

А. В. АНУФРИЕВ, А. Л. ВОЛЬПОВ, Ю. А. ЗИМИН, А. И. ТОЛМАЧЕВ
(Москва)

АКТИВНЫЙ СИНТЕЗ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРЕДМЕТНОГО ПОЛЯ С ПОМОЩЬЮ ГОЛОГРАММ ИНТЕНСИВНОСТИ

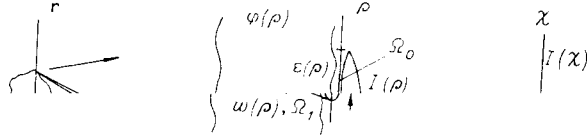
Введение. При наблюдении предметов в когерентном свете через случайно-неоднородную среду прямые методы построения изображений (регистрация интенсивности в плоскости изображений приемной оптической системы) оказываются неприменимыми из-за искажений, вызванных этой средой. Эти искажения необходимо компенсировать либо до регистрации производят с помощью датчиков волнового фронта (ДВФ) с последующим «сшиванием» измерений и формированием распределения фазы волнового фронта по всему зрачку. В силу специфики квадратичного детектирования в оптике чаще всего пользуются ДВФ интерференционного и гартмановского типов [1, 2], которые позволяют измерять разности фаз между соседними участками апертуры или локальные наклоны волнового фронта.

В отсутствие искажений квадрат модуля преобразования Фурье от измеренной комплексной амплитуды будет соответствовать изображению предмета. При наличии случайно-неоднородной среды регистрируемая комплексная амплитуда оказывается искаженной и возникает проблема разделения самого предметного поля и искажений, вносимых средой. Измерение первого фактора означает возможность непосредственного построения изображения, а измерение второго — возможность построения изображения путем компенсации искажений. Проблема разделения решается просто, когда угловые размеры предмета много меньше области изопланатизма среды и, следовательно, масштаб изменения предметного поля на входном зрачке приемной оптической системы превышает радиус корреляции флуктуаций, вызванных средой. Это типичный случай использования ДВФ для измерения вносимых средой искажений [3].

Наиболее сложная ситуация возникает, когда размеры предмета и изопланарной области совпадают. В этом случае для разделения необходимо использовать дополнительную информацию о предмете или о среде. Так, использование статистических характеристик флуктуаций среды позволяет усреднить результаты измерений по реализациям искажений и синтезировать волновой фронт предмета [4]. Ошибка измерений из-за влияния среды уменьшается как $1/\sqrt{N}$ (N — число реализаций), поэтому получение качественного изображения сопряжено с большими временными затратами. Использование движения среды (в атмосфере — ветра) [5] или вращения предмета дает возможность измерить волновой фронт искажений или предметного поля только в одном направлении и, кроме того, сужает область применения ДВФ определенными погодными условиями или вращающимися телами. Таким образом, в общем случае, когда сами по себе предмет и среда неизменны (например, за короткое время, меньшее времени «замороженности» среды), с помощью ДВФ построить изображение предмета невозможно.

В данной работе для построения изображения протяженного предмета предлагается синтезировать его волновой фронт без использования ДВФ; подсвечивать предмет тремя близко расположенными когерентными источниками, разнесенными в двух взаимно перпендикулярных на-

Геометрия эксперимента по активному синтезу волнового фронта



нечувствителен к фазовым искажениям поля, вносимым средой при наблюдении

изопланатичного предмета вблизи входного зрачка приемной оптической системы, поэтому и измеряемый волновой фронт будет свободен от них, а необходимая информация о предмете при этом обеспечивается сдвигом отраженных полей за счет сдвига источников подсвета.

Синтез волнового фронта. Подсвет предмета осуществляется полем $B_x(\rho)$ в виде двух точечных когерентных источников

$$B_x(\rho) = \varepsilon_0 \exp [i\varphi(\rho)] [\delta(\rho) + \delta(\rho - \Delta\rho_x)], \quad (1)$$

где
$$\delta(z) = \begin{cases} 1, & z = 0; \\ 0, & z \neq 0; \end{cases}$$

$\varphi(\rho)$ — вносимые средой искажения; ρ — радиус-вектор в плоскости расположения источников освещения; ε_0 — напряженность поля; $\Delta\rho_x$ — расстояние, на которое разнесены источники по оси X (см. рисунок). Отраженное поле имеет вид

$$E_B(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda R} \left\{ \exp [i\varphi(0)] E(\mathbf{r}) + \exp \left[i\varphi(\Delta\rho_x) - i \frac{k}{R} \mathbf{r} \Delta\rho_x \right] E(\mathbf{r}) \right\}, \quad (2)$$

