«Оптика атмосферы», т. 4, № 10 (1991)

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.501

М.Л. Белов, В.М. Орлов

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

В статье исследуется мощность сигнала при лазерном зондировании в атмосфере поверхности со сложной индикатрисой рассеяния. Получены выражения 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.

Энергетические характеристики излучения, регистрируемого лидаром при зондировании в атмосфере поверхности с зеркальной или ламбертовской индикатрисой рассеяния, исследовались в ряде работ (например, [1—4]). Ниже рассматривается мощность, регистрируемая лазерной локационной системой при зондировании в атмосфере поверхности со сложной индикатрисой рассеяния.

Пусть зондируемая поверхность обладает комбинированной индикатрисой рассеяния, имеющей диффузную компоненту и квазизеркальную компоненту с узкой индикатрисой отражения, максимум которой совпадает с направлением зеркального отражения. Яркость $I(\mathbf{R}, \mathbf{m})$ излучения, отраженного от такой поверхности, равна

$$I(\mathbf{R}, \mathbf{m}) = I(\mathbf{R})\left[\alpha\cos^n\theta + \beta\exp\left\{-\frac{(\mathbf{m}_\perp - \mathbf{m}_{0\perp})^2}{\Delta^2}\right\}\right], \tag{1}$$

где $\mathbf{R}$ — пространственная координата; $\mathbf{m}$ — единичный вектор, характеризующий направление наблюдения; $I(\mathbf{R})$ — некоторая функция координат; α, β — коэффициенты, определяющие долю диффузного и квазизеркального отражений; $\mathbf{m}_\perp$, $\mathbf{m}_{0\perp}$ — векторы, характеризующие направление наблюдения и направление максимума отраженного излучения (квазизеркальной компоненты отражения); $\mathbf{m}_\perp = \{m_x, m_y\}$; $\mathbf{m}_{0\perp} = \{m_{x0}, m_{y0}\}$; $m_x = \sin\theta\cos\varphi$; $m_y = \sin\theta\sin\varphi$; $m_{x0} = \sin\theta_0\cos\varphi_0$; $m_{y0} = \sin\theta_0\sin\varphi_0$; (θ, θ_0), (φ, φ_0) — зенитные углы и азимуты направления наблюдения и направления максимума отраженного излучения (квазизеркальной компоненты отражения). Углы θ_0, φ_0 связаны с соответствующими углами $\theta_{\text{п}}$, $\varphi_{\text{п}}$, характеризующими направление падающего излучения, законами геометрической оптики; Δ — параметр, характеризующий угловую ширину индикатрисы квазизеркальной компоненты отражения; n — параметр, характеризующий угловую ширину индикатрисы диффузной компоненты отражения. При $\Delta \ll 1$ формула (1) принимает вид

$$I(\mathbf{R}, \mathbf{m}) \simeq I(\mathbf{R})\left[\alpha\cos^n\theta + \beta\exp\left\{-\frac{(\theta-\theta_0)^2\cos^2\theta_0 + (\varphi-\varphi_0)^2\sin^2\theta_0}{\Delta^2}\right\}\right]. \tag{2}$$

Проведем нормировку выражения (2). Интеграл от $I(\mathbf{R}, \mathbf{m})\cos\theta$ по полупространству (по телесному углу 2π, в который отражается излучение) должен равняться светимости «вторичного» источника на поверхности E [2] ($E(\mathbf{R}) = AE_{\text{п}}(\mathbf{R})$; $E_{\text{п}}(\mathbf{R})$ — освещенность на поверхности, создаваемая излучением, падающим от источника; A — коэффициент отражения).

Для $E(\mathbf{R})$ имеем

$$E(\mathbf{R}) = \int\limits_{2\pi} I(\mathbf{R}, \mathbf{m})\cos\theta\, d\Omega = I(\mathbf{R})\left[\alpha\,\frac{2\pi}{n+2} + \beta\pi\Delta^2\right]. \tag{3}$$

Таким образом, с учетом нормировки яркость излучения (2) имеет вид

$$I(\mathbf{R},\ \mathbf{m}) = \frac{E(\mathbf{R})}{\alpha\,\dfrac{2\pi}{n+2} + \beta\pi\Delta^2}\left[\alpha\cos^n\theta + \beta\exp\left\{-\frac{(\theta-\theta_0)^2\cos^2\theta_0 + (\varphi-\varphi_0)^2\sin^2\theta_0}{\Delta^2}\right\}\right]. \quad (4)$$

Индикатриса отражения поверхности, соответствующая яркости (4) равна [3]

$$\rho(\theta,\ \varphi) = \frac{I_{\text{и}}(\mathbf{R},\ \mathbf{m})}{I_0(\mathbf{R},\ \mathbf{m})} = \frac{1}{\alpha\,\dfrac{2}{n+2} + \beta\Delta^2}\left[\alpha\cos^n\theta + \beta\exp\left\{-\frac{(\theta-\theta_0)^2\cos^2\theta_0 + (\varphi-\varphi_0)^2\sin^2\theta_0}{\Delta^2}\right\}\right], \quad (5)$$

где $I_0(\mathbf{R},\ \mathbf{m})$ —яркость ламбертовской поверхности.

