

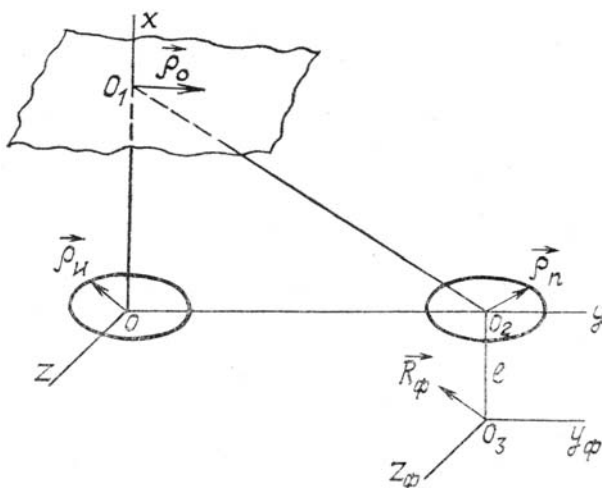
## АТМОСФЕРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

В.М. Булдаков, А.Н. Глушков, В.В. Покасов

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛООВОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ  
ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ЭХО-СИГНАЛА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

На основе фазового приближения метода Гюйгенса—Кирхгофа рассчитаны статистические характеристики эхо-сигнала за приемной линзой в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии зондирующего излучения. Получены выражения для смещения энергетического центра и размеров изображения вдоль и поперек направления ветра. Для частного случая некоторых значений параметров, характеризующих приемопередающую систему и атмосферный участок распространения, показано незначительное влияние турбулентности и нелинейности на эхо-сигнал.

Результаты исследований распространения лазерного излучения на локационных трассах в турбулентной атмосфере без учета теплового самовоздействия достаточно полно приведены в работах [1—3]. Применение в локации лазеров более высокой мощности приводит к необходимости исследования влияния тепловых искажений на характеристики сигнала обратного рассеяния. Это связано с тем, что вследствие нагрева воздуха на пути распространения прямого зондирующего пучка возникают, например, такие нелинейные эффекты, как ветровая рефракция и перераспределение интенсивности [4]. В настоящей работе исследование влияния теплового самовоздействия проведено на примере бистатической схемы локации (см. рисунок).



Геометрическая схема локации

Источник и приемник излучения расположены в плоскости  $ZOY$  декартовой системы координат  $xuz$ . Центры излучающей  $o$  и приемной  $o_2$  апертур разнесены по оси  $ou$  на расстояние  $r_0$ . Угол между направлением  $oo_1$  лазерного излучения и направлением  $o_1o_2$  принимаемого обратного сигнала характеризуется величиной  $\varphi = \arctg \frac{r_0}{L_n}$ .  $L_n$  — расстояние от источника до рассеивающей поверхности. На расстоянии  $l = o_2o_3$  от приемной линзы расположена плоскость наблюдения, параллельная плоскости  $zou$ .

Распределение поля  $u(\mathbf{R}_\Phi, l)$  на расстоянии  $l$  за приемной линзой связано с падающим на линзу полем  $u(\rho_n)$  следующим образом [5]:

$$u(\mathbf{R}_\Phi, l) = \frac{\kappa}{2\pi il} \exp \left\{ ikl + \frac{ikR_\Phi^2}{2l} \right\} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho_n T(\rho_n) u_n(\rho_n) \exp \left\{ -\frac{ikR_\Phi}{l} \rho_n + \frac{ik}{2} \left( \frac{1}{l} - \frac{1}{F_L} \right) \rho_n^2 \right\}, (1)$$

где  $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число;  $T(\rho_n) = \exp(-\rho_n^2/2a_L^2)$  – амплитудный коэффициент пропускания линзы;  $F_L, a_L$  – фокусное расстояние и радиус приемной линзы,

$$u_n(\rho_n) = \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho_{n1} d^2\rho_{n2} u_0(\rho_n) K(\rho_0) G_1(L_n, 0; \rho_0, \rho_n) G_2(L_n, 0; \rho_0, \rho_n), \quad (2)$$

