

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. с. 1191732 СССР. Устройство для контроля угловых перемещений/А. Н. Дрожжин.— Оpubл. 15.11.85, Бюл. № 42.
2. А. с. 721677 СССР. Фотоэлектрическое устройство для измерения/М. А. Кокшаров, В. А. Козлачков.— Оpubл. 15.03.80, Бюл. № 10.
3. Пат. 4474467 США. Устройство определения фронта волны/John W. Hardy, Lexington, Jeffrey H. Everson.— Оpubл. 28.12.81.
4. Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков А. Е. Физические основы акустооптики.— М.: Радио и связь, 1985.
5. Ванюшев Б. В., Орлов Е. М., Тарков В. А. Устройство автоподстройки луча // Автоматрия.— 1984.— № 3.

*Поступила в редакцию 25 марта 1988 г.*

УДК 535.317

А. Н. ГРИШАНОВ, Л. П. ГУРЬЕВ, А. С. ПОТКИН, В. А. ХАНДОГИН  
(Новосибирск)

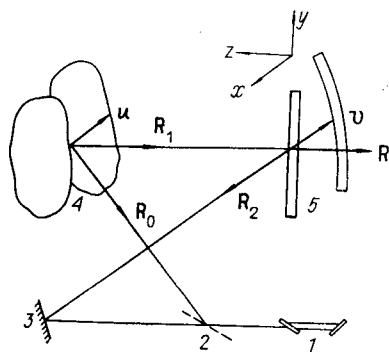
### ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПРИ ПОДВИЖНОЙ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Как известно [1, 2], на начальном этапе развития и применения методов голографической интерферометрии считалось, что одно из основных условий хорошего качества голограмм и интерферограмм — пространственная стабильность оптико-механической схемы интерферометра. Однако изобретение и последующее бурное и успешное развитие методов, использующих контролируемый фазовый сдвиг, в значительной степени изменили смысл указанного условия. Было эффектно продемонстрировано преимущество регулярных деформаций интерферометра, которые привели к существенным усовершенствованиям методов (отметим одну из последних публикаций [3]).

С другой стороны, настойчивое стремление исследователей к освоению обширных потенциальных возможностей голографической интерферометрии привело к предельному изопрению методики и техники экспериментов. В результате объектами современных исследований становятся, например, собственные формы колебаний с энергией до нескольких (или даже до нескольких десятков) ватт или образцы, которые между экспозициями удаляются из голографического интерферометра иногда на очень длительные периоды времени.

Таким образом, в современных экспериментах, как правило, не удается сохранить точную, оптическую стабильность интерферометра, либо она намеренно нарушается. Учитывая изложенное, рассмотрим влияние пространственных перемещений регистрирующей среды между или во время экспозиций на голографическую интерференцию. Для сокращения выкладок используем модель тонкой плоской голограммы. В силу своей простоты она позволяет отразить лишь наиболее существенные эффекты, игнорируя второстепенные детали [2].

**Двухэкспозиционная интерферометрия.** Пусть между экспозициями смещаются как исследуемый объект, так и ре-



*Рис. 1.* Условная оптическая схема голографического интерферометра:

1 — ОКГ; 2 — светоделитель; 3 — зеркало; 4, 5 — подвижные объект и фотопластинка соответственно

гистрирующая среда. Соответствующие поля перемещений обозначим:  $\mathbf{u} = \mathbf{u}(x, y)$ ,  $\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y)$  (рис. 1).

Голограммы  $\Gamma_k$ ,  $k = 1, 2$ , регистрируемые на фотопластинку в обеих экспозициях, имеют вид

$$\Gamma_k = |A_k + B_k|^2, \quad k = 1, 2, \quad (1)$$

где  $A_k$ ,  $B_k$  — комплексные амплитуды объектной и опорной волн в  $k$ -й экспозиции соответственно. С помощью рис. 1 получаем следующие соотношения для комплексных амплитуд:

$$A_2 = A_1 e^{i(\varphi + \psi_1)}; \quad B_2 = B_1 e^{i\psi_2}; \quad (2)$$

$\varphi = (2\pi/\lambda)(\mathbf{R}_0 + \mathbf{R}_1)\mathbf{u}$ ;  $\psi_1 = (2\pi/\lambda)\mathbf{R}_1\mathbf{v}$ ;  $\psi_2 = (2\pi/\lambda)\mathbf{R}_2\mathbf{v}$ , (3)  
 в данном состоянии голограммы интерференционный член имеет следующую структуру:

$$B_1^*(\Gamma_1 + \Gamma_2) \sim \dots + A_1 B_1 B_1^* \left[ 1 + \frac{e^{-i\varphi}}{S} \int_S e^{-i\psi_{12}} dS \right], \quad (4)$$

