

В.А.Банах, Б.Н.Чен

**ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИ МОНОСТАТИЧЕСКОЙ СХЕМЕ ПОДСВЕТКИ**

Показано, что в случае облучения диффузного объекта некогерентным оптическим источником на коррелированной трассе можно ввести обобщенную оптическую передаточную функцию (ОПФ) турбулентной атмосферы и приемной системы, которая соответствует закономерностям линейной фильтрации. В случае облучения диффузного объекта когерентным оптическим источником на коррелированной трассе построить ОПФ, отвечающую принципу линейной фильтрации, не удастся.

Установлено, что при согласовании приемопередающих апертур когерентного источника и телескопа учет корреляции волн (подсвечивающей объект и отраженной от объекта) приводит к улучшению качества короткоэкспозиционного изображения.

В последнее время опубликован ряд работ, посвященных анализу изображений объектов, наблюдаемых в когерентном свете в случайных средах [1–5]. В этой связи представляет интерес исследование особенностей формирования когерентных оптических изображений, когда подсвечивающая объект и отраженная волны проходят по одним и тем же случайным неоднородностям среды и имеет место эффект усиления обратного рассеяния. В данной работе для условий сильных флуктуаций интенсивности проведен анализ оптической передаточной функции турбулентной атмосферы в случае моностатической схемы облучения наблюдаемого объекта при различной когерентности оптического источника подсвета. Рассмотрены особенности формирования изображения когерентно подсвечиваемого объекта в режиме короткой экспозиции.

**Оптическая передаточная функция турбулентной атмосферы на локационной трассе**

Рассмотрим, как показано на рис. 1, объект, амплитудный коэффициент отражения которого описывается функцией  $O(\rho', r)$ . Здесь  $\rho', r$  – двумерные векторы. Объект подсвечивается оптическим источником, распределение поля которого в плоскости излучающей апертуры описывается функцией  $U_0(t)$  и который находится на расстоянии  $L$  от наблюдаемого объекта.

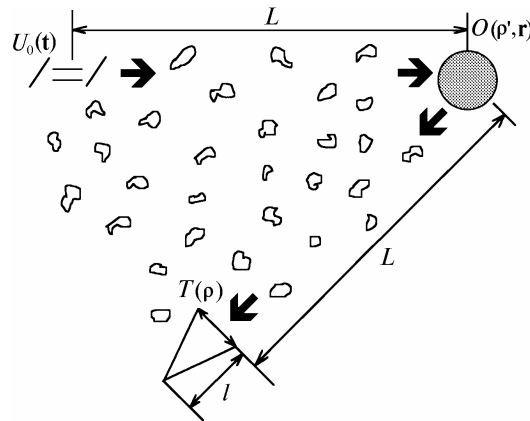


Рис. 1. Геометрическая схема формирования изображения

Средняя интенсивность  $\langle I_l(l, \rho'') \rangle$  в плоскости  $l$  за приемной линзой телескопа равна [6]

$$\langle I_l(l, \rho'') \rangle = \left( \frac{k}{2\pi l} \right)^2 \int d^2 t_{1,2} \langle U_0(t_1) U_0^*(t_2) \rangle \int d^2 \rho'_{1,2} \int d^2 r_{1,2} \langle O(\rho'_1, r_1) O^*(\rho'_2, r_2) \rangle \int d^2 \rho_{1,2} T(\rho_1) T(\rho_2) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \langle G_{\text{np}}(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_1, \mathbf{t}_1) G_{\text{np}}^*(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_2, \mathbf{t}_2) G_{\text{об}}(x_0, x; \boldsymbol{\rho}_1, \mathbf{r}_1) G_{\text{об}}^*(x_0, x; \boldsymbol{\rho}_2, \mathbf{r}_2) \rangle \times \\ & \times \exp \left[ \frac{ik}{2l} \left( 1 - \frac{l}{F_t} \right) (\rho_1^2 - \rho_2^2) - \frac{ik}{l} (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \boldsymbol{\rho}'' \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $G_{\text{np}}(x, x_0; \boldsymbol{\rho}, \mathbf{t})$  и  $G_{\text{об}}(x_0, x; \boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})$  – функции Грина на трассах соответственно «источник–объект» и «объект–телескоп»;  $F_t$  – фокусное расстояние приемной линзы телескопа;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $x_0$  определяет положение плоскости оптического источника и телескопа;  $x$  – положение плоскости объекта.

