

М.Л. Белов

О МОЩНОСТИ, РЕГИСТРИРУЕМОЙ ЛИДАРОМ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ СЛУЧАЙНО-НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С КОМБИНИРОВАННОЙ ИНДИКАТРИСОЙ РАССЕЯНИЯ

Исследуется мощность, регистрируемая лазерной локационной системой при бистатистическом зондировании в атмосфере неровной поверхности со сложной индикатрисой рассеяния элементарных локально-плоских участков. Получено выражение для принимаемой мощности при зондировании в оптически плотной аэрозольной атмосфере поверхности с индикатрисой рассеяния, имеющей диффузную и квазизеркальную компоненты. Показано, что принимаемая мощность существенно зависит от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент и от параметров неровностей поверхности.

Мощность, регистрируемая лидаром при зондировании в атмосфере плоской поверхности со сложной индикатрисой рассеяния, исследовалась в [1]. Ниже рассматривается мощность, регистрируемая лазерной локационной системой при бистатистическом зондировании (когда источник и приемник разнесены) в атмосфере неровной поверхности со сложной индикатрисой рассеяния элементарных локально-плоских участков (рис. 1).

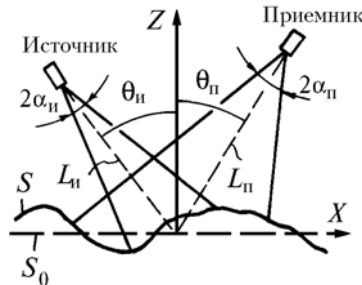


Рис. 1. Схема зондирования

Будем считать, что каждый локально-плоский элемент зондируемой поверхности обладает комбинированной индикатрисой рассеяния, имеющей квазизеркальную и диффузную компоненты [1]. Яркость $I(\mathbf{R}, \mathbf{m})$ излучения, отраженного от элементарной локально-плоской площадки, равна [1]:

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

где: $E(\mathbf{R}) = AE_{II}(\mathbf{R})$; $E_{II}(\mathbf{R})$ — освещенность на площадке, создаваемая излучением, падающим от источника; A — коэффициент отражения локальной площадки; \mathbf{R} — пространственная координата, характеризующая положение элементарной рассеивающей площадки; α, β — коэффициенты, определяющие долю диффузного и квазизеркального отражения; $(\theta, \theta_0), (\varphi, \varphi_0)$ — 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 $\theta_{II}, \varphi_{II}$, характеризующими направление падающего излучения, законами геометрической оптики; n — параметр, характеризующий угловую ширину индикатрисы диффузной компоненты отражения; Δ — параметр, характеризующий угловую ширину индикатрисы квазизеркальной компоненты отражения; формула (1) получена при $\Delta \ll 1$.

По распределению яркости $I(\mathbf{R}, \mathbf{m})$ на рассеивающей поверхности S можно определить яркость излучения, приходящего на приемник, и получить интегральное выражение для мощности, регистрируемой приемником (считаем, что затенения одних элементов поверхности другими не существенны) [1]:

$$P = \int d\mathbf{R} \int d\Omega(\mathbf{m}) \cos \theta_s I(\mathbf{R}, \mathbf{m}) I_{PI}(\mathbf{R}, \mathbf{m}), \quad (2)$$

где $I_{PI}(\mathbf{R}, \mathbf{m})$ — яркость в точке \mathbf{R} поверхности S излучения, падающего в атмосфере от «фиктивного источника» (с параметрами приемника) [2]; θ_s — угол между нормалью к поверхности S в точке \mathbf{R} и направлением на приемник.

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 квазизеркальной компоненты индикатрисы поверхности, характерного масштаба изменения углов наклона поверхности и угла поля зрения приемника, выражение для мощности, регистрируемой приемником принимает вид (в малоугловом приближении для диаграмм источника и приемника; 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]):

$$P = \frac{A}{\pi} \frac{1}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta \Delta^2} \left[\alpha \int_{S_0} \frac{d^2 R_0}{n_z^2} \cos^n \theta_s E_{\Pi}(\mathbf{R}'_0) E_{\Pi}(\mathbf{R}''_0) + \beta \int_{S_0} \frac{d^2 R_0}{n_z^2} E_{\Pi}(\mathbf{R}'_0) E_{\Pi}(\mathbf{R}''_0) \exp \left\{ -\frac{K_y^2}{\Delta} (C - \gamma_x D)^2 - \frac{K_x^2}{\Delta} [R_{0y} s - \gamma_y K_y (C \gamma_x + D)]^2 \right\} \right], \quad (3)$$

