

В.А. Банах, Е.В. Захарова, Б.Н. Чен

ИЗОБРАЖЕНИЕ ОСВЕЩАЕМОГО ОБЪЕКТА В СЛУЧАЙНОЙ ДИСКРЕТНОЙ СРЕДЕ

Исследуется изображение подсвечиваемого объекта в дискретной крупномасштабной случайной среде. Анализируется влияние корреляции подсвечиваемой и отраженной волн, возникающей при их распространении по одним и тем же случайно распределенным рассеивателям, на изображение объекта. Показано, что корреляция встречных волн может привести к значительному «усилению» когерентной компоненты оптического изображения и может позволить наблюдать в мутной среде удаленный объект, неразличимый при боковой подсветке, когда такая корреляция отсутствует.

Введение

Оптические изображения объектов за фазовым экраном и в непрерывных случайных средах в условиях, когда формирующее изображение излучение коррелирует за счет прохождения одних и тех же случайных неоднородностей с излучением, подсвечивающим объект, рассматривались в целом ряде работ [1–3]. Возникающий вследствие корреляции встречных волн эффект усиления обратного рассеяния в дискретных случайных средах также привлекает внимание как с теоретической точки зрения, так и с точки зрения возможности его использования в различных практических приложениях. Этот эффект проявляется в рассеивающих средах с плотной упаковкой с малыми и сопоставимыми с длиной волны оптического излучения размерами дискретных рассеивателей [4], а также в разреженных случайных средах с рассеивателями, значительно превышающими длину волны распространяющегося излучения [4–6]. Однако в работах [4–6], как правило, задача рассматривается для глубинного режима, когда отраженная волна формируется в результате многократного рассеяния на дискретных неоднородностях среды.

В данной статье рассматривается аналогичная задача для случая, когда отраженная волна в крупномасштабной дискретной случайной среде возникает в результате отражения распространяющегося излучения от некоторой отражающей поверхности. Проводится анализ влияния эффекта корреляции прямой и обратной волн на изображение объекта в такой дискретной случайной среде.

Распространение оптической волны на трассе с отражением в случайной дискретной среде

Для комплексной амплитуды поля оптической волны, распространяющейся в дискретной среде со случайно распределенными частицами, размер которых a_0 значительно превосходит длину волны λ , можно записать параболическое уравнение вида [7]

$$\left[2ik \frac{\partial}{\partial x'} + \Delta \rho' - \sum_{j=1}^N v_j(x', \rho') \right] u(x', \rho') = 0, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\Delta \rho' = \left\{ \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\}$ – поперечный лапласиан, $v_j(x, \rho)$ – рассеивающий потенциал j -й частицы; N – число частиц. Предположим, что уравнение (1) описывает распространение оптической волны вдоль оси Ox' слева направо и на границе слева $x' = x_0$ выполняется условие $u(x', \rho')|_{x'=x_0} = u_0(t)$. Решение уравнения (1) в произвольной плоскости $x' = x \geq x_0$ формально можно представить через функцию Грина $G(x, x_0; \rho', t)$

$$u(x, \rho') = \int d^2t u_0(t) G(x, x_0; \rho', t),$$

которая также удовлетворяет уравнению (1)

$$\left[2ik \frac{\partial}{\partial x'} + \Delta \mathbf{p}' - \sum_{j=1}^N v_j(x', \mathbf{p}') \right] G(x', x_0; \mathbf{p}', \mathbf{t}) = 0$$

с граничным условием

$$G(x_0, x_0; \mathbf{p}', \mathbf{t}) = \delta(\mathbf{p}' - \mathbf{t}).$$

Пусть в плоскости $x' = x$ происходит отражение волны и поле на отражающей поверхности записывается в виде

$$u_0^R(\mathbf{r}) = \int d^2 \rho' u(x, \rho') O(\rho', \mathbf{r}),$$

где $O(\rho', \mathbf{r})$ – функция, характеризующая локальный коэффициент отражения. Комплексная амплитуда волны, распространяющейся в обратном направлении $u^R(x', \rho)$, удовлетворяет уравнению

$$\left[-2ik \frac{\partial}{\partial x'} + \Delta \mathbf{p} - \sum_{j=1}^N v_j(x', \rho) \right] u^R(x', \rho) = 0, \quad (2)$$

