

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЕ ОСВЕЩЕННОСТИ ЗА ПРИЕМНОЙ ЛИНЗОЙ В ЛОКАЦИОННОЙ СХЕМЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Белов М. Л., Орлов В. М.

Вопрос о влиянии различных факторов (атмосферы, геометрии зондирования, параметров источника и приемника) на пространственную структуру освещенности за приемной линзой рассматривался в локационной схеме наблюдения в [1-3] для плоской лоцируемой поверхности. Ниже исследуется пространственное распределение освещенности за приемной линзой для локационной схемы наблюдения в атмосфере случайно-неровной поверхности.

Запишем выражение для яркости излучения $I_0(\mathbf{m}, \mathbf{R})$ отраженного небольшим локально-плоским участком случайно-неровной поверхности S в точке \mathbf{R} [4] (считая, что затенения одних элементов поверхности другими несущественны)

$$\gamma I_0(\mathbf{m}, \mathbf{R}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 \gamma' d\gamma' y(\mathbf{m}, \mathbf{m}', \mathbf{R}) I_n(\mathbf{m}', \mathbf{R}), \quad (1)$$

где $I_n(\mathbf{m}, \mathbf{R})$ — яркость излучения светового пучка, падающего в атмосфере на элемент поверхности S ; \mathbf{m} — вектор в системе координат, связанной с плоскостью, касательной к поверхности S в точке \mathbf{R} ; $\theta = \arctg \gamma$, φ — угол относительно нормали и азимут в системе координат, связанной с плоскостью, касательной к поверхности S в точке \mathbf{R} ; $y(\mathbf{m}, \mathbf{m}', \mathbf{R}) \frac{d\omega}{2\pi}$ — вероятность того, что фотон, падающий с направления \mathbf{m}' , отражается (от локально-плоского участка поверхности) в направлении \mathbf{m} внутри телесного угла $d\omega$. Ниже поверхность будем считать локально-ламбертовской. Для нее имеем [4]

$$y(\mathbf{m}, \mathbf{m}', \mathbf{R}) = 2A\gamma,$$

где A — альbedo (локально-плоского участка поверхности S).

По распределению $I_0(\mathbf{m}, \mathbf{R})$ на поверхности S можно определить яркость излучения, приходящего на приемник [5], и затем, используя теорему взаимности в рассеивающей среде [5] и результаты [1, 6], получить для узкого пучка от источника следующее выражение для освещенности $E(\mathbf{R}_n)$ в плоскости изображения приемной линзы (считая, что падающий на поверхность световой пучок узкий, а источник и приемник расположены в одной плоскости XOZ):

$$E(\mathbf{R}_n) = \frac{A}{\pi} \int_{S_0} \frac{d\mathbf{R}_0}{n_z} E_0([R_{0x} \operatorname{tg} \psi - \zeta(\mathbf{R}_0)] \cos \psi, R_{0y}) \times \\ \times E_{\text{по}}([R_{0x} \operatorname{tg} \chi - \zeta(\mathbf{R}_0)] \cos \chi, R_{0y}; \mathbf{R}_n) (\mathbf{n}\mathbf{m}_n) (\mathbf{n}\mathbf{m}_n), \quad (2)$$

где $E_0(\mathbf{R}_0)$, $E_{\text{по}}(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}_n)$ — освещенности от источника и фиктивного источника (с параметрами приемника) в атмосфере [5] на поверхности S_0 (проекция S на плоскость $Z=0$); $\mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ — единичный вектор нормали к поверхности S в точке \mathbf{R}_0 ; $\mathbf{m}_n, \mathbf{m}_n$ — единичные векторы, характеризующие направление падающего на поверхность S излучения и направление на приемник; $\zeta(\mathbf{R}_0)$ — высота случайно-неровной поверхности S в точке \mathbf{R}_0 ; ψ, χ — угол падения излучения на поверхность S и угол приема соответственно (отсчитываются от оси Ox).

Проводя усреднение по методике, аналогичной [6], найдем $\bar{E}(\mathbf{R}_n)$ — среднюю освещенность в изображении. В частности, при зондировании случайно-неровной поверхности в аэрозольной атмосфере имеем

$$\bar{E}(\mathbf{R}_n) = \frac{A a_n a_n}{L_n^2 L_n^2} Q [C_n + C_n]^{-1/2} p^{-1/2} \left[1 + 2\sigma^2 \left(s - \frac{t^2}{p} \right) \right]^{-1/2} \exp \left\{ - \left(R_{ny} \frac{L_n}{F} \right)^2 \left(\frac{1}{C_n} + \frac{1}{C_n} \right)^{-1} \right\} \times \\ \times \exp \left\{ - \left(\frac{R_{nx} L_n}{\sin \chi F} \right)^2 \left(\frac{1}{C_n \sin^2 \psi} + \frac{1}{C_n \sin^2 \chi} \right)^{-1} (1 - \mu) \right\}, \quad (3)$$

