

М.Л. Белов

О МОЩНОСТИ ЭХОСИГНАЛА ПРИ НАКЛОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ СЛУЧАЙНО-НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СО СЛОЖНОЙ ИНДИКАТРИСОЙ РАССЕЯНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ УЧАСТКОВ

Исследуется мощность эхосигнала при бистатистическом зондировании в атмосфере случайно-неровной поверхности со сложной индикатрисой рассеяния элементарных локально-плоских участков. Получено выражение для средней мощности эхосигнала при зондировании в оптически плотной аэрозольной атмосфере поверхности с индикатрисой рассеяния, имеющей диффузную и квазизеркальную компоненты. Показано, что форма эхоимпульса существенно зависит от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент, неровностей поверхности и состояния атмосферы.

Мощность эхосигнала при наклонном зондировании плоской поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния, имеющей квазизеркальную и диффузную компоненты, рассматривалась в [1]. Ниже исследуются энергетические характеристики эхосигнала в атмосфере при импульсном лазерном зондировании случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния локальных участков.

Будем считать, что каждый локально-плоский элемент случайно-неровной поверхности S обладает комбинированной индикатрисой рассеяния, имеющей квазизеркальную и диффузную компоненты. Поверхность S зондируется в атмосфере импульсным сигналом. Тогда интегральное выражение для мощности, регистрируемой приемником, имеет вид [1] (используем малоугловое приближение для источника и приемника и считаем, что затенения одних элементов поверхности другими не существенны):

$$P(t) = \int_S d\mathbf{R} \int d\Omega(\mathbf{m}) \cos \theta_s J(\mathbf{R}, \mathbf{m}) J_n(\mathbf{R}, \mathbf{m}) f\left(t - \frac{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_n|}{c} - \frac{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_s|}{c}\right), \quad (1)$$

где

$$J(\mathbf{R}, \mathbf{m}) = \frac{F(\mathbf{R})}{\alpha \frac{2\pi}{n+2} + \beta \pi \Delta^2} \left[\alpha \cos^n \theta + \beta \exp \left\{ - \frac{(\theta - \theta_0)^2 \cos^2 \theta_0 + (\varphi - \varphi_0)^2 \sin^2 \theta_0}{\Delta^2} \right\} \right]; \quad (2)$$

$E(\mathbf{R}) = E_n(\mathbf{R})A$; $J(\mathbf{R}, \mathbf{m})$ — яркость излучения, отраженного от элементарной локально-плоской площадки, т. \mathbf{R} поверхности S ; $J_n(\mathbf{R}, \mathbf{m})$ — яркость в точке \mathbf{R} поверхности S излучения, падающего в атмосфере, от «фиктивного источника» (с параметрами приемника) [2]; A — коэффициент отражения элементарной площадки; $E_n(\mathbf{R})$ — освещенность на площадке, создаваемая излучением, падающим от источника; \mathbf{R} — пространственная координата, характеризующая положение элементарной рассеивающей площадки; θ_s — угол между нормалью к поверхности S в точке \mathbf{R} и направлением на приемник; \mathbf{r}_n , \mathbf{r}_s — векторы, характеризующие положение источника и приемника; $f(t)$ — форма зондирующего импульса; α , β — коэффициенты, определяющие долю диффузного и квазизеркального отражения; (θ, θ_0) , (φ, φ_0) — зенитные углы и азимуты направления наблюдения и направления максимума отраженного излучения (квазизеркальной компоненты отражения) в локальной системе координат, связанной с элементарной отражающей площадкой. Углы θ_0 , φ_0 связаны с соответствующими углами θ_n , φ_n , характеризующими направление падающего излучения, законами геометрической оптики; n , Δ — параметры, характеризующие угловую ширину диффузной и квазизеркальной компоненты отражения соответственно. Формула (2) получена при $\Delta \ll 1$.

Будем считать, что атмосфера является однородной рассеивающей с сильно вытянутой индикатрисой [3, 4]. Тогда если угол, под которым видна приемная апертура из точек на рассеивающей поверхности, много меньше угловой ширины отраженного от поверхности излучения, характерного масштаба изменения углов наклона поверхности и угла поля зрения приемника, выражение для мощности, регистрируемой приемником, имеет вид (считаем, что источник, приемник и их оптические оси лежат в плоскости XOZ , переходим от интегрирования по неровной поверхности S к интегрированию по ее проекции S_0 на плоскость $z = 0$ и используем результаты [1–5]):

$$P(t) \simeq \frac{A}{\pi} \frac{1}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta \Delta^2} \left[\alpha \int_{S_0} \frac{d\mathbf{R}_0}{n_z} \cos^n \theta_s E_n(\mathbf{R}'_0) E_n(\mathbf{R}''_0) F(t', \mathbf{R}_0, \zeta) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \beta \int_{S_0} \frac{d\mathbf{R}_0}{n_z} E_n(\mathbf{R}'_0) E_n(\mathbf{R}_0) F(t', \mathbf{R}_0, \zeta) \times \\
& \times \exp \left\{ -\frac{\kappa_y^2}{\Delta^2} (C - \gamma_x D)^2 - \frac{\kappa_x^2}{\Delta^2} [R_{0y} s_2 - \gamma_y \kappa_y (C \gamma_x + D)]^2 \right\},
\end{aligned} \tag{3}$$