функция Грина которого $G^R(x', x_0; \mathbf{p}, \mathbf{t})$ в силу сопряженности (1) и (2) связана с функцией Грина G соотношением взаимности

$$G^R(x', x; \mathbf{p}, \mathbf{t}) = G(x, x'; \mathbf{t}, \mathbf{p}). \quad (3)$$

Это позволяет записать поле отраженной волны в плоскости $x' = x_0$ в виде

$$u^R(x_0, \rho) = \int d^2 t u_0(t) \int d^2 \rho' \int d^2 r O(\rho', \mathbf{r}) G(x, x_0; \rho', \mathbf{t}) G(x, x_0; \mathbf{r}, \rho). \quad (4)$$

В дальнейшем при анализе когерентных оптических изображений нам понадобится второй статистический момент поля отраженной волны в плоскости $x' = x_0$

$$\Gamma^R(x_0; \rho_1, \rho_2) = \langle u^R(x_0, \rho_1) u^{R*}(x_0, \rho_2) \rangle.$$

В случае статистической независимости флуктуаций параметров среды, характеристик поля источника и локального коэффициента отражения, которые тоже могут быть случайными, для Γ^R из (4) имеем

$$\begin{aligned} \Gamma^R(x_0; \rho_1, \rho_2) &= \int d^2 t_{1,2} \langle u_0(t_1) u_0^*(t_2) \rangle \int d^2 \rho'_{1,2} \int d^2 r_{1,2} \langle O(\rho'_1, \mathbf{r}_1) O^*(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle \times \\ &\times \langle G(x, x_0; \rho'_1, \mathbf{t}_1) G^*(x, x_0; \rho'_2, \mathbf{t}_2) G(x, x_0; \mathbf{r}_1, \rho_1) G^*(x, x_0; \mathbf{r}_2, \rho_2) \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

где угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по ансамблю реализаций.

Таким образом, для вычисления второго момента поля отраженной волны необходимо знать четвертый момент функции Грина уравнения (1), описывающего распространение волны на прямой трассе.

Будем считать, что положение центров частиц r_j в среде распределены равномерно, а вероятность обнаружения N частиц в объеме V определяется законом Пуассона. Можно показать [8], что для такой среды поле распространяющейся волны в силу центральной предельной теоремы является гауссовым. О близости закона распределения комплексной амплитуды поля к нормальному при оптических толщах $\tau > 1$ свидетельствуют также экспериментальные данные по распространению лазерных пучков в осадках [9]. Это позволяет в (5) воспользоваться аппроксимацией

$$\begin{aligned} &\langle G(x, x_0; \rho'_1, \mathbf{t}_1) G^*(x, x_0; \rho'_2, \mathbf{t}_2) G(x, x_0; \mathbf{r}_1, \rho_1) G^*(x, x_0; \mathbf{r}_2, \rho_2) \rangle \approx \langle G(x, x_0; \rho'_1, \mathbf{t}_1) G^*(x, x_0; \rho'_2, \mathbf{t}_2) \rangle \times \\ &\times \langle G(x, x_0; \mathbf{r}_1, \rho_1) G^*(x, x_0; \mathbf{r}_2, \rho_2) \rangle + \langle G(x, x_0; \rho'_1, \mathbf{t}_1) G^*(x, x_0; \mathbf{r}_2, \rho_2) \rangle \langle G(x, x_0; \mathbf{r}_1, \rho_1) G^*(x, x_0; \rho'_2, \mathbf{t}_2) \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Условие $a_0 \gg \lambda$ и использование параболического уравнения (1) предполагают, что рассеянное на частицах поле в направлениях, охватывающих заднюю полуплоскость, равно нулю. Отсюда следует, что кратность рассеяния волны (вперед) на совокупности N частиц не пре-

вышает N и частицы, в силу неравенства $a_0/L \ll 1$, где $L = x - x_0$, могут рассматриваться как амплитудно-фазовые экраны [7]. В совокупности перечисленные условия дают возможность предположить δ -коррелированность флуктуаций дискретной случайной среды в направлении распространения волны и воспользоваться диффузионным приближением [10] для получения уравнений для статистических моментов комплексной амплитуды поля в такой среде [7].