где

$$\mathbf{R}'_{0\xi} = \{(R_{0x} \cot \theta_{\Pi} - \zeta(R_0)) \sin \theta_{\Pi}, R_{0y}\}; \quad \mathbf{R}''_{0\xi} = \{(R_{0x} \cot \theta_{\Pi} - \zeta(R_0)) \sin \theta_{\Pi}, R_{0y}\};$$

$$K_y = \frac{n_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_y^2}}; \quad K_x = \frac{n_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_x^2}}; \quad s = \frac{A_{\Pi}}{B_{\Pi}} + \frac{A_{\Pi}}{B_{\Pi}};$$

$$C = (\sin \theta_{\Pi} - \sin \theta_{\Pi}) + R_{0x} t; \quad t = \frac{A_{\Pi} \cos^2 \theta_{\Pi}}{B_{\Pi}} + \frac{A_{\Pi} \cos^2 \theta_{\Pi}}{B_{\Pi}};$$

$$D = \sqrt{1 - \left(\sin \theta_{\Pi} - \frac{R_{0x} A_{\Pi} \cos^2 \theta_{\Pi}}{B_{\Pi}} \right)^2 - \left(\frac{A_{\Pi} R_{0y}}{B_{\Pi}} \right)^2} + \sqrt{1 - \left(\sin \theta_{\Pi} + \frac{R_{0x} A_{\Pi} \cos^2 \theta_{\Pi}}{B_{\Pi}} \right)^2 - \left(\frac{A_{\Pi} R_{0y}}{B_{\Pi}} \right)^2};$$

$$A_{\Pi, \Pi} = 0.5 (\alpha_{\Pi, \Pi}^2 + \sigma L_{\Pi, \Pi} \langle \gamma^2 \rangle)^{1/2}; \quad B_{\Pi, \Pi} = \frac{0.5 L_{\Pi, \Pi} (\alpha_{\Pi, \Pi}^2 + 0.5 \sigma L_{\Pi, \Pi} \langle \gamma^2 \rangle)}{(\alpha_{\Pi, \Pi} + \sigma L_{\Pi, \Pi} \langle \gamma \rangle)^{1/2}};$$

$E_{\Pi}(\mathbf{R})$, $E_{\Pi}(\mathbf{R})$ – освещенности на поверхности S от излучения, падающего в атмосфере на поверхность S от действительного и «фиктивного» источников соответственно [2, 3]; L_{Π} , L_{Π} – расстояния от источника и приемника до поверхности; $2\alpha_{\Pi}$, $2\alpha_{\Pi}$ – 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; $\gamma = \{\gamma_x, \gamma_y\}$ – высота и вектор наклонов неровной поверхности; $\mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ – единичный вектор нормали к элементарной площадке; θ_{Π} , θ_{Π} – углы между нормалью к поверхности S_0 и направлением на источник и приемник соответственно.

Когда высоты и наклоны неровной поверхности S стремятся к нулю, формула (3) переходит в выражение для мощности, регистрируемой приемником от плоской поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния [1].

Считая распределение высот и наклонов поверхности S нормальным и усредняя выражение (3) по ζ и γ , найдем интегральное выражение для \bar{P} – средней (по ансамблю поверхностей) мощности, регистрируемой приемником (полагаем, что поверхность S плавно неровная – $\gamma_x^2, \gamma_y^2 \ll 1$):

$$\bar{P} \approx \frac{A}{\pi} \frac{v^{-1/2}}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta \Delta^2} \left[\alpha F(\gamma_0) \int_{S_0} d^2 R_0 E_{\Pi}(\mathbf{R}'_0) E_{\Pi}(\mathbf{R}''_0) \exp\{ER_{0,x}^2\} + \beta \frac{G}{\mu} \int_{S_0} d^2 R_0 E_s(\mathbf{R}'_0) E_{\Pi}(\mathbf{R}''_0) \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ ER_{0,x}^2 - \frac{R_{0y}^2 s^2}{\Delta \mu} - \frac{1}{\Delta \mu} (q_x + R_{0x} t)^2 \right\} \right], \quad (4)$$

