

М.Л. Белов, В.М. Орлов, Р.Г. Сафин

О МОЩНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОБЛУЧЕНИИ СЛУЧАЙНО НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В работе исследуется мощность, регистрируемая оптическим локатором в атмосфере при импульсном зондировании случайно неровной поверхности узким волновым пучком. Получены аналитические выражения для задержки и длительности эхо-импульса для случая, когда влиянием затенений одних элементов поверхности другими можно пренебречь. Показано, что, когда угол расходимости источника становится сравним со среднеквадратическим значением наклонов случайно неровной поверхности, происходит существенное уменьшение длительности импульса эхо-сигнала как в прозрачной, так и в оптически плотной аэрозольной атмосфере.

Вопрос об энергетических характеристиках оптического локатора при импульсном облучении случайно неровной поверхности достаточно корректно рассматривался без учета атмосферы в ряде работ (см., например, [1–3]) при вертикальном зондировании.

Ниже исследуется временной ход мощности, регистрируемой приемником локатора в атмосфере для более общей схемы наклонного импульсного зондирования случайно неровной поверхности.

Запишем выражение для яркости $I_0(\mathbf{m}, \mathbf{r}, t)$ излучения зеркально отраженного элементарным локально-плоским участком случайно неровной поверхности S (считая, что затенения одних элементов поверхности другими несущественны):

$$I_0(\mathbf{m}, \mathbf{r}, t) = V^2(\theta) I_n(s, \mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{s} - 2\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{s})$,

\mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности S в точке \mathbf{r} ; $V^2(\theta)$ — коэффициент Френеля, зависящий от локального угла падения θ . Далее будем считать, что $V^2(\theta) \equiv V^2$; $I_n(s, \mathbf{r}, t)$ — яркость излучения, падающего на поверхность S в точке \mathbf{r} с направления s в момент времени t . В малоугловом приближении имеем [4]:

$$I_n(s, \mathbf{r}, t) = I_n(s, \mathbf{r}) f\left(t - \frac{|\mathbf{R}_n - \mathbf{r}|}{c}\right),$$

где $I_n(s, \mathbf{r})$ — яркость (при непрерывном облучении) излучения, падающего на поверхность S в точке \mathbf{r} ; $f(t)$ — форма зондирующего импульса; \mathbf{R}_n — вектор, определяющий положение источника.

По распределению $I_0(\mathbf{m}, \mathbf{r}, t)$ на поверхности S можно определить яркость $I(\tilde{\mathbf{m}}, \tilde{\mathbf{r}}, t)$ излучения, приходящего на приемник [5], и затем, используя теорему взаимности в рассеивающей среде [5] и результаты [4], получить интегральное выражение для мощности, регистрируемой приемником. Усредняя это выражение по ансамблю поверхностей и переходя от интегрирования по случайно неровной поверхности S к интегрированию по поверхности S_0 (проекция S на плоскость $z = 0$) [6], получим следующее выражение для средней мощности, регистрируемой приемником (считая, что источник и приемник совмещены, и используя малоугловое приближение для излучения действительного и фиктивного (с параметрами приемника) источников):

$$P(t) \approx V^2 \frac{q_z^4}{4q_z^2} \int_{S_0} d^2R \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta W(\zeta) E_n(\mathbf{R}_\zeta) E_n(\mathbf{R}_\zeta) \cdot W \left[\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z} + \frac{2R_x \kappa \sin^2 \theta}{q_z L}; \right. \\ \left. \gamma_y = \frac{2R_y \kappa}{q_z L} \right] \cdot f\left(t - \frac{2L}{c} - \frac{2R_x \cos \theta}{c} + \frac{2\zeta(R) \sin \theta}{c} - \frac{R_x^2 + R_y^2}{cL}\right), \quad (2)$$

где

$$q_z = 2\kappa \sin \theta; \quad q_x = -2\kappa \cos \theta; \quad q^2 = q_x^2 + q_z^2;$$

$$\mathbf{R}_\zeta = \{[R_x \operatorname{tg} \theta + \zeta(R)] \cos \theta, R_y\};$$

$\mathbf{R} = \{R_x, R_y\}$ – вектор в плоскости S_0 ; $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число; $\zeta(\mathbf{R})$ – высота случайно неровной поверхности S в точке \mathbf{R} ; $\gamma = \nabla\zeta(\mathbf{R})$ – вектор случайных наклонов поверхности S ; $W(\gamma_x, \gamma_y)$, $W(\zeta)$ – плотности распределения наклонов и высот случайно неровной поверхности S ; $E_n(\mathbf{R})$, $E_n(\mathbf{R})$ – освещенности (при непрерывном облучении) от источника и фиктивного источника (с параметрами приемника) в атмосфере в плоскостях, перпендикулярных оптическим осям источника и приемника соответственно (см. [4]); θ – угол зондирования (отсчитываются от оси ОХ); L – расстояние от центра сектора наблюдения (на поверхности S_0) до локатора.

Наиболее важными параметрами, определяющими временной ход мощности принимаемого сигнала, являются задержка и длительность эхо-импульса. Измерение этих параметров используется для определения профиля и статистических характеристик высот и наклонов зондируемой поверхности.

