

М.Л. Белов, В.М. Орлов

## О МОЩНОСТИ ЭХОСИГНАЛА ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ ПОВЕРХНОСТИ С КОМБИНИРОВАННОЙ ИНДИКАТРИСОЙ РАССЕЯНИЯ

Исследуется мощность эхосигнала при импульсном лазерном зондировании в атмосфере поверхности со сложной индикатрисой рассеяния. Получено выражение для мощности эхосигнала при зондировании в оптически плотной аэрозольной атмосфере поверхности с индикатрисой рассеяния, имеющей диффузную и квазизеркальную компоненты. Показано, что форма эхоимпульса может существенно зависеть от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент.

Лазерное зондирование поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния, имеющей квазизеркальную и диффузную компоненты, при непрерывном облучении рассматривалось в [1].

Ниже исследуются энергетические характеристики эхосигнала в атмосфере при импульсном лазерном зондировании поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния.

Пусть зондируемая поверхность характеризуется (при непрерывном облучении) яркостью  $J_n(\mathbf{R}, \mathbf{m})$  [1]:

$$J_n(\mathbf{R}, \mathbf{m}) = \frac{E(\mathbf{R})}{\alpha \frac{2\pi}{n+2} + \beta\pi\Delta^2} \left[ \alpha \cos^n \theta + \beta \exp \left\{ -\frac{(\theta - \theta_0)^2 \cos^2 \theta_0 + (\varphi - \varphi_0)^2 \sin^2 \theta_0}{\Delta^2} \right\} \right], \quad (1)$$

где  $E(\mathbf{R}) = AE_n(\mathbf{R})$ ;  $E_n(\mathbf{R})$  — освещенность на поверхности, создаваемая излучением, падающим от источника;  $A$  — коэффициент отражения;  $\alpha, \beta$  — коэффициенты, определяющие долю диффузного и квазизеркального отражения;  $\Delta$  — параметр, характеризующий угловую ширину индикатрисы квазизеркальной компоненты отражения;  $n$  — параметр, характеризующий угловую ширину индикатрисы диффузной компоненты отражения;  $(\theta, \theta_0), (\varphi, \varphi_0)$  — зенитные углы и азимуты направления наблюдения и направления максимума отраженного излучения (квазизеркальной компоненты отражения). Углы  $\theta_0, \varphi_0$  связаны с соответствующими углами  $\theta_n, \varphi_n$ , характеризующими направление падающего излучения, законами геометрической оптики.

Будем считать, что рассеивающая поверхность зондируется в атмосфере импульсным сигналом. По распределению яркости  $J(\mathbf{R}, \mathbf{m}, t)$  на рассеивающей поверхности  $S$  можно определить яркость  $J(\tilde{\mathbf{R}}, \tilde{\mathbf{m}}, t)$  излучения, приходящего на приемник [2], и затем, используя теорему взаимности в рассеивающей среде [2] и результаты [3], получить в малоугловом приближении интегральное выражение для мощности, регистрируемой приемником при импульсном зондировании (считаем, что затенения элементов поверхности не существенны, и  $J(\mathbf{R}, \mathbf{m}, t) = J_n(\mathbf{R}, \mathbf{m}) f\left(t - \frac{|\mathbf{r}_n - \mathbf{R}|}{c}\right)$ :

$$P(t) = \int_S d\mathbf{R} \int d\Omega(\mathbf{m}) \cos \theta_n J_n(\mathbf{R}, \mathbf{m}) J_n(\mathbf{R}, \mathbf{m}) f\left(t - \frac{|\mathbf{r}_n - \mathbf{R}| + |\mathbf{r}_n - \mathbf{R}|}{c}\right), \quad (2)$$

где  $J_n(\mathbf{R}, \mathbf{m})$  — яркость в точке  $\mathbf{R}$  поверхности  $S$  излучения, падающего в атмосфере от «фиктивного источника» (с параметрами приемника) при непрерывном облучении [3];  $\theta_n$  — угол между нормалью к поверхности  $S$  и направлением на приемник;  $\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_n$  — векторы, характеризующие положение источника и приемника;  $f(t)$  — форма зондирующего импульса.

