

УДК 621.371.24:535.2

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ В УСЛОВИЯХ НАВЕДЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

В. А. Банах, В. Л. Миронов, И. Н. Смалихо

Проведено исследование влияния наведенного в турбулентной атмосфере дефокусирующего канала на когерентность и распределение средней интенсивности отраженного назад излучения. Показано, что с увеличением оптической силы канала эти характеристики начинают вести себя так же, как и при рассеянии сферической волны на точечном отражателе, независимо от исходной геометрии источника и отражателя. Рассмотрено распределение средней интенсивности отраженных волн за объективом телескопа. Установлено, что положение плоскости резкого изображения отражателя зависит от оптической силы канала. Определены размеры областей локализации эффекта усиления обратного рассеяния. Показано, что они зависят как от оптической силы канала, так и от интенсивности турбулентности на трассе.

Распространение высокозэнергетических лазерных пучков в атмосфере сопровождается образованием рефракционных каналов с наведенным градиентом показателя преломления за счет молекулярного и аэрозольного поглощения энергии распространяющегося излучения [1]. Изменение оптических свойств среды под воздействием мощного лазерного излучения приводит к дополнительным, по сравнению с естественной атмосферой, искажениям лазерных пучков большой интенсивности. Поэтому для прогнозирования параметров интенсивных лазерных пучков в атмосфере представляется актуальным исследование характеристик среды в наведенных рефракционных каналах.

О параметрах среды в таких каналах можно судить по искажению распространяющегося в них зондирующего излучения [1,2]. Определенный интерес в этом отношении, на наш взгляд, представляет исследование распространения зондирующего излучения в каналах на локационных трассах. Особенности такого распространения в случайно-неоднородных средах связаны с корреляцией прямой и ограниченной волн [3], для условий турбулентной атмосферы они рассматривались в ряде публикаций [4-9]. В настоящей работе исследуется когерентность и средняя интенсивность отраженного в турбулентной атмосфере оптического излучения при наличии регулярной неоднородности диэлектрической проницаемости воздуха. Рассматривается распределение средней интенсивности в произвольной плоскости наблюдения за приемной линзой телескопа.

1. Пусть источник зондирующего излучения находится в плоскости $x' = 0$. Зондирующее излучение, распространяясь вдоль оси канала, после отражения от поверхности $x' = x$ падает на приемную линзу телескопа, размещенного соосно с источником в той же плоскости $x' = 0$.

Диэлектрическую проницаемость $\epsilon(x', r)$ в канале с учетом турбулентных флуктуаций ϵ_1 зададим в виде [10]

$$\epsilon(x', r) = \epsilon_0(1 + r^2/L^2(x')) + \epsilon_1(x', r), \quad (1)$$

где $L(x')$ характеризует оптическую силу различных участков канала, $r = \{y, z\}$ — вектор в перпендикулярной к направлению распространения плоскости x' , ϵ_0 — невозмущенное значение ϵ .

Выражение (1) применимо для описания рефракционного канала, создаваемого непрерывным излучением в случае отсутствия движения среды в поперечном направлении ($v_{\perp} = 0$). Такая ситуация может быть реализована либо в лабораторных условиях, либо в атмосфере, когда направление ветра совпадает или близко к направлению распространения излучения. Выражение (1) можно также использовать и в случае, если и формирование канала и его зондирование производится излучением в частотно-импульсном режиме. При этом должны выполняться следующие условия:

$$t_0 \ll a_0/c_0 < \Delta t, \quad \Delta t + t_i \ll a_0/v_{\perp} < t_c,$$

где t_0 и t_i — длительность импульсов соответственно мощного и зондирующего излучения, c_0 — скорость звука, a_0 — начальный радиус мощного пучка, Δt — временная задержка зондирующего импульса относительно мощного, v_{\perp} — средняя скорость ветра в поперечном сечении пучка, t_c^{-1} — частота повторения импульсов.

Согласно [8, 11] функция когерентности второго порядка $\Gamma_2^R(x', p_1, p_2)$ поля отраженной волны $U_R(x', p)$ в плоскости $x' = 0$ записывается в виде

$$\Gamma_2^R(0, p_1, p_2) = \langle U_R(0, p_1) U_R^*(0, p_2) \rangle = \int d^2 t_{1,2} d^2 r_{1,2} d^2 r'_{1,2} \times$$

$$\times \langle U_0(t_1) U_0^*(t_2) \rangle \langle V(r_1, r'_1) V^*(r_2, r'_2) \rangle Q(0, x; r_1, r'_1, r_2, r'_2, p_1, t_1, p_2, t_2), \quad (2)$$

где $U_0(t)$ — начальное распределение поля зондирующего пучка, $V(r, r')$ — коэффициент отражения, $Q = \langle G(0, p_1 | x, r_1) G^*(0, p_2 | x, r_2) \times \times G(0, t_1 | x, r'_1) G^*(0, t_2 | x, r'_2) \rangle$ — второй момент локационной функции Грина (ЛФГ) [8], угловые скобки означают усреднение по ансамблю случайных реализаций. В случае канала (1) ЛФГ удовлетворяет уравнению

$$2ik(\partial Q/\partial x') + (\Delta_{r_1} - \Delta_{r_2} + \Delta_{r'_1} - \Delta_{r'_2}) Q + \left[\frac{k^2}{L^2(x')} \times \right. \quad (3)$$

$$\left. \times (r_1^2 - r_2^2 + r'^2_1 - r'^2_2) + \frac{i\pi k^3}{2} F(r_1, r'_1, r_2, r'_2) \right] Q = 0$$

