \\
& \otimes P(x_4, y_4) \}, \quad (7)
\end{aligned}$$

где

$$F_1(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(-x_3, -y_3) \exp \left[ -\frac{ik}{l} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3;$$

$$F_2(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_3, y_3) \exp \left[ -\frac{ik}{l} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3;$$

$$P(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x_3, y_3) \exp \left[ -\frac{ik}{l} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3$$

– Фурье-образы соответствующих функций;  $p(x_3, y_3)$  – функция пропускания непрозрачного экрана с круглым отверстием [5].

Если период изменения функций  $\exp i\varphi(-\mu x_4, -\mu y_4) + \exp i\varphi(-\mu x_4 + a, -\mu y_4)$ ,  $\exp -i\varphi(-\mu x_4, -\mu y_4) + \exp -i\varphi(-\mu x_4 + a, -\mu y_4)$  хотя бы на порядок [6] превосходит размер субъективного спекла, определяемого шириной функции  $P(x_4, y_4)$ , то их в выражении (7) можно вынести из-под знака интеграла свертки. Кроме того, так как для голограммы Габора на стадии ее восстановления спекл-поля в (-1) и (+1) порядках дифракции коррелируют в дальней зоне [7, 8], то для рассматриваемого случая имеет место сложение интенсивности дифрагирующего света. Тогда распределение освещенности в плоскости  $(x_4, y_4)$  принимает вид

$$\begin{aligned}
I(x_4, y_4) & \sim \{ 1 + \cos[\varphi(-\mu x_4 + a, -\mu y_4) - \varphi(-\mu x_4, -\mu y_4)] \} \times \\
& \times \{ \{ \exp i\varphi_0(-x_4, -y_4) \exp \left[ \frac{ik\mu}{2l} (x_4^2 + y_4^2) \right] [F_1(x_4, y_4) \otimes \\
& \otimes \exp \left[ -\frac{ik\mu}{2l} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P(x_4, y_4)]^2 + \\
& + | \exp i\varphi_0(-x_4, -y_4) [F_2(x_4, y_4) \otimes \exp \left[ \frac{ik\mu}{2l} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes \\
& \otimes P(x_4, y_4)]^2 \}. \quad (8)
\end{aligned}$$

Из выражения (8) следует, что субъективная спекл-структура в плоскости регистрации 3 (см. рис. 1, б) промодулирована интерференционными полосами, образующими интерферограмму бокового сдвига в полосах бесконеч-

ной ширины, характеризующей контролируемый волновой фронт. Причем фазовые искажения фронта волны освещения голограммы на стадии ее восстановления не приводят к изменению вида интерференционной картины, так как они заключены в спекл-структуре.

Если  $R < l$ , то при восстановлении двухэкспозиционной голограммы Габора сходящейся квазисферической волной радиуса кривизны  $r = l - R$  действительное изображение амплитудного рассеивателя с единичным увеличением формируется в плоскости  $(x_3, y_3)$  (см. рис. 1, б), находящейся на расстоянии  $l$  от голограммы [9]. При этом сохраняется вся процедура определения распределения освещенности в плоскости регистрации  $З$  с учетом того, что коэффициент масштабного преобразования  $\mu = R/(l - R)$ .

В случае освещения амплитудного рассеивателя когерентным излучением с расходящейся квазисферической формой волны радиусом кривизны  $R$  на стадии двухэкспозиционной записи голограммы Габора восстановление ее сходящейся сферической волной радиуса кривизны  $r = R + l$  приводит к формированию действительного изображения рассеивателя в  $(+1)$  порядке дифракции с единичным увеличением на расстоянии  $l$  от голограммы. В результате выполнения пространственной фильтрации дифракционного поля в указанной плоскости регистрируемое распределение освещенности в плоскости построения действительного изображения голограммы принимает вид выражения (8) для  $\mu = R/(R + l)$ .

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы Габора 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 в полосах бесконечной ширины, локализуемая в плоскости голограммы и характеризующая преимущественно сферическую aberrацию сходящегося волнового фронта диаметром 40 мм с радиусом кривизны  $R = 1000$  мм. Ее регистрация осуществлялась согласно рис. 1, б при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости формирования действительного изображения амплитудного рассеивателя с помощью апертурной диафрагмы диаметром 2 м. Голограмма записывалась для  $l = 320$  мм. Перед повторным экспонированием фотопластинки изменялся угол наклона волнового фронта на величину  $\alpha = 16'15'' \pm 3''$ , а сдвиг фотопластинки составлял  $b = (1,5 \pm 0,002)$  мм.