Известно [6], что в области сильных флуктуаций интенсивности можно записать

$$\begin{aligned} & \langle G_{\text{np}}(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_1, \mathbf{t}_1) G_{\text{np}}^*(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_2, \mathbf{t}_2) G_{\text{об}}(x_0, x; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1) G_{\text{об}}^*(x_0, x; \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2) \rangle = \\ & = \langle G_{\text{np}}(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_1, \mathbf{t}_1) G_{\text{np}}^*(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_2, \mathbf{t}_2) G_{\text{np}}(x, x_0; \mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) G_{\text{np}}^*(x, x_0; \mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2) \rangle = \\ & = \langle G_{\text{np}}(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_1, \mathbf{t}_1) G_{\text{np}}^*(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_2, \mathbf{t}_2) \rangle \langle G_{\text{np}}(x, x_0; \mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) G_{\text{np}}^*(x, x_0; \mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2) \rangle + \\ & + \langle G_{\text{np}}(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_1, \mathbf{t}_1) G_{\text{np}}^*(x, x_0; \mathbf{r}_2, \boldsymbol{\rho}_2) \rangle \langle G_{\text{np}}^*(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_2, \mathbf{t}_2) G_{\text{np}}(x, x_0; \mathbf{r}_1, \boldsymbol{\rho}_1) \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Первое слагаемое в выражении (2) описывает влияние среды на распространение оптической волны, когда подсвечивающая и отраженная от объекта волны проходят по разным неоднородностям среды, т.е. не коррелированы. Второе слагаемое в (2) отвечает за корреляцию этих волн.

Можно показать [6], что

$$\begin{aligned} \langle G_{\text{np}}(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_1, \mathbf{t}_1) G_{\text{np}}^*(x, x_0; \boldsymbol{\rho}'_2, \mathbf{t}_2) \rangle = & \left( \frac{k}{2\pi(x-x_0)} \right)^2 \exp \left\{ \frac{ik}{2(x-x_0)} (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{t}_1 + \mathbf{t}_2) (\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2 - \mathbf{t}_1 - \mathbf{t}_2) - \right. \\ & \left. - \frac{\pi k^2 (x-x_0)}{2} \int_0^1 d\xi N((1-\xi)(\mathbf{t}_1 - \mathbf{t}_2) + \xi(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)) \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $N(\boldsymbol{\rho}) = 2 \int d^2\boldsymbol{\kappa} \Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) [1 - \exp(i\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho})]$ ,  $\Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa})$  – спектр турбулентности.

Рассмотрим особенности формирования изображения объекта с диффузно рассеивающей поверхностью, для коэффициента отражения которой можно записать [6]

$$\langle O(\boldsymbol{\rho}'_1, \mathbf{r}_1) O^*(\boldsymbol{\rho}'_2, \mathbf{r}_2) \rangle = \frac{4\pi}{k^2} \langle A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \rangle \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\boldsymbol{\rho}'_1 - \mathbf{r}_1) \delta(\boldsymbol{\rho}'_2 - \mathbf{r}_2),$$

где  $\delta(\boldsymbol{\rho})$  – дельта-функция Дирака.

В случае некоррелированных трасс, когда в (2) остается первое слагаемое, и некогерентной подсветки

$$\langle U_0(\mathbf{t}_1) U_0^*(\mathbf{t}_2) \rangle = \frac{4\pi}{k^2} I_0(\mathbf{t}_1) \delta(\mathbf{t}_1 - \mathbf{t}_2)$$

распределение средней интенсивности изображения объекта в плоскости резкого изображения ( $1 + L/l - L/F_t = 0$ ) равно

$$\begin{aligned} \langle I(l, \boldsymbol{\rho}'') \rangle_{\text{нек}} = & \left( \frac{4\pi}{k^2} \right)^2 \left( \frac{k}{2\pi L} \right)^4 \left( \frac{k}{2\pi l} \right)^2 I_{\text{нек}} \int d^2r \langle A(\mathbf{r}) A^*(\mathbf{r}) \rangle \int d^2\rho_{1,2} T(\boldsymbol{\rho}_1) T(\boldsymbol{\rho}_2) H(x, 0; 0, \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \times \\ & \times \exp \left[ -\frac{ik}{L} (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \left( \mathbf{r} - \frac{L}{l} \hat{\boldsymbol{\rho}}'' \right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{где } \hat{\boldsymbol{\rho}}'' = -\boldsymbol{\rho}''; I_{\text{нек}} = \int d^2t I_0(\mathbf{t}), H(x, 0; 0, \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) = \exp \left[ -\frac{\pi k^2 L}{2} \int_0^L d\xi N(\xi(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)) \right].$$