где  $\psi_{12} = \psi_1 - \psi_2$  — искажение разности фаз волновых фронтов  $\varphi$ , вызванное деформацией голограммы;  $S$  — площадь апертуры голограммы. Для оценки влияния интегрального сомножителя в выражении (4) удобно разложить параметры  $\mathbf{R}_k$  и  $\mathbf{v}$  в окрестности центра области  $S$  в ряд по степеням пространственных координат, а при вычислениях удерживать только главные линейные составляющие. Выполняя простые, но громоздкие выкладки, получаем для прямоугольной апертуры  $S = 2l_1 \times 2l_2$  следующие соотношения (по повторяющемуся индексу суммирование не выполняется):

$$\begin{aligned} \frac{1}{S} \int_S e^{-i\psi_{12}} dS &= F e^{-i\psi}; \quad \psi \equiv \frac{2\pi}{\lambda} (\mathbf{R}_1^0 - \mathbf{R}_2^0) \mathbf{v}^0; \\ F &= \frac{\sin F_1}{F_1} \frac{\sin F_2}{F_2}; \quad \mathbf{v}^0 \equiv \mathbf{v}(\mathbf{x}_0); \quad \mathbf{v}_{k,\beta}^0 \equiv \partial_\beta \mathbf{v}(\mathbf{x}_0); \\ F_\beta &= \frac{2\pi}{\lambda} ((\mathbf{R}_{1,\beta}^0 - \mathbf{R}_{2,\beta}^0) \mathbf{v}^0 + (\mathbf{R}_1^0 - \mathbf{R}_2^0) \mathbf{v}_{\beta}^0) l_\beta; \\ \mathbf{R}_k^0 &\equiv \mathbf{R}_k(\mathbf{x}_0); \quad \mathbf{R}_{k,\beta}^0 \equiv \partial_\beta \mathbf{R}_k(\mathbf{x}_0); \quad k, \beta = 1, 2, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\mathbf{x}_0 \equiv (x_0, y_0, z_0)$  — координаты центра области  $S$ . Из (4), (5) следуют соотношение для поля яркости интерферограммы действительного изображения и уравнение интерференционных полос в виде

$$I(x, y) = 2I_0(1 + V \cos(\varphi + \psi)); \quad V = 2F/(1 + F^2); \quad (6)$$

$$\varphi(x, y) + \psi(x, y) = \pi N; \quad N = 0; \pm 1; \pm 2 \dots, \quad (7)$$

здесь  $I_0 \equiv I_0(x, y) \sim |A_1^* B_1 B_1^*|^2$  — яркость изображения при реконструкции одной из голограмм  $\Gamma_1$  или  $\Gamma_2$ .

Таким образом, перемещение регистрирующей среды между экспозициями приводит к двум следствиям: во-первых, снижается контраст интерференционных полос (6), а во-вторых, изменяется их форма (7).

Оценим значение поля  $\mathbf{v}(x, y)$ , при котором контраст полос  $V(x, y)$  обращается в нуль. Из соотношений (5) получаем для этого оценку параметров  $F_k$  в виде

$$F_k \leq \frac{4\pi l_k}{\lambda} \max |\mathbf{v}^0| (|\mathbf{R}_{1,\beta}^0| + |\mathbf{R}_1^0|/L_k), \quad k = 1, 2, \quad (8)$$

где  $L_1 \times L_2$  — геометрические размеры фотопластинки, несущей голограммы ( $\Gamma_1 + \Gamma_2$ ). Подставляя в оценку (8) типичные значения параметров ( $L_k \approx 10^2$  мм,  $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-3}$  мм,  $|\mathbf{R}_1^0| = 1$ ,  $l_k \approx 5-10$  мм,  $|\mathbf{R}_{1,\beta}^0| = 10^{-3}$ ), получаем при  $F_k = \pi$  искомое значение поля перемещения фотопластинки:  $\max |\mathbf{v}^0| \approx 10^{-2}$  мм.