где

$$F(t', \mathbf{R}_0, \zeta) = f \left[t' + \frac{R_{0x} (\sin \theta_n - \sin \theta_n)}{c} + \frac{\zeta (\cos \theta_n + \cos \theta_n)}{c} - \frac{R_0^2 + \zeta^2}{2c} \left(\frac{1}{L_n} + \frac{1}{L_n} \right) \right];$$

$$\mathbf{R}'_0 = \{(R_{0x} \operatorname{ctg} \theta_n - \zeta(\mathbf{R}_0)) \sin \theta_n, R_{0y}\}; \quad \mathbf{R}_0 = \{(R_{0x} \operatorname{ctg} \theta_n - \zeta(\mathbf{R}_0)) \sin \theta_n, R_{0y}\};$$

$$\kappa_y = \frac{n_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_y^2}}; \quad \kappa_x = \frac{n_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_x^2}}; \quad s_2 = \frac{A_n}{B_n} + \frac{A_n}{B_n};$$

$$C = (\sin \theta_n - \sin \theta_n) + R_{0x} s_1; \quad s_1 = \frac{A_n \cos^2 \theta_n}{B_n} + \frac{A_n \cos^2 \theta_n}{B_n};$$

$$D = \left[1 - \left(\sin \theta_n - \frac{R_{0x} A_n \cos^2 \theta_n}{B_n} \right)^2 - \left(\frac{A_n R_{0y}}{B_n} \right)^2 \right]^{1/2} + \left[1 - \left(\sin \theta_n + \frac{R_{0x} A_n \cos^2 \theta_n}{B_n} \right)^2 - \left(\frac{A_n R_{0y}}{B_n} \right)^2 \right]^{1/2};$$

$$A_{n,n} = 0,5 (\alpha_{n,n}^2 + \sigma L_{n,n} \langle \gamma^2 \rangle)^{1/2}; \quad B_{n,n} = \frac{0,5 L_{n,n} (\alpha_{n,n}^2 + 0,5 \sigma L_{n,n} \langle \gamma^2 \rangle)}{\alpha_{n,n}^2 + \sigma L_{n,n} \langle \gamma^2 \rangle};$$

$E_n(\mathbf{R})$, $E_n(\mathbf{R})$ — освещенности от излучения, падающего в атмосфере на поверхность S от действительного и «фиктивного» источников соответственно [2, 3]; L_n , L_n — наклонные расстояния от источника и приемника до поверхности; $2\alpha_n$, $2\alpha_n$ — угол расходимости источника и угол поля зрения приемника; σ — показатель рассеяния атмосферы; $\langle \gamma^2 \rangle$ — дисперсия угла отклонения при элементарном акте рассеяния в атмосфере; ζ , $\gamma = \{\gamma_x, \gamma_y\}$ — высота и вектор наклонов неровной поверхности S ; $\mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ — единичный вектор нормали к элементарной площадке; θ_n , θ_n — углы между нормалью к поверхности S_0 и направлением на источник и приемник соответственно.

Считая распределение высот и наклонов поверхности S нормальным и усредняя выражение (3) по ζ , γ , получим следующее выражение для средней (по ансамблю поверхностей) мощности эхосигнала, регистрируемой приемником при наклонном зондировании в атмосфере случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния локальных участков (полагая форму зондирующего импульса

Гауссовой — $f(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\{-4 t^2 / \tau_n^2\}$, а поверхность плавно неровной — $\gamma_{x,y}^2 \ll 1$; $R_0 \sin \theta_{n,n} \gg \frac{R_0^2}{2L_{n,n}}$

$$\begin{aligned}
\bar{P}(t) \approx & \frac{2}{V\pi} \frac{A_n^{-1/2} r_n^2 \alpha_n^2 m_{nz} m_{nz} P_0 \exp\{-(\varepsilon - \sigma)(L_n + L_n)\}}{\left(\alpha \frac{2}{n+2} + \beta \Delta^2\right) 16 B_n^3 B_n^3} \left[\alpha F(\gamma_0) p_1^{-1/2} q_1^{-1/2} \exp\left\{-\frac{4(t')^2 a_1}{\tau_n^2}\right\} + \right. \\
& \left. + \beta \frac{G}{\mu} p_2^{-1/2} q_2^{-1/2} \exp\left\{-\frac{4(t')^2 a_2}{\tau_n^2} - \frac{8t' b_2}{\tau_n^2 c} - c_2\right\} \right],
\end{aligned} \tag{4}$$