$(k$ — волновое число, $\Delta_r = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, $F = H(r_1 - r_2) + H(r'_1 - r'_2) + H(r_1 - r'_2) + H(r'_1 - r_2) - H(r'_1 - r_1) - H(r_2 - r'_2)$, $H(r) = 2 \int d^2 x \Phi_e(x) (1 - \cos \pi r)$, $\Phi_e(x) = 0,033 c_e^2 |x|^{-11/3}$ — спектр турбулентности) и граничному условию вида

$$Q|_{x'=0} = \delta(p_1 - r_1) \delta(p_2 - r_2) \delta(t_1 - r'_1) \delta(t_2 - r'_2).$$

2. Уравнение (3) может быть решено асимптотически строго в двух предельных случаях: $\beta_0^2 = 0,31 c_e^2 k^{7/6} x^{11/6} \ll 1$ (область слабых флуктуаций интенсивности на трассе распространения) и $\beta_0^2 \gg 1$ (область сильных флуктуаций).

При $\beta_0^2 \ll 1$ с помощью преобразования Фурье по координатам $s = (r_1 + r_2)/2$ и $s' = (r'_1 + r'_2)/2$ удается построить эквивалентное (3) интегральное уравнение со свободным членом, соответствующим распространению в однородной среде с наведенным градиентом показателя преломления. Решая это уравнение методом возмущений по малому параметру β_0^2 и ограничиваясь членами первого порядка малости, получаем

$$\begin{aligned}
Q = & \left(\frac{k}{2\pi u_2} \right)^4 \exp \left\{ \frac{ik}{2u_2} [u'_2(r_1^2 - r_2^2 + r_1'^2 - r_2'^2) - \right. \\
& - 2(r_1 p_1 - r_2 p_2 + r'_1 t_1 - r'_2 t_2) + u_1(p_1^2 - p_2^2 + t_1^2 - t_2^2)] \Big\} \times \\
& \times \left\{ 1 - D\beta_0^2 \left(\frac{k}{x} \right)^{5/6} \int_0^1 d\xi \left[|f_1(r_1 - r_2) + f_2(p_1 - p_2)|^{5/3} + \right. \right. \\
& + |f_1(r'_1 - r'_2) + f_2(t_1 - t_2)|^{5/3} + |f_1(r'_1 - r_2) + f_2(t_1 - p_2)|^{5/3} + \\
& + |f_1(r_1 - r'_2) + f_2(p_1 - t_2)|^{5/3} - 2^{5/3} \Gamma \left(\frac{11}{6} \right) \left(\frac{u_2}{k} f_1 f_2 \right)^{5/6} \times \\
& \times \left(i^{5/6} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; i|f_1(r'_1 - r_1) + f_2(t_1 - p_1)|^2 / \left(4 \frac{u_2}{k} f_1 f_2 \right) \right) + \right. \\
& \left. \left. + i^{-5/6} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -i|f_1(r_2 - r'_2) + f_2(p_2 - t_2)|^2 / \left(4 \frac{u_2}{k} f_1 f_2 \right) \right) \right) \right] \Big\}. \tag{4}
\end{aligned}$$

В области сильных флюктуаций интенсивности ($\beta_0^2 \gg 1$) Q можно представить в нулевом приближении в виде суммы произведений функций когерентности второго порядка сферических волн по законам гауссовой статистики [8, 12]:

$$\begin{aligned}
Q = & \left(\frac{k}{2\pi u_2} \right)^4 \exp \left\{ \frac{ik}{2u_2} [u'_2(r_1^2 - r_2^2 + r_1'^2 - r_2'^2) - 2(r_1 p_1 - \right. \\
& - r_2 p_2 + r'_1 t_1 - r'_2 t_2) + u_1(p_1^2 - p_2^2 + t_1^2 - t_2^2)] \Big\} \times \\
& \times \left[\exp \left\{ -D\beta_0^2 \left(\frac{k}{x} \right)^{5/6} \int_0^1 d\xi [|f_1(r'_1 - r'_2) + f_2(t_1 - t_2)|^{5/3} + \right. \right. \\
& + |f_1(r_1 - r_2) + f_2(p_1 - p_2)|^{5/3}] \Big\} + \exp \left\{ -D\beta_0^2 \left(\frac{k}{x} \right)^{5/6} \times \right. \\
& \times \left. \int_0^1 d\xi [|f_1(r'_1 - r_2) + f_2(t_1 - p_2)|^{5/3} + |f_1(r_1 - r'_2) + f_2(p_1 - t_2)|^{5/3}] \right\} \Big]. \tag{5}
\end{aligned}$$

В (4), (5) $f_1 = u_2(x\xi)/u_2(x)$, $f_2 = u_1(x\xi) - f_1 u_1(x)$, u_1, u_2 — линейно независимые решения уравнения [10, 13]

$$\frac{d^2 u(x)}{dx^2} = \frac{u(x)}{L^2(x)} \quad \text{с} \quad u_1(0) = u'_2(0) = 1 \quad \text{и} \quad u_2(0) = u'_1(0) = 0; \tag{6}$$

возникающего при нахождении характеристик уравнений, получаемых для фурье-образов искомой функции по суммарным координатам либо из (3) при $\beta_0^2 \ll 1$, либо из уравнения для функции когерентности второго порядка (при $\beta_0^2 \gg 1$); $\Gamma(\mu)$ — гамма-функция, ${}_1F_1(\alpha, \beta; \gamma)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, $D = 0,365/0,31$.

