

И.П. Лукин

**ФЛУКТУАЦИИ ФАЗЫ ОПТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ,  
РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ В ЛИНЗОПОДОБНОЙ СРЕДЕ**

На основе метода геометрической оптики исследованы структурные функции флуктуации фазы оптической волны, распространяющейся в линзоподобной среде (рефракционном канале) с турбулентными флуктуациями показателя преломления воздуха. Изучены также дрожания изображения оптического источника, наблюдаемого через атмосферный абберрационный рефракционный канал. В случае дефокусирующих рефракционных каналов, профиль показателя преломления которых слабо отличается от параболического, на основе аналитического решения для геометрического луча получены приближенные решения для структурной функции флуктуации фазы зондирующей волны и дисперсии флуктуации координаты центра тяжести изображения оптического источника. Путем сравнения численного и аналитических решений установлены области применимости безабберационного приближения и приближения малых аббераций для описания флуктуации фазы зондирующего излучения, распространяющегося в абберационных рефракционных каналах. Обнаружено наличие существенного влияния аббераций рефракционных каналов на флуктуационные характеристики зондирующего излучения.

Распространение интенсивного оптического излучения в атмосфере сопровождается изменением локальных физических свойств среды. В частности, при тепловом самовоздействии интенсивного оптического излучения возникают зоны с регулярным изменением показателя преломления воздуха — рефракционные каналы [1, 2]. Данные о средних и флуктуационных характеристиках среды в каналах представляют интерес для бесконтактной метрологии интенсивного оптического излучения [3, 4], калоритметрической спектроскопии веществ [5, 6], оптимизации параметров оптического излучения, используемого в системах связи, локации, дальнометрирования и зондирования, работающих в зоне воздействия интенсивного оптического излучения на среду [1–3], а также для функционирования систем адаптивной коррекции искажений интенсивного оптического излучения [7]. В работах [8–11] изучалось влияние рефракционного канала на случайные смещения изображения оптического пучка за приемной линзой телескопа и обсуждалась возможность определения параметров атмосферной турбулентности в канале по дисперсии случайных смещений изображения зондирующего пучка [8]. Однако рефракционный канал рассматривался в этих работах как безабберационная линзоподобная среда, что применимо лишь для приосевой части рефракционного канала на начальном участке распространения интенсивного оптического излучения [12]. В данной статье исследованы структурные функции флуктуации фазы и дисперсия случайных смещений изображения оптической зондирующей волны в рефракционном канале при наличии абберационных искажений интенсивного оптического излучения и оценена область применимости параксиального приближения для описания распространения зондирующего оптического излучения в абберационных рефракционных каналах. Расчеты проведены на основе метода геометрической оптики [13], так как регулярные неоднородности линзоподобной среды достаточно плавно изменяются по длине волны зондирующего излучения и волновые поправки для средних характеристик зондирующего излучения малы [14].

Рассмотрим уравнение геометрического луча в векторной форме [13, 15]

$$\frac{d}{dS} \left[ n(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{dS} \right] = \nabla n(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $S$  — расстояние вдоль луча, измеряемое от некоторой начальной точки на луче;  $n(\mathbf{r})$  — показатель преломления среды в точке  $\mathbf{r}$ ;  $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$  — радиус-вектор точки на луче.

Перейдем к цилиндрической системе координат ( $x = \rho \cos \Theta$ ,  $y = \rho \sin \Theta$ ,  $z = z$ ), ось  $z$  которой совпадает с оптической осью рефракционного канала. Пусть  $n(\mathbf{r}) = n(z, \rho)$ , т.е. фокусное расстояние и функции, характеризующие абберации рефракционного канала, изменяются вдоль оптической оси канала и не зависят от  $\Theta$  (случай цилиндрического рефракционного канала) [3–4, 8–11]. Для параксиальных лучей  $\left. \frac{d\Theta}{dz} \right|_{z=z_0} = 0$  и  $\Theta|_{z=z_0} = 0$  [13] уравнение (1) примет вид

$$\begin{aligned} \left[ \frac{d}{dz} \left[ n(z, \rho) \frac{d\rho(z)}{dz} \right] \right] &= \frac{\partial n(z, \rho)}{\partial \rho}, \\ \left. \frac{d\rho(z)}{dz} \right|_{z=z_0} &= \gamma_0, \quad \left. \rho(z) \right|_{z=z_0} = R_K, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\rho_0, \Theta_0, z_0$  – координаты начальной точки луча (в дальнейшем будем считать  $z_0 = 0$ ),  $R_k, \Theta_k, z_k$  – координаты конечной точки луча,  $\gamma_0$  – угол выхода луча из начальной точки к оптической оси рефракционного канала.

