

УДК 621.378 325

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В АТМОСФЕРНЫХ КАНАЛАХ, НАВЕДЕННЫХ МОЩНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. А. Банах, В. Л. Миронов, И. Н. Смалихо, Р. Ш. Цвык

Исследуется влияние рефракционного канала, образованного импульсным излучением в турбулентной атмосфере, на временную корреляцию слабых флуктуаций интенсивности и дисперсию случайных смещений зондирующего пучка.

Распространение лазерных пучков в атмосфере в ряде случаев может сопровождаться образованием рефракционных каналов с поперечным градиентом показателя преломления в области локализации пучка за счет газового и аэрозольного поглощения энергии распространяющегося излучения. При импульсном излучении формирование таких каналов и их эволюция происходит следующим образом. Поглощение энергии импульса приводит к нагреву среды и, следовательно, к возрастанию давления в канале. Это вызывает акустическое движение среды, и после газодинамической релаксации давления при постоянной температуре образуется рефракционный канал. Затем происходит сравнительно медленное его разрушение при постоянном давлении вследствие выноса тепла поперечным к направлению распространения ветром или, в его отсутствие, из-за молекулярной теплопроводности воздуха.

Об изменениях оптических свойств среды при распространении импульсов мощного лазерного излучения (МЛИ) в атмосфере можно судить по искажениям в каналах МЛИ зондирующего излучения [1, 2].

В данной работе исследуются временная корреляция флуктуаций интенсивности и случайные смещения зондирующего оптического пучка, распространяющегося соосно с пучком МЛИ.

Возмущение диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}_2(z, \rho, t)$ в области локализации пучка МЛИ полностью определяется изменением плотности среды $\tilde{\rho}(z, \rho, t)$:

$$\tilde{\epsilon}_2(z, \rho, t) = 2(\sqrt{\epsilon_0} - 1) \tilde{\rho}(z, \rho, t) / \rho_0.$$

Изменение плотности описывается системой дифференциальных уравнений газовой динамики [1]. Линеаризация этой системы позволяет получить в акустическом приближении уравнение, описывающее возмущение диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}_2(z, \rho, t)$ [3]:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\perp} \nabla_{\rho} \right)^2 - c_0^2 \nabla_{\rho}^2 \right] \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\perp} \nabla_{\rho} \right) \tilde{\epsilon}_2(z, \rho, t) = \frac{2(\sqrt{\epsilon_0} - 1)}{\rho_0} (\gamma - 1) \alpha_{\Pi} \nabla_{\rho}^2 I(z, \rho, t, t_0, t_n), \tag{1}$$

где ϵ_0 и ρ_0 — соответственно невозмущенные значения диэлектрической проницаемости и плотности, γ — показатель адиабаты, α_{Π} — коэффи-

циент поглощения, c_0 — скорость звука, $\rho = \{x, y\}$ — вектор в плоскости, поперечной направлению распространения z , $\nabla\rho = \{\partial/\partial x, \partial/\partial y\}$, $v_1 = \{v, 0\}$ — вектор скорости ветра, I , t_0 и t_n — соответственно интенсивность, длительность и скважность импульсов МЛИ.

Пусть в начальный момент времени

$$\tilde{\varepsilon}_2|_{t=0} = \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\varepsilon}_2|_{t=0} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\varepsilon}_2|_{t=0} = 0.$$

а

$$I(z, \rho, t, t_0, t_n)|_{z=0} = I_0(\rho) f(t_0, t_n, t),$$

$$f = 1 \text{ при } nt_n < t \leq nt_n + t_0,$$

$$f = 0 \text{ при } nt_n + t_0 < t \leq (n+1)t_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Из решения уравнения (1) следует, что возмущение диэлектрической проницаемости от n импульсов равно сумме возмущений от каждого отдельного импульса. Если среда случайно-неоднородная, то свой вклад в общее возмущение диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}(z, \rho, t)$ будут вносить и турбулентные флуктуации $\tilde{\varepsilon}_1(z, \rho, t)$.

