

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ КОГЕРЕНТНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Н. Курашов и Ю. В. Хорошков

Теоретически и экспериментально рассматривается интерферометрическая методика получения изображения объектов, основанная на регистрации некоторого линейного преобразования автокорреляционной функции поля объекта. Способ обеспечивает восстановление по единой функциональной схеме изображений как пространственно-когерентных, так и некогерентных источников.

В настоящее время известно несколько методик получения оптических изображений, существенно различающихся между собой как по способу формирования наблюдаемого поля, так и по физическим принципам регистрации. Общим свойством изображающих систем (особенно это касается оптических систем) является, однако, энергочувствительный характер приемников излучения. Естественно, что без использования специальных приемов кодирования информации, регистрируемой детектором, теряются фазовые характеристики объектного поля, которые значительно расширяют возможности получения и обработки изображений. Для получения фазовой информации об оптическом излучении применяются различные интерферометрические методики, которые в общем случае позволяют фиксировать энергочувствительным приемником комплексную корреляционную функцию $\gamma_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t_1, t_2) = \langle E_i^*(\mathbf{r}_1, t_1) E_j \times (\mathbf{r}_2, t_2) \rangle$ двух полей (i -го и j -го) в двух пространственно-временных точках (\mathbf{r}_1, t_1) и (\mathbf{r}_2, t_2) . В [1, 2] мы рассмотрели возможность получения изображений объектов с помощью интерферометра интенсивности для пространственно-некогерентных полихроматических полей с гауссовой статистикой излучения [1] и произвольной когерентностью и статистикой [2, 3]. В обоих случаях информация об объекте (поле i) содержится в регистрируемой интерферометром величине, пропорциональной $\gamma_{ii}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t_1, t_2) \gamma_{jj}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t_1, t_2)$, где j -е поле соответствует некогерентному с объектом опорному источнику.

Основная задача «изображающей системы» такого типа состоит в том, чтобы четырехмерную (для плоских апертур) пространственную информацию $\gamma_{ii}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t_1, t_2)$ преобразовать в двумерную, поскольку изображения описываются именно такими функциями, и, кроме того, определить операцию восстановления распределения излучающих характеристик объекта. Одним из способов уменьшения избыточности является регистрация γ_{ii} в координатах $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1 = \text{const}$ [3], который реализуется интерферометром интенсивности при соответствующем сканировании приемников излучения. В данной работе мы рассмотрим интерферометрическую методику получения изображений, основанную на регистрации линейного преобразования автокорреляционной функции поля излучения объекта

$$\gamma_{ii}(\mathbf{r}_1, t_1, t_2) = \int \gamma_{ii}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t_1, t_2) d^2 r_2, \quad (1)$$

выполняемого с помощью оптического интерферометра. Схема интерферометра была предложена в [4] и использовалась с различными модификациями в мето-

дике получения голограмм с так называемым «локальным опорным пучком» [5, 6] для устранения ограничений, накладываемых временной когерентностью между опорным и предметным лучами. Однако, как будет показано ниже теоретически и экспериментально, регистрация интерферометром автокорреляционной функции объектного излучения, согласно (1), обладает более широкими возможностями. Она позволяет без изменения методики записи, характерного для обычной голографии, получать изображения объектов с различными характеристиками пространственно-временной когерентности поля.

На рис. 1 изображена оптическая схема устройства, работа которого описывается выражением (1). Во входной плоскости прибора Γ расположено полу-