где $E(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \tilde{R}(\mathbf{r})$; $\tilde{R}(\mathbf{r})$ — комплексный коэффициент отражения от предмета; R — расстояние от источников до предмета; $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны; \mathbf{r} — радиус-вектор в картинной плоскости предмета [7]. Будем регистрировать голограммы интенсивности в плоскости входного зрачка оптической системы наблюдения, совпадающей с плоскостью ρ :

$$I_{\varepsilon_B(\rho)}^2 \Big|_{x \text{ Re}} = |\varepsilon(\rho)|^2 + |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x)|^2 + 2 \operatorname{Re} \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \exp [i\varphi_1 - i\varphi_2], \quad (3)$$

где
$$\varepsilon(\rho) = \frac{1}{(\lambda R)^2} \int_{\Omega} E(\mathbf{r}) \exp \left(i \frac{k}{R} \mathbf{r} \rho \right) d\mathbf{r};$$

$$\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x) = \frac{1}{(\lambda R)^2} \int_{\Omega} E(\mathbf{r}) \exp \left[i \frac{k}{R} \mathbf{r} (\rho - \Delta\rho_x) \right] d\mathbf{r};$$

$\varphi_1 = \varphi(0)$; $\varphi_2 = \varphi(\Delta\rho_x)$; Ω — область интегрирования в картинной плоскости (см. рисунок). Подсвет двумя источниками, разнесенными по оси Y , приведет к аналогичной голограмме $|\varepsilon_B(\rho)|^2 \Big|_{y \text{ Re}}$; здесь вместо третьего члена в (3) будет иметь место $2 \operatorname{Re} \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_y) \exp (i\varphi_1 - i\varphi_3)$; $\Delta\rho_y$ — расстояние, на которое разнесены источники по оси Y .

Подсветим предмет еще раз двумя парами источников, вводя дополнительную задержку $\pi/2$ между ними. Тогда будем иметь $2 \operatorname{Im} \varepsilon(\rho) \times \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \exp (i\varphi_1 - i\varphi_2)$ и $2 \operatorname{Im} \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_y) \exp (i\varphi_1 - i\varphi_3)$. Подсвет каждым из трех источников даст еще три голограммы: $|\varepsilon(\rho)|^2$, $|\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x)|^2$ и $|\varepsilon(\rho - \Delta\rho_y)|^2$. Для синтеза амплитуды волнового фронта предметного поля $A(\rho)$ достаточно одной голограммы $|\varepsilon(\rho)|^2$:

$$A(\rho) = (|\varepsilon(\rho)|^2)^{1/2}, \quad (4)$$

остальные шесть могут быть использованы для синтеза фазы. Необходи-

мо определить следующие величины:

$$\begin{aligned}
I_1(\rho) &= 1/2 (|\varepsilon_B(\rho)|_{x\text{Re}}^2 - |\varepsilon(\rho)|^2 - |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x)|^2) = \\
&= \text{Re } \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \exp(i\varphi_1 - i\varphi_2); \\
I_2(\rho) &= 1/2 (|\varepsilon_B(\rho)|_{x\text{Im}}^2 - |\varepsilon(\rho)|^2 - |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x)|^2) = \\
&= \text{Im } \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \exp(i\varphi_1 - i\varphi_2); \\
I_3(\rho) &= 1/2 (|\varepsilon_B(\rho)|_{y\text{Re}}^2 - |\varepsilon(\rho)|^2 - |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_y)|^2) = \\
&= \text{Re } \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_y) \exp(i\varphi_1 - i\varphi_3); \\
I_4(\rho) &= 1/2 (|\varepsilon_B(\rho)|_{y\text{Im}}^2 - |\varepsilon(\rho)|^2 - |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_y)|^2) = \\
&= \text{Im } \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_y) \exp(i\varphi_1 - i\varphi_3),
\end{aligned} \tag{5}$$

после чего вычислить

$$\begin{aligned}
\Delta\tilde{\psi}_x(\rho) &= \arg [I_1(\rho) + iI_2(\rho)] = \psi(\rho) - \psi(\rho - \Delta\rho_x) + \varphi_1 - \varphi_2; \\
\Delta\tilde{\psi}_y(\rho) &= \arg [I_3(\rho) + iI_4(\rho)] = \psi(\rho) - \psi(\rho - \Delta\rho_y) + \varphi_1 - \varphi_3,
\end{aligned} \tag{6}$$

где $\psi(\rho) = \arg \varepsilon(\rho)$.