Анализ проведем для наглядности в двух случаях: 1) падения сферической волны $U_0(t) = U_0 2\pi \delta(kt)$ на «точечный» отражатель $V(r, r') =$

$= K_0 2\pi \delta(kr) \delta(r - r')$ и 2) падения плоской волны $U_0(t) = U_0$ или широкого фокусируемого пучка $U_0(t) = U_0 \exp(-ikt^2/F_0)$ (F_0 — длина фокусировки) на идеальную плоскую поверхность $V(r, r') = K_0 \delta(r - r')$. Так как по мере распространения происходит уширение силового пучка за счет дифракции и тепловой дефокусировки, то в качестве модели рефракционного канала будем использовать выражение $L(x) = L_0(1+x^2/L_0^2)$ [10], где $L_0 = \left(-\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \frac{\alpha_n I_0}{4\sqrt{\epsilon_0} \rho c_p \chi} \right)^{-1/2}$ для непрерывного излучения и $L_0 = \left(\frac{2(\sqrt{\epsilon_0} - 1)(\gamma_a - 1)\alpha_n I_0 t_0}{\rho c_0^2 a_0^2} \right)^{-1/2}$ — для импульсного, $\alpha_n, T, \rho, c_p, \chi, \gamma_a$ — соответственно коэффициент поглощения, температура, плотность, удельная теплоемкость, температуропроводность среды и показатель адиабаты, I_0 — интенсивность мощного излучения в центре излучающей апертуры. Для сравнения в отдельных случаях также будем приводить результаты и для модели цилиндрического канала $L(x) = L_0$ [14]. Решения уравнения (6) в первом случае имеют вид $u_1 = \sqrt{1 + (x/L_0)^2}$, $u_2 = L_0 u_1 \operatorname{arctg}(x/L_0)$, а во втором — $u_1 = \operatorname{ch}(x/L_0)$, $u_2 = L_0 \operatorname{sh}(x/L_0)$.

3. Представим функцию когерентности отраженной волны (2) аналогично [8, 12] в виде суммы двух слагаемых:

$$\Gamma_2^R(0, R, \rho) = \Gamma_2^{(1)}(0, R, \rho) + \Gamma_2^{(2)}(0, R, \rho), \quad (7)$$

где $2R = \rho_1 + \rho_2$, $\rho = \rho_1 - \rho_2$, $\Gamma_2^{(1)}$ — функция когерентности волны, прошедшей трассу длиной $2x$ в канале, симметричном относительно экрана, с коэффициентом пропускания $V(r)$ в плоскости $x' = x$, $\Gamma_2^{(2)}$ отвечает за корреляцию падающей и отраженной волн.

Нетрудно видеть из (2), (4) и (5), что для случая рассматриваемых здесь предельных типов волн $|\Gamma_2^{(1)}|$ зависит только от ρ . Масштаб спадания этой функции до уровня e^{-1} в случае отражения сферической волны от точечного рассеивателя равен

$$\rho_k^c = \rho_0^c \left(\frac{8}{3} \int_0^1 d\xi f_2^{5/3} \right)^{-3/5}, \quad (8)$$

а при отражении плоской волны от зеркальной поверхности определяется выражением

$$\rho_{pl}^{pl} = \rho_0^{pl} \left[\frac{1}{2} \int_0^1 d\xi (a^{5/3} + b^{5/3}) \right]^{-3/5}, \quad (9)$$

где $\rho_0^c = \left(\frac{3}{8} D \beta_0^2 \right)^{-3/5} \sqrt{\frac{x}{k}}$, $\rho_0^{pl} = (2D\beta_0^2)^{-3/5} \sqrt{\frac{x}{k}}$ — радиусы когерентности соответственно сферической на расстоянии x и плоской на расстоянии $2x$ волн в среде без канала,

$$a = \frac{u_1 f_1 + f_2}{2u_1 u'_2 - 1}, \quad b = \frac{u_1 f_1}{2u_1 u'_2 - 1} + f_2.$$

Радиус когерентности рассеянной точечным отражателем сферической волны определяется по спаданию модуля комплексной степени когерентности до уровня e^{-1} , его величина в условиях слабых флуктуаций дается выражением (8). Этой же формулой определяется радиус ρ когерентности и при $\beta_0^2 \gg 1$; если разнос точек наблюдения ρ_1 и ρ осуществляется относительно точки R , значительно удаленной от оси системы ($|R| \gg \rho_k^c; |\rho_1|, |\rho_2| \gg \rho_k^c$). Относительные изменения радиуса

когерентности при других способах разноса в условиях сильных флуктуаций остаются такими же, как и в среде без канала [8], но его величина при этом изменяется в соответствии с заменой ρ_0 на ρ_k^c .

Дефокусирующее действие канала при отражении плоской волны от безграничного зеркала приводит к тому, что в выражении $|\Gamma^{(2)}|$, входящем в (7), в отличие от такого же случая в «чистой» турбулентности [8], появляется зависимость от суммарной координаты R . В результате с увеличением оптической силы канала ($x/L_0 \gg \max(1, \beta_0^{2/5})$) радиус когерентности отраженной от идеального зеркала плоской волны начинает вести себя так же, как и при рассеянии сферической волны на точечном отражателе.