В случае однородной рассеивающей атмосферы с сильно вытянутой индикатрисой, если угол, под которым видна приемная апертура из точек на рассеивающей поверхности, много меньше угловой ширины индикатрисы отраженного от поверхности излучения и угла поля зрения приемника, выражение (2) для мощности, регистрируемой приемником, принимает вид (считая, что зондируемая поверхность плоская и совпадает с плоскостью  $XOY$ , источник, приемник и их оптические оси лежат в плоскости  $XOZ$ , и используя результаты [3–5]):

$$P(t) = \frac{A}{\pi} \frac{1}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta\Delta^2} \int_S d^2R E_n(\mathbf{R}') E_n(\mathbf{R}'') f\left(t - \frac{L_n + L_n}{c} + \frac{R_x(\sin \theta_n + \sin \theta_n)}{c}\right) +$$

$$\begin{aligned}
& + \beta \int_S d^2 R E_n(\mathbf{R}') E_n(\mathbf{R}'') \exp \left\{ -\frac{1}{\Delta^2} [(\sin \theta_0 - \sin \theta_n + R_x d)^2 + R_y^2 s^2] \right\} \times \\
& \times f \left( t - \frac{L_n + L_n}{c} + \frac{R_x (\sin \theta_n + \sin \theta_n)}{c} \right),
\end{aligned} \tag{3}$$

где

$$\begin{aligned}
s &= \frac{A_n}{B_n} + \frac{A_n}{B_n}; \quad d = \frac{A_n \cos^2 \theta_n}{B_n} + \frac{A_n \cos^2 \theta_n}{B_n}; \quad A_{n,n} = \left[ \frac{\alpha_{n,n}^2}{4} + \frac{\sigma L_{n,n} \langle \gamma^2 \rangle}{4} \right]^{1/2}; \\
B_{n,n} &= L_{n,n} \left[ \frac{\alpha_{n,n}^2}{2} + \frac{\sigma L_{n,n} \langle \gamma^2 \rangle}{4} \right] [\alpha_{n,n}^2 + \sigma L_{n,n} \langle \gamma^2 \rangle]^{-1/2}; \\
\mathbf{R}' &= \{R_x \cos \theta_n, R_y\}, \quad \mathbf{R}'' = \{R_x \cos \theta_n, R_y\};
\end{aligned}$$

$E_n(\mathbf{R})$ ,  $E_n(\mathbf{R})$  — освещенности от излучения, падающего в атмосфере на поверхность от действительного и «фиктивного» (с параметрами приемника) источников соответственно [3, 4];  $L_n$ ,  $L_n$  — расстояния от источника и приемника до поверхности;  $2\alpha_n$ ,  $2\alpha_n$  — угол расходимости источника и угол поля зрения приемника;  $\sigma$  — показатель рассеяния атмосферы;  $\langle \gamma^2 \rangle$  — дисперсия угла отклонения при элементарном акте рассеяния.

При  $\beta = 0$ ,  $n = 0$  формула (3) переходит в выражение для принимаемой мощности от ламбертовской поверхности [3];. При  $\alpha = 0$ ,  $\Delta \rightarrow 0$  формула (3) переходит в выражение для принимаемой мощности от зеркальной поверхности.

Вычисляя интегралы, входящие в (3), получим (полагая форму зондирующего импульса гауссовской  $f(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{4t^2}{\tau_n^2}\right)$  и используя результаты [3])

$$\begin{aligned}
P(t) &= C_1 \left[ C_2 \exp \left\{ -\frac{(t')^2 4}{\tau_n^2} \frac{q}{q+m} \right\} + C_3 \exp \left\{ -b \frac{q+m}{q+m+\frac{d^2}{\Delta^2}} \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{4(t')^2}{\tau_n^2} \frac{q+\frac{d^2}{\Delta^2}}{q+\frac{d^2}{\Delta^2}+m} + \frac{t' \tilde{b} d}{q+m+\frac{d^2}{\Delta^2}} \frac{8}{\tau_n^2 c} \right\} \right],
\end{aligned} \tag{4}$$

где

$$\begin{aligned}
C_1 &= \frac{1}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta \Delta^2} \frac{AP_0 \cos \theta_n \cos \theta_n r_n^2 \alpha_n^2}{\sqrt{\pi} 8B_n^2 B_n^2} \exp [-(\varepsilon - \sigma)(L_n + L_n)]; \\
C_2 &= \alpha \cos^n \theta_n p^{-1/2} (q+m)^{-1/2}; \quad C_3 = \beta \left( p + \frac{s^2}{\Delta^2} \right)^{-1/2} \left( q + m + \frac{d^2}{\Delta^2} \right)^{-1/2}; \\
d &= \frac{1}{4B_n^2} + \frac{1}{4B_n^2}; \quad q = \frac{\cos^2 \theta_n}{4B_n^2} + \frac{\cos^2 \theta_n}{4B_n^2}; \\
\tilde{b} &= \frac{(\sin \theta_0 - \sin \theta_n)(\sin \theta_n + \sin \theta_n)}{\Delta^2}; \\
m &= \frac{4(\sin \theta_n + \sin \theta_n)^2}{\tau_n^2 c^2}; \quad b = \frac{(\sin \theta_0 - \sin \theta_n)^2}{\Delta^2}; \quad t' = t - \frac{L_n + L_n}{c};
\end{aligned}$$