Рассмотрим рефракционный канал с абберационным профилем показателя преломления среды, мало отличающимся от профиля параболического вида:

$$n(z, \rho) = n_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\rho^2}{F^2(z)} \right\} + n_0 \left\{ \beta(z) \frac{\rho^4}{F_0^4} \right\}, \quad (3)$$

где  $F(z)$  – локальное фокусное расстояние рефракционного канала ( $F_0 = F(z)|_{z=0}$ );  $n_0$  – значение показателя преломления среды на оптической оси рефракционного канала;  $\beta(z)$  – функция, описывающая изменение аббераций рефракционного канала вдоль его оптической оси ( $\beta(z)\rho^2 F_0^{-2} \ll 1$ ). Уравнение (2) для рефракционного канала с профилем (3) запишется следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{d^2 r(\xi)}{d\xi^2} - \frac{F_0^2}{F^2(\xi)} r(\xi) = 4\beta(\xi) r^3(\xi), \\ \left. \frac{dr(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \gamma_0, \quad \left. r(\xi) \right|_{\xi=\xi_k} = R_0, \end{cases} \quad (4)$$

где  $r(\xi) = \rho(\xi)/F_0$ ;  $R_0 = R_k/F_0$ ;  $\xi = z/F_0$ ;  $\xi_k = z_k/F_0$ .

Решение уравнения (4) будем искать разложением в ряд

$$\begin{aligned} r(\xi) &= r_1(\xi) + r_2(\xi) + \dots, \\ \gamma_0 &= \gamma_1 + \gamma_2 + \dots, \\ R_0 &= r_1(\xi_k) + r_2(\xi_k) + \dots = R_1 + R_2 + \dots, \end{aligned}$$

тогда вместо уравнения (4) получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d^2 r_1(\xi)}{d\xi^2} - r_1(\xi) = 0, \\ \left. \frac{dr_1(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \gamma_1, \quad \left. r_1(\xi) \right|_{\xi=\xi_k} = R_1; \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 r_2(\xi)}{d\xi^2} - r_2(\xi) = 4\beta(\xi) r_1^3(\xi), \\ \left. \frac{dr_2(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \gamma_2, \quad \left. r_2(\xi) \right|_{\xi=\xi_k} = R_2 \end{cases} \quad (6)$$

и т.д.

Решение уравнения (5) с учетом граничных условий имеет вид

$$r_1(\xi) = \frac{R_1 - \gamma_1 \cdot U_2(\xi_k)}{U_1(\xi_k)} U_1(\xi) + \gamma_1 \cdot U_2(\xi), \quad (7)$$

где  $U_1(\xi)$  и  $U_2(\xi)$  – решения вспомогательного уравнения

$$U''(\xi) - \frac{F_0^2}{F^2(\xi)} U(\xi) = 0 \quad (8)$$

с граничными условиями  $U_1(0) = U_2'(0) = 1$ ,  $U_1'(0) = U_2(0) = 0$ . В [3, 4] приведены результаты расчета функций  $U_1(\xi)$  и  $U_2(\xi)$  для различных моделей локального фокусного расстояния рефракционного канала. Решение уравнения (6) можно представить следующим образом:

$$r_2(\xi) = \frac{R_2 - \gamma_2 \cdot U_2(\xi_k) - 4 \int_0^{\xi_k} dt \beta(t) U_2(\xi_k - t) r_1^3(t)}{U_1(\xi_k)} U_1(\xi) + \gamma_2 \cdot U_2(\xi) + 4 \int_0^{\xi} dt \beta(t) U_2(\xi - t) r_1^3(t),$$