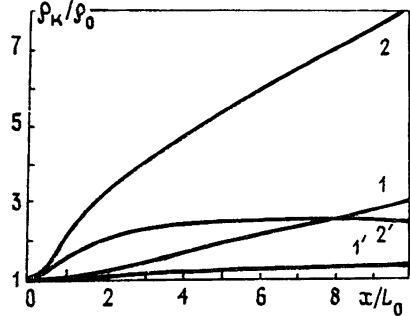


Рис. 1.

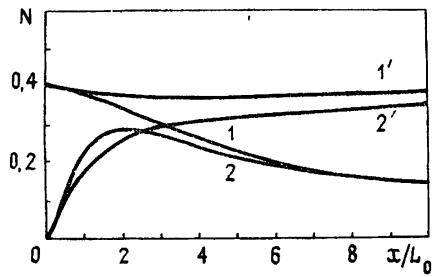


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость отношения ρ_k/ρ_0 от параметра x/L_0 при отражении сферической волны от точечного объекта (кривые 1, 1') и плоской волны от зеркальной поверхности (кривые 2, 2'); 1, 2 — цилиндрический канал, 1', 2' — уширяющийся канал.

Рис. 2. Зависимость фактора усиления N от параметра x/L_0 (нумерация кривых соответствует рис. 1).

На рис. 1 показано относительное увеличение радиуса когерентности отраженной волны в канале ρ_k по сравнению со средой без канала ρ_0 в зависимости от параметра x/L_0 . В случае уширяющегося канала, начиная с некоторых значений x/L_0 , отношение ρ_k/ρ_0 перестает расти, что связано со значительным увеличением поперечного сечения канала и уменьшением вследствие этого градиента диэлектрической проницаемости.

4. Рассмотрим поведение средней интенсивности $\Gamma_2^R(0, R, 0) = \langle I^R(R) \rangle$. В области слабых флуктуаций интенсивности, $\beta_0^2 \ll 1$, соответственно для случаев «сферическая волна — точечный отражатель» и «плоская волна — безграничное зеркало» из (4) и (5) получаем

$$\begin{aligned} \langle I^R(R) \rangle_c &= \langle I^{(1)}(R) \rangle_c + \langle I^{(2)}(R) \rangle_c = \frac{U_0^2 K_0^2}{k^4 u_2^4} + \frac{U_0^2 K_0^2}{k^4 u_2^4} \times \\ &\times 2D\beta_0^2 \int_0^1 d\xi \left[2^{5/3} \Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \left(\frac{u_2}{x} f_1 f_2\right)^{5/6} \times \right. \\ &\times \text{Re } i^{5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{ikf_2 R^2}{4u_2 f_1}\right) - f_2^{5/3} \left(\frac{k}{x}\right)^{5/6} |R|^{5/3}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\langle I^R(R) \rangle_{pl} = \langle I^{(1)}(R) \rangle_{pl} + \langle I^{(2)}(R) \rangle_{pl} = \frac{U_0^2 K_0^2}{(2u_1 u_2 - 1)^2} +$$

$$+ \frac{U_0^2 K_0^2}{(2u_1 u_2' - 1)^2} 2D\beta_0^2 2^{5/3} \Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \left(\frac{u_2}{x}\right)^{5/6} \int_0^1 d\xi \text{Re} \left\{ (if_2/u_1)^{5/6} \times \right.$$

$$\times (\dot{a} + \dot{b} + \varphi u_1 f_1)^{5/6} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{ik u_1 f_2 \varphi^2 R^2}{4 u_2 (a + b + \varphi u_1 f_1)} \right) - \\ - (i f_2 / u_1)^{5/6} (a + b)^{5/6} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{ik u_1 f_2 \varphi^2 R^2}{4 u_2 (a + b)} \right), \quad (11)$$

где $\varphi = 2(u_1 u'_2 - 1)/(2u_1 u'_2 - 1)$.

В области сильных флюктуаций, при $\beta_0^2 \gg 1$, средняя интенсивность отраженной волны описывается формулами*

$$\langle I^R(R) \rangle_c = \langle I^{(1)}(R) \rangle_c + \langle I^{(2)}(R) \rangle_c = \frac{U_0^2 K_0^2}{k^4 u_2^4} + \frac{U_0^2 K_0^2}{k^4 u_2^4} \times \quad (12)$$

$$\times \exp \left[-2D\beta_0^2 \left(\frac{k}{x} \right)^{5/6} \int_0^1 d\xi f_2^{5/3} |R|^{5/3} \right];$$

$$\langle I^R(R) \rangle_{pl} = \langle I^{(1)}(R) \rangle_{pl} + \langle I^{(2)}(R) \rangle_{pl} = \frac{U_0^2 K_0^2}{(2u_1 u'_2 - 1)^2} + \quad (13)$$

$$+ \frac{U_0^2 K_0^2}{(2u_1 u'_2 - 1)^2} \frac{1}{1 + \alpha\beta} \exp \left(-\frac{\varphi^2 \alpha}{1 + \alpha\beta} \frac{k}{x} |R|^2 \right),$$

где

$$\alpha = 2D^{6/5} \beta_0^{12/5} \int_0^1 d\xi f_2^2, \quad \beta = 2D^{6/5} \beta_0^{12/5} \left(\frac{u_2}{x u_1} \right)^2 \int_0^1 d\xi (a + b)^2.$$