$u_0(\rho_n)$  – поле источника;  $K(\rho_0)$  – локальный коэффициент отражения,  $L_n$  – расстояние от приемника до рассеивающей поверхности

$$G_1(L_n, 0; \rho_0, \rho_n) = \frac{\kappa}{2\pi i L_n} \exp \left\{ i\kappa L_n + \frac{i\kappa}{2L_n} (\rho_0 - \rho_n)^2 + \frac{i\kappa}{2} \times \right. \\ \left. \times \int_0^{L_n} d\xi [i\varepsilon_0(\xi) + \varepsilon_1(\xi, \rho_1(\xi), t) + \varepsilon_2 T'(\xi, \rho_1(\xi), t)] \right\}, \\ G_2(L_n, 0; \rho_0, \rho_n) = \frac{\kappa}{2\pi i L_n} \exp \left\{ i\kappa [L_n - \rho_{0y} \sin \varphi + \rho_{ny} \sin \varphi] + \frac{i\kappa}{2L_n} \times \right. \\ \left. \times (\rho_n - \rho_0)^2 + \frac{i\kappa}{2} \int_0^{L_n} d\xi [i\varepsilon_0(\xi) + \varepsilon_1(\xi, \rho_2(\xi), t)] \right\} - \text{функции Грина}; \\ \rho_1(\xi) = \rho_n \frac{L_n - \xi}{L_n} + \rho_0 \frac{\xi}{L_n}; \rho_2(\xi) = \left(1 - \frac{\xi}{L_n}\right) \rho_0 + \frac{\xi}{L_n} \rho_n;$$

$\kappa\varepsilon_0(\xi) = \alpha(\xi)$  – коэффициент поглощения;  $t$  – время;  $\varepsilon_1(\xi, \rho(\xi), t)$  и  $\varepsilon_2 T'(\xi, \rho_1(\xi), t)$  – изменения диэлектрической проницаемости соответственно из-за турбулентности и из-за нагрева воздуха излучением;  $\varepsilon_2 = -1,9 \cdot 10^{-6}$  град $^{-1}$ . Выражение для изменения температуры  $T'$  используется из работы [6]:

$$T'(\xi, \rho_1(\xi), t) = \frac{\alpha(\xi) c}{8\pi\rho(\xi) C_p} \int_0^t dt' |u_1(\xi, \rho_1(\xi) - v_{\perp} \cdot (\xi)(t - t'), t')|^2, \quad (3)$$

где

$$u_1(\xi, \rho(\xi), t') = \frac{\kappa}{2\pi i \xi} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \int_0^{\xi} d\xi \alpha(\xi) + i\kappa \xi \right\} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho_n \times \\ \times u_0(\rho_n) \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2\xi} (\rho(\xi) - \rho_n)^2 \right\}.$$

Здесь  $c$  – скорость света в вакууме;  $\rho(\xi), c_p$  – соответственно плотность и теплоемкость воздуха;  $v_{\perp}(\xi)$  – вектор скорости ветра, направление которой совпадает с осью  $oz$ .

Для бистатической схемы локации вследствие независимости флуктуаций диэлектрической проницаемости на прямой и обратной трассах функции Грина  $G_1(L_n, 0; \rho_0, \rho_n, t)$  и  $G_2(L_n, 0; \rho_0, \rho_n, t)$  являются статистически независимыми. Согласно работе [6] изменение температуры (3) зависит от средней интенсивности начального поля. В этом случае выражение для средней интенсивности отраженного сигнала на расстоянии  $l$  за приемной линзой при использовании формул (1), (2) принимает вид

