

В.А. Алешкевич, И.Е. Данелия, Г.Д. Кожоридзе, М.А. Шамонин

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗОНДИРУЮЩЕГО ПУЧКА В СЛУЧАЙНОМ РЕФРАКЦИОННОМ КАНАЛЕ В АТМОСФЕРЕ

Проведен теоретический анализ распространения первоначально когерентного зондирующего пучка в случайно-неоднородном канале, созданном мощным воздействующим излучением. Получено выражение для модуля пространственной корреляционной функции поля, позволяющее проследить изменение ширины зондирующего пучка и его радиуса корреляции по трассе распространения. Проанализированы эффекты асимметричной дефокусировки и неоднородной в поперечном сечении стохастизации зондирующего излучения в зависимости от начальных характеристик пучков и их взаимного расположения.

### 1. Введение

В настоящее время использование оптических методов зондирования рефракционных каналов, создаваемых при поглощении интенсивного оптического излучения (ИОИ) в атмосфере, представляет большой практический интерес для целей оптической связи, локации, измерения скоростей потоков, дальнометрирования, а также для функционирования систем адаптивной коррекции искажений ИОИ [1–5]. Стохастический характер мощного излучения и турбулентные флуктуации показателя преломления среды обуславливают необходимость статистического подхода к описанию трансформации зондирующего пучка в канале распространения [1].

В работе [1] рассмотрено распространение узкого частично когерентного пучка в среде, случайные неоднородности которой описываются квадратичными структурными функциями. В [2] в приближении геометрической оптики исследована структура зондирующего излучения при наличии аберрационных искажений ИОИ. Однако в указанных работах анализировалось влияние лишь естественных турбулентных флуктуаций показателя преломления среды на распространение пучка.

Заметим, что рассеяние зондирующего пучка на наведенных мощным воздействующим полем случайных неоднородностях показателя преломления существенно меняет картину трансформации.

Настоящая статья посвящена теоретическому анализу распространения когерентного зондирующего пучка в случайно-неоднородном канале мощного воздействующего излучения, применяемого для просветления облачных слоев атмосферы. Рассмотрена схема параллельной локации двумя пучками. Показано, что в процессе трансформации уже на дооблачных трассах зондирующий пучок теряет свои когерентные свойства, а его ось смещается от начального направления.

### 2. Математическая постановка и метод решения

В квазиоптическом приближении распространение вдоль оси  $Z$  когерентного зондирующего пучка с начальной амплитудой  $A_3(x, y, z=0) = \sqrt{I_0} \cdot \exp[-(x^2 + y^2) / 2a_3^2]$  в канале мощного многомодового воздействующего излучения, смещенного параллельно относительно зондирующего пучка по оси  $X$  на  $l_0 = (l_0, 0, 0)$   $A_b(x, y, z=0) = \xi(x - l_0, y) \sqrt{I_0} \exp[-((x - l_0)^2 + y^2) / 2a_b^2]$ , описывается уравнением

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2\kappa} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\alpha}{2} \right) A_3(\mathbf{r}, z) = - \frac{i\kappa_0}{n_0} n_{nl} (|A_b(\mathbf{r} - \mathbf{l}_0, z)|^2) A_3(\mathbf{r}, z), \quad (1)$$

где  $\mathbf{r} = (x, y)$  – поперечная к направлению распространения (к оси  $Z$ ) координата;  $\kappa_0$  – волновое число;  $\xi(\mathbf{r})$  – комплексный случайный процесс с корреляционной функцией гауссовского типа с радиусом корреляции  $r_0$   $\langle \xi(\mathbf{r}) \xi^*(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}) \rangle = \exp[-(\Delta\mathbf{r} / r_0)^2]$ .

Нелинейное отклонение показателя преломления  $n_{nl}$  от невозмущенного значения  $n_0$  задается материальным уравнением теплопроводности и определяется интенсивностью воздействующего излучения, т. к. она существенно больше, чем интенсивность зондирующего пучка  $I_b \gg I_3$ .

$$\left( \nu_0 \frac{\partial}{\partial (x - l_0)} - \chi \frac{\partial^2}{\partial (\mathbf{r} - \mathbf{l}_0)^2} \right) n_{nl}(\mathbf{r} - \mathbf{l}_0) = \frac{\alpha n_\tau}{\rho c_p} |A_b(\mathbf{r} - \mathbf{l}_0, z)|^2, \quad (2)$$

где  $\alpha$ ,  $\chi$ ,  $n_\tau$  – коэффициенты поглощения, молекулярной теплопроводности и тепловой нелинейности соответственно (в атмосфере  $n_\tau < 0$ );  $\rho c_p$  – теплоемкость единицы объема при постоянном

давлении; скорость  $\mathbf{v}$  направлена вдоль оси  $x$ , а в общем случае вектор скорости лежит в плоскости  $XOY$  (продольную составляющую скорости вдоль оси  $Z$  мы не учитываем, т.к. она не влияет на трансформацию пучка [10]).