Как видно из найденных выражений, абсолютная величина средней интенсивности отраженных волн в канале из-за дополнительной дефокусировки оказывается меньше, чем в «чисто» турбулентной среде ($x/L_0 = 0$). При $\beta_0^2 \gg 1$, как и в среде без канала, выполняются соотношения $\langle I^{(1)}(0) \rangle_c = \langle I^{(2)}(0) \rangle_c$ и $\langle I^{(1)}(0) \rangle_{pl} \gg \langle I^{(2)}(0) \rangle_{pl} \sim \beta_0^{-24/5}$, если $x/L_0 \ll \beta_0^{12/5}$. В случае $x/L_0 \gg \beta_0^{12/5}$ $\langle I^{(1)}(0) \rangle_{pl} \approx \langle I^{(2)}(0) \rangle_{pl}$.

Из (11) и (13) следует, что появление в канале выделенного центра симметрии ($|\Gamma_2^{(2)}|$ становится функцией координаты R) приводит, в отличие от среды без канала [8], к увеличению средней интенсивности в направлении строго назад по отношению к $\langle I^{(1)}(R) \rangle_{pl}$ и в случае отражения плоской волны от бесконечного зеркала. При $\beta_0^2 \ll 1$ фактор усиления $N = \langle I^{(2)}(0) \rangle / \beta_0^2 \langle I^{(1)}(0) \rangle$ для уширяющего канала с ростом параметра x/L_0 приближается к соответствующей величине для сферической волны, рассеянной точечным отражателем в среде без канала (рис. 2), а для канала с постоянной шириной после достижения максимума ($N_{max} \approx 0,3$) при $x/L_0 \approx 2$ начинает монотонно убывать, так же как и в случае рассеяния сферической волны на точечном отражателе.

5. Рассмотрим, как преобразуется локационный сигнал приемной оптической системой.

Средняя интенсивность отраженного излучения в точке R плоскости наблюдения, находящейся на расстоянии l от приемной линзы телескопа, записывается в виде

* При выводе (13) и последующих выражений для средней интенсивности в области сильных флюктуаций использовалась квадратическая аппроксимация [5], 5/3 степенных зависимостей в показателе экспоненты в (5).

$$\langle I(l, R) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi l} \right)^{\frac{1}{2}} \int d^2 p'_{1,2} T(p'_1) T^*(p'_2) \times \\ \times \exp \left[\frac{ik}{2} \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{F_t} \right) (p'^2_1 - p'^2_2) - \frac{ik}{l} (p'_1 - p'_2) R \right] \Gamma_2^R(0, p'_1, p'_2), \quad (14)$$

где $T(p) = T_0 \exp(-p^2/2a_t^2)$, a_t , F_t — соответственно амплитудный коэффициент пропускания, эффективный радиус и фокусное расстояние приемной линзы телескопа.

Введем фактор $K(l, R) = (\langle I(l, R) \rangle - I^0(l, R)) / (\beta_0^2 I^0(l, R))$, характеризующий отклонение средней интенсивности принимаемого сигнала $\langle I(l, R) \rangle$ от соответствующего значения $I^0(l, R)$ в отсутствие турбулентности. Результаты расчета этой величины на оси приемной системы по формулам (14), (4), (2) для случая отражения сферической волны в условиях слабых флуктуаций ($\beta_0^2 \ll 1$) и зависимости $L(x) = L_0(1 + x^2/L_0^2)$ представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что усиление обратного рассеяния по мере приближения плоскости наблюдения к плоскости резкого изображения $l=l^*$ ослабевает. При этом для средней интенсивности в плоскости $l=l^*$ в случае $\Omega_t > 1$ имеем

$$\langle I(l^*, 0) \rangle = I^0(l^*, 0) (1 - 3,51 \beta_0^2 \Omega_t^{5/6} \int_0^1 d\xi f_2^{5/3}), \quad (15)$$

где

$$I^0(l, 0) = \frac{(U_0 K_0 T_0)^2}{l^2 k^4 u_2^2} \left(\frac{x}{u_2} \right)^2 \frac{\Omega_t^2}{1 + \Omega_t^2 q^2},$$

$$\Omega_t = \frac{ka_t^2}{x}, \quad q = \frac{x}{l} - \frac{x}{F_t} + \frac{xu_1}{u_2}.$$

Так как второй член в (15) растет с увеличением Ω_t , то необходимо дополнительное условие $a_t < \rho_k^c$, которое позволяло бы ограничиться первой итерацией по β_0^2 при выводе (4). Поскольку с увеличением параметра x/L_0 радиус когерентности ρ_k^c растет, то из (15) следует, что фактор усиления $K(l^*, 0)$ будет возрастать (см. рис. 3).