Из выражения (4) видно, что средняя интенсивность изображения объекта выражается интегралом типа свертки интенсивности объекта и функции

$$f\left(\mathbf{r} - \frac{L}{l}\hat{\rho}''\right) = \int d^2\rho_{1,2} T(\rho_1) T(\rho_2) H(x, 0; 0, \rho_1 - \rho_2) \exp\left[-\frac{ik}{L}(\rho_1 - \rho_2)\left(\mathbf{r} - \frac{L}{l}\hat{\rho}''\right)\right], \quad (5)$$

которая имеет смысл усредненной функции размытия точки турбулентной атмосферы и оптической системы. Отсюда следует, согласно теореме о свертке, что пространственный спектр изображения объекта равен произведению пространственного спектра объекта и Фурье-образа функции размытия точки турбулентной атмосферы и оптической системы (5) [7]. Действительно, взяв Фурье-преобразование от обеих частей выражения (4), после несложных вычислений получим

$$\langle \tilde{I}_l(l, \boldsymbol{\omega}) \rangle_{\text{нек}} = \left(\frac{4\pi}{k^2}\right)^2 \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^4 I_{\text{нек}} \tilde{I}_{\text{об}}\left(\frac{l}{L}\boldsymbol{\omega}\right) H_0\left(\frac{l}{k}\boldsymbol{\omega}\right) H\left(x, 0; 0, \frac{l}{k}\boldsymbol{\omega}\right), \quad (6)$$

где  $\tilde{I}_{\text{об}}\left(\frac{l}{L}\boldsymbol{\omega}\right) = \int d^2r \langle A(\mathbf{r}) A^*(\mathbf{r}) \rangle \exp\left(-\frac{il}{L}\boldsymbol{\omega}\mathbf{r}\right)$  и  $\langle \tilde{I}_l(l, \boldsymbol{\omega}) \rangle_{\text{нек}}$  – пространственные спектры объекта и его изображения;  $H_0\left(\frac{l}{k}\boldsymbol{\omega}\right) = \int d^2\rho T(\rho) T\left(\rho - \frac{l}{k}\boldsymbol{\omega}\right)$  и  $H\left(x, 0; 0, \frac{l}{k}\boldsymbol{\omega}\right)$  – оптические передаточные функции оптической системы и турбулентной атмосферы соответственно [7]. Функция размытия точки (5) является пространственно-инвариантной, зависящей лишь от разности координат  $\mathbf{r}$  и  $\hat{\rho}''$ , и, следовательно, некогерентное изображение диффузного объекта является изопланатичным.

При освещении объекта когерентным оптическим источником

$$U_0(\mathbf{t}_1) = U_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2a^2} - \frac{ik}{2F}t^2\right), \quad (7)$$

где  $a$  и  $F$  – соответственно радиус и длина фокусировки оптического пучка. В плоскости резкого изображения  $1 + \frac{L}{l} - \frac{L}{F_i} = 0$  имеем для распределения средней интенсивности следующее выражение:

$$\langle I_l(l, \boldsymbol{\rho}'') \rangle_{\text{ког}} = \frac{4\pi}{k^2} \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^4 \left(\frac{k}{2\pi l}\right)^2 \int d^2r \langle A(\mathbf{r}) A^*(\mathbf{r}) \rangle I_{\text{ког}}(\mathbf{r}) \int d^2\rho_{1,2} T(\rho_1) T(\rho_2) H(x, 0; 0, \rho_1 - \rho_2) \times \\ \times \exp\left[-\frac{ik}{L}(\rho_1 - \rho_2)\left(\mathbf{r} - \frac{L}{l}\hat{\rho}''\right)\right],$$

где

$$I_{\text{ког}}(\mathbf{r}) = \pi a^2 \int d^2t \exp\left\{-\frac{t^2}{4a^2} \left[1 + \Omega^2\left(1 - \frac{L}{F}\right)^2\right] - \frac{ik}{L}\mathbf{t}\mathbf{r}\right\} H(x, 0; 0, \mathbf{t}),$$

откуда после преобразования Фурье находим

$$\langle \tilde{I}_l(l, \boldsymbol{\omega}) \rangle_{\text{ког}} = \frac{4\pi}{k^2} \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^4 \tilde{I}_{\text{об,ког}}\left(\frac{l}{L}\boldsymbol{\omega}\right) H_0\left(\frac{l}{k}\boldsymbol{\omega}\right) H\left(x, 0; 0, \frac{l}{k}\boldsymbol{\omega}\right), \quad (8)$$

где  $\tilde{I}_{\text{об,ког}}\left(\frac{l}{L}\boldsymbol{\omega}\right) = \int d^2r \langle A(\mathbf{r}) A^*(\mathbf{r}) \rangle I_{\text{ког}}(\mathbf{r}) \exp\left(-\frac{il}{L}\boldsymbol{\omega}\mathbf{r}\right)$  – пространственный спектр освещенной части объекта. Сравнивая выражения (6) и (8), находим, что и в случае когерентной подсветки изображение освещенной части диффузного объекта оказывается изопланатичным [8]. При  $\Omega \rightarrow \infty$  (режим неограниченной плоской волны) выражения (6) и (8) с точностью до постоянной величины совпадают.