Используя известные процедуры «сшивания» величин $\Delta\tilde{\psi}_x(\rho)$ и $\Delta\tilde{\psi}_y(\rho)$ по всему входному зрачку [8], получаем с точностью до общего наклона волнового фронта распределение оценки его фазы $\tilde{\psi}(\rho)$. Так как общий наклон волнового фронта, зависящий от констант $\varphi_1 - \varphi_2$ и $\varphi_1 - \varphi_3$, не искажает изображения, а дает лишь постоянный сдвиг, то его можно не учитывать.

Таким образом, распределение оценки синтезированного волнового фронта предметного поля будет иметь вид

$$\tilde{\varepsilon}(\rho) = A(\rho) \exp[i\tilde{\psi}(\rho)].$$

Проведя для него обратное преобразование Фурье с масштабом f , получим неискаженное изображение предмета

$$\begin{aligned}
I(\chi) &= \frac{1}{(\lambda f)^2} \left| \int_{\Omega_0} \tilde{\varepsilon}(\rho) \exp\left(i \frac{k}{f} \rho \chi\right) d\rho \right|^2 = \frac{1}{(\lambda f)^2} \int_{\Omega} \int_{\Omega} \tilde{E}(\mathbf{r}_1) \tilde{E}^*(\mathbf{r}_2) h(\mathbf{r}_1/R + \chi/f) \times \\
&\quad \times h^*(\mathbf{r}_2/R + \chi/f) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \\
h(\mathbf{r}/R + \chi/f) &= 1/S_0 \int_{\Omega_0} \exp[ik(\mathbf{r}/R + \chi/f) \rho] d\rho,
\end{aligned} \tag{7}$$

где Ω_0 — область входного зрачка, ограниченная голограммой; S_0 — ее площадь; χ — радиус-вектор в плоскости изображений.

Для предмета с зеркальной поверхностью, когда поперечный масштаб изменения $\tilde{R}(\mathbf{r})$ вдоль плоскости \mathbf{r} $\Delta\tilde{R}(\mathbf{r}) \gg h(\mathbf{r}/R + \chi/f)$, имеем

$$I(\chi) = S_0/(\lambda R f)^2 |\tilde{E}(-R\chi/f)|^2. \tag{8}$$

Для предмета с шероховатой поверхностью, когда Ω_0 достаточно велика, можно добиться того, что элемент разрешения регистратора будет превышать размер $h(\mathbf{r}/R + \chi/f)$. Тогда регистрируем сглаженную интенсивность

$$I_{\text{cr}}(\chi) = \langle I(\chi) \rangle = S_0/(\lambda R f)^2 \tilde{u}(-R\chi/f), \tag{9}$$

где $\tilde{u}(\mathbf{r})$ — среднее распределение интенсивности в картинной плоскости предмета. Таким образом, в обоих случаях из синтезированного волнового фронта восстанавливается изображение предмета.

В действительности подсвет предмета производится источниками конечных размеров, что приведет к ошибкам при синтезе волнового фронта. Проанализируем последовательно точность определения его амплитуды и фазы в зависимости от размера освещающей апертуры.

Точность определения амплитуды. Подсвет предмета источником с апертурой $W(\rho)$ приведет к следующему выражению для поля в картинной плоскости предмета:

$$E_W(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \tilde{R}(\mathbf{r}) / \lambda R S_1 \int_{\Omega_1} W(\rho) \exp[i\varphi(\rho) - ik\mathbf{r}\rho/R] d\rho, \quad (10)$$

здесь Ω_1 — область, занимаемая освещающей апертурой; S_1 — ее площадь, а в плоскости входного зрачка вместо $|\varepsilon(\rho)|^2$

$$|\varepsilon_W(\rho)|^2 = \left| \int_{\Omega_1} \varepsilon(\rho') W(\rho' - \rho) \exp[i\varphi(\rho' - \rho)] d\rho' \right|^2. \quad (11)$$