тогда решение уравнения (4) запишем в виде

$$r(\xi) = \frac{R - \gamma_0 \cdot U_2(\xi_k) - 4 \int_0^{\xi_k} dt \beta(t) U_2(\xi_k - t) r_1^3(t)}{U_1(\xi_k)} U_1(\xi) + \gamma_0 \cdot U_2(\xi) + 4 \int_0^{\xi} dt \beta(t) U_2(\xi - t) r_1^3(t). \quad (9)$$

В частном случае дефокусирующего рефракционного канала с постоянными вдоль оптической оси параметрами:  $F(\xi) = F_0$ ,  $\beta(\xi) = \beta$ , уравнения (8) и (4) соответственно имеют решения:

$$U_1(\xi) = \text{ch}(\xi), \quad U_2(\xi) = \text{sh}(\xi)$$

и

$$\begin{aligned} r(\xi) = & R \frac{\text{ch}(\xi)}{\text{ch}(\xi_k)} + \gamma_0 \left[ \text{sh}(\xi) - \frac{\text{sh}(\xi_k)}{\text{ch}(\xi_k)} \text{ch}(\xi) \right] + \beta \left\{ \left[ \frac{R - \gamma_0 \cdot \text{sh}(\xi_k)}{\text{ch}(\xi_k)} \right]^3 \times \right. \\ & \times \left[ f_1(\xi) - f_1(\xi_k) \frac{\text{ch}(\xi)}{\text{ch}(\xi_k)} \right] + 3 \left[ \frac{R - \gamma_0 \cdot \text{sh}(\xi_k)}{\text{ch}(\xi_k)} \right]^2 \gamma_0 \left[ f_2(\xi) - f_2(\xi_k) \times \right. \\ & \left. \left. \times \frac{\text{ch}(\xi)}{\text{ch}(\xi_k)} \right] + \frac{3}{2} \left[ \frac{R - \gamma_0 \cdot \text{sh}(\xi_k)}{\text{ch}(\xi_k)} \right] \gamma_0^2 \left[ f_3(\xi) - f_3(\xi_k) \frac{\text{ch}(\xi)}{\text{ch}(\xi_k)} \right] + \gamma_0^3 \left[ f_4(\xi) - f_4(\xi_k) \frac{\text{ch}(\xi)}{\text{ch}(\xi_k)} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$f_1(\xi) = \frac{3}{2} \xi \text{sh}(\xi) + \frac{3}{2} \text{sh}^2(\xi) \text{ch}(\xi) + \text{sh}^2(\xi) \text{ch}^3(\xi) + \text{ch}(\xi) - \text{ch}^5(\xi);$$

$$f_2(\xi) = \frac{1}{2} \xi \text{ch}(\xi) + \text{sh}(\xi) \text{ch}^4(\xi) - \text{sh}(\xi) - \frac{1}{2} \text{sh}(\xi) \text{ch}^2(\xi) - \text{sh}^3(\xi) \text{ch}^2(\xi);$$

$$f_3(\xi) = [\text{sh}(\xi) \text{ch}(\xi) - \xi] \text{sh}(\xi);$$

$$f_4(\xi) = \text{sh}^5(\xi) - \frac{3}{2} \xi \text{ch}(\xi) + 2 \text{sh}(\xi) \text{ch}^2(\xi) - \frac{1}{2} \text{sh}(\xi) \text{ch}^2(\xi) - \text{sh}^3(\xi) \text{ch}^2(\xi).$$

Для первоначально плоского волнового фронта зондирующего излучения ( $\gamma_0 = 0$ ) в рефракционном канале с аберрациями (3) траектория луча описывается следующим соотношением:

$$r(\xi) = R \frac{\text{ch}(\xi)}{\text{ch}(\xi_k)} + \beta \frac{R^3}{\text{ch}^3(\xi_k)} \left[ f_1(\xi) - f_1(\xi_k) \frac{\text{ch}(\xi)}{\text{ch}(\xi_k)} \right]. \quad (11)$$