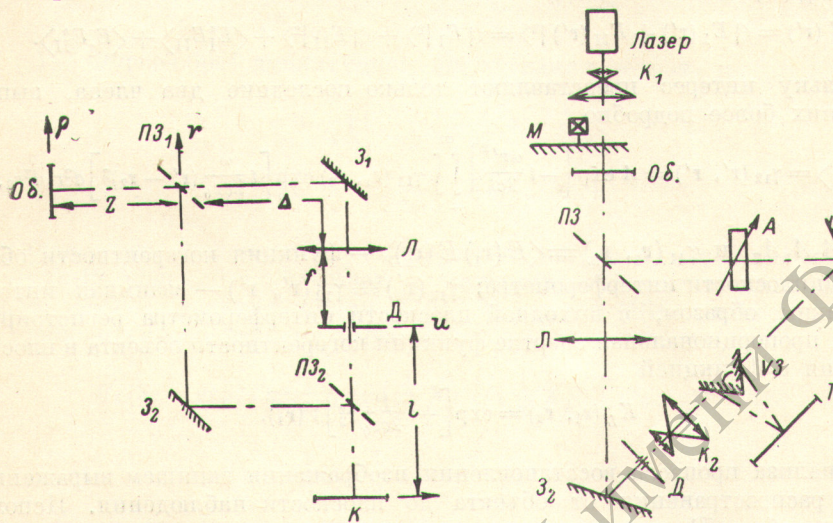


Рис. 1. Оптическая схема интерферометрического прибора для пояснения принципа работы. Об. — объект, ПЗ — полупрозрачное зеркало, З — 100%-е зеркало; Л — линза; Д — точечная диафрагма; К — плоскость регистрации.

Рис. 2. Оптическая схема интерферометра-интегратора.

$K_{1,2}$ — коллиматоры; М — матовое стекло на оси двигателя; Об. — объект; ПЗ — полупрозрачное зеркало; З — 100%-е зеркало; Д — диафрагма; Л — линза; А — поляризационный аттенуатор; VЗ — V-образное зеркало; Т — плоскость регистрации.

прозрачное зеркало ПЗ₁, которое делит излучение объекта, расположенного на расстоянии z от плоскости Γ , на два канала. В первом канале поле излучения с помощью зеркал З₂ и ПЗ₂ непосредственно направляется в плоскость регистрации Γ' . Во втором канале расположена линза Л, в фокальной плоскости которой расположена точечная диафрагма Д. На расстоянии l от нее находится плоскость регистрации Γ' . Поскольку плечи интерферометра равны между собой, $l+f+\Delta=z_0$, в выражении (1) $t_1=t_2=t$, и поэтому мы в дальнейшем не будем рассматривать зависимость полей или корреляционных функций от t .

Поле, прошедшее по первому каналу, в плоскости регистрации связано с полем во входной плоскости соотношением (здесь и далее мы будем для простоты пренебрегать апертурными явлениями)

$$E_I(\mathbf{r}') = A_1 \int_{\infty}^{\infty} E(\mathbf{r}) \exp \left[i \frac{\omega}{2cz_0} (\mathbf{r}' - \mathbf{r})^2 \right] d^2r, \quad (2)$$

где ω — частота излучения объекта, z_0 — длина плеча интерферометра. Во втором плече непосредственно за точечной диафрагмой поле описывается выражением

$$E_{II}(\mathbf{u}) = D(\mathbf{u}) E'_{II}(\mathbf{u}), \quad (3)$$

где $D(\mathbf{u}) = \delta(\mathbf{u})$ — амплитудное пропускание диафрагмы и

$$E'_{II}(\mathbf{u}) = A_2 \exp \left[i \frac{\omega}{2cf} \left(1 - \frac{\Delta}{f} \right) \mathbf{u}^2 \right] \int_{\infty}^{\infty} E(\mathbf{r}) \exp \left[i \frac{\omega}{cf} \mathbf{ur} \right] d^2r. \quad (4)$$

Очевидно, что поле в плоскости регистрации равно

$$E_{II}(\mathbf{r}') = A_3 \int E_{II}(\mathbf{u}) \exp \left[i \frac{\omega}{2cl} (\mathbf{u} - \mathbf{r}')^2 \right] d^2u. \quad (5)$$

Подстановка (3) и (4) в (5) и интегрирование по \mathbf{u} дает

$$E_{II}(\mathbf{r}') = A_2 A_3 \exp \left[i \frac{\omega}{2cl} \mathbf{r}'^2 \right] \int E(\mathbf{r}) d^2r. \quad (6)$$

Таким образом, в плоскости регистрации мы имеем сумму двух полей $E_I(\mathbf{r}')$ и $E_{II}(\mathbf{r}')$ с интенсивностью

$$I(\mathbf{r}') = \langle |E_I(\mathbf{r}') + E_{II}(\mathbf{r}')|^2 \rangle = \langle |E_I|^2 \rangle + \langle |E_{II}|^2 \rangle + \langle E_I^* E_{II} \rangle + \langle E_I E_{II}^* \rangle. \quad (7)$$