При этом считаем освещающую апертуру круглой с радиусом $R_W < \rho_0$, $R_W < l_0$ (ρ_0 — радиус корреляции флуктуаций среды; l_0 — масштаб изменения поля $\varepsilon(\rho)$). Тогда функции $\varepsilon(\rho')$ и $\exp[i\varphi(\rho' - \rho)]$ можно разложить в ряд Тейлора в окрестности точки ρ , ограниченной областью корреляции с радиусом ρ_0 . Оставив первые три члена, будем иметь

$$\varepsilon(\rho') \approx \varepsilon(\rho) + (\nabla \tilde{\rho}) \varepsilon(\rho) + (1/2) (\nabla \tilde{\rho})^2 \varepsilon(\rho); \quad (12)$$

$$\exp[i\varphi(\rho' - \rho)] \approx \exp(i\varphi_1) + (\nabla \tilde{\rho}) \exp(i\varphi_1) + (1/2) (\nabla \tilde{\rho})^2 \exp(i\varphi_1),$$

где ∇ — дифференциальный оператор; $\tilde{\rho} = \rho' - \rho$. Несложно показать, что в этом случае

$$|\varepsilon_W(\rho)|^2 \approx \left| \varepsilon(\rho) \exp(i\varphi_1) / S_1 \int_{\Omega_1} W(\tilde{\rho}) d\tilde{\rho} + \exp(i\varphi_1) / S_1 \int_{\Omega_1} W(\tilde{\rho}) |\tilde{\rho}|^2 d\tilde{\rho} \times \right. \\ \left. \times \{ \varepsilon(\rho) [i\Delta\varphi_1/2 - (\nabla\varphi_1)^2/2] + \Delta\varepsilon(\rho) + (\nabla\varepsilon(\rho)\nabla\varphi_1) \} \right|^2, \quad (13)$$

где $\Delta \equiv \nabla^2$; $\varphi_1 = \varphi(0)$. Вводя условие нормировки плотности поля излучения $\frac{1}{S_1} \int_{\Omega_1} W(\tilde{\rho}) d\tilde{\rho} = 1$, можно записать, опуская члены выше второго порядка малости:

$$|\varepsilon_W(\rho)|^2 \approx |\varepsilon(\rho)|^2 - (1/2) |\varepsilon(\rho)|^2 R_W^2 (\nabla\varphi_1)^2 + R_W^2 \operatorname{Re} \{ \varepsilon(\rho) [\Delta\varepsilon^*(\rho) + (\nabla\varepsilon^*(\rho)\nabla\varphi_1)] \}. \quad (14)$$

Далее, используя разложение $A_W(\rho) = (|\varepsilon_W(\rho)|^2)^{1/2}$ в биномиальный ряд и ограничиваясь членами того же порядка, получим

$$A_W(\rho) \approx |\varepsilon(\rho)| - (R_W^2/8) |\varepsilon(\rho)| (\nabla\varphi_1)^2 + (R_W^2/2) \operatorname{Re} \{ \varepsilon(\rho) [\Delta\varepsilon^*(\rho) + (\nabla\varepsilon^*(\rho)\nabla\varphi_1)] \}. \quad (15)$$

Относительную ошибку определения амплитуды будем вычислять как

$$\varepsilon_A = \left\langle \frac{|A(\rho) - A_W(\rho)|}{A(\rho)} \right\rangle_s \quad (16)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по реализациям искажений φ_1 и поля $\varepsilon(\rho)$ (имеется в виду вычисление ε_A в точках, где $A(\rho) \neq 0$). Учитывая, что в выражении для $A_W(\rho)$ первый член равен $A(\rho)$, несложно показать, что усреднение будет проводиться для $A_W(\rho)$, начиная со второго члена (15), в результате чего получим

$$\varepsilon_A \approx (R_W^2 \pi^2 / 8) (1/\rho_0^2 + 1/l_0^2 + 1/\pi\rho_0 l_0), \quad (17)$$

где $l_0 \approx \lambda R/d$; d — поперечный размер предмета. Когда $\rho_0 \sim l_0$ (как указывалось во введении, это наиболее сложный случай), ограничения на размер освещающей апертуры достаточно жесткие: $\varepsilon_A \sim 10\%$ при $D_W \leq 0,21 \min(\rho_0, l_0)$; $\varepsilon_A \sim 1\%$ при $D_W \leq 0,07 \min(\rho_0, l_0)$ ($D_W = 2R_W$; D_W — диаметр освещающей апертуры).