Знание траектории геометрического луча зондирующего излучения в рефракционном канале позволяет рассчитать статистические характеристики флуктуации фазы (эйконала) зондирующего излучения. Структурная функция флуктуации фазы волны, распространяющейся в рефракционном канале с турбулентными флуктуациями показателя преломления, в приближении геометрической оптики [15] имеет вид

$$\begin{aligned} D_S(z, \rho_1, \rho_2) = & \kappa^2 \langle [\psi(\rho_1, \Theta_0, z) - \psi(\rho_2, \Theta_0, z)]^2 \rangle = \\ = & 8\pi^2 \kappa^2 \int_0^z dz' \int_0^\infty dx \Phi_n(x) x \{1 - J_0(x |\rho_1(z') - \rho_2(z')|)\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\kappa = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны оптического излучения;  $\Phi_n(x)$  — спектр флуктуации показателя преломления среды [15];  $\psi(\rho_i, \Theta_0, z)$  — эйконал вдоль луча  $\rho_i(z)$ ;  $\rho_1(z)$ ,  $\rho_2(z)$  — геометрические лучи, выходящие соответственно из точек  $\{\rho_{01}, \Theta_0, 0\}$  и  $\{\rho_{02}, \Theta_0, 0\}$  под углами  $\gamma_{01}$  и  $\gamma_{02}$  в точки  $\{\rho_1, \Theta_0, z\}$  и  $\{\rho_2, \Theta_0, z\}$ , являются решением уравнения (2). Проведя интегрирование в (12) по  $\kappa$  для колмогоровского спектра флуктуации показателя преломления воздуха ( $\Phi_n(x) \sim x^{-11/3}$ ), можно получить следующее соотношение:

$$D_S(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2) \simeq D_S^0(\mathbf{z}, \rho_1 - \rho_2) \cdot f(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2),$$

где

$$D_S^0(\mathbf{z}, \rho_1 - \rho_2) = 2 (|\rho_1 - \rho_2|/\rho_c)^{5/3} -$$

— структурная функция флуктуации фазы плоской оптической волны без регулярной неоднородности показателя преломления [15];  $\rho_c$  — радиус когерентности плоской оптической волны в турбулентной атмосфере;

$$f(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2) = \int_0^1 d\xi' |\rho_1(z\xi') - \rho_2(z\xi')|^{5/3} / |\rho_1 - \rho_2|^{5/3}$$

— функция, описывающая влияние рефракционного канала на фазовые флуктуации оптической волны. В однородной среде  $f(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2) \equiv 1$ , в дефокусирующих рефракционных каналах, а именно такие каналы, как правило, возникают при распространении высокоинтенсивного оптического излучения в атмосфере [3–4, 8–12],  $f(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2) > 1$ . Таким образом, общая дефокусировка зондирующего излучения рефракционным каналом приводит к увеличению радиуса когерентности оптического излучения и к уменьшению флуктуации фазы волны. Аберрационные искажения волнового фронта зондирующего излучения могут как увеличивать эту тенденцию, так и уменьшать (в зависимости от знака  $\beta$ ). Для несимметричного разноса точек наблюдения относительно оптической оси рефракционного канала ( $\rho_2 = \rho$ ,  $\rho_1 = 0$ ) структурная функция флуктуации фазы плоской волны ( $\gamma_0 = 0$ ), рассчитанная по лучам, описываемых формулой (11), имеет вид

$$D_S(\mathbf{z}, \rho) \simeq 2 \left( \frac{\rho}{\rho_c} \right)^{5/3} f(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2), \quad (13)$$

где

$$f(\mathbf{z}, \rho_1, \rho_2) = \int_0^1 d\xi' \left\{ \left[ \frac{\text{ch}(\xi\xi')}{\text{ch}(\xi)} \right]^{5/3} + \frac{5}{3} \beta \left[ f_1(\xi\xi') - f_1(\xi) \frac{\text{ch}(\xi\xi')}{\text{ch}(\xi)} \right] \frac{\text{ch}^{2/3}(\xi\xi')}{\text{ch}^{1/3}(\xi)} \left( \frac{\rho}{F_0} \right)^2 \right\}.$$