Как известно [1, 2], анализ структуры поля яркости интерферограммы мнимого изображения требует рассмотрения не только уравнения интерференционных полос (7), но и поверхности их локализации. В данном случае условие локализации имеет вид

$$\delta(\varphi + \psi) = 0; \quad \delta \equiv \delta x \frac{\partial}{\partial x} + \delta y \frac{\partial}{\partial y}, \quad (9)$$

в котором  $(\delta x, \delta y)$  — вариации координат. Конечно, формальный поиск решения уравнения (9), вполне аналогичного традиционному условию локализации  $\delta\varphi = 0$  [1, 2], не вызывает затруднений. Однако получаемая таким образом поверхность локализации полос оказывается неинформативной. Действительно, полезную информацию об объекте измерений несет лишь функция  $\varphi(x, y)$ , в то время как  $\psi(x, y)$  является шумовым членом. Поэтому для получения осмысленных экспериментальных данных интерференционную картину необходимо регистрировать вблизи поверхности локализации для фазы  $\varphi(x, y)$ , но вдали от поверхности локализации для  $\psi(x, y)$ . Ясно, что при общем случае полей перемещений объекта  $\mathbf{u}(x, y)$  и голограммы  $\mathbf{v}(x, y)$  удовлетворить одновременно двум указанным условиям невозможно. Поэтому интерферограмма мнимого изображения будет связана как с полезным сигналом  $\varphi(x, y)$ , так и с шумом  $\psi(x, y)$ . Уравнение полос будет иметь вид (7), как и в случае действительного изображения.

В частном случае исследования изгибных перемещений пластин поверхность локализации полос для фазы  $\varphi(x, y)$  расположена вблизи объекта [1]. Если деформации фотопластинки  $\mathbf{v}(x, y)$  также будут изгибными, то соответствующие им полосы локализуются вблизи голограммы. Тогда, используя оптическую систему с малой глубиной резкости, можно разделить интерферограммы для полезной и шумовой составляющих полной разности фаз  $(\varphi + \psi)$ .

**Интерферометрия с усреднением во времени.** Предположим, что объект и голограмма совершают простые гармонические колебания около положения равновесия. Тогда формулы (2), (3) справедливы и в этом случае, если в них осуществить замены по правилу

$$\mathbf{u}(x, y) \rightarrow \mathbf{u}(x, y) \cos t; \quad \varphi(x, y) \rightarrow \varphi(x, y) \cos t; \quad (10)$$

$$\mathbf{v}(x, y) \rightarrow \mathbf{v}(x, y) \cos \omega t; \quad \psi(x, y) \rightarrow \psi(x, y) \cos \omega t,$$

где масштаб времени  $t$  очевидным образом согласован с частотой колебаний исследуемого тела. С помощью формул (1) — (3), (5), (10) получаем представление для светового поля на поверхности исследуемого объекта при реконструкции действительного изображения, в котором интерференционный член имеет вид

$$A(x, y) = A_0(x, y) \int_{t_1}^{t_2} \exp \frac{2\pi i}{\lambda} (\varphi \cos t + \psi \cos \omega t) dt + \dots, \quad (11)$$

где  $A_0$  пропорциональна комплексной амплитуде поля для неподвижных объекта и голограммы;  $(t_1, t_2)$  — интервал экспозиции фотопластинки. Как известно, интегральный множитель в правой части (11) выражается через цилиндрические функции. После преобразований получаем соотношение

$$A(x, y) = A_0(x, y) \sum_{n, m=-\infty}^{+\infty} (i)^{n+m} J_n(\varphi) J_m(\psi) \int_{t_1}^{t_2} e^{i(m+n\omega)t} dt + \dots, \quad (12)$$

в котором  $J_n(\tau)$  — функции Бесселя первого рода порядка  $n$ . Количество и вид ненулевых слагаемых в выражении (12) зависят от количества целочисленных решений уравнения  $m + n\omega = 0$ , т. е. от соотношения частот колебаний объекта и фотопластинки. Рассмотрим два крайних случая.

1. Если объект и фотопластинка совершают колебания с одинаковой частотой ( $\omega = 1$ ), то формула (12) превращается в известную теорему Неймана о сложении бесселевых функций и

$$A(x, y) = A_0(x, y) J_0(\varphi + \psi) + \dots \quad (13)$$

2. Если объект и голограмма возбуждены на независимых частотах (при этом уравнение  $m + n\omega = 0$  имеет только тривиальные решения), то соотношение (12) преобразуется к виду

$$A(x, y) = A_0(x, y) J_0(\varphi) J_0(\psi) + \dots \quad (14)$$

Равенства (13), (14) позволяют записать выражения для яркости интерферограммы вибрирующего объекта в указанных крайних случаях. Например, при реконструкции точечной голограммы имеем

$$I(x, y) = \begin{cases} I_0 J_0^2(\varphi + \psi), & \omega = 1; \\ I_0 J_0^2(\varphi) J_0^2(\psi), & \omega \neq m/n. \end{cases} \quad (15)$$

При реконструкции голограммы с конечной апертурой  $S$  формулы (15) значительно усложняются из-за осреднения по области  $S$ . Причем при увеличении размеров области  $S$  или амплитуды поля  $v(x, y, t)$  резко падает контраст интерференционных полос аналогично тому, как это происходит в методе двух экспозиций (см. (6)).