Система уравнений (1)–(2) решается методом заданного нелинейного канала [8], в рамках которого считается, что распределение показателя преломления  $n_{нл}$  в рефракционном канале задается начальной интенсивностью воздействующего светового поля. В этом приближении удается искомого решение записать в виде интеграла:

$$A_3(\mathbf{r}, \mathbf{z}) = -\frac{i\kappa_0}{2\pi z} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho A_3(\rho, z=0) \exp \left[ -\frac{i\kappa_0}{2z} (\mathbf{r} - \rho)^2 - \frac{i\kappa_0}{n_0} \int_0^z n_{нл}(\rho, z') dz' \right]. \quad (3)$$

Следует отметить, что применение этого метода справедливо для дооблачных трасс, на которых еще можно не учитывать эффекты, обусловленные проникновением мощного лазерного излучения через аэрозольные ансамбли [7].

Режим теплового самовоздействия зависит от соотношения характерных времен переноса среды  $\tau_v = a_b/v$  и термодиффузии  $\tau_\chi = a_b^2/\chi$ . В атмосфере при наличии даже не очень сильного ветра ( $v \sim 1$  м/с) влияние термодиффузии на образование температурного канала исчезающе мало ( $\tau_v \ll \tau_\chi$ ) и уравнение (2) запишется в виде

$$-v \frac{\partial n_{нл}(\mathbf{r} - \mathbf{l}_0)}{\partial (x - l_0)} = \frac{\alpha n_T}{\rho c_p} |A_b(\mathbf{r} - \mathbf{l}_0, z=0)|^2. \quad (4)$$

Решение в данном случае

$$n_{нл}(\mathbf{r}) = -\frac{\alpha n_T}{\rho c_p v} \int_{-\infty}^x |A_b(\zeta, y)|^2 d\zeta. \quad (5)$$

Модуль пространственно-корреляционной функции зондирующего пучка равен

$$|\Gamma_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z})| = |\langle A_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}) A_3^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{z}) \rangle| = \left| \left( -\frac{i\kappa_0}{2\pi z} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho_1 d^2\rho_2 \times \right. \\ \left. \times \langle A_3(\rho_1, z=0) A_3^*(\rho_2, z=0) \exp[-iF(\rho_1, \rho_2)] \rangle \exp \left[ -\frac{i\kappa_0}{2z} \{(\mathbf{r}_1 - \rho_1)^2 - (\mathbf{r}_2 - \rho_2)^2\} \right] \right|, \quad (6)$$

в котором

$$F(\rho_1, \rho_2) = \frac{\kappa_0 z}{n} \{n_{нл}(\rho_1) - n_{нл}(\rho_2)\}. \quad (7)$$

После соответствующих вычислений выражение (6) может быть приведено к виду

$$|\Gamma_3(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z})| = \sqrt{I(\mathbf{r}_1, \mathbf{z}) I(\mathbf{r}_2, \mathbf{z})} |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z})|, \quad (8)$$

где  $I(\mathbf{r}, \mathbf{z})$  – средняя интенсивность зондирующего пучка в точке  $(\mathbf{r}, \mathbf{z})$ ,  $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z})$  – степень корреляции зондирующего пучка

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{z}) = \frac{I_0 a_3^2}{a_x(z) a_y(z)} \exp \left[ -\frac{(x - x(z))^2}{a_x^2(z)} - \frac{y^2}{a_y^2(z)} \right]; \quad (9)$$

$$|\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{z})| = \exp \left[ -\frac{(x_1 - x_2)^2}{r_x^2(z)} - \frac{(y_1 - y_2)^2}{r_y^2(z)} \right]. \quad (10)$$

В формулах (9) и (10) величины  $a_x(z)$ ,  $a_y(z)$  – имеют смысл среднего радиуса пучка по осям  $x$  и  $y$ ;  $r_x(z)$ ,  $r_y(z)$  – радиуса корреляции по осям  $x$  и  $y$ ,  $x(z)$  – смещение энергетической оси зондирующего пучка вдоль оси  $x$ .