где

$$v = 1 + 2\sigma_0^2 \left(\frac{\sin^2 \theta_{\Pi}}{4 B_{\Pi}^2} + \frac{\sin^2 \theta_{\Pi}}{4 B_{\Pi}^2} \right); \quad E = \frac{2\sigma_0^2}{v} \left[\frac{\sin \theta_{\Pi} \cos \theta_{\Pi}}{4 B_{\Pi}^2} + \frac{\sin \theta_{\Pi} \cos \theta_{\Pi}}{4 B_{\Pi}^2} \right]^2;$$

$$F(\gamma_0) = m_{\pi z}^n (2\gamma_0^2)^{-n/4} \exp\left(\frac{1}{4\gamma_0^2}\right) \left[(2\gamma_0^2)^{-1/4} W_{-\frac{(n+1)}{4}, -\frac{(n-1)}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0^2}\right) + \right. \\ \left. + \frac{m_{\pi x} m_{\pi z}}{2m_{\pi z} m_{\pi z}} (n+1)(2\gamma_0^2)^{-1/4} W_{-\frac{(n+3)}{4}, -\frac{(n-3)}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0^2}\right) \right];$$

$$\mu = 1 + \frac{2\gamma_0^2 q_z^2}{\Delta^2}; \quad G = \frac{(m_{\pi z} - \gamma_{m x} m_{\pi x})(m_{\pi z} - \gamma_{m x} m_{\pi x})}{m_{\pi z} m_{\pi z}};$$

$$\gamma_{m x} = -\frac{q_x q_z}{\frac{\Delta^2}{2} + q_z^2}; \quad q_z = -(\cos \theta_{\pi} + \cos \theta_{\pi}); \quad q_x = (\sin \theta_{\pi} - \sin \theta_{\pi});$$

$$R'_0 = \{R_{0x} \cos \theta_{\pi}, R_{0y}\}; \quad R''_0 = \{R_{0x} \cos \theta_{\pi}, R_{0y}\},$$

σ_0^2, γ_0^2 – дисперсии высот и наклонов случайно-неровной поверхности S ; $\mathbf{m}_{\pi} = \{m_{\pi x}, m_{\pi z}\}$; $\mathbf{m}_{\pi} = \{m_{\pi x}, m_{\pi z}\}$ – единичные векторы, показывающие направление падающего на поверхность излучения и направление на приемник; $W_{n,m}(x)$ – функция Уиттекера.

Вычисляя интегралы, входящие в (4), получим следующее аналитическое выражение для средней мощности, регистрируемой приемником при зондировании случайно-неровной поверхности с комбинированной локальной индикатрисой рассеяния:

$$\bar{P} \simeq \frac{A v^{-1/2}}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta \Delta^2} \cdot \frac{r_{\pi}^2 \alpha_{\pi}^2 m_{\pi z} m_{\pi z} P_0 \exp\{- (\varepsilon - \sigma)(L_{\pi} + L_{\pi})\}}{16 B_{\pi}^2 B_{\pi}^2} \times \\ \times \left[\alpha F(\gamma_0) p^{-1/2} (q - E)^{-1/2} + \beta \frac{G}{\mu} \left(p + \frac{s^2}{\Delta \mu} \right)^{-1/2} H^{-1/2} \exp\left\{ -\frac{q_x^2}{\Delta \mu} \left(1 - \frac{t^2}{\Delta \mu H} \right) \right\} \right], \quad (5)$$

где $H = q - E + \frac{t^2}{\Delta^2 \mu}$; $p = \frac{1}{4B_{\pi}^2} + \frac{1}{4B_{\pi}^2}$; $q = \frac{\cos^2 \theta_{\pi}}{4B_{\pi}^2} + \frac{\cos^2 \theta_{\pi}}{4B_{\pi}^2}$; P_0 – мощность, излучаемая источником;

r_{π} – эффективный размер приемной апертуры; ε – показатель ослабления атмосферы.