Таким образом, на некогерентной трассе при некогерентной подсветке формируется изопланатичное изображение всего объекта, а при когерентном освещении – только его освещенной части.

С учетом корреляции встречных волн при некогерентной подсветке выражение для средней интенсивности в изображении диффузного объекта в плоскости  $1 + \frac{L}{l} - \frac{L}{F_i} = 0$  состоит из двух слагаемых, одно из которых определяется формулой (4), а второе равно

$$\langle I_t(l, \rho'') \rangle_{2, \text{нек}} = \left( \frac{4\pi}{k^2} \right)^2 \left( \frac{k}{2\pi L} \right)^4 \left( \frac{k}{2\pi l} \right)^2 \int d^2 r \langle A(\mathbf{r}) A^*(\mathbf{r}) \rangle \int d^2 t I_0(\mathbf{t}) \int d^2 \rho_{1,2} T(\rho_1) T(\rho_2) H(x, 0; 0, \mathbf{t} - \rho_2) \times \\ \times H(x, 0; 0, \rho_1 - \mathbf{t}) \exp \left\{ -\frac{ik}{L} (\rho_1 - \rho_2) \left( \mathbf{r} - \frac{L}{l} \hat{\rho}'' \right) \right\}. \quad (9)$$

Переходя в спектральную область, получаем

$$\langle \tilde{I}_t(l, \omega) \rangle_{2, \text{нек}} = \left( \frac{4\pi}{k^2} \right)^2 \left( \frac{k}{2\pi L} \right)^4 \tilde{I}_{\text{об}} \left( \frac{l}{L} \omega \right) \Phi(\omega), \\ \text{где } \Phi(\omega) = \int d^2 r T(\mathbf{r}) T \left( \mathbf{r} - \frac{l}{k} \omega \right) H_{\text{кор}} \left( \mathbf{r}, \frac{l}{k} \omega \right), \\ H_{\text{кор}} \left( \mathbf{r}, \frac{l}{k} \omega \right) = \int d^2 t I_0(\mathbf{t}) H \left( x, 0; 0, \mathbf{t} - \rho + \frac{l}{k} \omega \right) H(x, 0; 0, \rho - \mathbf{t}). \quad (10)$$

По аналогии с (4)–(6) функцию  $\Phi(\omega)$  можно рассматривать как совместную оптическую передаточную функцию турбулентной атмосферы и оптической системы, обусловленную корреляцией встречных волн. Разделить вклад среды и оптической системы в данном случае невозможно.

Согласно теореме о свертке из (10) имеем

$$\tilde{H}_{\text{кор}} \left( \mathbf{v}, \frac{l}{k} \omega \right) = \tilde{I}_0(\mathbf{v}) \tilde{M}(\mathbf{v}, \omega),$$

где

$$\tilde{M}(\mathbf{v}, \omega) = \int d^2 \rho H \left( x, 0; 0, \rho + \frac{l}{k} \omega \right) H(x, 0; 0, \rho) \exp(-i\mathbf{v}\rho).$$

Отсюда следует, что

$$\Phi(\omega) = \int d^2 v \tilde{I}_0(\mathbf{v}) \tilde{M}(\mathbf{v}, \omega) \int d^2 \rho T(\rho) T \left( \rho - \frac{l}{k} \omega \right) \exp(i\mathbf{v}\rho).$$

Таким образом, при освещении диффузного объекта некогерентным источником на коррелированной трассе пространственный спектр его изображения можно представить в виде произведения спектра объекта на обобщенную оптическую передаточную функцию вида

$$H_{\text{нек}}^{\text{диф}}(\omega) = H_0 \left( \frac{l}{k} \omega \right) H \left( x, 0; 0, \frac{l}{k} \omega + I_{\text{нек}}^{-1} \right) \Phi(\omega).$$

В случае освещения диффузного объекта когерентным источником на коррелированной трассе представить пространственный спектр его изображения в виде произведения пространственного спектра освещенной части объекта на обобщенную оптическую передаточную функцию не удастся.