Ограничимся рассмотрением частного случая, когда ветер за время t_n успевает полностью разрушить протяженную тепловую линзу, создаваемую отдельным импульсом ($t_n > \tau_v$, $\tau_v = a/v$, a — начальный радиус мощного пучка). Будем считать также, что турбулентные искажения гауссова импульса ($I_0(\rho) = I_0 \exp(-\rho^2/a^2)$) пренебрежимо мало влияют на образование теплового канала. Тогда в приближении короткого импульса ($t_0 \ll \tau_c = a/c_0$), когда его самовоздействие отсутствует, для возмущения диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}(z, \rho, t)$ в ближней зоне дифракции ($a^2 \gg z/k$) будем иметь

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}(z, \rho, t) = & \tilde{\varepsilon}_1(z, \rho, t) - \left(\frac{a}{L_k}\right)^2 \left[\exp\left(-\frac{(\rho - v_1 t)^2}{a^2}\right) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi_1 F_1\left(1, \frac{1}{2}; - (c_0 t - |\rho - v_1 t| \cos \varphi)^2/a^2\right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $L_k = [2(\sqrt{\varepsilon_0} - 1)(\gamma - 1)\alpha_n I_0 t_0 / (\rho_0 c_0^2 a^2)]^{-1/2}$ характеризует оптическую силу канала в момент завершения газодинамической релаксации давления при условии $c_0 \gg v$, ${}_1F_1(\alpha, \beta; \gamma)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, $0 \leq t \leq t_n$.

Используя гипотезу «замороженной» турбулентности [4], для произвольного момента поля зондирующего пучка $U(z', \rho, t)$, распространяющегося соосно с мощным импульсным излучением, можно записать в общем виде следующее уравнение:

$$2ik \frac{\partial \Gamma}{\partial z'} + \hat{D}\Gamma + k^2 \left[i 2,35 \beta_0^2 \left(\frac{k}{z}\right)^{11/6} F - Q \right] \Gamma = 0. \quad (3)$$

В случае необходимых при расчете флуктуационных характеристик интенсивности моментов поля второго $\Gamma = \Gamma_2(z', \rho_{1,2}; t) = \langle U(z', \rho_1, t) \times U^*(z, \rho_2, t) \rangle$ и четвертого $\Gamma = \Gamma_4(z', \rho_{1-4}, t_1, t_2) = \langle \prod_{j=1}^4 U(z', \rho_{2j-1}, t_j) \times U^*(z', \rho_{2j}, t_j) \rangle$ порядка оператор \hat{D} в (3) принимает соответственно вид $\hat{D} = \Delta_{\rho_1} - \Delta_{\rho_2}$ и $\hat{D} = \sum_{j=1}^4 (-1)^{j+1} \Delta_{\rho_j}$. Функции F и Q в уравнении для Γ_2 имеют выражения $F = |\rho_1 - \rho_2|^{5/3}$, $Q = \tilde{\varepsilon}_2(\rho_1, t) - \tilde{\varepsilon}_2(\rho_2, t)$, а в уравнении для Γ_4 — $F = \sum_{j=1,2} (-1)^j |\rho'_{2j-1} - \rho'_{2j}|^{5/3} - \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1,2} (-1)^{j+k} \times$

$\times |\rho'_k - \rho'_j|^{5/3}$, $\rho'_j = \rho_j - v_{\perp} t_m$, $m = 1$ при $j=1, 2$ и $m=2$ при $j=3, 4$,
 $Q = \sum_{j=1}^2 (\varepsilon_2(\rho_{2j-1}, t_j) - \varepsilon_2(\rho_{2j}, t_j))$, C_c^2 — структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха, параметр $\beta_0^2 = 0,31 C_c^2 k^{7/6} z^{11/6}$ характеризует турбулентные условия распространения на трассе, $U(0, \rho, t) = U_0 \exp[-\rho^2/(2a_0^2)]$. Так как Γ_2 зависит от времени, комплексная амплитуда $U(z', \rho, t)$ является нестационарным случайным полем.

Уравнение (3) решается аналитически для Γ_2 и асимптотически при $\beta_0^2 \ll 1$ и $\beta_0^2 \gg 1$ для Γ_4 , если воспользоваться приосевым приближением по отношению к функции $\tilde{\varepsilon}_2(\rho, t)$. Раскладывая эту функцию в ряд в окрестности точки $|\rho| = 0$ при условии $c_0 \gg v$ и ограничиваясь квадратичными членами разложения по x и y , имеем