Поскольку интерес представляют только последние два члена, выйдем один из них более подробно

$$\langle E_I E_{II}^* \rangle = \gamma_{12}(\mathbf{r}', \mathbf{r}') = A \exp \left[-i \frac{\omega \mathbf{r}'^2}{2cl} \right] \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma_{11}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp \left[i \frac{\omega}{2cz_0} (\mathbf{r}' - \mathbf{r}_2)^2 \right] d^2r_1 d^2r_2, \quad (8)$$

где $A = A_1 A_2 A_3$ и $\gamma_{11}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E(\mathbf{r}_1) E(\mathbf{r}_2) \rangle$ — функция когерентности объекта во входной плоскости интерферометра; $\gamma_{12}(\mathbf{r}', \mathbf{r}') \equiv \gamma_{12}(\mathbf{r}', \mathbf{r}')$ — взаимная интенсивность. Таким образом, в выходной плоскости интерферометра регистрируется величина, пропорциональная свертке функции когерентности объекта в плоскости наблюдения с функцией

$$K_L(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \exp \left[+i \frac{\omega}{2cz_0} \mathbf{r}_2^2 \right] 1(\mathbf{r}_1). \quad (9)$$

Для анализа процесса восстановления изображения запишем выражение (8) с учетом распространения от объекта до плоскости наблюдения. Используя результаты работы [7] при условии монохроматичности излучения, после несложных, но громоздких преобразований получим

$$\gamma_{12}(\mathbf{r}', \mathbf{r}') = AB \exp \left[-i \frac{\omega \mathbf{r}'^2}{2cl} \right] \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma_{11}^*(\rho_1, \rho_2) \exp \left[i \frac{\omega}{2c(z_0 + z)} (\mathbf{r}_1 + \rho_2)^2 \right] d^2\rho_1 d^2\rho_2, \quad (10)$$

где $\gamma_{11}^*(\rho_1, \rho_2)$ — функция пространственной когерентности поля излучения объекта, которая представляется в виде

$$\gamma_{11}^*(\rho_1, \rho_2) = t^*(\rho_1) t(\rho_2) \gamma(\rho_1, \rho_2). \quad (11)$$

В последнем выражении $t(\rho)$ является амплитудным пропусканием объекта, а $\gamma(\rho_1, \rho_2)$ — функция когерентности освещающего источника в плоскости объекта. Запишем теперь с помощью интерферометра транспарант с амплитудным пропусканием (7), поместим его в когерентную оптическую систему восстановления, состоящую из сферической линзы, расположенной на расстояниях d_0 и d от плоскости транспаранта и плоскости восстановленного изображения соответственно, и осветим плоской волной с частотой ω . Рассмотрим только член, описываемый выражением (10). В этом случае в выходной плоскости X системы восстановления поле определяется выражением

$$E_b(\mathbf{X}) \approx K \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{12}(\mathbf{r}') \exp \left[i \frac{\omega}{2cd} \left(1 - \frac{d_0}{d_0 + d - \frac{d_0 d}{f_1}} \right) \mathbf{X}^2 \right] \times \\ \times \exp \left[i \frac{\omega}{2cd_0} \left(1 - \frac{d}{d_0 + d - \frac{d_0 d}{f_1}} \right) \mathbf{r}'^2 \right] \exp \left[-i \frac{\omega}{c \left(d_0 + d - \frac{d_0 d}{f_1} \right)} \mathbf{X} \mathbf{r}' \right] d^2r', \quad (12)$$

где f_1 — фокусное расстояние линзы системы восстановления. Выполняя в (10) и (11) замену переменных

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} (\rho_1 + \rho_2), \quad \mathbf{n} = \rho_1 - \rho_2 \quad (13)$$