где

$$p_1 = \frac{1}{4B_n^2} + \frac{1}{4B_n^2}; \quad p_2 = p_1 + \frac{s_2^2}{\Delta^2 \mu}; \quad q_2 = q_1 + \frac{s_1^2}{\Delta^2 \mu}; \quad \mu = 1 + \frac{2\gamma_0^2 q_2^2}{\Delta^2};$$

$$q_1 = \frac{\cos^2 \theta_n}{4B_n^2} + \frac{\cos^2 \theta_n}{4B_n^2} + \frac{4q_x^2}{c^2 \tau_n^2} - \frac{2\sigma_0^2 q_{11}}{\bar{v}}; \quad q_{11} = \frac{\sin \theta_n \cos \theta_n}{4B_n^2} + \frac{\sin \theta_n \cos \theta_n}{4B_n^2} + \frac{4q_x q_x}{\tau_n^2 c^2};$$

$$\bar{v} = 1 + 2\sigma_0^2 \left(\frac{\sin^2 \theta_n}{4B_n^2} + \frac{\sin^2 \theta_n}{4B_n^2} + \frac{4q_x^2}{\tau_n^2 c^2} \right); \quad G = \frac{(m_{nz} - \gamma_{mx} m_{nx})(m_{nz} - \gamma_{mx} m_{nx})}{m_{nz} m_{nz}};$$

$$\gamma_{mx} = -\frac{q_x q_x}{\frac{\Delta^2}{2\gamma_0^2} + q_x^2}; \quad q_x = -(\cos \theta_n + \cos \theta_n); \quad q_x = (\sin \theta_n - \sin \theta_n);$$

$$F(\gamma_0) = (m_{nz})^n (2\gamma_0^2)^{-n/4} \exp\left(\frac{1}{4\gamma_0^2}\right) \left[(2\gamma_0^2)^{-1/4} W_{-\frac{(n+1)}{4}, -\frac{(n-1)}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0^2}\right) + \right. \\ \left. + \frac{m_{nx} m_{nz} (n+1)}{2m_{nz} m_{nz}} (2\gamma_0^2)^{1/4} W_{-\frac{(n+3)}{4}, -\frac{(n-3)}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0^2}\right) \right]; \\ a_1 = a_0 - \frac{4}{\tau_{\text{н}}^2 c^2} \frac{q_3^2}{q_1}; \quad q_3 = q_x - \frac{2\sigma_0^2 q_x q_{11}}{\nu}; \quad a_0 = 1 - \frac{8\sigma_0^2 q_z^2}{\nu c^2 \tau_{\text{н}}^2}; \quad a_2 = a_0 - \frac{4}{\tau_{\text{н}}^2 c^2} \frac{q_3^2}{q_2}; \\ b_2 = \frac{q_1 q_x s_1}{\Delta^2 \mu q_2}; \quad c_2 = \frac{q_x^2}{\Delta^2 \mu} \left[1 - \frac{s_1^2}{\Delta^2 \mu q_2} \right];$$

σ_0^2, γ_0^2 — дисперсии высот и наклонов случайно-неровной поверхности S ; $\mathbf{m}_{\text{н}} = \{m_{\text{нх}}, m_{\text{нз}}\}$; $\mathbf{m}_{\text{п}} = \{m_{\text{пх}}, m_{\text{пз}}\}$ — единичные векторы, показывающие направление падающего на поверхность излучения и направление на приемник; $W_{n,m}(x)$ — функция Уиттекера; $r_{\text{п}}$ — эффективный размер приемной апертуры; P_0 — мощность, излучаемая источником; ε — показатель ослабления атмосферы; $\tau_{\text{н}}$ — длительность зондирующего импульса.

При $\sigma_0, \gamma_0 \rightarrow 0$ формула (4) совпадает с формулой для мощности эхосигнала, регистрируемой приемником при зондировании в атмосфере плоской поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния [1]. При $\beta = 0, n = 0, \sigma = 0$ формула (4) переходит в выражение для средней мощности эхосигнала в прозрачной атмосфере от случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности [6]. При $\alpha = 0, \Delta \rightarrow 0, \sigma = 0$ формула (4) переходит в выражение для средней мощности эхосигнала в прозрачной атмосфере от случайно-неровной локально-зеркальной поверхности [7].