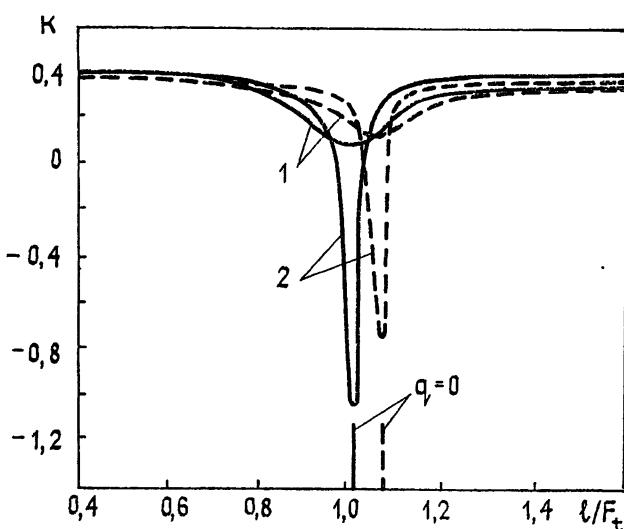


Рис. 3. Зависимость фактора усиления K от положения плоскости наблюдения за приемной линзой телескопа:
 $x/F_t = 100$; кривая 1 — $\Omega_t = 0,1$; 2 — $\Omega_t = 1$; $L(x) = L_0(1 + x^2/L_0^2)$;
сплошная линия — $x/L_0 = 0$, штриховая — $x/L_0 = 10$.

Заметим, что и в области слабых и в области сильных флюктуаций интенсивности влияние канала на усиление обратного рассеяния в случае отражения сферической волны точечным объектом пренебрежимо мало вплоть до значений $x/L_0 = 1$.

Положение плоскости резкого изображения в нашем случае предельных типов волн и размеров отражателей при дополнительном, практически всегда выполняющемся условии $ka_t^2 \gg F_t$ определяется из геометрических построений [15]. Вследствие того, что наведенный канал представляет собой протяженную дефокусирующую линзу, то в условие, определяющее l^* , необходимым образом должны войти параметры канала. Из (14), (4), (2) следует, что в случае рассеяния сферической волны на точечном отражателе это условие имеет вид

$$q = \frac{x}{l} - \frac{x}{F_t} + \frac{xu_1}{u_2} = 0. \quad (16)$$

Таким образом, с увеличением параметра x/L_0 происходит не только возрастание фактора усиления $K(l^*, 0)$ (рис. 3), но и смещение плоскости резкого изображения отражателя.

Аналогичные результаты получаются при рассмотрении отражения плоской волны или широкого фокусирующего пучка от идеального зеркала. Плоскость изображения в этом случае находится из условия

$$s = \frac{x}{l} - \frac{x}{F_t} + \frac{xu_1}{u_2} \frac{2u_1 u'_2 p - 1 - p}{2u_1 u'_2 p - 1} = 0, \quad (17)$$

где $p = 1 - u_2/F_0 u_1$.

Из (17) следует, что в среде без канала ($u_1 = u'_2 = 1$, $u_2 = x$) для плоской ($F_0^{-1} = 0$) волны $l^* = F_t$, а для сфокусированного пучка ($F_0 = x$) определяется из условия $l^{-1} - F_t^{-1} + F_0^{-1} = 0$. Если же выполняется неравенство $u_1 u'_2 \gg 1$ (оптическая сила канала велика), то положение плоскости изображения определяется так же, как при отражении сферической волны от точечного объекта (16).

Для величины сдвига Δl плоскости резкого изображения точечного объекта имеем следующие численные оценки. Если $x = 1 \text{ км}$, $F_t = 10 \text{ м}$, то при $x/L_0 = 0,1; 1$ и 10 имеем соответственно для модели цилиндрического канала $\Delta l_1 = 1,2 \text{ мм}, 3,2 \text{ см}$ и 101 см и для модели уширяющегося канала $\Delta l_2 = 0,3 \text{ мм}, 2,8 \text{ см}$ и $62,8 \text{ см}$. При отражении плоской волны от зеркальной поверхности при тех же условиях $\Delta l_1 = 2 \text{ мм}, 9,7 \text{ см}$ и 111 см , $\Delta l_2 = 2 \text{ мм}, 7,8 \text{ см}$ и $70,4 \text{ см}$.

6. В области сильных флюктуаций имеем

$$\begin{aligned} \langle I(l, R) \rangle_c &= \langle I^{(1)}(l, R) \rangle_c + \langle I^{(2)}(l, R) \rangle_c = \left(\frac{U_0 K_0 T_0 x \Omega_t}{lk^2 u_2^2} \right)^2 \times \\ &\times \frac{1}{\gamma} \exp \left(-\frac{\Omega_t}{\gamma} \frac{xk}{l^2} R^2 \right) + \left(\frac{U_0 K_0 T_0 x \Omega_t}{lk^2 u_2^2} \right)^2 \frac{1}{1 + (\Omega_t \alpha)^2} \times \\ &\times \exp \left[-\frac{1 + \Omega_t \alpha}{1 + (\Omega_t \alpha)^2} \Omega_t \frac{xk}{l^2} R^2 \right] \end{aligned} \quad (18)$$

для сферической волны и

$$\begin{aligned} \langle I(l, R) \rangle_{pl} &= \langle I^{(1)}(l, R) \rangle_{pl} + \langle I^{(2)}(l, R) \rangle_{pl} = \left(\frac{U_0 K_0 T_0 x \Omega_t}{l(2u_1 u'_2 - 1)} \right)^2 \times \\ &\times \frac{1}{\mu} \exp \left(-\frac{\Omega_t}{\mu} \frac{xk}{l^2} R^2 \right) + \left(\frac{U_0 K_0 T_0 x \Omega_t}{l(2u_1 u'_2 - 1)} \right)^2 \left[\mu + \alpha \beta \left(1 + \right. \right. \end{aligned} \quad (19)$$

$$+ \Omega_t^2 \left(\frac{x}{l} - \frac{x}{F_t} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} \exp \left[- \frac{(1 + \Omega_t \alpha \varphi^2 + \alpha \beta) \Omega_t (xk/l^2) \vec{R}^2}{\mu + \alpha \beta (1 + \Omega_t^2 (x/l - x/F_t)^2)} \right]$$