$$\langle I(\mathbf{R}_\Phi, l) \rangle = \langle u(\mathbf{R}_\Phi, l) u^*(\mathbf{R}_\Phi, l) \rangle = \left( \frac{\kappa}{2\pi l} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho_{n1} d^2\rho_{n2} d^2\rho_{01} d^2\rho_{02} d^2\rho_{n1} d^2\rho_{n2} \langle u_0(\rho_{n1}) \times \\ \times u_0^*(\rho_{n2}) \rangle \langle K(\rho_{01}) K^*(\rho_{02}) \rangle \langle G_1(L_n, 0; \rho_{01}, \rho_{n1}) \times \\ \times G_1^*(L_n, 0; \rho_{02}, \rho_{n2}) \rangle \langle G_2(L_n, 0; \rho_{01}, \rho_{n1}) \times G_2^*(L_n, 0; \rho_{02}, \rho_{n2}) \rangle \\ T(\rho_{n1}) T^*(\rho_{n2}) \exp \left\{ -\frac{i\kappa}{l} \mathbf{R}_\Phi (\rho_{n1} - \rho_{n2}) + \frac{i\kappa}{2} \left( \frac{1}{l} - \frac{1}{F_L} \right) (\rho_{n1}^2 - \rho_{n2}^2) \right\}, \quad (4)$$

где скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по ансамблю реализаций. Для частично когерентного гауссова пучка

$$\langle u_0(\rho_{n1}) u_0^*(\rho_{n2}) \rangle = u_0^2 \exp \left\{ -\frac{\kappa}{2L_n} \left[ \frac{1 + K_n^2}{2\Omega} + i \frac{L_n}{F} \right] \rho_{n1}^2 - \frac{\kappa}{2L_n} \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{1 + K_n^2}{2\Omega} - i \frac{L_n}{F} \right] \rho_{n2}^2 + \frac{\kappa}{2L_n \Omega_\kappa} \rho_{n1} \rho_{n2} \right\}; K_n^2 = 1 + \frac{\Omega}{\Omega_\kappa}; \Omega = \frac{\kappa a^2}{L_n}; \Omega_\kappa = \frac{\kappa a_\kappa^2}{L_n},$$

$u_0$  — амплитуда поля на выходной апертуре;  $a$  — эффективный радиус излучающей апертуры;  $a_\kappa$  — эффективный радиус когерентности источника;  $F$  — радиус кривизны волнового фронта начального поля источника.

Второй момент коэффициента отражения задается в следующем виде:

$$\langle K(\rho_{01}) K^*(\rho_{02}) \rangle = \frac{4\pi}{\kappa^2} \delta(\rho_{01} - \rho_{02}),$$

где  $\delta(\rho)$  — дельта-функция.

Усреднение по флуктуациям диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_1$  проводится аналогично [1–6]:

$$\langle G_1(L_n, 0; \rho_{01}, \rho_{n1}) G_1^*(L_n, 0; \rho_{02}, \rho_{n2}) \rangle = \left( \frac{\kappa}{2\pi L_n} \right)^2 \exp \left\{ -\int_0^{L_n} d\xi \alpha(\xi) + \right. \\ \left. + \frac{i\kappa}{2L_n} [(\rho_{01} - \rho_{n1})^2 - (\rho_{02} - \rho_{n2})^2] - \frac{\pi\kappa^2}{4} \int_0^{L_n} d\xi H \left( \left( 1 - \frac{\xi}{L_n} \right) \rho_{n1} - \rho_{n2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\xi}{L_n} (\rho_{01} - \rho_{02}) \right) + \frac{i\kappa}{2} \varepsilon_2 \int_0^{L_n} d\xi \left[ \langle T' \left( \xi, \left( 1 - \frac{\xi}{L_n} \right) \rho_{n1} + \frac{\xi}{L_n} \rho_{01}, t \right) \rangle - \right. \right. \\ \left. \left. - \langle T' \left( \xi, \left( 1 - \frac{\xi}{L_n} \right) \rho_{n2} + \frac{\xi}{L_n} \rho_{02}, t \right) \rangle \right] \right\}, \quad (5)$$