Согласно [7] для второго момента функции Грина в (6) имеем

$$\left\{ 2ik \frac{\partial}{\partial x'} + (\Delta \mathbf{p}_1 - \Delta \mathbf{p}_2) + \alpha_c [2s - F(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)] \right\} \langle G(x', x_0; \mathbf{p}_1, \mathbf{t}_1) G^*(x', x_0; \mathbf{p}_2, \mathbf{t}_2) \rangle = 0, \quad (7)$$

где $\alpha_c = 2ikc$; $s = \int d^2\rho \langle S(\rho) \rangle$ – средняя площадь проекции (тени) одной частицы на плоскость $x = \text{const}$; $S(\rho)$ – характеристическая функция тени, равная единице в области тени и нулю вне ее; $F(\rho) = \frac{1}{s} \int d^2\rho' \langle S(\rho') S(\rho - \rho') \rangle$ – функция автокорреляции тени, причем в s и F усреднение ведется по размерам частиц и их ориентации в пространстве; c – счетная концентрация частиц.

Решение уравнения (7) имеет вид [7]

$$\langle G(x, x_0; \mathbf{p}_1, \mathbf{t}_1) G^*(x, x_0; \mathbf{p}_2, \mathbf{t}_2) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi L} \right)^2 \exp \left\{ \frac{ik}{2L} [(\mathbf{p}_1 - \mathbf{t}_1)^2 - (\mathbf{p}_2 - \mathbf{t}_2)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -\tau + \frac{\tau}{2} \int_0^1 d\xi F[\xi(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) + (1 - \xi)(\mathbf{t}_1 - \mathbf{t}_2)] \right\}, \quad (8)$$

где $\tau = 2csL$ – оптическая толщина.

Найденное выражение имеет тот же вид, что и в турбулентной среде [10], отличаясь лишь наличием дополнительного слагаемого во второй экспоненте, описывающего ослабление интенсивности волны за счет рассеяния на частицах, и видом функции среды F .

Оптическая передаточная функция дискретной случайной среды на локационной трассе

Распределение средней интенсивности изображения объекта $\langle I_r(l, \rho'') \rangle$ связано с функцией Γ^R соотношением [11]

$$\langle I_r(l, \rho'') \rangle = \int d^2\rho_{1,2} T(\rho_1) T(\rho_2) \Gamma^R(x_0; \rho_1, \rho_2) \exp \left\{ \frac{ik}{2l} \left(1 - \frac{l}{F_l} \right) (\rho_1^2 - \rho_2^2) - \frac{ik}{l} (\rho_1 - \rho_2) \rho'' \right\}, \quad (9)$$

где $T(\rho)$ – амплитудный коэффициент пропускания приемной линзы телескопа с фокусным расстоянием F_l ; l – расстояние от входной плоскости линзы до плоскости анализа изображения.

В частном случае диффузно рассеивающего объекта

$$\langle O(\rho'_1, \mathbf{r}_1) O^*(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle = \frac{4\pi}{k^2} \langle A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \rangle \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\rho'_1 - \mathbf{r}_1) \delta(\rho'_2 - \mathbf{r}_2), \quad (10)$$

где $A(\mathbf{r})$ – амплитудный множитель; $\delta(\rho)$ – дельта-функция Дирака, и некогерентного источника подсвета

$$\langle u_0(\mathbf{t}_1) u_0^*(\mathbf{t}_2) \rangle = \frac{4\pi}{k^2} I_0(\mathbf{t}_1) \delta(\mathbf{t}_1 - \mathbf{t}_2),$$

где $I_0(\mathbf{t})$ – интенсивность в точке \mathbf{t} , выражение (9) допускает интерпретацию с использованием понятия оптической передаточной функции (ОПФ).