Для определения структурной характеристики турбулентности  $C_n^2$  широко применяются измерения дисперсии дрожания изображения оптического источника [15]. В [8] обсуждался вопрос о возможности зондирования параметров турбулентности данным методом в рефракционном канале. Однако расчет дисперсии дрожания изображения источника проводился в предположении безаберрационного рефракционного канала. Используя результаты, полученные выше, можно учесть влияние малых аберраций рефракционного канала на характеристики дрожания изображения источника. Средний квадрат флуктуации координаты центра тяжести изображения оптического источника связан со структурной функцией флуктуации фазы волны соотношением, полученным в [15],

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{1}{\pi k^2 a_L^2} \int_0^{2a_L} d\rho \left[ D_S^*(\mathbf{z}, \rho) - \frac{D_S^*(\mathbf{z}, \rho)}{\rho} \right] \left[ \arccos \left( \frac{\rho}{2a_L} \right) - \frac{\rho}{2a_L} \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{4a_L^2}} \right] \rho$$

с учетом (13),  $\sigma_\alpha^2$  примет вид

$$\sigma_\alpha^2 \simeq \sigma_{\alpha \text{ тип}}^2 \cdot g(\xi), \quad (14)$$

$$\text{где } g(\xi) = \int_0^1 dt \frac{\text{ch}^{5/3}(\xi t)}{\text{ch}^{5/3}(\xi)} + \frac{88}{51} \beta \left( \frac{a_L}{F_0} \right)^2 \int_0^1 dt \frac{\text{ch}^{2/3}(\xi t)}{\text{ch}^{1/3}(\xi)} \times |f_1(\xi t) - f_1(\xi) \cdot \text{ch}(\xi t)/\text{ch}(\xi)|;$$

$a_L$  — радиус приемной фокусирующей линзы;  $\sigma_{\alpha \text{ тип}}^2 = 2,14 C_n^2 z(2a_L)^{-1,3}$  — средний квадрат флуктуации координаты центра тяжести изображения оптического источника в турбулентной атмосфере [15]. При распространении в приосевой части рефракционного канала с гауссовским профилем показателя преломления:

$$n(z, \rho) = n_0 \left\{ 1 - \Delta n \frac{a_k^2(0)}{a_k^2(\xi)} \exp \left[ - \frac{\rho^2}{2a_k^2(\xi)} \right] \right\}, \quad (15)$$

где  $\Delta n$  — относительное изменение показателя преломления среды по профилю канала,  $\Delta n \ll 1$ ;  $a_k(\xi)$  — радиус рефракционного канала;  $\beta(\xi) = -\frac{1}{8\Delta n} \cdot \frac{a_k^6(0)}{a_k^6(\xi)}$ . При  $a_k(\xi) = a_k(0)$   $\beta = -\frac{1}{8\Delta n}$ , так как  $F_0 = \frac{a_k^6(0)}{\sqrt{\Delta n}}$ , то  $8\beta(a_L/F_0)^2 = (a_L/a_k(0))^2$ . Результаты расчета фактора ослабления дрожания изображения оптического источника в рефракционном канале  $g(\xi)$  по формуле (14) представлены на рис. 1 при  $a_L/a_k(0) = 1(1); 2(2); 2,5(3); 3(4)$ . Пунктирной линией показан расчет в безабберационном приближении ( $\beta = 0$ ).

Таким образом, влияние абберационных искажений волнового фронта зондирующего излучения приводит к существенному изменению дисперсии дрожания изображения оптического источника. Для гауссовского или гауссоподобного профиля рефракционного канала это выражается в меньшем ослаблении дрожания изображения, чем в безабберационных каналах [8—11]. С увеличением диаметра приемной апертуры до  $a_L \approx a_k(0)$  влияние абберационных искажений становится определяющим.