### 3. Основные результаты и их обсуждение

Опуская промежуточные вычисления, аналогичные проведенным в [8, 9], проанализируем полученные выражения для среднестатистических пространственных характеристик зондирующего пучка:

$$a_x(z) = a_3 \left\{ \left( 1 + \frac{z^2}{L_{нл}^2} \frac{l_0}{a_b} e^{-l_0^2/a_b^2} \right)^2 + \frac{z^2}{L_{дф}^2} + 2 \frac{z^4}{L_{нл}^4} \frac{a_b^2}{a_3^2} \left( e^{-2l_0^2/a_b^2} + \frac{\pi N}{2} \right) \right\}^{1/2};$$

$$a_y(z) = a_3 \left\{ \left( 1 + \frac{z^2}{L_{нл}^2} \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \frac{l_0}{a_b} + \frac{2l_0^3}{3a_b^3} \right] \right)^2 + \frac{z^2}{L_{дф}^2} + \frac{z^4}{L_{нл}^4} \pi N \frac{a_b^2}{a_3^2} \right\}^{1/2}; \quad (11)$$

$$r_x(z) = a_3 \left\{ \frac{\left( 1 + \frac{z^2}{L_{нл}^2} \frac{l_0}{a_b} e^{-l_0^2/a_b^2} \right)^2 + \frac{z^2}{L_{дф}^2}}{\frac{1}{2} \left( \frac{z L_{дф}}{L_{нл}^2} \right)^2 \frac{a_b^2}{a_3^2} \left( e^{-2l_0^2/a_b^2} + \frac{\pi N}{2} \right)} + 4 \frac{z^2}{L_{нл}^2} \right\}^{1/2};$$

$$r_y(z) = a_3 \left\{ \frac{\left( 1 + \frac{z^2}{L_{нл}^2} \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \frac{l_0}{a_b} + \frac{2l_0^3}{3a_b^3} \right] \right)^2 + \frac{z^2}{L_{дф}^2}}{\frac{1}{4} \left( \frac{z L_{дф}}{L_{нл}^2} \right)^2 \pi N \frac{a_b^2}{a_3^2}} + 4 \frac{z^2}{L_{нл}^2} \right\}^{1/2}; \quad (12)$$

$$x(z) = - \frac{z^2}{L_{нл}^2} a_b e^{-l_0^2/a_b^2}, \quad (13)$$

здесь  $L_{дф} = \kappa_0 a^2$  – дифракционная длина зондирующего пучка;  $L_{нл} = \left( \frac{n_0 \rho c_p v a_b}{|n_t| \alpha I_0} \right)^{1/2}$  – длина нелинейной модуляции воздействующего пучка;  $N = (a_b/r_0)^2$  – начальное число пространственных неоднородностей воздействующего пучка.

Применимость использованного при выводе формул (8)–(13) приосевого безабберационного приближения была обоснована в [2], где показано, что при  $a_3/a_b \sim 0,1$  метод дает хорошие результаты на трассах  $z < 3L_{нл}$ .

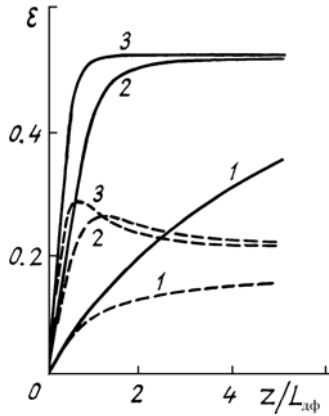


Рис. 1. Зависимость эксцентриситета  $\varepsilon$  пучка от нормированной продольной координаты  $z/L_{дф}$  при  $N = 1$  (сплошные линии) и  $N = 0,5$  (штриховые),  $a_3/a_b = 0,1$ ,  $l_0/a_b = 0,4$  для  $L_{дф}/L_{нл} = 0,1$  (кривая 1); 0,3 (2); 0,5 (3)

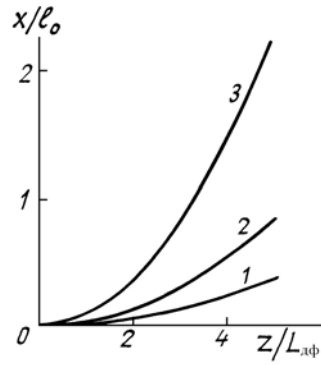


Рис. 2. Отклонение энергетической оси зондирующего пучка  $x/l_0$  в зависимости от нормированной продольной координаты  $z/L_{дф}$  при  $l_0/a_b = 0,4$ ,  $L_{дф}/L_{нл} = 0,2$  (кривая 1); 0,3 (2); 0,5 (3)