Действительно, введем пространственный спектр объекта

$$\tilde{T}_{00}(\omega) = \int d^2r \langle A(\mathbf{r}) A^*(\mathbf{r}) \rangle \exp \left(-\frac{il}{L} \omega \mathbf{r} \right)$$

и функции

$$H_0(\omega) = \int d^2\rho T(\rho)T\left(\rho - \frac{l}{k}\omega\right), \quad H(x, 0; 0, \omega) = \exp\left[-\tau + \frac{\tau}{2} \int_0^1 d\xi F\left(\xi \frac{l}{k}\omega\right)\right].$$

Тогда из (9) для пространственного спектра изображения объекта $\langle \tilde{I}_l(l, \omega) \rangle$ при учете только первого слагаемого в (6) находим

$$\langle \tilde{I}_l(l, \omega) \rangle_1 = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^4 I_\Sigma \tilde{I}_{об}(\omega) H_0(\omega) H(x, 0; 0, \omega), \quad (11)$$

где $I_\Sigma = \int d^2t I_0(t)$.

Выражение (11) есть не что иное, как пространственный спектр изображения диффузного объекта в рассеивающей среде, а функции $H_0(\omega)$ и $H(x, 0; 0, \omega)$ имеют соответственно смысл оптических передаточных функций приемной оптической системы и среды.

Проводя такие же вычисления в (9) с использованием второго слагаемого из (6), получаем

$$\langle \tilde{I}_l(l, \omega) \rangle_2 = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^4 \tilde{I}_{об}(\omega) \Phi(\omega), \quad (12)$$

где

$$\Phi(\omega) = \int d^2\rho T(\rho)T\left(\rho - \frac{l}{k}\omega\right) H_{кор}(\rho, \omega);$$

$$H_{кор}(\rho, \omega) = \int d^2t I_0(t) H\left(x, 0; 0, t - \rho + \frac{l}{k}\omega\right) H(x, 0; 0, \rho - t).$$

По аналогии с (11) функцию $\Phi(\omega)$ можно рассматривать как обобщенную оптическую передаточную функцию оптической системы и рассеивающей среды. Разделить вклад среды и оптической системы в искажение изображения объекта в данном случае невозможно.

Суммируя выражения (11) и (12), получаем, что пространственный спектр изображения объекта представляется в виде произведения пространственного спектра объекта на оптическую передаточную функцию

$$H_\Sigma(\omega) = H_0(\omega) H(x, 0; 0, \omega) + I_\Sigma^{-1} \Phi(\omega), \quad (13)$$

состоящую из двух слагаемых. Первое слагаемое совпадает с ОПФ для диффузного объекта и описывает искажения оптического изображения вследствие дифракции на элементах оптики и рассеяния волны на неоднородностях среды, которые происходят на пути от объекта до приемника. Появление второго слагаемого вызвано двукратным прохождением оптической волной одних и тех же случайных рассеивателей среды при распространении в прямом и обратном направлениях. Как следствие падающая на объект подсвечивающая и отраженная волны оказываются коррелированными друг с другом. Учет лишь первого слагаемого в (13) соответствует случаю значительного разнесения в пространстве источника подсветки и приемного телескопа.

Когерентное изображение точечного объекта в рассеивающей среде

Пусть точечный объект, коэффициент отражения для которого представляется в виде

$$O(\rho', \mathbf{r}) = \frac{4\pi}{k^2} \delta(\rho') \delta(\rho' - \mathbf{r}), \quad (14)$$

облучается когерентным оптическим источником

$$u_0(t) = u_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2a^2} - \frac{ikt^2}{2F}\right), \quad (15)$$

где a и F – соответственно радиус и длина фокусировки когерентного пучка. В качестве дискретных рассеивателей возьмем сферические частицы радиуса a_0 , автокорреляционная функция тени для которых имеет вид [12]

$$F(\rho) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left[\arccos \frac{\rho}{2a_0} - \frac{\rho}{2a_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{2a_0} \right)^2} \right] & \text{при } \rho = |\rho| \leq 2a_0, \\ 0 & \text{при } \rho > 2a_0. \end{cases}$$