### Изображение когерентно освещаемого объекта при короткой экспозиции

Хорошо известно, что изображение наблюдаемого в турбулентной атмосфере объекта размывается вследствие дифракции на мелкомасштабных неоднородностях среды и смещается как целое из-за случайной рефракции на крупномасштабных неоднородностях. Различают два режима формирования изображения: длинноэкспозиционный и короткоэкспозиционный. В первом случае искажение изображения объекта происходит как вследствие случайной дифракции, так и вследствие случайной рефракции. При втором режиме изображение искажается, в основном, из-за дифракции на случайных неоднородностях среды. Наличие дополнительного искажающего фактора – случайных смещений изображения как целого – приводит к ухудшению качества длинноэкспозиционных изображений по сравнению с короткоэкспозиционными.

В настоящее время известны различные подходы к описанию короткоэкспозиционных изображений, основная идея которых состоит в том, что в общих выражениях для длинноэкспозиционных изображений исключаются искажающие факторы, определяемые случайными смещениями изображения как целого. Фрид первым предложил [9] осуществить это путем коррекции наклонных компонент волнового фронта. В [10, 11] та же цель достигается переходом к подвижной системе координат в плоскости формирования изображения, связанной с мгновенным центром тяжести изображения. Авторы [12] эту задачу решили с помощью фильтрации крупномасштабных, по сравнению с размером апертуры телескопа, неоднородностей среды. Отметим, что в [9–12] короткоэкспозиционные изображения рассматривались в рамках теории некогерентных изображений на базе оптической передаточной функции.

Будем считать [12], что искажение короткоэкспозиционных изображений происходит за счет пространственных неоднородностей, размеры которых не превосходят размера приемной линзы телескопа. Это означает, что эффективный спектр турбулентности в этом случае может быть задан в виде

$$\Phi_{\varepsilon}(\mathbf{\kappa}) = A_0 C_{\varepsilon}^2 \kappa^{-11/3} \left[ 1 - \exp(-\alpha a_t^2 \kappa^2) \right] \exp(\kappa^2 / \kappa_m^2). \quad (11)$$

В выражении (11)  $C_{\varepsilon}^2$  – структурная постоянная флуктуаций диэлектрической проницаемости среды;  $\alpha$  – числовая константа,  $\kappa_m^{-1} \sim l_0$ ,  $l_0$  – внутренний масштаб турбулентности;  $A_0 = 0,033$ ;  $a_t$  – эффективный радиус приемной линзы телескопа, для амплитуды коэффициента пропускания которого воспользуемся гауссовой аппроксимацией. Представление спектра турбулентности в виде (11) аналогично введению эффективного внешнего масштаба турбулентности, сравнимого с радиусом приемной линзы телескопа. Детальный анализ влияния внешнего масштаба турбулентности на статистические характеристики изображения проведен в [13].

С учетом (11) для функции  $N(\mathbf{\rho})$  при  $\rho \kappa_m \gg 1$  получим

$$N(\mathbf{\rho}) = 2A_0 C_{\varepsilon}^2 \pi \frac{6}{5} \Gamma(1/6) \left\{ \Gamma^{-1}(11/6) 2^{-5/3} \rho^{5/3} - \frac{5}{6} \frac{\rho^2 \kappa_m^{1/3}}{4(1 + \alpha a_t^2 \kappa_m^2)^{1/6}} \right\}, \quad (12)$$

где  $\Gamma(\gamma)$  – гамма-функция. Полагая в (12)  $a_t \rightarrow \infty$ , находим, что в случае длинноэкспозиционного изображения в выражении (12) для функции  $N(\mathbf{\rho})$  остается только первое слагаемое в скобках.

Таким образом, короткоэкспозиционное изображение получается из выражения (1) с учетом (2), если в выражениях типа (3) использовать функции  $N(\mathbf{\rho})$  в виде (12).

Из соотношения (2) видно, что пространственный спектр средней интенсивности изображения можно представить в виде

$$S(l, \omega) = S_1(l, \omega) + S_2(l, \omega). \quad (13)$$

Тогда для точечного объекта, для которого

$$O(\mathbf{\rho}, \mathbf{r}) = \frac{4\pi}{k^2} \delta(\mathbf{\rho}) \delta(\mathbf{\rho} - \mathbf{r}),$$

имеем

$$S_1(l, \omega) = \text{const} (g^2 + 2p_1 - 2p_2)^{-1} \exp \left[ -\frac{\omega^2}{\omega_0^2} (1 + \Omega_i^2 Q^2 + 2p_1 \Omega_i / \Omega - 2p_2 \Omega_i / \Omega) \right]; \quad (14)$$

$$S_2(l, \omega) = \text{const} AB \exp \left( -C \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right), \quad (15)$$