для плоской волны, где

$$\gamma = 1 + \Omega_t^2 q^2 + 2 \Omega_t \alpha, \quad \mu = 1 + \Omega_t^2 s^2 + 4 \Omega_t D^{6/5} \beta_0^{12/5} \int_0^1 d\xi (a^2 + b^2).$$

Анализ выражения (18) показывает, что усиление средней интенсивности сферической волны $\langle I(l, 0) \rangle_c$ по сравнению с $I^0(l, 0)$ в два раза, как это имеет место в плоскости самой линзы (12), за линзой наблюдается в областях, определяемых в продольном направлении неравенствами $l < l^* - \Delta$ и $l > l^* + \Delta$. При выполнении условия $\frac{x}{F_t} > \beta_0^{12/5}$

величина Δ легко находится: $\Delta = F_t^2 \alpha / x$. Следовательно, с увеличением оптической силы канала и уменьшением турбулентности на трассе все в более близкой окрестности плоскости резкого изображения будет наблюдаться эффект усиления обратного рассеяния. Радиальное распределение средней интенсивности в областях усиления представляет собой узкий пик вокруг оси, где $\langle I(l, R) \rangle_c \sim 2I^0(l, R)$ на широком пьедестале с интенсивностью $\langle I(l, R) \rangle_c \sim I^0(l, R)$. Вблизи приемной линзы $l \ll l^*$ ширина пьедестала порядка a_t , пика — порядка ρ_k . Соответственно при $l \gg l^*$ для пьедестала и пика имеем размеры порядка la_t/F_t и $l\rho_k^c/F_t$ соответственно.

В плоскости изображения $l = l^*$ ($q = 0$), так же как и для слабых флюктуаций, происходит ослабление средней интенсивности: $\langle I(l^*, 0) \rangle_c/I^0(l^*, 0) \sim (\rho_k^c/a_t)^2$, вследствие турбулентного уширения изображения отражателя. Размер пятна в этой плоскости определяется слагаемым $\langle I^{(1)}(l, R) \rangle_c$ и составляет примерно $2l^*/k\rho_k^c$.

Так как с увеличением оптической силы канала радиус когерентности возрастает, то для областей $l \ll l^*$ и $l \gg l^*$ ширина пика будет увеличиваться, а размер пятна в плоскости $l = l^*$, наоборот, уменьшаться.

Рис. 4 иллюстрирует поведение средней интенсивности сферической волны на оси системы в произвольной плоскости за приемной линзой телескопа при $\beta_0^2 \gg 1$.

Обратимся к анализу (19). Из этой формулы следует, что в случае плоской волны при выполнении условия $\beta_0^{12/5} \ll \max(\Omega_t, \Omega_t \frac{xu_1}{u_2} \varphi)$ в окрестности

$$\Delta l \sim (2F_t^2/x) \left[\left(\frac{xu_1}{u_2} \varphi/\alpha\beta \right)^2 + 4D^{6/5} \beta_0^{12/5} \int_0^1 d\xi (a^2 + b^2) (\Omega_t \alpha\beta)^{-1} \right]^{1/2} \quad (20)$$

фокальной плоскости $l = F_t$ происходит усиление средней интенсивности, и для $(xu_1/u_2)\varphi \gg \beta_0^{12/5}/\Omega_t$ имеем

$$\langle I^{(1)}(F_t, 0) \rangle_{pl} = \langle I^{(2)}(F_t, 0) \rangle_{pl} \sim \left(\frac{u_2}{2u_1 F_t (u'_2 u_1 - 1)} \right)^2, \quad (21)$$

$$\langle I(F_t, 0) \rangle_{pl} \sim 2 \left(\frac{u_2}{2u_1 F_t (u'_2 u_1 - 1)} \right)^2.$$

Поперечный профиль средней интенсивности в области Δl представляет собой узкий пик вокруг оси с размером порядка $F_t(xu_1/u_2)/\sqrt{\alpha kx}$ с интенсивностью, определяемой (21), на широком — порядка

$$F_t a_t (u_1/u_2) \varphi - \text{пьедестал}, \text{ где } \langle I(l, R) \rangle_{\text{пл}} \sim \left(\frac{u_2}{2u_1 F_t (u'_2 u_1 - 1)} \right). \text{ Этот}$$

результат является следствием эффекта дальних корреляций [12]. Однако если в среде без канала [12] фокальная плоскость одновременно является плоскостью резкого изображения $l^* = F_t$ и эффект дальних корреляций приводит к увеличению средней интенсивности в два раза по отношению к максимуму, то наличие канала на трассе распространения в нашем случае приводит к уходу плоскости изображения из фокальной плоскости (17), соответствующему уширению поперечного профиля средней интенсивности в области усиления (20) и уменьшению ее абсолютного значения. В плоскости резкого изображения $\langle I^{(1)}(l^*, 0) \rangle_{\text{пл}} \gg \langle I^{(2)}(l^*, 0) \rangle_{\text{пл}}$ и $\langle I(l^*, 0) \rangle_{\text{пл}} \sim \left(\frac{k a_t \rho_k^{\text{пл}}}{2l^* (2u_1 u'_2 - 1)} \right)^2$, а радиальный размер — порядка $2l^*/k\rho_k^{\text{пл}}$.