Тогда с использованием (9), (5), (6), (8), (14), (15) для средней интенсивности изображения объекта получим

$$\langle I_t(l, \rho'') \rangle = \langle I_t(l, \rho'') \rangle_1 + \langle I_t(l, \rho'') \rangle_2, \quad (16)$$

где

$$\langle I_t(l, \rho'') \rangle_1 = \left(\frac{2}{\pi kl} \right)^2 \Omega \Omega_t^3 \int d^2 t \int d^2 \rho \exp \left\{ -\Omega_t \Omega^{-1} \chi \chi^* t^2 - \chi_t \chi_t^* \rho^2 - 2i \rho \hat{\rho}'' - 2\tau + \frac{\tau}{2} \int_0^1 d\xi [F(p(1-\xi) | \mathbf{t}|) + F(p(1-\xi) | \rho|)] \right\}; \quad (17)$$

$$\langle I_t(l, \rho'') \rangle_2 = \left(\frac{4}{\pi kl} \right)^2 \Omega^2 \Omega_t^2 \exp \left[-\frac{(1 + \Omega_t / \Omega) \hat{\rho}''^2}{(1 + \Omega_t / \Omega)^2 + \chi_t \chi_t^* - 1} - 2\tau \right] \times \left| (\chi^* + \Omega \Omega_t^{-1} \chi_t)^{-1} \int d^2 t \exp \left[-(\alpha + i\gamma)t^2 - i(\beta - i\theta) \mathbf{t} \hat{\rho}'' + \frac{\tau}{2} \int_0^1 d\xi F(p(1-\xi) | \mathbf{t}|) \right] \right|^2, \quad (18)$$

где $\Omega = ka^2/L$ и $\Omega_t = ka_t^2/L$ – числа Френеля, соответственно, облучающей апертуры и приемной линзы телескопа, коэффициент пропускания которой взят в гауссовой аппроксимации с эффективным радиусом a_t ; $\chi = 1 + i\Omega(1-L/F)$, $\chi_t = 1 + i\Omega_t(1+L/l-L/F)$; $\hat{\rho}'' = \omega_0 \rho''$, $\omega_0 = ka_t/l$; $\alpha = 2p_1/N$; $\beta = 2p_2/M$; $\gamma = 2p_3/N$; $\theta = -\frac{2\Omega p_4}{\Omega_t M}$; $N = p_1^2 + p_3^2$; $M = p_2^2 + p_4^2$, $p = a_t/a_0$, $p_1 = \Omega/(\Omega \chi \chi^*) + (\chi_t \chi_t^*)^{-1}$, $p_2 = 1 + \frac{\Omega[1 + (\chi - 1)(\chi_t - 1)]}{\Omega_t \chi \chi^*}$, $p_3 = \frac{i(1 - \chi_t)}{\chi_t \chi_t^*} - \frac{i\Omega(1 - \chi)}{\Omega_t \chi \chi^*}$, $p_4 = \frac{i(\chi + \chi_t - 2)}{\chi \chi^*}$. Первое слагаемое в (16)

$\langle I_t \rangle_1$ описывает распределение средней интенсивности в изображении точечного объекта на некогерентированной трассе, второе – $\langle I_t \rangle_2$ – учитывает корреляцию встречных волн.

Из формул (17) и (18) следует, что в фокальной плоскости ($l = F_t$) линзы в точке $\rho'' = 0 < I_t(F_t, 0) \rangle_1 = \langle I_t(F_t, 0) \rangle_2$ при условии согласования приемной и облучающей апертур ($\Omega = \Omega_t$) [13].