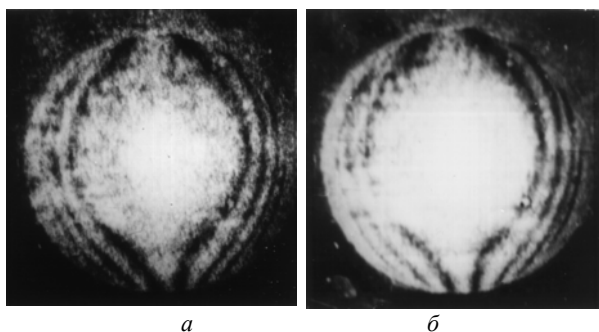


Рис. 2. Интерференционные картины, зарегистрированные при восстановлении голограммы с помощью точечного источника: а – монохроматического света; б – полихроматического света

Помимо указанной локализации интерференционной картины эта двухэкспозиционная голограмма Габора характеризуется и известными свойствами. Так, при прове-

дении пространственной фильтрации дифракционного поля в точке, находящейся на краю голограммы и на оси сдвига, интерференционная картина локализуется в плоскости мнимого изображения рассеивателя (слева на рис. 3, а). Помеха, обусловленная дифракцией волн двух экспозиций в  $(+1)$  порядке, препятствует наблюдению контролируемой интерференционной картины во всей плоскости ее локализации. Кроме того, регистрация дифрагирующих спекл-полей в Фурье-плоскости с проведением пространственной фильтрации на оптической оси вне плоскости голограммы сопровождается увеличением чувствительности интерферометра (рис. 3, б), возникающей в результате корреляции спекл-полей в  $(-1)$  и  $(+1)$  порядках [7, 8].

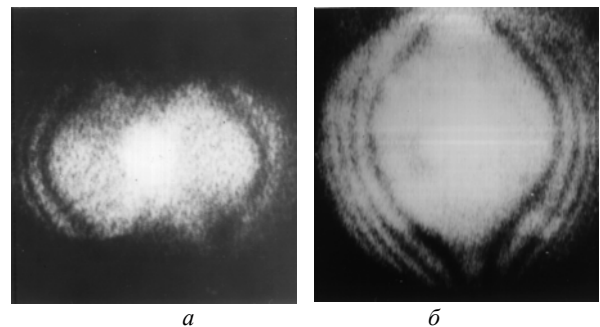


Рис. 3. Интерференционные картины, локализующиеся: а – в плоскости мнимого изображения рассеивателя; б – в дальней зоне дифракции

Следует отметить, что в отличие от двухэкспозиционной голограммы Фурье матового экрана [1] рассматриваемый метод записи двухэкспозиционной голограммы Габора для контроля формы волнового фронта приемлем только в случае формирования интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. Для ее реализации необходимо, чтобы условие  $\sin \alpha = b/l$  выполнялось с точностью до размера объективного спекла в плоскости голограммы на стадии ее записи. Отступление от этого условия приводит к формированию интерферограммы бокового сдвига в полосах конечной ширины. Однако при этом уменьшается контрастность регистрируемой интерференционной картины на стадии восстановления голограммы. Это объясняется тем, что из-за смещения идентичных спеклов двух экспозиций друг относительно друга в плоскости голограммы возникающая тогда периодическая составляющая интерференционной картины локализуется в дальней зоне дифракции, где и формируется изображение матового экрана в случае двухэкспозиционной записи голограммы Фурье. Этим обеспечивается для восстановления формирования в когерентных диффузно рассеянных полях интерферограммы бокового сдвига как в полосах бесконечной ширины, так и в полосах конечной ширины.

Пусть восстановление рассматриваемой двухэкспозиционной голограммы Габора амплитудного рассеивателя осуществляется с помощью когерентного источника света с длиной волны  $\lambda_1 \neq \lambda$ . Тогда, полагая, что при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости  $(x_3, y_3)$  (см. рис. 1, б) из-за хроматизма положения изображения амплитудного рассеивателя, определяемого величиной  $lk_1/k$ , диаметр отверстия пространственного фильтра  $p$  будет достаточным, чтобы в его пределах  $\varphi\left(\frac{k}{k_1} x_3 + a, \frac{k}{k_1} y_3\right) - \varphi\left(\frac{k}{k_1} x_3, \frac{k}{k_1} y_3\right) \leq \pi$ , распределение освещенности в плоскости  $(x_4, y_4)$  принимает вид