где  $H(\rho) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} d^2\kappa (1 - \cos \kappa \rho) \Phi_\varepsilon(\xi, \kappa)$ ,  $\Phi_\varepsilon(\xi, \kappa) = 0,033 C_\varepsilon^2(\xi) |\kappa|^{-11/3} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} \right) \right]$  — пространственный спектр турбулентности воздуха;  $C_\varepsilon^2$  — структурная характеристика диэлектрической проницаемости воздуха;  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ ,  $L_0$  — внешний масштаб турбулентности. Аналогично (5)

$$\langle G_2(L_n, 0; \rho_{01}, \rho_{n1}) G_2^*(L_n, 0; \rho_{02}, \rho_{n2}) \rangle = \left( \frac{\kappa}{2\pi L_n} \right)^2 \exp \left\{ -\int_0^{L_n} d\xi \times \right. \\ \left. \times \alpha(\xi) \right\} \exp \left\{ i\kappa \sin \varphi (\rho_{ny1} - \rho_{ny2} - \rho_{0y1} + \rho_{0y2}) + \frac{i\kappa}{2L_n} [(\rho_{01} - \rho_{n1})^2 - \right. \\ \left. - (\rho_{02} - \rho_{n2})^2] - \frac{\pi\kappa^2}{4} \int_0^{L_n} d\xi H \left( \left( 1 - \frac{\xi}{L_n} \right) (\rho_{01} - \rho_{02}) + \frac{\xi}{L_n} (\rho_{n1} - \rho_{n2}) \right) \right\}.$$

Для среднего профиля наведенной температуры установившегося режима ( $t \rightarrow \infty$ ) можно получить следующее выражение:

$$\langle T(\xi, \rho(\xi), t) \rangle = 0,5 R_n \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left[ -\frac{\rho_{nz}(1 - \xi) + \rho_{0z}\xi}{a} \right] \times \\ \times \exp \left\{ -\left[ \frac{\rho_{ny}(1 - \xi) - \rho_{0y}\xi}{a} \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

где  $R_n = \frac{u_0^2 c \alpha \varepsilon_2}{8 \pi r c_p} \frac{a}{\langle v_{\perp} \rangle} (\kappa a)^2$  — параметр нелинейности;  $c$  — скорость света;  $a$  — коэффициент молекулярного поглощения;  $\rho$ ,  $c_p$  — соответственно плотность и теплоемкость воздуха.

Для проведения дальнейшего аналитического расчета можно воспользоваться безабберационным (или приосевым) приближением, границы применимости которого рассмотрены в [7].

В результате аналитических вычислений получено следующее выражение для средней интенсивности изображения отраженного сигнала:

$$\langle I(\mathbf{R}_{\Phi}, l) \rangle = u_0^2 \exp \left\{ -2 \int_0^L d\xi \alpha(\xi) \right\} \left( \frac{a a_L}{L l} \right)^2 \exp \left\{ - \left( \frac{R_{cz}}{a_z} + \frac{R_{\Phi z}}{a_z} \right)^2 - \left( \frac{R_{cy}}{a_y} + \frac{R_{\Phi y}}{a_y} \right)^2 \right\}, \quad (7)$$

где  $L = L_n = L_n$ ;  $\mathbf{R}_{\Phi} = (\mathbf{R}_{\Phi z}, \mathbf{R}_{\Phi y})$  — поперечный вектор в плоскости изображения сигнала обратного рассеяния;  $\alpha(\xi)$  — изменение коэффициента молекулярного поглощения вдоль трассы;  $R_{cz} = l \frac{R_n}{4(\kappa a)^2}$ ,

$R_{cy} = r_0 \frac{l}{L}$  — смещения соответственно по оси  $z$  и  $y$  энергетического центра изображения;

$$a_z = \frac{l}{L} B, \quad a_y = \frac{l}{L} \left[ B^2 + \frac{\sqrt{\pi} R_n L}{6 \kappa^2 a} \cdot \left( \frac{\sqrt{\pi} R_n L}{6 (\kappa a)^2 a} - 2 \left( 1 - \frac{L}{F} \right) \right) \right]^{1/2}$$