Аппроксимация (6) требует, чтобы, как минимум, выполнялось условие $\tau > 1$. Поэтому полезно провести анализ полученного выражения при $\tau \gg 1$. В этом случае можно воспользоваться приближенным соотношением [14]

$$\exp \left[-\tau + \frac{\tau}{2} \int_0^1 d\xi F(p(1-\xi) | \mathbf{t}|) \right] \approx \exp(-\tau) + \exp \left[-\tau + \frac{\tau}{2} \int_0^1 d\xi F(p(1-\xi) | \mathbf{t}|) \right].$$

Тогда первое слагаемое в (16) можно представить в виде

$$\langle I_t(l, \rho'') \rangle_1 = I_{\text{ког}}(l, \rho'') + I_{\text{нек}}(l, \rho''). \quad (19)$$

Здесь

$$I_{\text{ког}}(l, \rho'') = \left(\frac{2}{kl} \right)^2 \frac{\Omega^2 \Omega_t^2}{|\chi|^2 |\chi_t|^2} \exp \left[-2\tau - \frac{\hat{\rho}''^2}{\chi \chi_t} \right] \quad (20)$$

есть когерентная составляющая распределения средней интенсивности в изображении объекта, которая имеет тот же вид, что и в случае однородной среды, за исключением наличия бугеровского множителя ослабления на двойной трассе $e^{-2\tau}$. Некогерентная составляющая рас-

предела интенсивности $I_{\text{нек}}$ описывает искажения изображения, возникающие вследствие многократного рассеяния волны на дискретных неоднородностях среды.

Очевидно, что ширина распределения когерентной составляющей определяется дифракцией на приемной линзе телескопа и равна

$$\delta_{\text{ког}} = [1 + \Omega_t^2(1 + L/l - L/F_t)^2]^{1/2} \omega_0^{-1}.$$

Для оценки ширины распределения некогерентной компоненты $I_{\text{нек}}$ воспользуемся аппроксимацией функции $F(p(1 - \xi) | t |)$ вида

$$F(p(1 - \xi) | t |) \approx (1/2) \exp[-4p^2(1 - \xi)^2 t^2].$$

Тогда для $I_{\text{нек}}$ можно получить

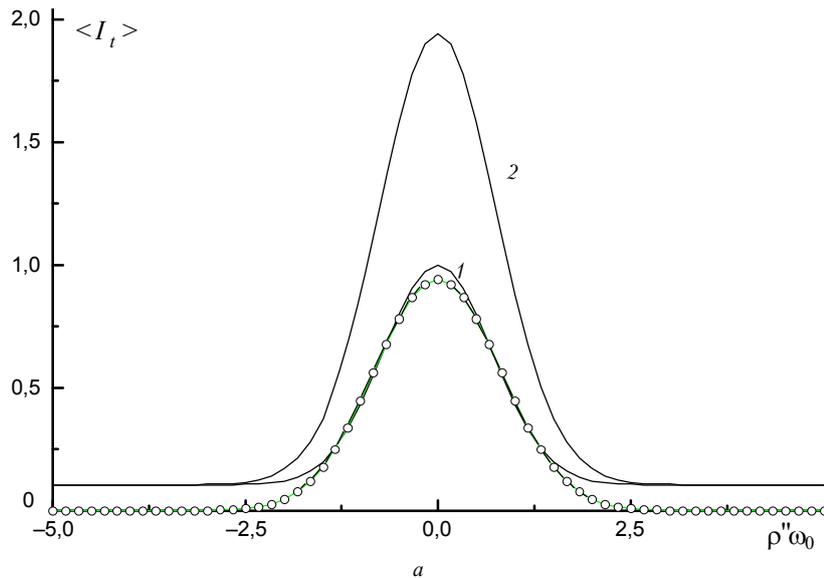
$$I_{\text{нек}}(l, \rho'') = \left(\frac{2}{kl}\right)^2 \frac{\Omega \Omega_t^3}{\left(\Omega_t |\chi|^2 / \Omega + \frac{2}{3} p^2 \tau\right) \left(\chi \chi_t^* + \frac{2}{3} p^2 \tau\right)} \exp\left[-\tau - \frac{\omega_0^2 \hat{\rho}''^2}{\chi \chi_t^* + \frac{2}{3} p^2 \tau}\right], \quad (21)$$

откуда следует, что ширина распределения некогерентной компоненты при условии $p = a_l/a_0 \gg 1$ составляет величину

$$\delta_{\text{нек}} \sim \left(\frac{2}{3} p^2 \tau\right)^{1/2} \omega_0^{-1} \gg \delta_{\text{ког}}.$$

Для дискретных рассеивателей, характерные размеры которых лежат в интервале от 10^{-6} до 10^{-3} м (облака, туманы, гидрометеоры и т.д.), условие $p \gg 1$ практически всегда выполняется.