В известных методических рекомендациях по исследованию вибраций методом усреднения во времени отмечается, что верхний предел измерений не превышает  $(5-10)\lambda$  (см., например, [4]). Представленные выкладки позволяют сделать вывод о том, что указанное ограничение является следствием несовершенства методики и техники голографического эксперимента, в процессе которого допускались вибрации не только исследуемого объекта, но и фотопластинки. Выкладки показывают, что по сравнению с методом двух экспозиций никаких других принципиальных факторов, ограничивающих диапазон измерения амплитуд вибраций, в методе усреднения во времени нет.

Один из очевидных приемов устранения вредных вибраций фотопластинки состоит в уменьшении ее геометрических размеров. В этом случае оказываются доступными измерению практически любые амплитуды вибраций. Например, авторы регистрировали интерферограммы, содержащие порядка ста пар линий. Соответствующая амплитуда вибраций составляет  $50\lambda$  при габаритах фотопластинки  $30 \times 30 \times 2$  мм.

В последнее время находят все более широкое внедрение методы исследования вибраций на основе временного усреднения живых полос [1, 2]. Поле яркости таких интерферограмм имеет вид

$$I(x, y) = A_0(x, y) (1 + A(x, y)), \quad (16)$$

где функции  $A(x, y)$ ,  $A_0(x, y)$  определяются по правилам, эквивалентным формулам (12) — (14), с сохранением всех их характерных особенностей. В частности, в отмеченных двух частных случаях яркость интерферограммы при усреднении живых полос примет вид

$$I(x, y) = \begin{cases} A_0(1 + J_0(\varphi + \psi)), & \omega = 1; \\ A_0(1 + J_0(\varphi) J_0(\psi)), & \omega \neq m/n. \end{cases} \quad (17)$$

Таким образом, в методах усреднения, так же как и в двухэкспозиционной интерферометрии, движение регистрирующей среды во время экспозиции приводит к снижению контраста полос и искажению их формы.

**Движения голограммы и контролируемый фазовый сдвиг.** Как известно [3], наиболее перспективные методики количественной расшивки интерферограмм используют технику, основанную на внесении контролируемого фазового сдвига. Однако для двухэкспозиционной интерферометрии и интерферометрии с усреднением во времени осуществление фазовых сдвигов известными приемами, как правило, невозможно или технически сложно. Это стимулирует поиск новых принципов внесения контролируемого сдвига фаз [5].

Рассмотрим фазовые сдвиги, возникающие при движении голограммы. Выражение (7) показывает, что фактор  $\psi(x, y)$  может быть использован в качестве фазового сдвига при сравнении интерферограмм, восстановленных с разных участков двухэкспозиционной голограммы. В этом случае приращение поля  $\psi$  имеет вид

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta\mathbf{R}_1 \mathbf{v} + (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) \Delta\mathbf{v}), \quad (18)$$

здесь символ  $\Delta$  — разность соответствующих величин в смежных голограммах. Из равенства (18) следует, что необходимое при расшивке требование постоянства фазового сдвига ( $\Delta\psi = \text{const}$ ) легко осуществимо на практике. Удобно, например, повернуть фотопластинку между экспозициями на малый угол  $\gamma$  вокруг горизонтальной оси, лежащей в плоскости голограммы. Тогда выражение (18) приобретает форму

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) \mathbf{n} (y - y_*) \gamma; \quad \Delta\psi \cong \frac{2\pi}{\lambda} (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) \mathbf{n} \gamma \Delta y, \quad (19)$$

где  $\mathbf{n}$  — нормаль к фотоэмульсии;  $y_*$  — ордината оси поворота с уравнением  $y = y_*$ ;  $\Delta y$  — приращение ординат центров смежных голограмм. Как видно из (19), требование  $\Delta\psi = \text{const}$  обеспечивается постоянством приращения координат центров голограмм ( $\Delta y = \text{const}$ ).