где

$$\mu = \frac{\left[\cos \chi - \frac{t}{p} \sin \chi \right]^2 C_{II}^2 \sin^2 \chi \left(\frac{1}{C_{II} \sin^2 \chi} + \frac{1}{C_{II} \sin^2 \psi} \right)}{\frac{1}{2\sigma^2} + s - \frac{t^2}{p}}, \quad C_{II} = \frac{1}{\alpha_{II}^2 L_{II}^2}, \quad C_{II} = \frac{1}{L_{II}^2 \frac{r_K^2}{F^2}},$$

$$a_{II} = \frac{P_0 e^{-\tau_1}}{\pi \alpha_{II}^2}, \quad a_{II} = \frac{r_{II}^2}{r_K^2} e^{-\tau_2}, \quad \tau_1 = \int_0^{L_{II}} \sigma(z) dz, \quad \tau_2 = \int_0^{L_{II}} \sigma(z) dz, \quad s = C_{II} \cos^2 \psi + C_{II} \cos^2 \chi,$$

$$t = C_{II} \sin \psi \cos \psi + C_{II} \sin \chi \cos \chi, \quad p = C_{II} \sin^2 \psi + C_{II} \sin^2 \chi,$$

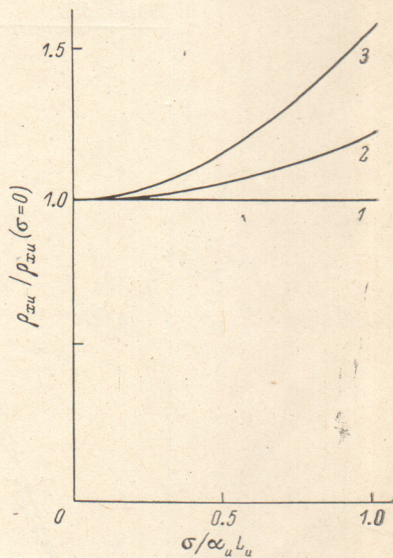
$$Q = \frac{1}{2} \frac{\sin \chi \sin \psi}{\gamma_0^2} \left[\sqrt{2\pi} \gamma_0 \exp \left\{ \frac{1}{2\gamma_0^2} \right\} \left[1 - \Phi \left(\frac{1}{\sqrt{2} \gamma_0} \right) \right] + \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \chi \operatorname{ctg} \psi [2\gamma_0^2]^{2.5/2} \exp \left\{ \frac{1}{4\gamma_0^2} \right\} W_{-1.5/2, 1.5/2} \left(\frac{1}{2\gamma_0^2} \right) \right],$$

$2\alpha_{II}$, $2\alpha_{II}$ — ширина диаграммы направленности источника и приемника соответственно; P_0 — мощность, излучаемая источником; r_{II} , r_K — эффективный размер приемной апертуры и кружка рассеяния приемной оптической системы; L_{II} , L_{II} — расстояние от центра сектора наблюдения (на поверхности S_0) до центра приемной и передающей апертур; σ^2 , γ_0^2 — дисперсия высот и наклонов случайно неровной поверхности S ; R_{II} — вектор в плоскости изображения; $W_{n,m}(x)$ — функция Уиттекера; $\Phi(x)$ — интеграл вероятности; $\sigma(z)$ — коэффициент ослабления среды; F — фокусное расстояние приемной линзы.

В предельном случае $\sigma, \gamma_0 \rightarrow 0$ формула (3) переходит в известное выражение для распределения освещенности за приемной линзой, полученное для плоской ламбертовской поверхности [1].

Зависимость размера изображения от параметра $\tau/\alpha_{II} L_{II}$.

$\chi = 90^\circ$, $C_{II} \gg C_{II}$, ψ , град: 1 — 90, 2 — 60, 3 — 30.



На рисунке показана зависимость размера изображения $\rho_{II,x}$ (определяемого по спадаанию в e раз средней освещенности по координате $R_{II,x}$) от параметра $\tau/\alpha_{II} L_{II}$. Расчеты проводились по формуле (3).

Из рисунка видно, что случайная неровность лоцируемой поверхности может существенно увеличить размер изображения и повлиять тем самым на работу оптико-электронного прибора [1].

Литература

- [1] Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск, 1982.
- [2] Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. — Опт. и спектр., 1985, т. 58, в. 4, с. 411.
- [3] Беленький М. С., Сазанович В. М., Цвык Р. Ш. — Опт. и спектр., 1985, т. 58, в. 6, с. 1133.
- [4] Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет. М., 1972.
- [5] Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М., 1972.
- [6] Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., 1972.

Поступило в Редакцию 14 октября 1985 г.