

М.Л. Белов, В.М. Орлов

О МОЩНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОКРЫТОЙ ПЕНОЙ

В статье исследуется мощность эхо-сигнала при импульсном лазерном зондировании в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной.

Получены аналитические выражения для средней принимаемой мощности, задержки и длительности эхо-импульса при зондировании в надир морской поверхности в прозрачной и оптически плотной аэрозольной атмосфере.

Показано, что наличие пены на морской поверхности существенно искажает форму принимаемого эхо-сигнала.

Лазерное зондирование морской поверхности, частично покрытой пеной, при непрерывном облучении рассматривалось в [1]. Ниже исследуются энергетические характеристики эхо-сигнала при импульсном лазерном зондировании в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной.

Будем считать, что длина волны излучения мала по сравнению с характерными радиусами кривизны и высотами неровностей морской поверхности и лежит в ИК-Диапазоне, где основная доля принимаемого сигнала создается светом, зеркально отраженным границей воздух–вода. Допустим также, что изменением формы морской поверхности за время ее взаимодействия со световым импульсом можно пренебречь.

Учтем, что излучение, отраженное от чистой морской поверхности и поверхности, покрытой пеной, складывается некогерентно [1]:

$$P(t) = (1 - S_n) P_0(t) + S_n P_n(t), \quad (1)$$

где S_n — доля поверхности моря, покрытой пеной и барашками; $P(t)$, $P_0(t)$, $P_n(t)$ — средняя мощность, принимаемая лидаром при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной, морской поверхности без пены и поверхности, сплошь покрытой пеной.

В качестве модели морской поверхности без пены принимаем модель случайно неровной локально зеркальной поверхности (см., например, [2]). В качестве модели морской поверхности, сплошь покрытой пеной, принимаем две модели: модель случайно неровной локально ламбертовской поверхности и модель плоской ламбертовской поверхности [1].

Найдем средние мощности, принимаемые лидаром для модели случайно неровной поверхности с локально ламбертовской и локально-зеркальной индикатрисами рассеяния элементарных участков, считая, что распределение наклонов элементарных участков совпадает с распределением наклонов морских волн [1]. Будем считать также, что источник и приемник совмещены, и зондирование происходит в надир.

Аналогично [3, 4] запишем для зондирования в надир интегральное выражение для мощности эхо-сигнала от случайно неровной поверхности S , используя методику усреднения [5], пренебрегая затенениями одних элементов поверхности другими и считая плотность распределения высот и наклонов поверхности S гауссовой:

$$P_{0, n}(t) \simeq \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta W(\zeta) \int_{S_0} E_n(\mathbf{R}) E_{np}(\mathbf{R}) K_{0, n}(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2}, R_x, R_y) f\left(t - \frac{2L}{c} + \frac{2\zeta}{c} - \frac{R^2}{cL}\right) d\mathbf{R}. \quad (2)$$

В формуле (2) для локально ламбертовской поверхности

$$\begin{aligned} K_n(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2}, R_x, R_y) &= K_n(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2}) = \\ &= \frac{Aa^{3/4} \exp(1/2a)}{2\pi (\overline{\gamma_x^2} \overline{\gamma_y^2})^{1/2}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a^{-k}}{k!} \left(\frac{\beta}{2}\right)^{2k} \frac{\Gamma(2k+1)}{\Gamma(k+1)} W_{-k-1/4, k+1/4}\left(\frac{1}{a}\right), \\ a &= 4 \left(\frac{1}{\overline{\gamma_x^2}} + \frac{1}{\overline{\gamma_y^2}}\right)^{-1}; \quad \beta = \frac{\Delta a}{2}; \quad \Delta = \frac{1}{2\overline{\gamma_x^2}} - \frac{1}{2\overline{\gamma_y^2}}; \end{aligned}$$

для локально зеркальной поверхности

$$K_0(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2}, R_x, R_y) = \exp\left\{-\frac{R_x^2}{2\overline{\gamma_x^2}L^2} - \frac{R_y^2}{2\overline{\gamma_y^2}L^2}\right\} K_0(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2});$$

$$K_0(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2}) = \frac{V^2}{8\pi(\overline{\gamma_x^2}\overline{\gamma_y^2})^{1/2}},$$

где $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ — дисперсия наклонов морской поверхности; $W_{n,m}(x)$ — функция Уиттекера; $\Gamma(k)$ — гамма-функция; $f(t)$ — форма зондирующего импульса; S_0 — проекция поверхности S на плоскость $z = 0$; R — вектор в плоскости S_0 ; ζ — высота случайно неровной поверхности S в точке R ; $W(\zeta)$ — плотность распределения высот случайно неровной поверхности S ; $E_n(\mathbf{R})$, $E_{np}(\mathbf{R})$ — освещенности (при непрерывном облучении) от источника и фиктивного источника (с параметрами приемника) в атмосфере в плоскостях, перпендикулярных оптическим осям источника и приемника соответственно (см. [6]); L — расстояние от центра сектора наблюдения (на поверхности S_0) до локатора; A — альbedo элементарного участка поверхности, покрытой пеной; V^2 — коэффициент Френеля для плоской морской поверхности при вертикальном зондировании.