и подставляя (10), в (12) с учетом (11) и (13), после несложных преобразований получим соотношение ($d_0 = f$)

$$E_b(\mathbf{X}) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 m d^2 n \exp \left[i \frac{\omega}{2c(z_0 + z)} \left(\mathbf{m} - \frac{1}{2} \mathbf{n} \right)^2 \right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 s_1 d^2 s_2 T^*(\mathbf{s}_1) \times \\ \times \exp \left[-i s_1 \left(\mathbf{m} + \frac{1}{2} \mathbf{n} \right) \right] T(\mathbf{s}_2) \exp \left[i s_2 \left(\mathbf{m} - \frac{1}{2} \mathbf{n} \right) \right] \gamma \left(\mathbf{m} + \frac{1}{2} \mathbf{n}, \mathbf{m} - \frac{1}{2} \mathbf{n} \right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[i \frac{\omega}{2c} a \mathbf{r}'^2 \right] \exp \left[-i \frac{\omega}{c} \mathbf{b} \mathbf{r}' \right] d^2 r', \quad (14)$$

где $T(\mathbf{s})$ — Фурье-образ амплитудного пропуска объекта и

$$a = \frac{1}{f_1} \left(1 - \frac{d}{f_1} \right) - \frac{1}{l} + \frac{1}{z_0 + z}, \quad (15)$$

$$\mathbf{b} = \frac{1}{f_1} \mathbf{X} - \frac{1}{z_0 + z} \left(\mathbf{m} - \frac{1}{2} \mathbf{n} \right). \quad (16)$$

Очевидно, что условием восстановления является $a = 0$. В этом случае квадратичный член по \mathbf{r}' исчезает и интегрирование по \mathbf{r}' дает выражение, пропорциональное дельта-функции $\delta(\mathbf{b})$. Учитывая (16), интегрирование (14), по \mathbf{m} приводит к следующему выражению:

$$E_b(\mathbf{X}) \sim \exp \left[i \frac{\omega}{2c(z_0 + z)} \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right)^2 \right] t \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 n d^2 s_1 T^*(\mathbf{s}_1) \times \\ \times \gamma \left(\mathbf{n} + \frac{1}{M} \mathbf{X}; \frac{1}{M} \mathbf{X} \right) \exp \left[-i s_1 \left(\mathbf{n} + \frac{1}{M} \mathbf{X} \right) \right], \quad (17)$$

где $M = f_1/z_0 + z$, а плоскость восстановленного изображения (17) располагается на расстоянии ($z_0 + z \gg l$)

$$d \approx f_1 \left(1 - \frac{f_1}{l} \right). \quad (18)$$

Восстановленное изображение можно переписать в виде

$$E_b(\mathbf{X}) \sim \exp \left[i \frac{\omega}{2c(z_0 + z)} \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right)^2 \right] t \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right) B \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right), \quad (19)$$

где функция $B \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right)$ определяет искажения восстановленного изображения транспаранта

$$B \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right) = \int_{-\infty}^{\infty} t^* \left(\mathbf{n} + \frac{1}{M} \mathbf{X} \right) \gamma \left(\mathbf{n} + \frac{1}{M} \mathbf{X}; \frac{1}{M} \mathbf{X} \right) d^2 n. \quad (20)$$

Рассмотрим полностью пространственно когерентное излучение источника.

В этом случае корреляционная функция факторизуется, т. е. $\gamma \left(\mathbf{n} + \frac{1}{M} \mathbf{X}, \frac{1}{M} \mathbf{X} \right) = V^* \left(\mathbf{n} + \frac{1}{M} \mathbf{X} \right) V \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right)$, и интенсивность восстановленного изображения принимает вид

$$|E_b(\mathbf{X})|^2 \sim \alpha I \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right) \left| t \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right) \right|^2, \quad (21)$$

где $\alpha I \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right) \equiv \left| B \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right) \right|^2$, а $I \left(\frac{1}{M} \mathbf{X} \right)$ — распределение интенсивности освещающего источника в плоскости объекта. Постоянный коэффициент α удовлетворяет соотношению $\alpha = \left| \int_{-\infty}^{\infty} t^*(\mathbf{n}) V^*(\mathbf{n}) d^2 n \right|^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} |t(\mathbf{n}) V(\mathbf{n})|^2 d^2 n = \text{const}$. Правая

часть неравенства имеет смысл энергии излучения объекта.