Таким образом, распределение средней интенсивности изображения удаленного (точечного) объекта на некоррелированной трассе состоит из узкого «пика» $I_{\text{ког}}(l, \rho'')$ шириной $\delta_{\text{ког}}$ и широкого «пьедестала» $I_{\text{нек}}(l, \rho'')$ шириной $\delta_{\text{нек}}$. На рис. 1 представлена зависимость $\langle I_t(l, \rho'') \rangle_1$ (кривая 1) для конкретных параметров приемопередатчика и среды, рассчитанная по формулам (16)–(18). Все значения средней интенсивности изображения на рисунке по оси ординат нормированы на соответствующие максимальные значения $\langle I_t(l, 0) \rangle_1$ в точке $\rho'' = 0$. Расчеты по формулам (16)–(18) показывают, что при варьировании оптической толщины τ относительные вклады $I_{\text{ког}}$ и $I_{\text{нек}}$ в среднюю интенсивность $\langle I_t(l, \rho'') \rangle_1$ различны. Так, из рис. 1, б, в (кривая 1) следует, что $\langle I_t(l, \rho'') \rangle_1$ при $\tau = 5$ в основном определяется $I_{\text{ког}}(l, \rho'')$, а доля $I_{\text{нек}}(l, \rho'')$ практически равна нулю (рис. 1, б), а при $\tau = 25$ (рис. 1, в) в $\langle I_t(l, \rho'') \rangle_1$ основной вклад вносит $I_{\text{нек}}(l, \rho'')$.