Используя выражение для $E_n(\mathbf{R})$ и $E_{np}(\mathbf{R})$ [6] для узкого пучка подсвета, получим следующее аналитическое выражение для средней (по ансамблю поверхностей) принимаемой мощности эхо-импульса при зондировании случайно неровной поверхности в аэрозольной атмосфере (считая, что размер пятна подсвета и сектора наблюдения приемника на поверхности много больше $(\overline{\zeta^2})^{1/2}$ и полагая форму зондирующего импульса гауссовой:

$$f(t) = \frac{2}{V\pi} \exp\left\{-\frac{4t^2}{\tau_n^2}\right\};$$

$$P_{0,n}(t) \simeq \frac{a_n a_{np}}{L^4} \frac{\tau_n c L \pi}{2} K_{0,n}(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2}) \left\{1 - \Phi\left[N_{0,n} p^{1/2} - \frac{t' c L}{2p^{1/2}}\right]\right\} \exp\{N_{0,n}^2 p - t' N_{0,n} L c\}. \quad (3)$$

В формуле (3) величины, относящиеся к локально-зеркальной поверхности, имеют индекс 0, а к локально-ламбертовской поверхности — индекс n:

$$N_0 = N_n + \frac{1}{4\overline{\gamma_x^2}L^2} + \frac{1}{4\overline{\gamma_y^2}L^2}; \quad N_n = C_n + C_{np}; \quad p = \frac{\tau_n^2 c^2 L^2}{16} + 2\overline{\zeta^2}L^2;$$

$$t' = t - \frac{2L}{c}.$$

Для прозрачной аэрозольной атмосферы [6]

$$a_n = \frac{P_n}{\pi\alpha_n^2} \exp\left(-\int_0^L \sigma(z) dz\right); \quad a_{np} = \pi r_{np}^2 \exp\left(-\int_0^L \sigma(z) dz\right);$$

$$C_{n,np} = (\alpha_{n,np} L)^{-2}.$$

В оптически плотной атмосфере [6]

$$a_n = \frac{P_0 C_n L^2}{\pi} \exp\left\{-\int_0^L (1-\lambda)\varepsilon(z) dz\right\};$$

$$a_{np} = \pi r_{np}^2 C_{np} (L\alpha_{np})^2 \exp\left\{-\int_0^L (1-\lambda)\varepsilon(z) dz\right\};$$

$$C_{n,np} = [(\alpha_{n,np} L)^2 + \mu L^2]^{-1};$$

$$\mu = L^{-2} \int_0^L \tilde{\sigma}(z) \langle \gamma^2(z) \rangle (L-z)^2 dz; \quad \lambda = \frac{\tilde{\sigma}}{\varepsilon},$$

$\epsilon(z)$, $\sigma(z)$ — коэффициенты ослабления и рассеяния атмосферы; $\langle \gamma^2(z) \rangle$ — дисперсия угла отклонения луча при элементарном акте рассеяния; $\tilde{\sigma}(z)$ — эффективный показатель рассеяния; $\tilde{\tau} = (1 - x_0)\sigma$, x_0 — изотропная часть индикатрисы рассеяния [6]; $r_{пр}$ — эффективный размер приемной апертуры; $2\alpha_n$, $2\alpha_{пр}$ — угол расходимости источника и угол обзора приемника; P_0 — мощность, излучаемая источником; ζ^2 — дисперсия высот морской поверхности; $\Phi(x)$ — интеграл Френеля.

Выражение (3) получено в приближении $\beta \ll 1$, хорошо выполняющемся для морского ветрового волнения (в диапазоне скоростей приводного ветра 1–20 м/с величина β не превышает 0,21).

Формула $P_n(t)$ для плоской ламбертовской поверхности получается из формулы (3) для $P(t)$ при $\zeta^2, \overline{\gamma_{x,y}^2} \rightarrow 0$.

В случае, когда угол поля зрения приемника много больше угла расходимости лазерного источника, а волнение изотропно ($\overline{\gamma_x^2} = \overline{\gamma_y^2}$) формула для $R_0(t)$ согласуется с результатами работы [2].

Оценим влияние пены на структуру эхо-импульса, регистрируемого приемником.