Реконструкция фазы интерференционной картины и коррекция систематической погрешности от перемещений фотопластинки осуществляются аналогично известным правилам [5]. Имеют место формулы, проверяемые прямой подстановкой:

$$\varphi + \psi = \text{arctg} \left[ \text{tg} \Delta\psi \frac{I_{j-2} - I_{j+2}}{2I_j - I_{j-2} - I_{j+2}} \right];$$

$$2 \cos \Delta\psi = (I_{j-2} - I_{j+2}) / (I_{j-1} - I_{j+1}),$$

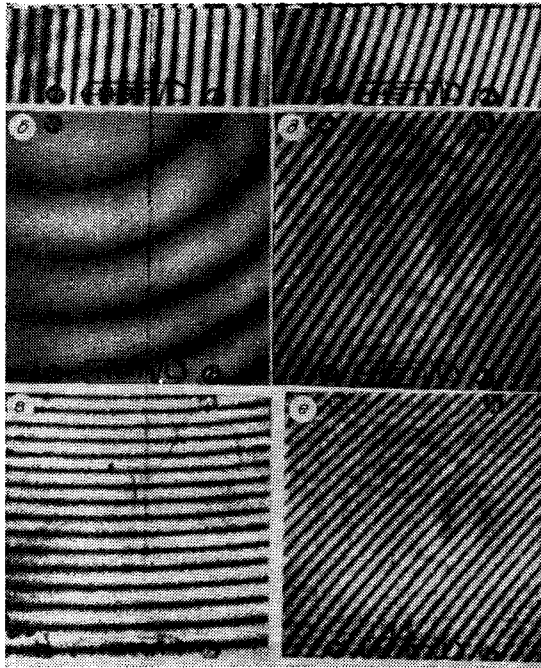
где индексом  $j = (-2, -1, 0, 1, 2)$  пронумерованы поля яркости интерферограмм, реконструированных с пяти разных участков фотопластинки. В частности, если нулевая голограмма ( $j = 0$ ) расположена на оси вращения, то  $\psi = 0$  и коррекция систематической погрешности не требуется. В других случаях поле  $\varphi(x, y)$  определяется с точностью до аддитивной постоянной, равной значению поля  $\psi$  в центре нулевой голограммы.

**Экспериментальные иллюстрации.** Для проверки описанных закономерностей были получены голограммы жесткого поворота плоской поверхности размером  $100 \times 100$  мм при подвижной фоторегистрирующей среде. Во всех случаях имели место следующие равенства:

$$\varphi = \varphi_0 \cong \omega (x - x_*); \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 \cong \gamma (y - y_*) \mathbf{n}; \quad \gamma \cong \omega, \quad (20)$$

здесь  $\omega$ ,  $\gamma$  — малые одинаковые углы поворота исследуемой поверхности и фотопластинки соответственно, определяющие в силу равенства (8) шаг полос на интерферограммах;  $(x_*, y_*)$  — координаты левого нижнего угла объекта и фотопластинки.

Для сравнения голограммы регистрировались при повороте только объекта (рис. 2, а), фотопластинки (рис. 2, б, в) и при совместном повороте объекта и фотопластинки на те же углы  $\omega$  и  $\gamma$  соответственно (рис. 2, г — е). Интерферограммы мнимого изображения регистрировались с фокусировкой на плоскость объекта (см. рис. 2, а, б, г), фотопластинки (см. рис. 2, в, е) и на плоскость, расположенную посередине между объектом и фотопластинкой (см. рис. 2, д).



Выводы. В результате экспериментов, часть результатов которых показана на рис. 2, позволяют сделать следующие выводы:

1. Если фотопластинка ориентирована так, что  $\mathbf{v}(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) = 0$ , тогда  $\psi(x, y) \equiv 0$  и перемещения регистрирующей среды не оказывают влияния на картину интерференционных полос. Интерферограмма несет информацию только о перемещениях объекта вне зависимости от поля  $\mathbf{v}(x, y)$ .