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}_2(x, y, t) = & -S_0(t) - 2 \frac{t}{\tau_v} \frac{ax}{L_k^2} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_c^2}\right) + S_x^2(t) \times \\ & \times \frac{x^2}{L_k^2} + S_y^2(t) \frac{y^2}{L_k^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} S_0(t) &= \left(\frac{a}{L_k}\right)^2 \left[\exp\left(-\frac{t^2}{\tau_c^2}\right) - {}_1F_1\left(1, \frac{1}{2}; -\frac{t^2}{\tau_c^2}\right) \right], \\ S_x^2(t) &= \left(1 - \frac{2t^2}{\tau_v^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_c^2}\right) - \varphi(t), \quad S_y^2(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_c^2}\right) - \varphi(t), \\ \varphi(t) &= {}_1F_1\left(2, \frac{3}{2}; -\frac{t^2}{\tau_c^2}\right) - \frac{8}{3} \left(\frac{t}{\tau_c}\right)^2 {}_1F_1\left(3, \frac{5}{2}; -\frac{t^2}{\tau_c^2}\right). \end{aligned}$$

Такое видоизменение функции $\tilde{\varepsilon}_2$ позволяет найти строгое решение уравнения (3), если уширение и смещение зондирующего пучка происходит внутри области, ограниченной поперечным размером канала.

Решая уравнение (3) при $\beta_0^2 < 1$ с использованием приосевого приближения (4), для временной корреляционной функции флуктуаций интенсивности получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} B_I(t_1, t_2) &= \Gamma_4(z, 0; t_1, t_2) - \Gamma_2(z, 0; t_1) \Gamma_2(z, 0; t_2) = \\ &= 7 \beta_0^2 \prod_{j=1,2} I^0(z, 0, 0, t_j) \int_0^1 d\xi \int_0^1 d\eta \operatorname{Re} \left\{ \beta_1^{5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, \frac{1}{2}; \frac{\Omega_0}{4\beta_1} \times \right. \right. \\ &\times (R_1 - R_2)^2 \cos^2 \frac{\pi}{2} \eta \left. \left. \right) - \beta_2^{5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, \frac{1}{2}; \frac{\Omega_0}{4\beta_2} \times \right. \right. \\ &\left. \left. \times (R_1 + R_2)^2 \cos^2 \frac{\pi}{2} \eta \right) \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \sum_{j=1}^2 [G_{yj} \sin^2 \frac{\pi}{2} \eta + G_{xj} \cos^2 \frac{\pi}{2} \eta], \\ \beta_2 &= (G_{y1} + G_{y2}^*) \sin^2 \frac{\pi}{2} \eta + (G_{x1} + G_{x2}^*) \cos^2 \frac{\pi}{2} \eta, \end{aligned}$$

$$G_{\alpha j} = \frac{1}{2\Omega_0} \left(\frac{\varphi_{\alpha j}}{\theta_{\alpha j}} \right)^2 + i \frac{1}{2} \frac{\varphi_{\alpha j} \gamma_{\alpha j}}{\theta_{\alpha j}^2},$$

$$R_j = \frac{R_c(t_j, z)}{a_0} \varphi_{xj} - i \left(\frac{R_c(t_j, z\xi)}{a_0} - \frac{R_c(t_j, z)}{a_0} \gamma_{\alpha j} + \frac{vt_j}{a_0} \right), \quad (6)$$

$$I^0(z, x, y, t_j) = \frac{U_0^2}{\theta_{xj}\theta_{yj}} \exp \left\{ -\frac{(R_c(t_j, z) + x)^2}{a_0^2 \theta_{xj}^2} - \frac{y^2}{a_0^2 \theta_{yj}^2} \right\}$$

— интенсивность зондирующего пучка в отсутствие турбулентности ($\theta_0^2 = 0$) в момент времени t_j ,

$$R_c(t_j, z) = vt_j \exp \left(-\frac{t_j^2}{\tau_0^2} \right) \frac{\text{ch} [(z/L_k) S_x(t_j)] - 1}{S_x^2(t_j)} \quad (7)$$

— регулярное смещение пучка на ветер,

$$\varphi_{\alpha j} = \frac{L_k}{z} \frac{\text{sh} [(z/L_k)(1-\xi) S_\alpha(t_j)]}{S_\alpha(t_j)}, \quad \theta_{\alpha j} = |g_\alpha(t_j, z)|,$$

$$\gamma_{\alpha j} = g_\alpha(t_j, z); \quad g_\alpha(t_j, z) = \{\text{ch} [(z/L_k) S_\alpha(t_j)],$$

$$(L_k/z) \text{sh} [(z/L_k) S_\alpha(t_j)] / (\Omega_0 S_\alpha(t_j))\}, \quad \Omega_0 = ka_0^2/z, \quad \alpha = x, y.$$

Результаты расчета коэффициента временной корреляции слабых флуктуаций интенсивности на оси зондирующего пучка $b_I(0, t) = B_I(0, t) / \sqrt{B_I(0, 0) B_I(t, t)}$ с использованием (5) представлены на рис. 1.