$P_0$  — мощность, излучаемая источником;  $r_n$  — эффективный размер приемной апертуры;  $\varepsilon$  — показатель ослабления атмосферы;  $\tau_n$  — длительность зондирующего импульса.

При  $\beta = 0$ ,  $n = 0$ ,  $\sigma = 0$  формула (4) переходит в выражение для  $P(t)$  от плоской ламбертовской поверхности в прозрачной аэрозольной атмосфере [3].

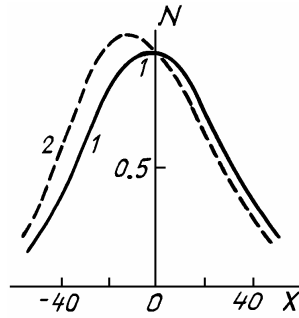


Рис. 1. Форма эхосигнала в прозрачной атмосфере

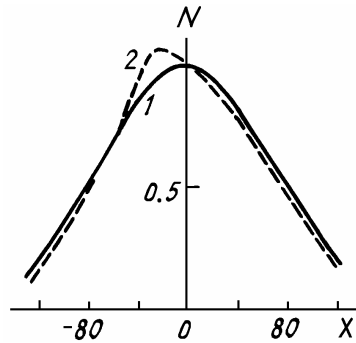


Рис. 2. Форма эхосигнала в оптически плотной атмосфере

На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов формы эхоимпульса от поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния при различных значениях параметра  $\beta/\alpha$  (различном соотношении диффузной и квазизеркальной компонент). Расчеты величины  $\frac{P(t')}{P(t'=0)}$  проводились по формуле (4) для следующих значений параметров:  $\frac{\beta}{\alpha} = 0,1$  (кривая 1);  $\frac{\beta}{\alpha} = 0,9$  (кривая 2);  $n = 1$ ;  $\theta_{\text{п}} = 70^\circ$ ;  $\theta_{\text{п}} = -65^\circ$ ;  $L_{\text{д}} = 10^4$  м;  $L_{\text{з}} = 10^3$  м;  $\alpha_{\text{д}} = 10^{-2}$ ;  $\alpha_{\text{з}} = 10^{-1}$ ;  $\tau_{\text{д}} = 10^{-9}$  с;  $\Delta = 10^{-2}$ ;  $\theta_0 = -\theta_{\text{п}}$ ;  $\sigma < \gamma^2 > 0$  (рис. 1);  $\sigma < \gamma^2 > = 10^{-4} \text{ м}^{-1}$  (рис. 2).

Из рисунков видно, что форма принимаемого эхоимпульса существенно зависит от соотношения квазизеркальной и диффузной компонент индикатрисы рассеяния. Для более оптически плотной атмосферы эта зависимость проявляется слабее. Фактически это объясняется увеличением в атмосфере эффективной угловой ширины квазизеркальной компоненты индикатрисы рассеяния поверхности.

Полученные соотношения могут быть использованы при разработке лазерных систем дистанционного зондирования и анализе их работы.

1. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 10. С. 1066–1069.
2. Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М.: Мир, 1972. 384 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. Авербах Б. Л., Орлов В. М. // Труды ЦАО. 1975. Вып. 109. С. 77.
5. Долин Л. С., Савельев В. А. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 11. С. 1310.

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
морского рыбного хозяйства и океанографии, Москва

Поступила в редакцию  
19 ноября 1991 г.

**M. L. Belov, V. M. Orlov. The Power of Echo-Signal from a Surface with Complex Reflectance Sounded Through the Atmosphere.**

In this paper echo-signal power is considered for pulse laser sounding of a surface with complex reflectance in the atmosphere. Expression is obtained for echo-signal power for sounding in the turbid aerosol atmosphere of a surface with the reflectance composed of diffuse and specular parts. It is shown that the shape of echo-pulse can greatly depend on the relation between the diffuse and specular parts.