$$\begin{aligned}
I(x_4, y_4) \sim & \{1 + \cos[\varphi(-\mu x_4 + a, -\mu y_4) - \varphi(-\mu x_4, -\mu y_4)]\} \times \\
& \times \left\{ \exp\left[i \frac{(k_1 + k) \mu (x_4^2 + y_4^2)}{2l}\right] \otimes \right. \\
& \otimes \exp\left[-\frac{ik\mu}{2l}(x_4^2 + y_4^2)\right] \otimes P'(x_4, y_4) \Big|^2 + \\
& + \left| \exp\left[i \frac{(k_1 - k) \mu (x_4^2 + y_4^2)}{2l}\right] \right| [F_1'(x_4, y_4) \otimes \\
& \otimes \exp\left[\frac{ik\mu}{2l}(x_4^2 + y_4^2)\right] \otimes P'(x_4, y_4) \Big|^2 \Big\}, \quad (9)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
F_1'(x_4, y_4) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t\left(-\frac{k}{k_1}x_3, -\frac{k}{k_1}y_3\right) \exp\left[-\frac{ik_1}{l}(x_3x_4 + y_3y_4)\right] dx_3 dy_3; \\
F_2'(x_4, y_4) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t\left(\frac{k}{k_1}x_3, \frac{k}{k_1}y_3\right) \exp\left[-\frac{ik_1}{l}(x_3x_4 + y_3y_4)\right] dx_3 dy_3; \\
P'(x_4, y_4) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x_3, y_3) \exp\left[-\frac{ik_1}{l}(x_3x_4 + y_3y_4)\right] dx_3 dy_3
\end{aligned}$$

– Фурье-образы соответствующих функций.

Из выражения (9) следует, что как форма интерференционных полос, так и их место положения останутся неизменными. Изменяется лишь распределение освещенности в спекл-структуре, которую модулируют интерференционные полосы. Это обстоятельство обеспечивает возможность восстановления голограммы с помощью полихроматического точечного источника света и регистрацию ахроматической интерференционной картины бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, локализуемой в плоскости голограммы и характеризующей контролируемый волновой фронт. Так, с использованием точечного источника белого света зарегистрированная интерференционная картина представлена на рис. 2, б. Причем если для интерференционной картины на рис. 2, а ее контрастность сохраняется высокой при увеличении диаметра фильтрующего отверстия в плоскости  $(x_3, y_3)$  (см. рис. 1, б) вплоть до 20 мм, то высокая контрастность интерференционной картины на рис. 2, б наблюдается для почти в два раза меньшего диаметра фильтрующего отверстия.

Допустим, что восстановление голограммы выполняется на длине волны  $\lambda$  с помощью двух пространственно некогерентных точечных источников света, расположенных симметрично относительно оптической оси. Тогда в плоскости  $(x_3, y_3)$  (см. рис. 1, б) локализируются две независимые интерференционные картины, форма интерференционных полос каждой из которых будет со-

ответствовать рис. 2, а, с расстоянием между их центрами  $lc/(R-l)$ , где  $c$  – расстояние между точечными источниками света. Если распределение освещенности в пределах диаметра фильтрующего отверстия пространственного фильтра соответствует нулевому порядку интерференции для каждой из интерференционных картин, то в плоскости регистрации  $z$  будет наблюдаться высокая контрастность для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы. Следовательно, в случае восстановления голограммы с помощью одномерного протяженного источника белого света размером  $C=41$  мм высокая контрастность ахроматических интерференционных полос будет наблюдаться при его ориентации на оси, перпендикулярной направлению оси сдвига, что и демонстрирует рис. 4 для диаметра фильтрующего отверстия 2 мм.

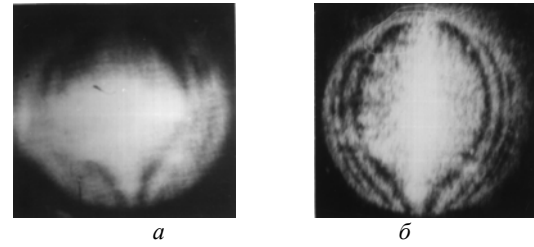


Рис. 4. Интерференционные картины, зарегистрированные при восстановлении голограммы с помощью одномерного протяженного источника белого света, ориентированного: а – на оси сдвига; б – перпендикулярно оси сдвига

Таким образом, результаты проведенных исследований показали, что в отличие от [1] интерференционная картина бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующая контролируемый волновой фронт, локализуется в плоскости двухэкспозиционной голограммы Габора амплитудного рассеивателя. Причем для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости формирования действительного изображения рассеивателя. Кроме того, возможность использования на стадии восстановления голограммы источника белого света позволяет регистрировать ахроматическую интерференционную картину с исключением спекл-шума.

1. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 75. Вып. 3. С. 691–695.
2. Гусев В.Г. // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 3. С. 62–65.
3. Gabor D. // Nature. 1948. V. 161. P. 777–778.
4. Meier R.W. // Journ. Opt. Soc. Amer. 1965. V. 55. P. 987–992.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
6. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
7. Гусев В.Г. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1996. № 9. С. 36–42.
8. Гусев В.Г. // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 2. С. 36–40.
9. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 670 с.

#### V.G. Gusev. Formation of shear interferograms with a scattered light by a double-exposure records of Gabor holograms for wavefront control.

Formation of shear interferograms with a scattered light by a double-exposure records of Gabor holograms is analyzed in parabolic approximation. It is shown theoretically and experimentally that an achromatic interference pattern, which bears information about control wavefront, is located in the hologram plane.