Для рефракционного канала с произвольным профилем локального фокусного расстояния  $F(\xi)$  формула (14) для фактора ослабления дрожания изображения источника оптического излучения может быть обобщена:

$$g(\xi) = \int_0^1 dt \frac{U_1^{5/3}(\xi t)}{U_1^{5/3}(\xi)} - \frac{44}{51} \left( \frac{a_L}{a_k(0)} \right)^2 \int_0^1 dt \frac{U_1^{2/3}(\xi t)}{U_1^{1/3}(\xi)} \cdot \beta^{-1}(0) \times \\ \times \left[ \int_0^{\xi t} dt' \beta(t') U_2(\xi t - t') U_1^3(t') - \int_0^{\xi} dt' \beta(t') U_2(\xi - t') U_1^3(t') \frac{U_1(\xi t)}{U_1(\xi)} \right]. \quad (16)$$

Расчеты фактора ослабления  $g(\xi)$  по формуле (16) при  $a_k(\xi) = a_k(0)\sqrt{1+\xi^2}$  для тех же значений  $\frac{a_L}{a_k(0)}$ , что и на рис. 1, представлены на рис. 2. Видно, что канал с увеличивающимся значением фокусного расстояния (например, из-за дефокусировки высокоинтенсивного лазерного пучка) обладает меньшими абберациями, чем канал с постоянным значением  $F_0$  (см. рис. 1).

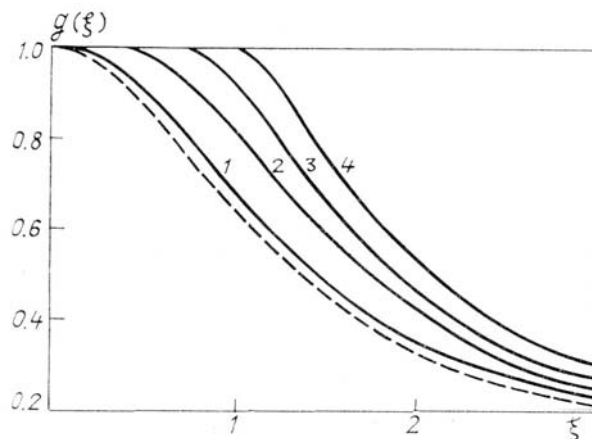


Рис. 1. Ослабление дрожания изображения оптического источника в дефокусирующем рефракционном канале с  $F(\xi) = F_0$  при  $a_L/a_k(0) = 1(1); 2(2); 2,5(3); 3(4)$ . Пунктирная линия — расчет в безабберационном приближении

Приведенные выше результаты были получены для рефракционного канала с малыми абберациями (3). Представляется интересным установить области применимости безабберационного приближения [8—11] и приближения малых аббераций (11), (13), (14) для описания статистических характеристик флуктуации фазы зондирующего излучения, распространяющегося в абберационных рефракционных каналах.

Проведем расчет фактора  $f(z, \rho_1, \rho_2)$ , описывающего уменьшение фазовых флуктуации оптической волны в рефракционном канале, основываясь на численном решении уравнения (2) для рефрак-

ционных каналов гауссовского профиля (15). На рис. 3,а и 3,б приведены результаты для плоской волны ( $\gamma_0 = 0$ ) соответственно в рефракционных каналах с постоянными ( $a_k(\xi) = a_k$ ,  $F(\xi) = F_0$ ) и изменяющимися вдоль оптической оси ( $a_k(\xi) = a_k(0) \sqrt{1 + \xi^2}$ ,  $F(\xi) = F_0 \cdot (1 + \xi^2)$ ) параметрами. Значения  $\rho/a_k(0)$  рис. 3, а,б равны соответственно 0,5 (1); 0,75 (2); 1 (3); 1,5 (4); 2 (5); 3 (6),  $\Delta n = 10^{-4}$ . Пунктирной линией в обоих случаях изображен расчет в безабберационном приближении [8], а штрих-пунктирными — по формуле (13). С увеличением разноса точек наблюдения  $\rho$  от 0 до величины порядка  $a_k(0)$  в интервале расстояний  $z$  от 0 до  $3F_0$  структурная функция флуктуаций фазы плоской волны изменяет функциональный вид от описываемого в безабберационном приближении до совпадающего со случаем однородной среды. Оказалось, что в рефракционных каналах гауссовского и гауссоподобного профиля показателя преломления для зондирующего излучения с первоначально плоским волновым фронтом область применимости безабберационного приближения [8–11] ограничена условием  $-\rho \leq 0,1 a_k(0)$ , а формула с учетом малых aberrаций канала (14) применима при  $\rho \leq a_k(0)$ .