Точность определения фазы $\Delta\tilde{\Psi}_x$ при этом определяется погрешностью измерения $\Delta\rho_x$ и $\Delta\rho_z$ (18)

$$I_{W_2}(\rho) = \text{Im} \left\{ \int_{\Omega_1} \int_{\Omega_1} \varepsilon(\rho'_1) \varepsilon^*(\rho'_2 - \Delta\rho_x) W(\rho'_1 - \rho) W(\rho'_2 - \rho - \Delta\rho_x) \times \right. \\ \left. \times \exp[i\varphi(\rho'_1 - \rho) - i\varphi(\rho'_2 - \rho - \Delta\rho_x)] d\rho'_1 d\rho'_2 \right\}.$$

Разложив функции $\varepsilon(\rho')$; $\varepsilon^*(\rho' - \Delta\rho_x)$; $\exp[i\varphi(\rho' - \rho)]$ и $\exp[-i\varphi(\rho' - \rho - \Delta\rho_x)]$ в ряд Тейлора аналогично (12) и оставив первые три члена, несложно показать, что

$$I_{W_1}(\rho) \approx \text{Re} \{ \exp(i\varphi_1 - i\varphi_2) [\varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) - (R_W^2/8) \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \times \\ \times \{(\nabla\varphi_1)^2 + (\nabla\varphi_2)^2\} + (R_W^2/4) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \Delta\varepsilon(\rho) - (R_W^2/4) \varepsilon(\rho) \times \\ \times \Delta\varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) + (R_W^2/4) \varepsilon(\rho) (\nabla\varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \nabla\varphi_2) + (R_W^2/4) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \times \\ \times (\nabla\varepsilon(\rho) \nabla\varphi_1)] \} + \text{Im} \{ \exp(i\varphi_1 - i\varphi_2) [(R_W^2/8) \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) (\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2)] \}; \quad (19)$$

$$I_{W_2}(\rho) \approx \text{Im} \{ \exp(i\varphi_1 - i\varphi_2) [\varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) - (R_W^2/8) \varepsilon(\rho) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \times \\ \times \{(\nabla\varphi_1)^2 + (\nabla\varphi_2)^2\} + (R_W^2/4) \varepsilon(\rho) (\nabla\varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) \nabla\varphi_2) + \\ + (R_W^2/4) \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) (\nabla\varepsilon(\rho) \nabla\varphi_1)] \} + \text{Re} \{ \exp(i\varphi_1 - i\varphi_2) [(R_W^2/8) \varepsilon(\rho) \times \\ \times \varepsilon^*(\rho - \Delta\rho_x) (\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2)] \}.$$

Рассмотрим отношение I_{W_2}/I_{W_1} :

$$\frac{I_{W_2}(\rho)}{I_{W_1}(\rho)} = \frac{|\varepsilon(\rho)| |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x)| \sin \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho) + J_2(\rho)}{|\varepsilon(\rho)| |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x)| \cos \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho) + J_1(\rho)}, \quad (20)$$

где J_1, J_2 — сумма членов, начиная со второго, в формуле (19) соответственно для I_{W_1} и I_{W_2} . Так как по порядку величин первые члены намного превосходят остальные, то

$$\frac{I_{W_2}(\rho)}{I_{W_1}(\rho)} \approx \text{tg} \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho) + \frac{J_2(\rho) - \text{tg} \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho) J_1(\rho)}{|\varepsilon(\rho)| |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x)| \cos \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho)}, \quad (21)$$

а поскольку $\Delta\tilde{\Psi}_x(\rho) = \text{arctg}(I_{W_2}(\rho)/I_{W_1}(\rho))$, то в силу (21) можно разложить $\text{arctg}(x_0 + x_1)$ в ряд в точке x_0 (x_0 соответствует $\text{tg} \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho)$) и оставить два первых члена разложения:

$$\text{arctg}(I_{W_2}(\rho)/I_{W_1}(\rho)) \approx \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho) + \frac{J_2(\rho) - \text{tg} \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho) J_1(\rho)}{[1 + \text{tg}^2 \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho)] |\varepsilon(\rho)| |\varepsilon(\rho - \Delta\rho_x)| \cos \Delta\tilde{\Psi}_x(\rho)}. \quad (22)$$

Относительную ошибку определения фазы будем вычислять в виде

$$\varepsilon_{\Phi x} = \left\langle \frac{|\Delta\tilde{\Psi}_x(\rho) - \text{arctg}(I_{W_2}(\rho)/I_{W_1}(\rho))|}{\Delta\tilde{\Psi}_x(\rho)} \right\rangle. \quad (23)$$