Для пространственно-некогерентного излучения γ имеет вид

$$\gamma\left(\mathbf{n} + \frac{1}{M}\mathbf{X}; \frac{1}{M}\mathbf{X}\right) = I\left(\frac{1}{M}\mathbf{X}\right)\delta(\mathbf{n}), \quad (22)$$

и интенсивность изображения запишется как

$$|E_b(\mathbf{X})|^2 \sim I^2\left(\frac{1}{M}\mathbf{X}\right)\left|t\left(\frac{1}{M}\mathbf{X}\right)\right|^4. \quad (23)$$

Искажения, возникающие в этом случае, связаны с повышением контраста изображения по сравнению с (21).

Для частично когерентного излучения интенсивность восстановленного изображения описывается выражением

$$|E_b(\mathbf{X})|^2 \sim \left|t\left(\frac{1}{M}\mathbf{X}\right)\right|^2 \left|B\left(\frac{1}{M}\mathbf{X}\right)\right|^2, \quad (24)$$

которое показывает, что в данной методике частичная когерентность приводит к амплитудным искажениям объекта. В пределе полной когерентности эти искажения отсутствуют, а в пределе полной некогерентности поля они не приводят к потере разрешения, увеличивая только контраст изображения. В случае частичной когерентности искажения восстановленного изображения имеют более сложный характер, однако в определенных ситуациях это не приводит к изменению разрешения. Действительно, если $\gamma(\rho_1, \rho_2)$ удовлетворяет условию однородности, т. е.

$$\gamma(\rho_1, \rho_2) = \gamma(\rho_1 - \rho_2) \equiv \gamma(\mathbf{n}), \quad (25)$$

то из (17) следует, что

$$B\left(\frac{1}{M}\mathbf{X}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} t^*\left(\mathbf{n} + \frac{1}{M}\mathbf{X}\right)\gamma(\mathbf{n})d^2\mathbf{n}. \quad (26)$$

Если характерные размеры элемента разрешения Δ значительно меньше радиуса когерентности поля R_k , можно считать функцию $\gamma(\mathbf{n})$ в (26) медленно меняющейся по сравнению с $t^*\left(\mathbf{n} + \frac{1}{M}\mathbf{X}\right)$ так, что

$$B = \gamma(0) \int_{-\infty}^{\infty} t^*(\mathbf{n}')d^2\mathbf{n}', \quad (27)$$

что совпадает с (21). При $\Delta \gg R_k$.

$$B\left(\frac{1}{M}\mathbf{X}\right) \approx t^*\left(\frac{1}{M}\mathbf{X}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\mathbf{n})d^2\mathbf{n}, \quad (28)$$

т. е. вновь получаем (23), а следовательно, в этих случаях разрешение восстановленного изображения не зависит от когерентности освещающего источника.

Для исследования возможностей приведенного принципа получения изображений была создана установка, оптическая схема которой изображена на рис. 2. Лазерное излучение через телескопическую систему K_1 и вращающееся матовое стекло M освещает объектный транспарант размером 24×36 мм. Вращение матового стекла с заданной скоростью обеспечивает нарушение пространственной когерентности поля, радиус когерентности которого измерялся интерферометром Юнга. Собственно интерферометр — «интегратор» — состоит из полупрозрачного зеркала $PЗ$, которое делит рассеянное объектом поле на два канала. В одном из них помещается аттенюатор для подбора необходимого соотношения пучков при получении транспаранта, в другом — расположена линза L , точечная диафрагма D и коллимирующая система. Световые пучки в двух каналах интерферометра сводятся с помощью Z_1 и Z_2 и V -образного зеркала $VЗ$ в плоскость регистрации T . Угол α зеркала $VЗ$ обеспечивает необходимое разделение полезного изображения от шумов нулевого порядка при восстано-

лении. На рис. 3, а приведено восстановленное изображение объектного транспаранта, полученного в когерентном свете (матовое стекло неподвижно), а на рис. 3, б — при частично когерентном излучении с радиусом когерентности $R_k \approx 3$ мм. Из них следует, что заметного ухудшения разрешения изображения при переходе от когерентного к частично когерентному излучению не наблю-