При $\sigma_0, \gamma_0 \rightarrow 0$ формула (5) совпадает с формулой для мощности, регистрируемой приемником при зондировании в атмосфере плоской поверхности с комбинированной индикатрисой [1]. При $\beta = 0, n = 0, \langle \gamma^2 \rangle = 0, \sigma = 0$ формула (5) переходит в выражение для средней принимаемой мощности в прозрачной атмосфере от случайно-неровной локально ламбертовской поверхности [6].

При $\alpha = 0, \Delta \rightarrow 0, \sigma = 0, \langle \gamma^2 \rangle = 0$ формула (5) переходит в выражение для средней принимаемой мощности в прозрачной атмосфере от случайно-неровной локально-зеркальной поверхности [7].

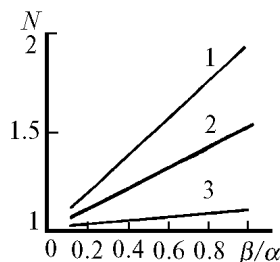


Рис. 2. Зависимость принимаемой мощности от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности в прозрачной атмосфере

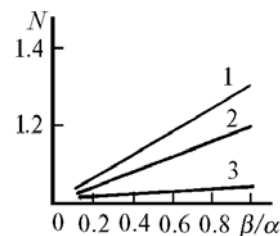


Рис. 3. Зависимость принимаемой мощности от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности в оптически плотной атмосфере

На рис. 2, 3 показана зависимость N (отношения мощности \bar{P} к мощности P ($\beta = 0, n = 0, \sigma_0 = 0, \gamma_0 = 0$), вычисленной для плоской ламбертовской поверхности) от параметра β/α . Расчеты проводились по формуле (5) для следующих значений параметров: $L_{\pi} = L_{\pi} = 10^3$ м; $\alpha_{\pi} = 10^{-2}$;

$\alpha_{\text{н}} = 10^{-1}$; $\Delta = 10^{-1}$; $n = 0$; $\theta_{\text{н}} = \theta_{\text{п}} = 0$; $\sigma\langle\gamma^2\rangle = 0$ (рис. 2); $\sigma\langle\gamma^2\rangle = 10^{-5} \text{ 1/м}$ (рис. 3). $\gamma_0^2 = 0$; $\sigma_0^2 = 0$ (кривая 1); $\gamma_0^2 = 10^{-3}$; $\sigma_0^2 = 2 \text{ м}^2$ (кривая 2); $\gamma_0^2 = 10^{-2}$; $\sigma_0^2 = 2 \text{ м}^2$ (кривая 3).

Из рисунков видно, что при увеличении доли квазизеркальной компоненты индикатрисы рассеяния поверхности (увеличении параметра β/α) принимаемая мощность увеличивается. Физически это объясняется тем, что при увеличении β/α отраженное от поверхности излучение все в большей степени концентрируется около направления зеркального отражения. Случайная неровность поверхности приводит к уменьшению этого эффекта, что связано с «размытием» квазизеркальной индикатрисы рассеяния поверхности.

Увеличение замутненности атмосферы приводит к сглаживанию эффектов, связанных с влиянием свойств рассеивающей поверхности на принимаемую мощность.

Полученные результаты могут быть использованы при анализе работы оптических локаторов и систем дистанционного зондирования.

1. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы, 1991. Т. 4. № 10. С. 1066–1069.
2. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация / Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. 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. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1986. Т. 29. № 11. С. 1387–1389.
7. Белов М. Л., Орлов В. М., Самохвалов И. В. // IX Всес. снмп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. 2. Томск: ИОА СО АН СССР. 1987. С. 409–412.

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

Поступила в редакцию
9 апреля 1992 г.

M. L. Belov. Lidar Return Power from a Rough Surface with a Complex Scattering Phase Function Sounded through the Atmosphere.

The investigation presented in this paper concerns the lidar return power recorded in a bistatic optical arrangement from a rough surface with a complex scattering phase function of locally plane elements. An equation for that return power is derived for the case of sounding through an optically dense aerosol atmosphere, of a surface with the scattering phase function including diffuse and quasi-specular components. It is shown that the return power essentially depends on the diffuse-to-specular components ratio and on the roughness characteristics of the surface as well.