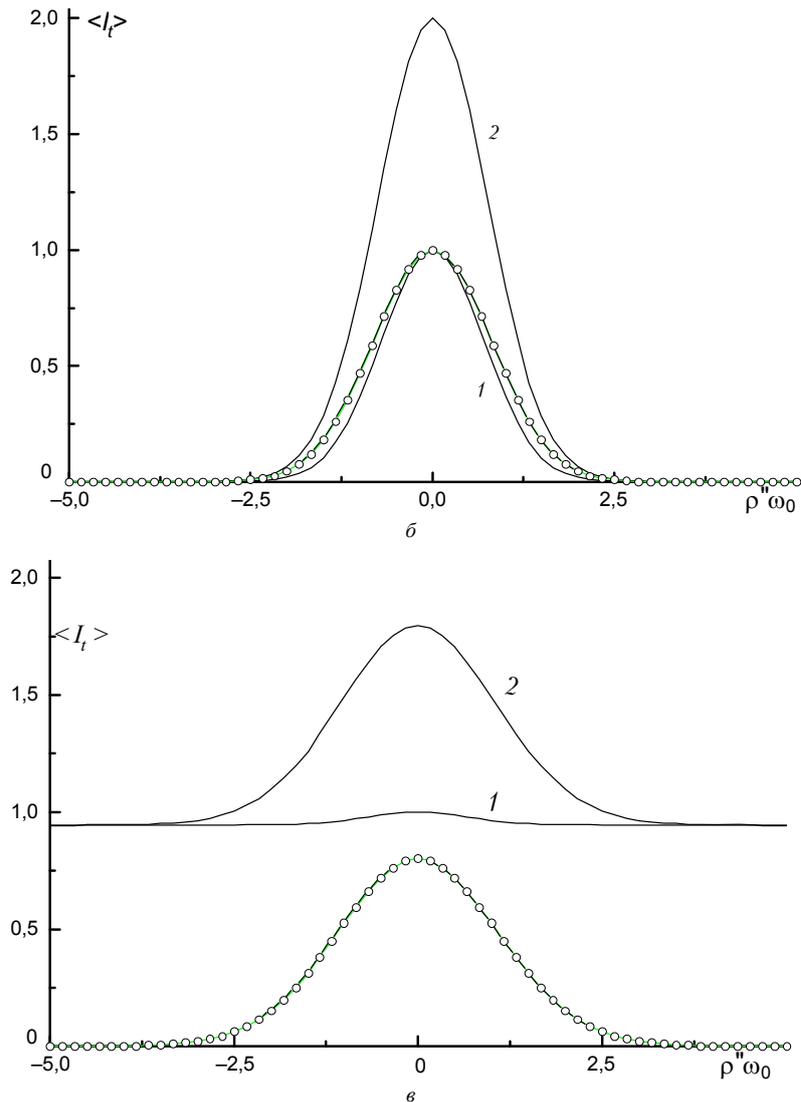


Рис. 1. Распределение интенсивности изображения удаленного объекта в плоскости $1 + \frac{L}{l} - \frac{L}{F_t} = 0$ при $\Omega = \Omega_t = 1, p = 100$. $a - \tau = 15, \delta - \tau = 5, \epsilon - \tau = 25$

Вклад в распределение интенсивности изображения удаленного объекта, обусловленный корреляцией встречных волн, $\langle I_t(l, \rho'') \rangle_2$, на рис. 1 показан в виде кривых с полыми точками. Из этих кривых видно, что ширина распределения $\langle I_t(l, \rho'') \rangle_2$ порядка $\delta_{\text{ког}}$, максимальная амплитуда $\langle I_t(l, 0) \rangle_2$ при небольших оптических толщах сравнима (рис.1, а, б), а при больших – существенно превышает (рис.1, в) амплитуду когерентной составляющей интенсивности изображения на некоррелированной трассе. Полная интенсивность изображения удаленного объекта на коррелированной трассе $\langle I_t(l, \rho'') \rangle$ представлена на рис. 1 кривыми 2.

Таким образом, корреляция встречных волн приводит к «усилению» когерентной составляющей изображения удаленного объекта в дискретной случайной среде. Это повышает контрастность изображений и может позволить наблюдать объекты в мутных средах, неразличимые при боковом освещении, когда нет корреляции падающей и отраженной волн.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.Г. Боровому за плодотворную дискуссию.

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

2. Mavroidis T., Dainty J.C., and Northcott M.J. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1990. V. 7. N 3. P. 348–355.
3. Agrovskii B.S., Bogaturov A.N., Gurvich A.S., Kireev S.V., and Myakinin V.A. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1991. V. 8. N 7. P. 1142–1147.
4. Mandt C.E., Tsang L. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1992. V. 9. N 12. P. 2246–2251.
5. Kuga Y., Ishimaru A. // *Applied Optics*. 1989. V. 28. N 11. P. 2165–2169.
6. Kuga Y., Ishimaru A., Ma Q. // *Radio Sci.* 1989. V. 24. P. 247–252.
7. Боровой А.Г. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1982. Т. 25. N 4. С. 391–400.
8. De Wolf D.A. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 1991. V. 8. N 3. P. 465–471.
9. Borovoi A.G., Patrushev G.Ya., Zhukov A.F. // *Proc. SPIE*. 1993. V. 1968. P. 282–292.
10. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику. Ч. II*. М.: Наука, 1978. 463 с.
11. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. *Оптика турбулентной атмосферы*. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 272 с.
12. Белов В.Ф., Боровой А.Г., Вагин Н.И., Волков С.Н. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1984. Т. 20. N 3. С. 323–327.
13. Банах В.А. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1986. Т. 29. N 12. С. 1507–1509.
14. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2*. М.: Мир. 1981. 320 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
15 августа 1996 г.

V.A. Banakh, E.V. Zakharova, B.N. Chen. **Image of Illuminated Object in Stochastic Discrete Medium.**

Double passage imaging through discrete random medium with large particles is under study in this paper. The effect of correlation of the illuminating and return waves, which occurs due to passage of the waves through the same randomly distributed scatterers, on the object image is analyzed. It is shown that correlation of the opposing waves can lead to significant «enhancement» of the coherent component of the optical image and can enable us to observe the distant objects in turbid media which are indistinguishable in discrete medium under side illumination when such correlation is absent.