В (14), (15) введены обозначения

$$\omega_0 = 2\alpha k/l; g^2 = 1 + \Omega^2(1 - L/F)^2; Q = 1 + L(1/l - 1/F);$$

$$p_1 = 2\gamma_1^{6/5} \Omega \beta_0^{12/5}; p_2 = 2\theta \gamma_2 \kappa_m^{1/3} a^{1/3} \Omega^{6/5} \beta_0^2 / (1 + \alpha a_t^2 \kappa_m^2)^{1/6};$$

$$A = (b_1^2 + \Omega^2(1 - L/F)^2)^{-1}; B = b_2 - \Omega_i [1 - A\Omega^2(1 - L/F)^2] (p_1 - p_2)^2 / (\Omega b_1);$$

$$C = b_2 - A\Omega b_1 (p_1 - p_2)^2 / \Omega + \Omega_i^2 [Q - A(1 - L/F)^2 (p_1 - p_2)^2] / B;$$

$$b_1 = 1 + p_1 - p_2; b_2 = 1 + \Omega_i (p_1 - p_2) / \Omega; \gamma_1 = 0,442; \gamma_2 = 0,244; \Omega = ka^2/L, \Omega_i = ka_i^2/L -$$

– числа Френеля излучающей апертуры и телескопа соответственно;

$\beta_0^2 = 0,31 C_\epsilon^2 k^{7/6} L^{11/6}$  – параметр, характеризующий турбулентные условия распространения на трассе и в рассматриваемом случае сильных флуктуаций принимающий значения  $\beta_0^2 \gg 1$ . Параметр  $\theta$  равен нулю при длинной экспозиции и единице при короткой. Анализ когерентных изображений в режиме длинной экспозиции ( $\theta = 0$ ) был проведен ранее в работе [14].

Оценим, насколько улучшается качество изображения при переходе от режима длинной экспозиции к режиму короткой экспозиции. Для этого, воспользовавшись выражениями (14), (15), рассчитаем функционал качества изображения [15]

$$\theta(l) = \frac{\int d^2 \omega \omega^2 |N(l, \omega)|^2}{\int d^2 \omega |N(l, \omega)|^2},$$

где  $N(l, \omega)$  – нормированный пространственный спектр средней интенсивности оптической волны в плоскости  $l$  за приемной линзой телескопа

$$N(l, \omega) = S(l, \omega) / S(l, 0),$$

$S(l, \omega) = \int d^2 \rho'' \langle I(l, \mathbf{r}l) \rangle \exp(i\omega \rho'')$  – пространственный спектр средней интенсивности. Как меру качества короткоэкспозиционного изображения введем отношение  $M = \theta_k(l) / \theta_{дл}(l)$  функционала качества изображения при короткой экспозиции  $\theta_k(l)$  к функционалу качества при длинной экспозиции в отсутствие корреляции встречных волн  $\theta_{дл}(l)$ .

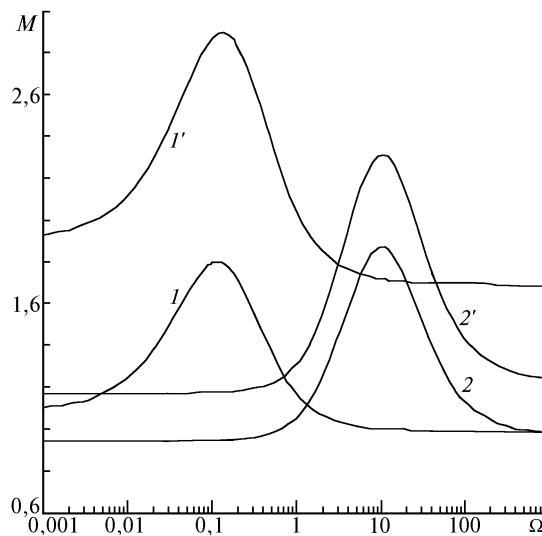


Рис. 2. Зависимости величины  $M = \theta_k(l) / \theta_{дл}(l)$  для точечного объекта от числа Френеля когерентного источника,  $\beta_0^2 = 49$ . 1, 2 – длинная экспозиция; 1', 2' – короткая экспозиция; 1, 1' –  $\Omega_i = 0,1$ ; 2, 2' –  $\Omega_i = 10$

На рис. 2 представлены зависимости величины  $M$  от числа Френеля освещающего точечный объект когерентного источника при различных значениях числа Френеля приемной линзы телескопа. Параметр  $\beta_0^2$  равен 49. Из рисунка видно, что, во-первых, в обоих режимах экспозиции (величина  $M$  в режиме длинной экспозиции исследовалась нами в [14]) корреляция встречных волн приводит к улучшению качества изображения точечного объекта при согласовании приемопередающих апертур ( $\Omega = \Omega_i$ ) и не влияет на качество изображения, когда такое согласование отсутствует ( $\Omega \ll \Omega_i$  или  $\Omega \gg \Omega_i$ ). Во-вторых, выигрыш в качестве изображения при переходе от

режима длинной к режиму короткой экспозиции, если в пространственном спектре средней интенсивности изображения учитывать как первое, так и второе слагаемое, больше, чем при переходе от режима длинной экспозиции к режиму короткой экспозиции, если в пространственном спектре учитывается лишь первое слагаемое.