2. При неподвижном объекте ( $\varphi \equiv 0$ ) и смещенной фотопластинке ( $\mathbf{v}(x, y) = \mathbf{v}_0$ ) уравнение интерференционных полос (7) приобретает вид

$$\psi \equiv (2\pi/\lambda) (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) \mathbf{v}_0 = \pi N; \quad N = 0; \pm 1; \pm 2 \dots \quad (21)$$

На поверхности объекта асимптотически при  $S \rightarrow 0$  выполняются равенства ( $L$  — расстояние от центра голограммы  $\mathbf{x}_0$  до поверхности объекта)

$$\mathbf{R}_2 \simeq \mathbf{R}_2^0 = \text{const}; \quad \mathbf{v}_0 \simeq \mathbf{v}_0^0 = \text{const}; \quad N_0 = N(\mathbf{x}_0) = \text{const}; \quad (22)$$

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = (\lambda L^2 / v_0) (N - N_0) + O(|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|^3),$$

которые описывают семейство концентрических окружностей. Радиусы смежных полос небольших целочисленных порядков ( $r_N$ ) связаны между собой пропорцией

$$(r_N - r_{N-1}) / (r_{N+1} - r_N) = (\sqrt{N} - \sqrt{N-1}) / (\sqrt{N+1} - \sqrt{N}). \quad (23)$$

В частности, для первых пяти темных полос, показанных на рис. 2, б, отношение (23) принимает следующие значения:

Экспериментальные данные	$1,23 \pm 0,05$	$1,16 \pm 0,05$	$1,09 \pm 0,05$
Точный расчет по (23)	1,30	1,16	1,13

Сравнение расчетных и экспериментальных данных позволяет заключить, что уравнение (22) отвечает картине полос, локализованных на поверхности объекта.

3. На плоскости фотопластинки при коллимированной опорной волне уравнение полос (21) приобретает вид

$$k(y - y_*) = N, \quad k = (2\gamma/\lambda) (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) \mathbf{n}; \quad \mathbf{R}_2 = \text{const}; \quad \mathbf{R}_1 \approx \text{const}, \quad (24)$$

описывающий семейство прямолинейных горизонтальных полос. Интерферограмма (см. рис. 2, в) неподвижного объекта, полученная при повороте голограммы с локализацией на плоскость фотопластинки, соответствует уравнению (24).

4. Совместное влияние перемещений объекта и фотопластинки по законам (20) иллюстрируется интерферограммами, представленными на рис. 2, *г* — *е*. Регистрация интерферограмм осуществлялась объективом «Волна-3» (2,8/80) при числе диафрагмы, равном 8, при котором глубина резкости не превышает  $\pm 30$  мм. Тем не менее полное пространственное разделение интерференционных картин, соответствующих только полю  $\varphi(x, y)$  или  $\psi(x, y)$ , наблюдать не удалось, так как указанная глубина резкости оказалась слишком большой. Тенденции изменения наклона полос показывают, что при фокусировке на поверхность объекта картина рис. 2, *г* ближе к интерферограмме рис. 2, *а* для неподвижной голограммы, а при фокусировке на поверхность фотопластинки (см. рис. 2, *е*) полосы приближаются к горизонтальным, характерным для поворота голограммы (см. рис. 2, *в*).

Отмеченные изменения формы полос являются следствием взаимодействия двух поверхностей локализации, соответствующих полям  $\varphi(x, y)$  и  $\psi(x, y)$  и расположенных на объекте и фотопластинке.

Приведенный пример значительно сужает область применения известной теоремы о прямой проекции полос [1], ограничивая ее случаем строго неподвижной регистрирующей среды. В общем случае эта теорема не выполняется.

## ВЫВОДЫ

Рассмотрены изменения голографических интерферограмм, вызванные влиянием перемещения регистрирующей среды. Это влияние носит как отрицательный (искажение формы полос, снижение контраста полос и динамического диапазона измерений), так и положительный характер (расширение возможностей для внесения управляемого фазового сдвига).

Рассмотренные эффекты влияния перемещений регистрирующей среды на голографические интерферограммы хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Следует применять специальные методы контроля перемещений регистрирующей среды при всех методах получения голографических интерферограмм, а также выбирать оптимальные схемы интерферометров с учетом взаимной ориентации ортов освещения, наблюдения, опорной волны и поля перемещений регистрирующей среды.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вест Ч. Голографическая интерферометрия.— М.: Мир, 1984.
2. Кольер Р., Беркхарт К., Линн Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.
3. Ransom P. L., Kokal J. V. Interferogram analysis by a modified sinusoid fitting technique // Appl. Opt.— 1986.— 25, N 22.— P. 4499.
4. Расчеты и испытания на прочность. Исследование вибраций методом голографической интерферометрии: Методические рекомендации.— Горький: ВНИИНМАШ, 1983.
5. Денежкин Е. Н., Ильиных С. П., Хандогин В. А. Количественная расшифровка интерферограмм на основе фазовых псевдосдвигов. Ч. III. Родственные алгоритмы // Автометрия.— 1989.— № 2.

*Поступила в редакцию 22 июля 1988 г.*