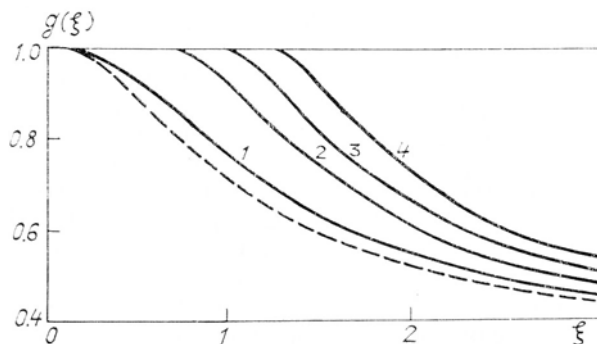


Рис. 2. Ослабление дрожания изображения оптического источника в дефокусирующем рефракционном канале с  $F(\xi) = F_0 \cdot (1 + \xi^2)$  при  $a_L/a_k(0) = 1$  (1); 2 (2); 2,5 (3); 3 (4)

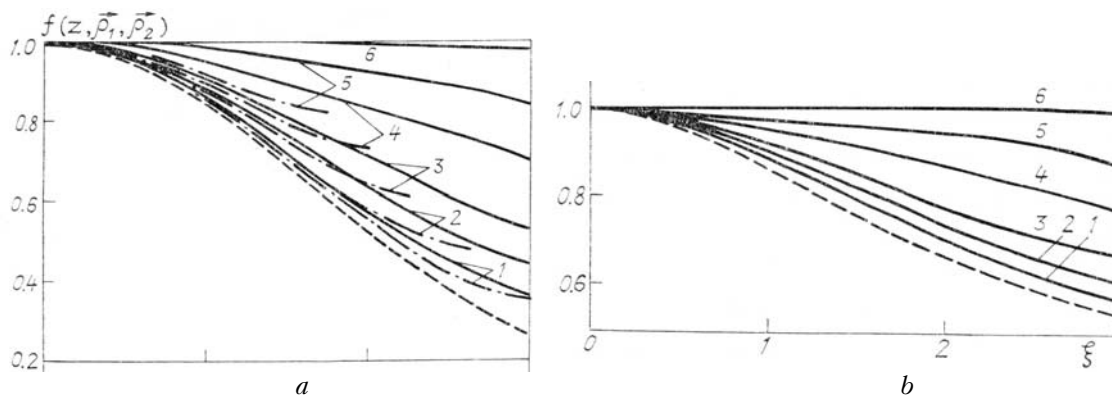


Рис. 3. Ослабление флуктуации фазы плоской оптической волны в дефокусирующих рефракционных каналах с  $F(\xi) = F_0$  (а) и с  $F(\xi) = F_0 \cdot (1 + \xi^2)$  (б) при  $\rho/a_k(0) = 0,5$  (1); 0,75 (2); 1 (3); 1,5 (4); 2 (5); 3 (6). Пунктирная линия — расчет в безабберационном приближении. Штрих-пунктирная линия — расчет по формуле малых aberrаций (13)

На рис. 4 представлены результаты расчета фактора ослабления флуктуации фазы рефракционным каналом для точечного источника зондирующего излучения, расположенного на оптической оси рефракционного канала ( $\rho_{01} = \rho_{02} = 0$  при  $z = 0$ ), причем один луч проходит по оптической оси рефракционного канала, а другой выходит под углом  $\gamma_0$  к ней:  $\gamma_0 = 0,005$  (1); 0,01 (2); 0,02 (3), 0,03 (4). Пунктирная линия — безабберационное приближение. Сравнение рис. 3,а и 4 показывает, что влияние рефракционного канала на близкорасположенные лучи сильнее в оптической волне с первоначально плоским волновым фронтом, но для точечного источника влияние рефракционного канала сохраняется в большей степени при увеличении разноса лучей, чем для волны с плоским волновым фронтом. Канал с увеличивающимся вдоль оптической оси фокусным расстоянием (рис. 3,б) слабее изменяет характер фазовых флуктуации оптической волны, нежели канал с постоянными характеристиками (рис. 3,а).