Рассмотрим, как проявляется эффект усиления обратного рассеяния в изображении двухточечного объекта. Зададим коэффициент отражения в виде

$$O(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \frac{2\pi}{k^2} [\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) + \delta(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0)] \delta(\mathbf{p} - \mathbf{r}), \quad (16)$$

где  $2\mathbf{r}_0$  – расстояние между двумя точечными объектами. С помощью соотношений (1)–(3), (7), (11), (12) и (16) несложно получить выражение для распределения средней интенсивности изображения такого объекта.

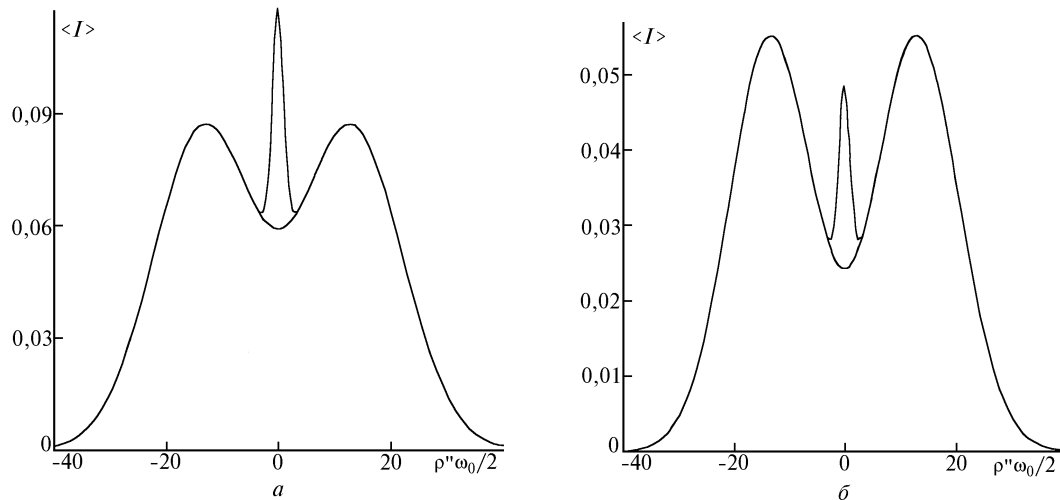


Рис. 3. Распределение интенсивности изображения двухточечного объекта при  $r_0/\rho_n = 150$ ,  $\Omega = \Omega_t = 1$ ,  $\beta_0^2 = 49$ .  $a$  – длинная экспозиция;  $b$  – короткая экспозиция

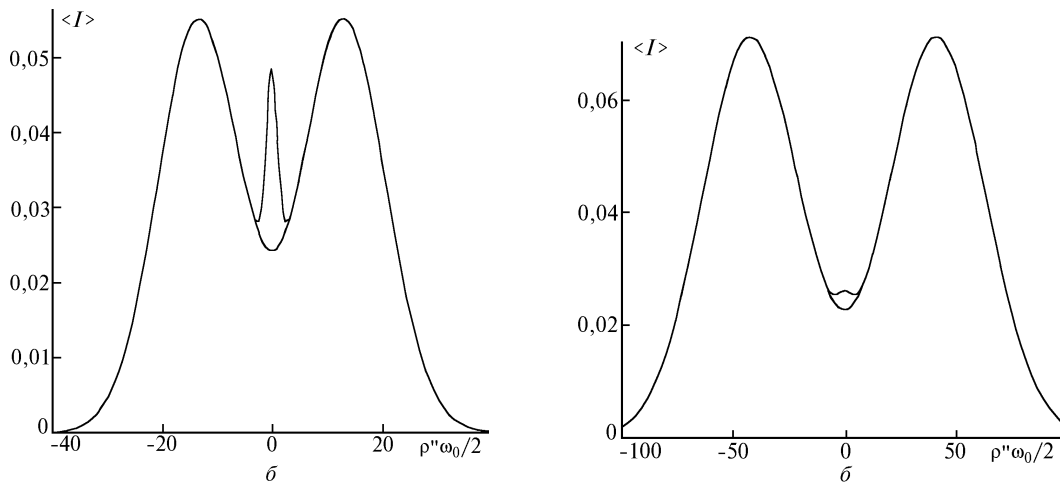


Рис. 4. Распределение интенсивности изображения двухточечного объекта при  $r_0/\rho_n = 150$ ,  $\Omega = \Omega_t = 10$ ,  $\beta_0^2 = 49$ .  $a$  – длинная экспозиция;  $b$  – короткая экспозиция