При $\beta = 0$, $n = 0$ формулы (1)—(5) переходят в соответствующие выражения для ламбертовской поверхности. При $\alpha = 0$, $\Delta \to 0$ формулы (1)–(5) переходят в выражения для зеркальной поверхности.

Будем считать, что рассеивающая поверхность характеризуется яркостью (4). По распределению яркости $I_{\text{п}}(\mathbf{R},\ \mathbf{m})$ на рассеивающей поверхности можно определить яркость $I(\tilde{\mathbf{R}},\ \tilde{\mathbf{m}})$ излучения, приходящего на приемник [5], и затем, используя теорему взаимности в рассеивающей среде [5] и результаты [3], получить интегральное выражение для мощности, регистрируемой приемником (считаем, что затенения элементов поверхности не существенны),

$$P = \int_S d\mathbf{R}\int d\Omega\cos\theta_{\text{п}}\, I_{\text{и}}(\mathbf{R},\ \mathbf{m})\, I_{\text{п}}(\mathbf{R},\ \mathbf{m}), \quad (6)$$

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

Дальнейшие вычисления проведем для однородной рассеивающей атмосферы с сильно вытянутой индикатрисой. Считаем, что 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. Это условие значительно упрощает вычисление интеграла в (6) и означает, что мы пренебрегаем изменением значения индикатрисы отражения для точек поверхности, из которых излучение попадает на приемник. Тогда выражение для мощности, регистрируемой приемником, принимает вид (в малоугловом приближении для диаграмм источника и приемника, считая, что источник, приемник и их оптические оси лежат в плоскости XOZ и используя результаты [3, 6, 7])

$$P = \frac{A}{\pi}\frac{1}{\alpha\,\dfrac{2}{n+2} + \beta\Delta^2}\left[\alpha\cos^n\theta_{\text{п}}\int_S d\mathbf{R}E_{\text{и}}(\mathbf{R}')\,E_{\text{п}}(\mathbf{R}'') + \right.$$
$$\left. + \beta\int_S d\mathbf{R}E_{\text{и}}(\mathbf{R}')\,E_{\text{п}}(\mathbf{R}'')\exp\left\{-\frac{1}{\Delta^2}\left[((\sin\theta_0 - \sin\theta_{\text{п}}) + R_x t)^2 + R_y^2 s^2\right]\right\}\right], \quad (7)$$

где

$$s = \frac{A_{\text{и}}}{B_{\text{и}}} + \frac{A_{\text{п}}}{B_{\text{п}}};\ t = \frac{A_{\text{и}}\cos^2\theta_{\text{и}}}{B_{\text{и}}} + \frac{A_{\text{п}}\cos^2\theta_{\text{п}}}{B_{\text{п}}};$$

$$A_{\text{и, п}} = \frac{1}{2}\sqrt{\alpha^2_{\text{и, п}} + \sigma L_{\text{и, п}}\langle\gamma^2\rangle};\qquad B_{\text{и, п}} = L_{\text{и, п}}\frac{\left[\dfrac{\alpha^2_{\text{и, п}}}{2} + \dfrac{\sigma L_{\text{и, п}}\langle\gamma^2\rangle}{4}\right]}{\sqrt{\alpha^2_{\text{и, п}} + \sigma L_{\text{и, п}}\langle\gamma^2\rangle}};$$

$$\mathbf{R}' = \{R_x\cos\theta_{\text{и}},\ R_y\};\ \mathbf{R}'' = \{R_x\cos\theta_{\text{п}},\ R_y\};$$

$E_{\text{и}}(\mathbf{R})$, $E_{\text{п}}(R)$ — освещенности излучения, падающего в атмосфере на поверхность от действительного и «фиктивного» (с параметрами приемника) источников соответственно [3, 6]; $L_{\text{и}}$, $L_{\text{п}}$ — расстояния от источника и приемника до поверхности; $2\alpha_{\text{и}}$, $2\alpha_{\text{п}}$ — углы расходимости источника и поля зрения приемника соответственно; σ — показатель рассеяния атмосферы; $\langle\gamma^2\rangle$ — дисперсия угла отклонения при элементарном акте рассеяния.