Подставляя значения $J_1(\rho)$ и $J_2(\rho)$ из (19) в (21), получим

$$\varepsilon_{\Phi x} \approx (\sin 2\Delta\tilde{\Psi}_x(\rho)/2\Delta\tilde{\Psi}_x(\rho)) (\pi^2/2\rho_0^2 + 1/\pi\rho_0 l_0) (R_W^2/2), \quad (24)$$

$$|\Delta\rho_x| \approx (\rho_0 l_0)/2(\rho_0 + l_0). \quad (25)$$

При $\rho_0 \sim l_0$ $|\Delta\rho_x| \sim (1/4) \min(\rho_0, l_0)$. Ограничения на размер освещающей апертуры при измерении фазы менее жесткие, чем при измерении амплитуды: $\varepsilon_{\text{Фаз}} \sim 10\%$ при $D_w \leq 0,36 \min(\rho_0, l_0)$; $\varepsilon_{\text{Фаз}} \sim 1\%$ при $D_w \leq 0,1 \min(\rho_0, l_0)$. Аналогичные результаты, очевидно, получаются и для $\varepsilon_{\text{Фаз}}$.

Заключение. В работе показана возможность синтеза волнового фронта поля, отраженного от наблюдаемого предмета (а следовательно, и построения изображения предмета) путем его последовательного подсвета тремя источниками по отдельности и попарно. Регистрация голограмм интенсивности обеспечивает нечувствительность к искажениям поля, вызванным случайно-неоднородной средой на этапе приема, в результате чего отпадает необходимость разделения информации о предмете и искажениях. Однако в действительности, когда для подсвета используются апертуры конечных размеров, в измерениях амплитуды и фазы волнового фронта появляются существенные ошибки за счет искажений при подсвете. Из проведенных оценок точности измерений ясно, что размеры источников должны быть намного меньше масштаба изменений предметного поля и искажений (особенно для определения амплитуды: $\varepsilon_A \sim 1\%$ при $D_w \leq 0,07 \min(\rho_0, l_0)$), а расстояние между ними, в свою очередь, должно составлять примерно $1/4$ масштаба ($|\Delta\rho_x| \sim (1/4) \min(\rho_0, l_0)$). Требования малости линейных размеров источников приводят к увеличению расходимости излучения подсвета, а следовательно, к ухудшению энергетического потенциала системы наблюдения. Таким образом, при выборе размеров источников необходим компромисс между точностью измерений и энергетикой (которая в конечном счете также определяет точность измерений). Например, для турбулентной атмосферы, где $\rho_0 \sim 20$ см, можно выбрать $D_w \sim 4$ см, что даст ошибку измерений амплитуды $\sim 10\%$ и расходимость (в случае одномодового источника) порядка области изопланатизма, размер которой, как отмечалось выше, примерно совпадает с угловым размером предмета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rimmer M. P. Method for evaluating lateral shearing interferograms // Appl. Opt.— 1974.— V. 13, N 3.— P. 623.
2. Yellin M. Efficient wavefront sensor for compensated imaging // JOSA.— 1975.— V. 65, N 2.— P. 271.
3. Харди Дж., Лефевр Дж., Колиопулос К. Компенсация атмосферных возмущений в реальном времени // Адаптивная оптика/Под ред. Э. А. Витриченко.— М.: Мир, 1980.
4. Kazuyoshi I., Yoshihiro O. Interferometric imaging of thermally luminous two-dimensional object // Opt. Commun.— 1983.— V. 48, N 2.— P. 75.
5. Martin F., Borgnino J., Roddier F. Localisation de couches turbulentes atmospherique par traitement optique de cliches d'ombres volantes stellaires // Nouv. Rev. Opt.— 1975.— V. 6, N 1.— P. 15.
6. Goldfisher L. I. Autocorrelation function and power spectral density of laser produced speckle patterns // JOSA.— 1965.— V. 55, N 2.— P. 247.
7. Матвеев И. Н., Протопопов В. В., Троицкий И. Н., Устинов Н. Д. Лазерная локация.— М.: Машиностроение, 1985.
8. Фрид Д. Построение оценки искажений волнового фронта методом наименьших квадратов по множеству измерений разности фаз // Адаптивная оптика/Под ред. Э. А. Витриченко.— М.: Мир, 1980.

Поступила в редакцию 23 сентября 1985 г.