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчета зависимости распределения средней интенсивности изображения двухточечного объекта при различных значениях числа Френеля облучающей и приемной апертур. По оси абсцисс отложено нормированное на  $l/ka_t$ , расстояние в поперечной к оптической оси телескопа плоскости.

Из рисунков видно, что переход от длинной экспозиции к короткой, как и следовало ожидать, приводит к улучшению разрешения изображения двухточечного объекта (глубина

впадины на рис. 3, 4 увеличивается). Учет корреляции встречных волн дает дополнительно «пик», который расположен строго на оптической оси телескопа. Это обстоятельство можно использовать для точного целеуказания и сопровождения объекта [16]. В отличие от режима длинной экспозиции, амплитуда «пики» в случае короткой экспозиции быстро убывает в зависимости от числа Френеля приемопередающих апертур. Так, если при  $\Omega = \Omega_t = 1$  амплитуда «пики» максимальна в обоих режимах экспозиции, то при  $\Omega = \Omega_t = 10$  в режиме короткой экспозиции амплитуда «пики» практически равна нулю, а в режиме длинной экспозиции она сравнима с величиной средней интенсивности изображения «точечного» объекта.

Ширина «пики» пропорциональна  $L/ka_t$ , в то время как ширина изображения «точечного» объекта определяется дифракцией на приемной апертуре телескопа с турбулентным уширением и пропорциональна [14]  $v \sim (L/ka_t)(1 + \Omega_t^2 + 2p_1\Omega_t/\Omega)^{1/2}$ . Из сравнения эффективных ширин «пики» и изображения «точечного» объекта можно определить величину  $\beta_0^2$ , характеризующую турбулентные условия распространения на трассе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект №95-02-03646-а.

1. Mavroidis T., Dainty J.C. // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 857–859.
2. Mavroidis T., Solomon C.J., Dainty J.C. // J. Opt. Soc. Am. A. 1991. V. 8. N 7. P. 1003–1013.
3. Solomon C.J., Lane R.G., Dainty J.C. // J. Mod. Opt. 1991. V. 38. N 10. P. 1993–2008.
4. Jakeman E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 227–232.
5. Solomon C.J., Dainty J.C. // J. Opt. Soc. Am. A. 1992. V. 9. N 8. P. 1385–1390.
6. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 272 с.
7. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 528 с.
8. Mavroidis T., Dainty J.C., Northcott M.J. // J. Opt. Soc. Am. A. 1990. V. 7. N 3. P. 348–355.
9. Fried D.L. // J. Opt. Soc. Am. 1966. V. 56. P. 1372–1379.
10. Кон А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13. N 1. С. 61–70.
11. Charnotskii M.I. // J. Opt. Soc. Am. 1993. V. 10. N 3. P. 492–501.
12. Last I., Tur M. // Waves Random Media. 1991. V. 1. N 1. P. 35–42.
13. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
14. Банах В.А., Чен Б.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 11–12. С. 1523–1529.
15. Bogaturov A.N. // Proc. SPIE Atmospheric Propagation and Remote Sensing II. 1993. V. 1968. P. 270–281.
16. Harvey J.E., Reddy S.P., Phillips R.L. Poster presented on Coherent Laser Radar: 1995 Technical Digest Series. V. 19. Postdeadline papers. P. PDP4-1–PDP4-3.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
14 мая 1996 г.

**V.A. Banakh and B.N. Chen. Images of Objects in the Turbulent Atmosphere at the Monostatic Illumination Scheme.**

It has been shown that the generalized optical transfer function (OTF) of the turbulent atmosphere and the receiving system which corresponds to the law of linear filtering can be constructed for the case of illumination of diffuse object by incoherent optical source at the correlated path.

When the diffuse object is illuminated by the coherent optical source at the correlated path, OTF satisfying the principle of linear filtration can not be created.

It has been established that quality of the short-exposure image is improved when the correlation between the incident and reflected waves is taken into account in the case of proximity of transmitting-receiving apertures of the coherent source and the telescope.