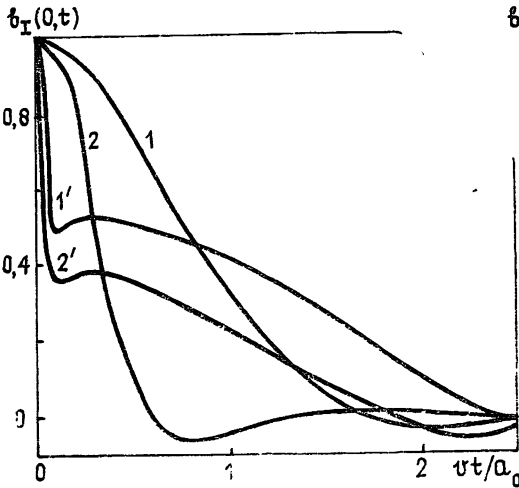


Рис. 1.

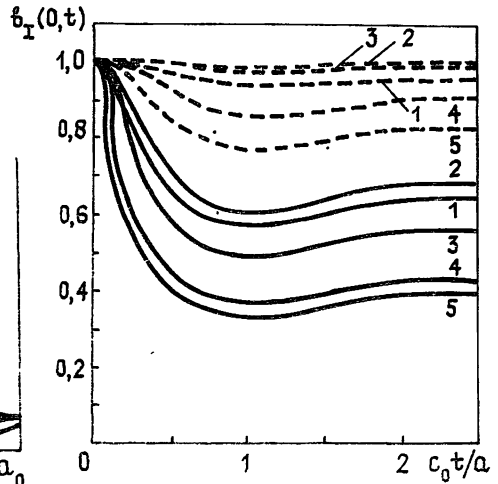


Рис. 2.

Рис. 1. Коэффициент временной корреляции интенсивности зондирующего пучка: кривые 1, 1' — $\Omega_0=1$; 2, 2' — $\Omega_0=10$; 1, 2 — $z/L_k=0$, 1', 2' — $z/L_k=5$; $a/a_0=5$, $c_0/v=50$

Рис. 2. Начальный участок коэффициента корреляции $b_I(0, t)$ при варьировании параметра Ω_0 : кривая 1 — $\Omega_0=10^{-3}$, 2 — $\Omega_0=0,1$, 3 — $\Omega_0=1$, 4 — $\Omega_0=10$, 5 — $\Omega_0=10^3$, — — — — — $z/L_k=1$, — — — — — $z/L_k=5$.

Как известно [5, 6], в отсутствие канала МЛИ ($z/L_k = 0$) масштаб временной корреляции слабых флуктуаций интенсивности определяется временем переноса неоднородности среды на расстояние порядка поперечного размера распространяющегося пучка $\tau_0 = 2a_0/v$. Обусловлено это тем, что за время τ_0 в поперечном сечении пучка происходит

замена одних случайных неоднородностей среды другими. Кривые 1, 2 на рис. 1 соответствуют этому «чисто» турбулентному случаю.

Наличие канала существенно изменяет статистическую картину временных флуктуаций интенсивности зондирующего пучка (кривые 1', 2'). Коэффициент временной корреляции становится двухмасштабным. Первый масштаб, определяемый по спаданию $b_I(0, t)$ до уровня 0,5, связан с временем пробега звуковой волны через поперечное сечение канала $\tau_c \ll \tau_0$. В течение этого времени происходит изменение значений «застывших» неоднородностей среды (характерное время атмосферных процессов $\tau_a \gg \tau_c$) в поперечном сечении пучка на величину, определяемую акустическими изменениями плотности воздуха (см. формулу (2)). Это эквивалентно смене неоднородностей среды за время τ_c . Чем больше оптическая сила канала, тем существеннее акустические изменения плотности и, следовательно, заметнее уменьшение уровня корреляции интенсивности зондирующего излучения. Представленные на рис. 2 в относительных единицах t/τ_c результаты расчета начального участка коэффициента корреляции $b_I(0, t)$ при различных значениях дифракционного размера зондирующего пучка Ω_0 и оптической силы канала z/L_h наглядно иллюстрирует этот вывод.