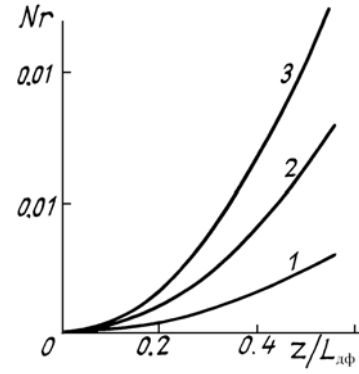


Рис. 3. Зависимость числа пространственных неоднородностей зондирующего пучка  $N_r$  от нормированной продольной координаты  $z/L_{дф}$  при  $a_3/a_b = 0,1$ ,  $L_{дф}/L_{нл} = 0,1$  и  $N = 1$  (кривая 1); 3 (2); 5 (3)

В первую очередь отметим, что наличие ветра приводит к неоднородному распределению показателя преломления в поперечном сечении пучка, что вызывает асимметризацию пучка ( $a_x < a_y$ ) на начальной трассе распространения. Однако при больших  $\gamma$  (примерно  $2-3L_{нл}$ ) этот эффект оказывается существенно слабее общего нелинейнодифракционного расплывания пучка, и форма сечения пучка устанавливается практически постоянной. На рис. 1 приведены зависимости эксцентриситета пучка  $\varepsilon = \sqrt{I - (a_x/a_y)^2}$  от продольной координаты  $z$  при различных соотношениях  $L_{дф}$  и  $L_{нл}$  и раз-

личных начальных  $N$ . Видно, что с увеличением мощности воздействующего излучения асимметризация пучка происходит быстрее, а максимальное значение  $\epsilon$  возрастает с увеличением  $N$ .

Отклонение энергетической оси зондирующего пучка не зависит от пространственной структуры канала и возрастает с увеличением интенсивности воздействующего излучения. Поскольку как зондирующий, так и воздействующий пучок отклоняются на ветер, то в зависимости от их расположения относительно ветра расстояние между пучками может как увеличиваться, так и уменьшаться (в отличие от случая неподвижной атмосферы, когда пучки расходятся). Оптимальной является схема, когда оба пучка расположены в плоскости ветра, причем зондирующий пучок находится с наветренной стороны от воздействующего. На рис. 2 приведены зависимости изменения расстояния между осями пучков от продольной координаты для этого случая. Видно, что при  $z = z^* = L_{\text{нл}} / \{a_{\text{в}} / l_0 (1 - \exp[-(l_0 / a_{\text{в}})^2])\}^{1/2}$  это изменение становится равным  $l_0$ , т. е. зондирующий пучок попадает в центр канала, и таким образом реализуются оптимальные условия для дальнейшего просветления облачных слоев.

Проанализируем также изменение пространственной структуры зондирующего пучка. Число пространственных неоднородностей  $N_r = \left( \frac{a_x(z)a_y(z)}{r_x(z)r_y(z)} \right)$  растет по трассе тем сильнее, чем больше мощность воздействующего излучения и чем больше начальное число пространственных неоднородностей воздействующего пучка (рис. 3).

1. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. Вып. 2. С. 388.
2. Лукин И.П. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1258.
3. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 286 с.
4. А.с. 1163716 СССР / Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. Оpubл. в Б. И. 1986. № 48. С. 292.
5. Sell J.A., Cattalica R.J. // Appl. Optics. 1986. V. 25. P. 1420.
6. Fernandez Guasti M., Gil Villegas A. // Optics Comm. 1988. V. 69. P. 105.
7. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле / В.Е. Зуев, А.А. Землянов, Ю.Д. Копытин, А.В. Кузиковский. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
8. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н. // Квантовая электроника. 1988. Т.15. С.829.
9. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н., Шамонин М.В. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 9. С. 933–938.
10. Воробьев В.В. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1977. № 11. С. 61.

Московский госуниверситет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
29 июля 1991 г.

V.A. Aleshkevich, I.E. Danelija, G.D. Kozhoridze, M.V. Shamonin. **Atmospheric Sounding Beam Propagation in a Random Refractive Duct.**

The theoretical analysis of an initially coherent sounding beam propagation in a randomly inhomogeneous duct induced by a powerful influencing beam is provided in this paper. The expression for spatial correlation field function allowing to retrace the transformation of a beam radius and a correlation radius along the propagation path is obtained. The effects of an asymmetrical defocusing and an inhomogeneous transversal stochastization of a sounding radiation depending on initial characteristics of beams and their mutual disposition are analyzed.