При $\beta = 0$, $n = 0$ формула (7) переходит в выражение для принимаемой мощности от ламбертовской поверхности, а при $\alpha = 0$, $\Delta \to 0$ — в выражение для принимаемой мощности от зеркальной поверхности.

Вычисляя интегралы, входящие в (7), получим

$$P=\frac{1}{\alpha\dfrac{2}{n+2}+\beta\Delta^2}\left\{\alpha\cos^n\theta_{\text{п}}\,p^{-1/2}\,q^{-1/2}+\beta\left[p+\frac{s^2}{\Delta^2}\right]^{-1/2}\times\right.$$

$$\left.\times\left[q+\frac{t^2}{\Delta^2}\right]^{-1/2}\exp\left\{-\frac{(\sin\theta_0-\sin\theta_{\text{п}})^2}{\Delta^2}\,\frac{q}{q+\dfrac{t^2}{\Delta^2}}\right\}\right\}\times$$

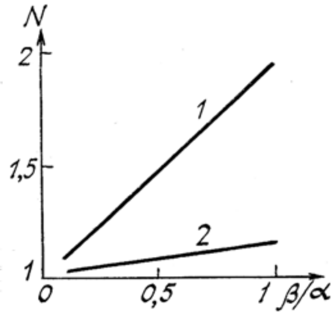
$$\times\frac{AP_0\cos\theta_{\text{и}}\cos\theta_{\text{п}}\,r_{\text{п}}^2\,\alpha_{\text{п}}^2\exp\{-(\varepsilon-\sigma)(L_{\text{и}}+L_{\text{п}})\}}{16B_{\text{и}}^2\,B_{\text{п}}^2},\tag{8}$$

где

$$p=\frac{1}{4B_{\text{и}}^2}+\frac{1}{4B_{\text{п}}^2};\;\; q=\frac{\cos^2\theta_{\text{и}}}{4B_{\text{и}}^2}+\frac{\cos^2\theta_{\text{п}}}{4B_{\text{п}}^2};$$

P_0 — мощность, излучаемая источником; $r_{\text{п}}$ — эффективный размер приемной апертуры; ε — показатель ослабления атмосферы.

При $\beta = 0$, $n = 0$, $\sigma = 0$ формула (8) переходит в выражения для принимаемой мощности от плоской ламбертовской поверхности в прозрачной аэрозольной атмосфере [3], а при $\alpha = 0$, $\Delta \to 0$ — в выражение для принимаемой мощности от плоской зеркальной поверхности.



Зависимость принимаемой мощности от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности

На рисунке показана зависимость N (отношения мощности P к мощности $P(\beta = 0,\ n = 0)$, вычисленной для ламбертовской поверхности) от параметра β/α. Расчеты проводились по формуле (8) для следующих значений параметров: $n = 0$ (ламбертовская поверхность);

$$\theta_0=\theta_{\text{п}},\ \Delta=10^{-3}\cdot(0{,}057^\circ),\ L_{\text{и}}=L_{\text{п}}=10^3\ \text{м},\ \alpha_{\text{п}}=\frac{1}{2}\cdot10^{-3},$$

$$\alpha_{\text{и}}\ll\alpha_{\text{п}},\ \sigma<\gamma^2>=\frac{1}{2}\cdot10^{-10}\,\frac{1}{\text{м}}\ (\text{кривая } 1),$$

$$\sigma<\gamma^2>=\frac{1}{2}\cdot10^{-8}\,\frac{1}{\text{м}}\ (\text{кривая } 2),$$

Принимаемая мощность, как видно из рисунка, существенно зависит от соотношения квазизеркальной и диффузной компонент индикатрисы рассеяния, причем чем прозрачнее атмосфера, тем эта зависимость сильнее проявляется.

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

1. Ермаков В.Б., Ильинский Ю.А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 4. С. 624.
2. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 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. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Креков Г.М. и др. Сигналы и помехи в лазерной локации. Москва: Радио и связь, 1985. 264 с.
5. Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М.: Мир, 1972. 384 с.
6. Авербах Б.Л., Орлов В.М. //Тр. ЦАО. 1975. Вып. 109. С. 77.
7. Долин Л.С., Савельев В.А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 11. С. 1310.

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

Поступила в редакцию
7 мая 1991 г.

M. L. Belov, V. M. Orlov. **Optical Power Received from a Surface with a Combined Scattering Phase Function Sounded through the Atmosphere.**

The analysis of optical power received from a surface with a combined scattering phase function sounded with a laser beam through the atmosphere is presented. The expressions are derived, which describe the optical power received from a surface with the diffuse and quasi-specular reflectivity components for the case of optically dense aerosol atmosphere. It is shown that the optical power returned from such a surface essentially depends on the ratio of diffuse and quasi-specular components of the surface reflectivity.