Значительно больший, чем первый, второй масштаб корреляции, определяемый из равенства $b_I(0, t) = 0$ (см. рис. 1), связан с временем переноса неоднородностей среды через поперечное сечение зондирующего пучка со средней скоростью ветра. Из рисунка видно, что второй масштаб превышает масштаб временной корреляции интенсивности в случае $z/L_h = 0$. Объясняется это увеличением эффективного размера зондирующего пучка вследствие дефокусирующего действия канала.

Рассмотрим влияние канала на случайные смещения зондирующего пучка. Представим средний квадрат вектора смещений энергетического центра тяжести пучка в виде

$$\langle \rho_c^2(t, z) \rangle = \langle \rho_x^2(t, z) \rangle + \langle \rho_y^2(t, z) \rangle = R_c^2(t, z) + \sigma_x^2(t, z) + \sigma_y^2(t, z), \quad (8)$$

где $\rho_{x,y}$ и $\sigma_{x,y}^2$ — соответственно случайные координаты смещений центра тяжести и их дисперсии по осям x и y .

Регулярное смещение пучка R_c определяется формулой (7). Для дисперсии смещений $\sigma_{x,y}^2$ в дифракционном приближении [7, 6] с использованием формул (6), (3) удастся получить выражение

$$\sigma_{x,y}^2(t, z) = 2,6 \beta_0^2 \Omega_0^{-16} \frac{z^2}{k} \int_0^1 d\xi \int_0^1 d\eta (1 - \xi)^2 \psi_{x,y}^2 [\mu^{-16} - (q + \mu)^{-16}], \quad (9)$$

где $\mu = g_y^2(t, z\xi) \psi_y^2 + g_x^2(t, z\xi) \psi_x^2$, $q = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{L_0}{a_0} \right)^2$, $\psi_x = \cos \frac{\pi}{2} \eta$, $\psi_y = \sin \frac{\pi}{2} \eta$, L_0 — внешний масштаб турбулентности.

Из представленных на рис. 3 результатов расчета $\sigma_{x,y}^2$ по формуле (9) следует, что случайные смещения зондирующего пучка «отслеживают» все изменения диэлектрической проницаемости среды, вызываемые мощным импульсным излучением. В начальный момент времени дисперсия смещений зондирующего пучка резко уменьшается по сравнению с распространением в отсутствие наведенных изменений диэлектрической проницаемости воздуха ($t=0$). Это связано с формированием канала в течение времени порядка времени пробега звуковой волны через поперечное сечение пучка МЛИ и, следовательно, нарастанием его дефокусирующего действия.

При $t = \tau_c$ дефокусирующее действие канала становится наиболее сильным, так как поперечный градиент наведенного импульсом МЛИ распределения диэлектрической проницаемости принимает в этот момент максимальное значение [8]. Соответственно дисперсия имеет минимум в области $t \approx \tau_c$. Дальнейшее разрушение канала вследствие

выноса тепла ветром в направлении оси Ox и соответствующее смещение зондирующего пучка на ветер, и изменение его размеров по осям x, y проявляются в неравномерной по разным осям релаксации дисперсии смещений к значению, соответствующему «чисто» турбулентной атмосфере.

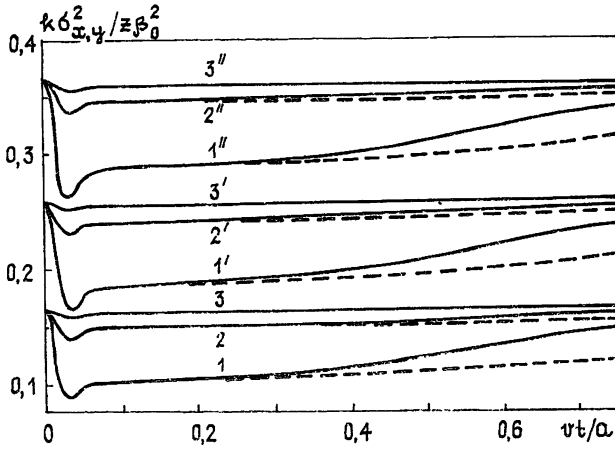


Рис. 3. Дисперсия смещений зондирующего пучка: кривые 1, 1', 1'' — $z/L_h = 5$; 2, 2', 2'' — $z/L_h = 2$; 3, 3', 3'' — $z/L_h = 1$. 1, 2, 3 — $L_0/a_0 = 20$; 1', 2', 3' — $L_0/a_0 = 80$, 1'', 2'', 3'' — $L_0/a_0 = 10^3$; — — — для σ_x^2 , — — — — для σ_y^2 ; $\Omega_0 = 1$, $c_0/v = 33$.