На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов формы эхоимпульса от случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния локальных участков при различных значениях параметра β/α (различном соотношении диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности).

Расчеты величины $\bar{P}(t')\bar{P}(t'=0)$ проводились по формуле (4) при следующих значениях параметров: $\theta_{\text{п}} = 70^\circ$; $\theta_{\text{н}} = 65^\circ$; $L_{\text{п}} = 10^4$ м; $L_{\text{н}} = 10^3$ м; $n = 0$; $\alpha_{\text{п}} = 10^{-2}$; $\alpha_{\text{н}} = 10^{-1}$; $\Delta = 3 \cdot 10^{-2}$; $\tau_{\text{н}} = 3 \cdot 10^{-9}$ с; $\sigma\langle\gamma^2\rangle = 0$ (рис. 1); $\sigma\langle\gamma^2\rangle = 10^{-4}$ м⁻¹ (рис. 2); $\beta/\alpha = 0$ (кривые 1, 3); $\beta/\alpha = 1$ (кривые 2, 4); $\sigma_0 = 0$, $\gamma_0 = 0$ (кривые 1, 2); $\sigma_0^2 = 2$ м²; $\gamma_0^2 = 10^{-3}$ (кривые 3, 4).

Из рисунков видно, что форма эхосигнала зависит от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности.

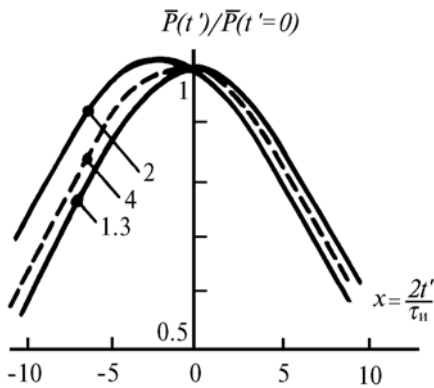


Рис. 1. Эхоимпульс от случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния в прозрачной атмосфере

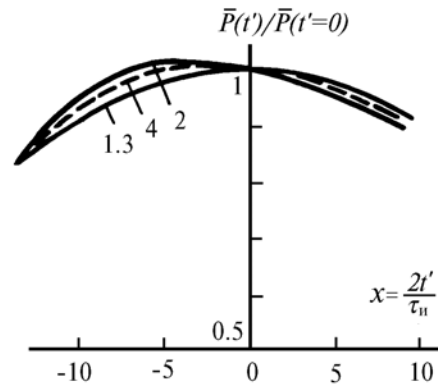


Рис. 2. Эхоимпульс от случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния в оптически плотной атмосфере

Случайная неровность поверхности приводит к разбросу направлений нормалей локальных отражающих участков и, как следствие, к увеличению эффективной угловой ширины квазизеркальной составляющей индикатрисы рассеяния поверхности. (В случае идеально отражающей поверхности эти вопросы подробно исследованы в [5]). Увеличение эффективной угловой ширины квазизеркальной составляющей индикатрисы приводит, в свою очередь, к ослаблению зависимости формы эхосигнала от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы. К этому же эффекту приводит и замутненность атмосферы, что физически объясняется размыванием в оптически плотной атмосфере квазизеркальной составляющей индикатрисы рассеяния поверхности.

1. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 3. С. 309–312.
2. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. / В. М. Орлов, И. В. Самохвалов, Г. Г. Матвиенко и др. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
3. Авербах Б. Л., Орлов В. М. // Труды ЦАО. 1975. Вып. 109. С. 77–83.
4. Долин Л. С., Савельев В. А. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 11. С. 1310–1317.
5. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука. 1972. 424 с.
6. Белов М. Л., Орлов В. М., Самохвалов И. В. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. Вып. 4. С. 937–939.
7. Дистанционный контроль состояния верхнего слоя океана. / В. М. Орлов, И. В. Самохвалов, М. Л. Белов и др. Новосибирск: Наука, 1991. 142 с.

Всероссийский научно-исследовательский институт
морского рыбного хозяйства и океанографии (ВНИРО) —
НПП «Фирма ЭККОС», Москва

Поступила в редакцию
2 июля 1992 г.

M. L. Belov. On the Power of Return Signals from a Randomly Rough Surface with a Combined Local Reflectance Being Sounded along a Slant Path in the Atmosphere.

Power of return signals from a randomly rough surface with a combined reflectance of locally plane areas at a bistatic sounding in the atmosphere is investigated. An expression for a mean power of return signal is derived for the case of sounding through an optically dense aerosol atmosphere and the surface reflectance being composed of a diffuse and quasi-specular components. It is shown that the return signal shape strongly depends on the ratio of diffuse and quasi-specular components of the surface reflectance as well as on the surface roughness and the state of the atmosphere.