— размеры изображения соответственно по оси  $z$  и  $y$ ;

$$B^2 = a^2 \left( 1 - \frac{L}{F} \right)^2 + \left( \frac{L}{\kappa a_L} \right)^2 + \frac{NL^2}{\kappa^2} + a_L^2 \left( 1 + \frac{L}{l} - \frac{L}{F_L} \right)^2 + \frac{4 W_n L^2}{\kappa^2};$$

$$N = \frac{a^2 + a_k^2}{a^2 a_k^2} + 4 W_n;$$

$$W_i = r_0^{-2} \int_0^1 d\xi f_i(\xi) \frac{C_{\varepsilon}^2(h(\xi L))}{C_{\varepsilon}^2(H)} \left[ \left( \frac{C_{\varepsilon}^2(h(\xi L))}{C_{\varepsilon}^2(H)} \right)^{1/5} - \frac{5}{8} (x_0 r_0)^{1/3} \right];$$

$$i = n, \text{ п}, \quad f_n(\xi) = (1 - \xi)^2; \quad f_{\text{п}}(\xi) = \xi^2; \quad r_0 = (0,365 C_{\varepsilon}^2(H) \kappa^2 L)^{-3/5}; \quad x_0 = \frac{2\pi}{0,4H};$$

$H$  — высота источника над поверхностью Земли;  $C_{\varepsilon}^2(h(\xi L))$  — структурная характеристика диэлектрической проницаемости в зависимости от высоты  $h(\xi L)$ ;

$$h(\xi L) = H + R_3 \left[ \left( \frac{\xi L}{R_3} \right)^2 + 2 \frac{\xi L}{R_3} \cos \Theta + 1 \right]^{1/2} - R_3;$$

$R_3$  — радиус Земли;  $\Theta$  — зенитный угол.

Из полученного выражения видно, что распределение средней интенсивности сигнала обратного рассеяния в плоскости наблюдения определяется как параметрами приемопередающей системы, так и влиянием теплового самовоздействия и турбулентности атмосферы. При этом координаты энергетического центра сигнала обратного рассеяния в плоскости наблюдения по оси  $oz$  определяются влиянием ветровой рефракции, а по оси  $oy$  базой между источником и приемником излучения  $r_0$ . Различие размеров изображения по осям  $oz$  и  $oy$  связано с увеличением поперечного размера сечения лазерного пучка по оси  $oy$  вследствие взаимодействия высокоинтенсивного излучения с движущейся средой вдоль оси  $oz$ .

Однако, как показывают численные оценки, при определенных условиях влияние турбулентности и нелинейных эффектов может быть пренебрежимо малым. В частности, при  $\lambda = 1,06(10^{-6} \div 10^{-5})$  м;  $a = 0,5$  м;  $L = 10 \div 10^3$  м;  $L/F = 0 \div 1$ ;  $z_0 = 1$  м;  $a_L = 0,5$  м;  $\alpha = 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ ;  $H = 2,5$  м;  $C_{\varepsilon}^2(H) = 10^{-14} \div 10^{-17} \text{ м}^{-2/3}$ ;  $R_n = 10 \div 10^3$  влияние этих факторов приводит к уменьшению интенсивности в максимуме не более чем на 6%, а также к изменению размеров изображения и смещению координат энергетического центра не более чем на 2%, что открывает возможности для определения характеристик начального поля мощного излучения по сигналу обратного рассеяния.

1. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука. 1986. 176 с.
2. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Креков Г.М. и др. Сигналы и помехи в лазерной локации. М.: Радио и связь. 1985. 264 с.
3. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Матвиенко Г.Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука. 1982. 225 с.
4. Зув В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь. 1981. 288 с.
5. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука. 1981. 248 с.
6. Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л. //Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 1220.
7. Колосов В.В., Кузиковский А.В. //VII Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск: ТФ СО АН СССР. 1983. С. 168; Колосов В.В., Кузиковский А.В. Там же. С. 172.

Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию  
15 декабря 1988 г.

**V. M. Buldakov, A. N. Glushkov, V. V. Pokasov. The Analysis of the Laser Beam Thermal Self-Action on the Parameters of Lidar Return Signals in a Turbulent Atmosphere.**

The paper presents the calculations of lidar return statistical characteristics in the image space behind a receiving lens made using the phase approximation of the Huygens-Kirchhoff method for a turbulent atmosphere when laser beam thermal self-action occurs. The expressions derived in this paper allow one to estimate the shifts of the image energetic center as well as the variations of the image sizes along and across the wind direction. It is shown in the paper for some particular case of a transmitter-receiver and atmospheric propagation conditions that the influence of atmospheric turbulence and nonlinearity on the lidar return is insignificant.