Используя формулы (1), (3), получим следующее выражение для средней мощности эхо-сигнала при зондировании в надир морской поверхности, покрытой пеной:

$$P(t) = C_1 \left\{ C_2 \exp \{ N_0^2 p - t' N_0 L c \} \left[1 - \Phi \left[N_0 p^{1/2} - \frac{t' c L}{2 p^{1/2}} \right] \right] + C_3 \exp \{ N_n^2 \tilde{p} - t' N_n L c \} \left[1 - \Phi \left[N_n \tilde{p}^{1/2} - \frac{t' c L}{2 \tilde{p}^{1/2}} \right] \right] \right\}, \quad (4)$$

где

$$C_1 = \frac{a_n a_{пр} \tau_n c L \pi}{L^4}; \quad C_2 = (1 - S_n) K_0(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2});$$

для модели пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности

$$C_3 = S_n K_n(\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2}); \quad \tilde{p} = p;$$

для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности

$$C_3 = S_n \frac{A}{\pi}; \quad \tilde{p} = p \quad (\overline{\zeta^2} = 0).$$

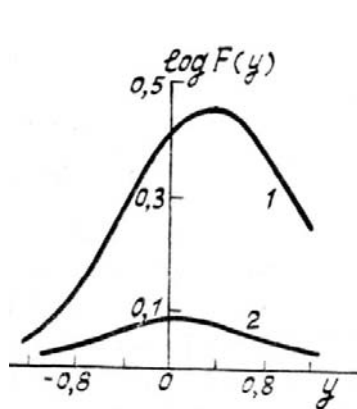


Рис. 1. Форма эхо-импульса от морской поверхности при $\alpha_n = 8,7 \cdot 10^{-3}$, $\tau_n = 10^{-8}$ с

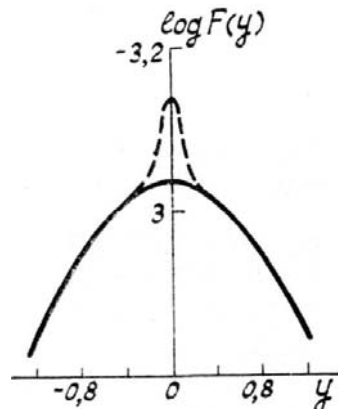


Рис. 2. Форма эхо-импульса от морской поверхности при $\alpha_n = 10^{-3}$, $\tau_n = 10^{-9}$ с

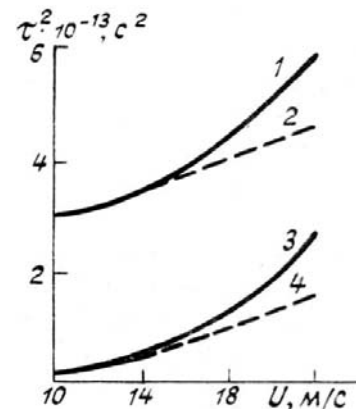


Рис. 3. Длительность эхо-импульса от морской поверхности в прозрачной и оптически плотной аэрозольной атмосфере

На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов формы эхо-импульса от морской поверхности при различной скорости приводного ветра U . Расчеты $F(y) = \frac{P(t)}{C_1 C_2}$ проводились по формуле (4) для моделей пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности (сплошные линии) и плоской лам-

бертовской поверхности (пунктирная линия) при следующих значениях параметров $\left(y = t' \frac{cL}{2\rho^{1/2}} \right)$;

$$\begin{aligned} L &= 10 \text{ км}, \alpha_{\text{np}} = 2,9 \cdot 10^{-2}; \\ \alpha_{\text{н}} &= 8,7 \cdot 10^{-3}, \tau_{\text{н}} = 10^{-8} \text{ с} \quad (\text{рис. 1}); \\ \alpha_{\text{н}} &= 10^{-3}, \tau_{\text{н}} = 10^{-9} \text{ с} \quad (\text{рис. 2}); \end{aligned}$$

$U = 2 \text{ м/с}$ (кривая 1), $U = 14 \text{ м/с}$ (кривая 2) (рис. 1); $U = 14 \text{ м/с}$ (рис. 2).

Здесь и далее в статье значения $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ вычислялись по формулам Кокса и Манка [7], а для S и $\overline{\zeta^2}$ использовались следующие выражения [8, 2]: $S = 0,09U^3 - 0,3296U^2 + 4,549U - 21,33$; $(\overline{\zeta^{21/2}} = 0,016U^2$, U — скорость приводного ветра (м/с).

Из рисунков видно, что наличие пены, появляющейся при высокой скорости ветра, сильно влияет на величину и форму эхо-импульса. Для лазерного пучка с $\alpha_{\text{н}} = 2,9 \cdot 10^{-3}$ величина эхо-импульса слабо зависит от модели пены (сплошные и пунктирные линии сливаются на рис. 1). При достаточно узком лазерном пучке ($\alpha_{\text{н}} = 10^{-3}$) форма эхо-импульса существенно зависит от вида используемой модели пены (см. рис. 2).

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 (см., например, [2]).