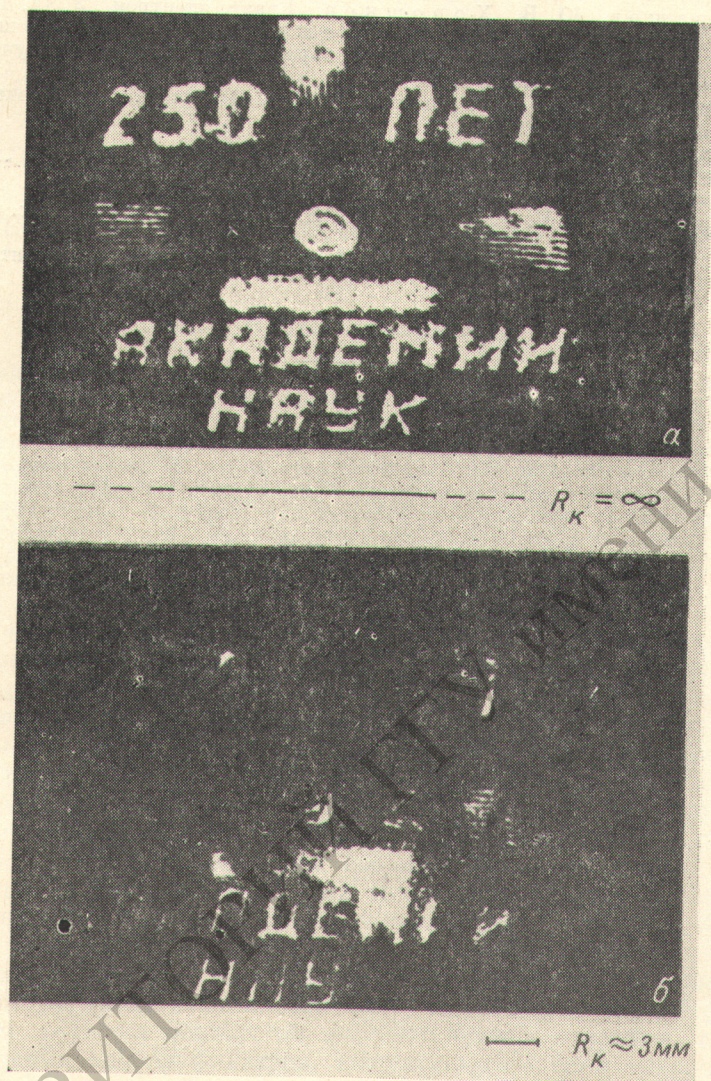


Рис. 3.

а — когерентное излучение, б — частично когерентное излучение, $R_k \approx 3.0$ мм.

дается. Неоднородность яркости изображения связана с неравномерностью экспозиции, вызванной колебаниями пучков при механическом вращении матового стекла.

Таким образом, использование регистрации интегрального преобразования автокорреляционной функции поля, в нашем случае с простейшим ядром $K \sim 1(r_2)$, позволило не только устранить избыточность информации об объекте, содержащейся в корреляционной функции, но и получить оптическую систему, регистрирующую и восстанавливающую изображение при различных характеристиках пространственно-временной когерентности излучения по единой функциональной схеме. Такие свойства предлагаемой методики получения изобра-

жений могут найти применение в космических исследованиях, радиоастрономии и других областях, где когерентные свойства принимаемого поля а priori неизвестны или меняются в широких пределах.

Литература

- [1] В. Н. Курашов, Ю. В. Хорошков. Квант. электрон., 3, 11, 1976.
- [2] В. Н. Курашов, В. И. Новодережкин, Ю. В. Хорошков. Тез. докл. I Всес. конф. «Проблемы управления параметрами лазерного излучения», ч. II, с. 12. Ташкент, 15—17 ноября 1978.
- [3] В. Н. Курашов, Ю. В. Хорошков. В сб.: Квантовая электроника, вып. 11, 35. «Наукова думка», К., 1976.
- [4] W. T. Cathey. Patent USA, № 3, 415, 587, Dec. 1965.
- [5] S. C. Som, R. Lessard. Appl. Phys. Lett., 24, 600, 1974.
- [6] M. Gassend, W. Voerner. Appl. Opt., 13, 71, 1977.
- [7] В. Н. Курашов, А. В. Кисиль, Ю. В. Хорошков. Квант. электрон., 3, 5, 1976.

Поступило в Редакцию 15 сентября 1980 г.