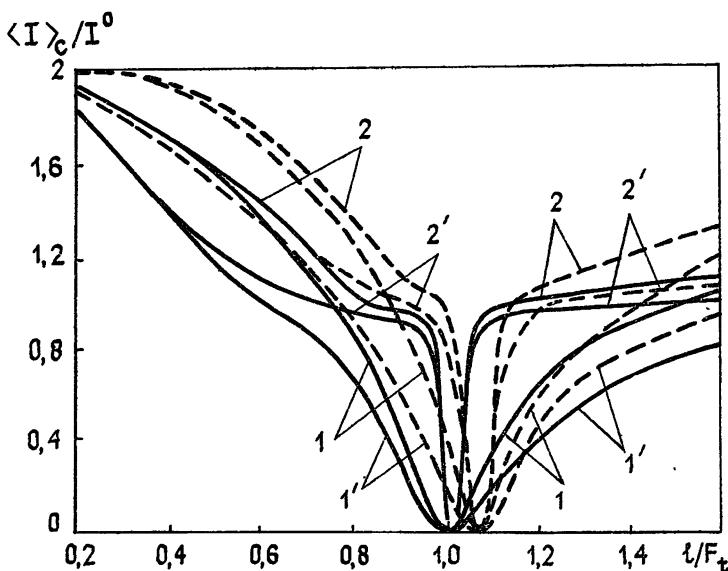


Рис. 4. Зависимость нормированной средней интенсивности $\langle I \rangle_c / I^0$ на оси приемной системы от положения плоскости наблюдения: $x/F_t = 100$; кривые $1, 1' - \Omega_t = 1$; $2, 2' - \Omega_t = 100$; $1, 2 - \beta_0^2 = 50$; $1', 2' - \beta_0^2 = 100$; $L(x) = L_0(1+x^2/L_0^2)$; — $x/L_0 = 0$; - - - $x/L_0 = 10$.

Аналогичные результаты получаются и для случая фокусируемого излучения. При этом для реализации эффекта усиления необходимо выполнение условия $\Omega_t s \gg \beta_0^{12/5}$, а область его локализации сосредоточена вблизи плоскости $l = (1/F_t - 1/F_0)^{-1}$.

Основные результаты работы сводятся к следующему:

1. С увеличением оптической силы канала радиус когерентности и средняя интенсивность отраженной от зеркала плоской волны начинают вести себя так же, как и при рассеянии сферической волны на точечном отражателе.

2. Эффект усиления обратного рассеяния сферической волны исчезает в области, прилежащей к плоскости резкого изображения. Размер этой области зависит от интенсивности турбулентности на трассе и оптической силы канала.

3. Эффект усиления средней интенсивности отраженной плоской волны в фокусе приемной линзы, описанный в [4], также имеет место при наличии канала и носит локальный характер. Однако вследствие ухода плоскости резкого изображения из фокальной ($l^* \neq F_t$, как при

$x/L_0 = 0$) происходит уширение поперечного профиля средней интенсивности в области усиления и уменьшения ее абсолютного значения по сравнению с плоскостью резкого изображения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. — М.: Радио и связь, 1981, с. 288.
2. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982, с. 312.
3. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, с. 1064.
4. Банах В. А., Миронов В. Л. Тезисы докладов II Всесоюзного совещания по атмосферной оптике. — Томск, 1980, ч. II, с. 48.
5. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. — Новосибирск: Наука, 1981, с. 246.
6. Гочелашивили К. С., Шишов В. И. — Квантовая электроника, 1981, 8, с. 1953.
7. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. — УФН, 1982, 137, вып. 3, с. 501.
8. Akseenov V. P., Banakh V. A., Mironov V. L. — J. Opt. Soc. Am., 1984, 74, p. 263.
9. Akseenov V. P., Banakh V. A., Buldakov V. M., Mironov V. L., Tikhomirova O. V. — Opt. Lett., 1984, 10, № 4, p. 107.
10. Воробьев В. В. — Квантовая электроника, 1981, 8, № 3, с. 666.
11. Гельфгат В. И. — Акуст. журн., 1976, 22, № 1, с. 123.
12. Крупник А. Б., Саичев А. И. — Изв. вузов—Радиофизика, 1981, 24, № 10, с. 1234.
13. Воробьев В. В., Шеметов В. В. — Квантовая электроника, 1975, 2, с. 1428.
14. Беленький М. С., Землянов А. А. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 4, с. 853.
15. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981, с. 640.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
24 сентября 1984 г.

LIGHT REFLECTION IN A TURBULENT ATMOSPHERE UNDER THE CONDITIONS OF INDUCED TEMPERATURE INHOMOGENEITY OF THE REFRACTION INDEX

V. A. Banakh, V. L. Mironov, I. N. Smalikho

The effect of the defocused channel induced in a turbulent atmosphere on the coherence and distribution of the mean intensity of the backreflected radiation is investigated. It is shown that with the increase of the optical-channel power the coherence radius and the mean intensity of a plane wave reflected from a mirror behave themselves as in the case of scattering of a spherical wave by a point reflector. The distribution of the mean intensity of reflected waves is considered behind the telescope objective. It was shown that the location of a sharp reflector image plane depends on the optical-channel power. The dimensions of regions of localizing of the backscattering amplification effect have been determined. It has been shown that they depend both on optical strength of the channel and turbulence intensity along the path.