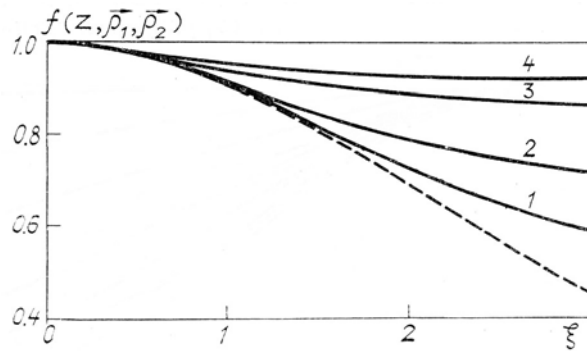


Рис. 4. Ослабление флуктуаций фазы излучения точечного источника в дефокусирующем рефракционном канале с  $F(\xi) = F_0$  при  $\gamma_0 = 0,005$  (1); 0,01 (2); 0,02 (3); 0,03 (4). Пунктирная линия — расчет в безаберрационном приближении

В заключение, суммируя результаты работы, отметим, что учет влияния aberrаций рефракционных каналов, создаваемых пучками высокоинтенсивного оптического излучения в поглощающей среде, необходим как при исследовании статистических характеристик флуктуаций фазы оптической волны, так и дрожания изображения источника оптического излучения, используемого для измерения параметров рефракционных каналов.

1. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М: Наука, 1981. — 640 с.
2. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С, Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. — Л.: Гидрометеиздат, 1982. — 312 с.
3. Беленький М. С, Лукин И. П., Миронов В. Л. Потенциальные возможности оптического зондирования атмосферных рефракционных каналов. — Томск, 1984, 48 с. (Препринт № 25/ИОА СО АН СССР).
4. Беленький М. С, Лукин И. П., Миронов В. Л. — Оптика и спектроскопия, 1986, т. 60, с. 388.
5. Жаров В. П., Летохов В. С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия М.: Наука, 1984. — 320 с.
6. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия. М.: Мир, 1986. — 519 с.
7. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. — 248 с.
8. Беленький М. С, Лукин И. П., Миронов В. Л., Шелехов А. П. — В кн.: VIII Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. (Тез. докл.). Томск, 1984, ч. 2, с. 37.
9. Беленький М. С, Лукин И. П., Миронов В. Л., Шелехов А. П. — В кн.: XIV Всес. конференция по распространению радиоволн. (Тез. докл.). Л., 1984, ч. 2, с. 164.
10. Банах В. А., Миронов В. Л., Чен Б. Н. — В кн.: XIV Всес. конференция по распространению радиоволн. (Тез. докл.). Л., 1984, ч. 2, с. 165.
11. Банах В. А., Миронов В. Л., Чен Б. Н. — В кн.: Материалы VIII Всес. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере Томск, 1986 ч. 3 с. 154.
12. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере — М.: Радио и связь, 1981. — 288 с.
13. Кравцов Ю. А, Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980. — 304 с.
14. Кривошлыков С. Г., Сисакян И. Н. — Квантовая электроника, 1983, т. 10, с. 735.
15. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967. — 548 с.

Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию  
13 апреля 1988 г.

#### I. P. Lukin. Optical Wave Phase Fluctuations in Lenticular Medium.

The structure functions of optical wave phase fluctuations in a lenticular medium with turbulent fluctuations of atmospheric refractive index were studied using the geometrical optics method. Optical source image shift in the aberration lenticular medium was also investigated. In the case of the defocusing medium whose refractive index differs but slightly from the parabolic profile, approximate solutions were derived for the structure functions of the optical wave phase fluctuations and the variance of the source image centroid fluctuations based on an analytical solution for a geometric optics ray. The numerical and analytical solutions were compared to yield the validity range of the aberration-free and small-aberration approximations for describing the phase fluctuations of the optical wave propagating through the aberration lenticular medium. The calculations showed a dramatic effect of the medium aberrations on the optical beam fluctuation characteristics.