Определим задержку T и длительность τ эхо-импульса (по аналогии с [1, 2]) следующим образом:

$$T = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt t P(t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt P(t)}; \quad \tau^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt (t - T)^2 P(t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt P(t)}. \quad (3)$$

Тогда из формулы (2) в результате довольно громоздких вычислений имеем (при условии $\sigma^2 \ll (C_n + C_n)^{-1}$, $2\overline{\gamma_x^2}L^2$):

$$T = \frac{2L}{c} - \frac{2L}{c} \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\alpha}{2L^2 \overline{\gamma_x^2} (C_n + C_n)} + \frac{1}{2cL} \left[\beta^2 + \frac{\alpha}{\sin^2 \theta (C_n + C_n)} \right] + \quad (4)$$

$$+ \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta}{\sin^4 \theta L^2 (2\overline{\gamma_x^2})^2 cL (C_n + C_n)^2};$$

$$\tau^2 = \frac{\tau_n^2}{8} + \frac{4\sigma^2 \alpha}{c^2 \sin^2 \theta} + \frac{2 \cos^2 \theta \alpha}{c^2 \sin^2 \theta (C_n + C_n)} + \quad (5)$$

$$+ \frac{4\sigma^2 \sin^2 \theta \alpha}{c^2 L^2 2\overline{\gamma_x^2} (C_n + C_n)} + \frac{1}{2c^2 L^2} \left[\beta^2 + \frac{\alpha^2}{(C_n + C_n)^2 \sin^4 \theta} \right] -$$

$$- \frac{4\alpha^2 \cos^2 \theta}{\sin^4 \theta c^2 L^2 2\overline{\gamma_x^2} (C_n + C_n)^2} \left[1 - \frac{\alpha}{4 \sin^2 \theta L^2 \overline{\gamma_x^2} (C_n + C_n)} \right],$$

где $\beta = [(L^2 \sin^2 \theta \overline{\gamma_y^2})^{-1} + C_n + C_n]^{-1}$; $\alpha = [1 + (L^2 \overline{\gamma_x^2} (C_n + C_n))^{-1}]^{-1}$; τ_n – длительность зондирующего импульса; σ^2 , $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ – дисперсии высот и наклонов случайно неровной поверхности S ; $2\alpha_n$, $2\alpha_n$ – угол расходимости источника и угол обзора приемника. В прозрачной аэрозольной атмосфере $C_n = (\alpha_n L)^{-2}$; $C_n = (\alpha_n L)^{-2}$; в оптически плотной атмосфере для оценки C_n , C_n имеем:

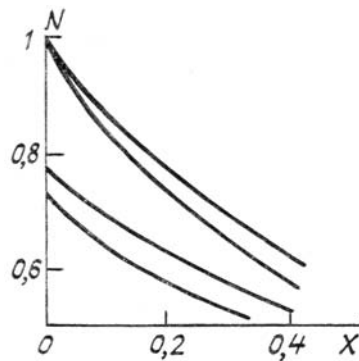
$$C_n \approx [\alpha_n^2 L^2 + \mu L^2]^{-1}; \quad C_n \approx \alpha_n^2 L^2 + \mu L^2]^{-1}; \quad \mu = \frac{1}{L^2} \int_0^L \tilde{\sigma}(z) \langle \gamma^2(z) \rangle (L - z)^2 dz;$$

где $\tilde{\sigma}(z)$ – эффективный показатель рассеяния; $\langle \gamma^2(z) \rangle$ – дисперсия угла отклонения луча при элементарном акте рассеяния [4].

Формулы (4), (5) обобщают выражения, полученные в [1], на случай наклонного зондирования в атмосфере и анизотропного характера случайно неровной поверхности. При вертикальном зондировании в отсутствие атмосферы и изотропном волнении они совпадают с результатами работы [1].

На приведенном рисунке для случая, когда угол обзора приемника много шире угла расходимости источника, показана зависимость величины $N = \frac{\tau^2}{\tau^2(x=0, \mu=0)}$ от параметра $x = \frac{\alpha_n^2}{2\overline{\gamma_x^2}}$. Расчеты

проводились по формуле (5) при следующих значениях параметров: $C^{-1/2} \gg \tau_n C$; $1,3 - \theta = 80^\circ$; $2,4 - \theta = 50^\circ$; $1,2 - \frac{\mu}{2\gamma_x^2} = 0$; $3,4 - \frac{\mu}{2\gamma_x^2} = 0,2$.



Зависимость длительности импульса эхо-сигнала от параметра x

Из рисунка видно, что как в прозрачной, так и в оптически плотной аэрозольной атмосфере в области значений x , заметно отличающихся от нуля, происходит существенное уменьшение длительности импульса эхо-сигнала по сравнению с $\tau^2(x=0, \mu=0)$ (для приведенных значений параметров $\tau^2(x=0, \mu=0)$ совпадает с τ^2 , полученным в [1]). Причем в прозрачной аэрозольной атмосфере этот эффект проявляется сильнее.

1. Tsai В. М., Gardner С. S. // Appl. Optics. 1982. V. 21. № 21. P. 3932.
2. Tsai В. М., Gardner С. S. // Appl. Optics. 1982. V. 21. № 3. P. 448.
3. Гуревич Г. С. // В кн.: 4 Всес. симпозиум по лазерному зондированию атмосферы. (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР. 1976. С. 127—131.
4. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука. 1982. 224 с.
5. Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М.: Мир. 1972. 383 с.
6. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука. 1972. 424 с.

ВНИИ морского рыбного хозяйства
и океанографии (ВНИРО), Москва

Поступило в редакцию
7 июля 1988 г.

M. L. Belov, V. M. Orlov, R. G. Safin. **Optical Power for Nonstationary Illumination of Random-Rough Surface.**

The pulsed lidar return power used for sounding a random-rough surface by means of a narrow laser beam is studied. Analytic expressions for the echo signal delay and broadening are derived for the case where the shadowing effect is neglected. For the divergence angles comparable with rms slopes of the surface micropatches, the lidar pulse duration is shown to reduce dramatically both in a clear and turbid aerosol atmosphere.