Влияние крупномасштабных турбулентных неоднородностей атмосферы на дисперсию смещений зондирующего пучка иллюстрирует рис. 4. На этом рисунке по оси абсцисс отложено отношение $K = \sigma_{x,y}^2(t)/\sigma_{x,y}^2(0)$ при различных значениях внешнего масштаба турбулентности в промежутке времени $\tau_c < t \ll \tau_v$, когда неравномерность случайных смещений зондирующего пучка по осям x, y еще не проявляется. Рисунок показывает, что с увеличением оптической силы канала внешний масштаб турбулентности становится фактором, в значительной мере определяющим величину дисперсии смещений зондирующего пучка в атмосферных каналах. Такое усиление роли крупномасштабных неоднородностей среды связано с дефокусирующим действием рефракционного канала и соответствующим увеличением эффективных размеров зондирующего пучка.

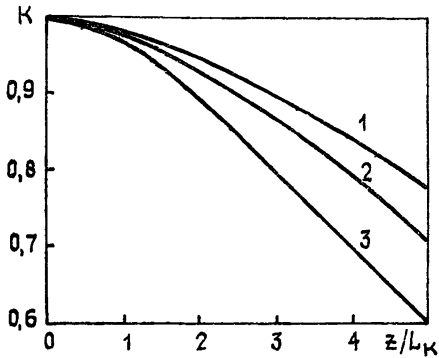


Рис. 4. Отношение $K = \sigma_{x,y}^2(t)/\sigma_{x,y}^2(0)$ при различных значениях внешнего масштаба турбулентности. кривая 1 — $L_0/a_0 = 10^3$, 2 — $L_0/a_0 = 80$, 3 — $L_0/a_0 = 20$.

метра $z/L_h \gg 5$. При средних атмосферных условиях $\sqrt{\epsilon_0} - 1 = 3 \cdot 10^{-4}$, $\gamma = 1,4$, $\rho_0 = 1,3 \text{ кг/м}^3$, $c_0 = 331 \text{ м/с}$, $\alpha_{\text{п}} = 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ указанное неравенство выполняется, например, при плотности энергии излучения в импульсе $W = 20 \text{ Дж/см}^2$, радиусе силового пучка $a = 5 \text{ см}$ и длине трассы $z = 1,4 \text{ км}$.

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.: Гидрометеоздат, 1982, с. 312.
3. Wallace J, Lilly J. Q — J Opt. Soc. Amer, 1974, 64, № 12, p. 1651.
4. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967, с. 548
5. Банах В. А, Миронов В. Л. — Квантовая электроника, 1975, 2, № 10, с. 2163.
6. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. — Новосибирск: Наука, 1981, с. 246.
7. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере — М. Наука, 1976, с. 277.
8. Колосов В. В. Диссертация. Ин-т оптики атмосферы СО АН СССР, Томск, 1982.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
2 июля 1985 г.,
в окончательном варианте
3 марта 1986 г.

LIGHT INTENSITY FLUCTUATIONS IN ATMOSPHERIC CHANNELS INDUCED BY HIGH-POWER PULSED RADIATION

V. A. Banakh, V. L. Mironov, I. N. Smalikhov, R. Sh. Tsvyk

The paper deals with an effect of a refractive channel formed by pulsed radiation in a turbulent atmosphere on time correlation of weak intensity fluctuations and on variance of sound-beam random shifts.

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!

Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП) сообщает, что в 1987 г. агентство производит выплату авторского гонорара за перепечатку за рубежом статей, опубликованных в журнале «Радиофизика» в 1983 и 1984 гг. Гонорар, поступивший за право перепечатки, выплачивается по желанию авторов в рублях или чеках Внешпосылторга.

Для получения гонорара автору необходимо оформить справку-заявление и направить ее на расчет по адресу:

103670 г. Москва, ул. Б. Бронная, 6-а, Валютное управление ВААП.

Справки-заявления на выплату гонорара по журналу 1983 г. издания принимаются до 1 декабря 1987 г., а по журналу 1984 г. — до 1 июля 1988 г. Выплата гонорара по журналу 1984 г. издания будет производиться начиная с июля 1987 г.

По истечении установленных сроков выплаты гонорара неустраиваемые суммы списываются в доход госбюджета и автор теряет право на получение гонорара.