Определим задержку T (относительно посылки зондирующего импульса) и длительность τ эхо-импульса следующим образом [2]:

$$T = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt t P(t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt P(t)}; \quad \tau^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt (t - T)^2 P(t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt P(t)}. \quad (5)$$

Тогда из формулы (4) получим

$$T = T_0 K_0 + T_{\text{н}} K_{\text{н}}; \quad (6)$$

$$\tau^2 = \tau_0^2 K_0 + \tau_{\text{н}}^2 K_{\text{н}}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} K_0 &= (1 + a_{\text{н}})^{-1}; \quad K_{\text{н}} = (1 + a_{\text{н}})^{-1} a_{\text{н}}; \quad T_0 = \frac{2L}{c} + \frac{1}{cL2} \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \right); \\ \tau_0^2 &= \frac{\tau_{\text{н}}^2}{8} + \frac{4\overline{\zeta^2}}{c^2} + \frac{1}{2c^2 L^2} (a_1^{-2} + a_2^{-2}); \quad a_{1,2} = N_{\text{н}} + 0,5 (\overline{\gamma_{x,y}^2} L^2)^{-1}. \end{aligned}$$

Для модели пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности

$$\begin{aligned} a_{\text{н}} &= \frac{K_{\text{н}} (\overline{\gamma_{x^2}^2}, \overline{\gamma_{y^2}^2}) S_{\text{н}} (a_1 \cdot a_2)^{1/2}}{K_0 (\overline{\gamma_{x^2}^2}, \overline{\gamma_{y^2}^2}) (1 - S_{\text{н}}) N_{\text{н}}}; \\ \tau_{\text{н}}^2 &= \frac{\tau_{\text{н}}^2}{8} + \frac{4\overline{\zeta^2}}{c^2} + (c^2 L^2 N_{\text{н}}^2)^{-1}; \quad T_{\text{н}} = \frac{2L}{c} + (cL N_{\text{н}})^{-1}. \end{aligned}$$

Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности

$$a_{\text{н}} = \frac{AS_{\text{н}} (a_1 \cdot a_2)^{1/2}}{K_0 (\overline{\gamma_{x^2}^2}, \overline{\gamma_{y^2}^2}) (1 - S_{\text{н}}) N_{\text{н}}}; \quad T_{\text{н}} = \frac{2L}{c} + \frac{1}{cL N_{\text{н}}}; \quad \tau_{\text{н}}^2 = \frac{\tau_{\text{н}}^2}{8} + \frac{1}{c^2 L^2 N_{\text{н}}^2},$$

(T_0, τ_0) , $(T_{\text{н}}, \tau_{\text{н}})$ — задержка и длительность эхо-импульса для морской поверхности без пены и поверхности, сплошь покрытой пеной.

На рис. 3 приведены результаты расчетов длительности эхо-импульса от морской поверхности при различной скорости приводного ветра. Расчеты τ^2 проводились для моделей пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности (сплошные линии) и плоской ламбертовской поверхности (штриховые линии) при следующих значениях параметров: $L = 10$ км; $\alpha_{пр} = 2,9 \cdot 10^{-2}$; $\alpha_{н} = 10^{-3}$; $\tau_{н} = 10^{-9}$ с; $\mu = 0$ (кривые 3, 4); $\mu = 3 \times 10^{-3}$ (кривые 1, 2).

Из рисунка видно, что длительность эхо-импульса существенно зависит как от скорости приводного ветра, так и от модели пены. Однако последняя зависимость проявляется лишь при большой скорости приводного ветра. Замутненность атмосферы приводит к увеличению τ и уменьшению влияния пены на эхо-сигнал.

1. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 10. С. 1113.
2. Tsai В. М., Gardner С. S. // Appl. Opt. 1982. V. 21. № 21. P. 3932.
3. Белов М. Л., Орлов В. М., Самохвалов И. В. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. Вып. 4. С. 937.
4. Белов М. Л., Орлов В. М., Сафин Р. Г. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 10. С. 106.
5. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
6. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 224 с.
7. Cox С., Munk W. // J. Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44. № 11. P. 838.
8. Бортковский Р. С. // Метеорология и гидрология. 1987. № 5. С. 68.

Всесоюзный научно-исследовательский институт морского рыбного хозяйства и океанографии (ВНИРО). МРХ СССР

Поступила в редакцию
27 февраля 1990 г.

M. L. Belov, V. M. Orlov. The Optical Signal Power for Pulse Sounding in the Atmosphere of Sea Surface Covered with Foam.

In this paper power of echo signal is considered for pulsed laser sounding in the atmosphere of sea surface covered with foam. Analytical expression are obtained for mean received power, delay and mean square width of echo-pulse for nadir sounding of sea surface through clear and turbid aerosol atmosphere. It is shown that foam greatly influences on the shape of received echo-pulse.