

М.Л. Белов, В.М. Орлов

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЭХОИМПУЛЬСА ПРИ НАКЛОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОКРЫТОЙ ПЕНОЙ

Исследуется мощность эхосигнала при импульсном лазерном зондировании в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной. Получены аналитические выражения для средней принимаемой мощности, задержки и длительности эхоимпульса при наклонном зондировании морской поверхности в прозрачной и оптически плотной аэрозольной атмосфере. Показано, что наличие пены на морской поверхности существенно искажает форму принимаемого эхоимпульса.

Энергетические характеристики эхоимпульса при лазерном зондировании в надир морской поверхности, частично покрытой пеной, рассматривались в [1]. Ниже исследуется мощность эхоимпульса при наклонном лазерном зондировании в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной.

Будем считать, что длина волны излучения малой по сравнению с характерными высотами и радиусами кривизны морской поверхности. Запишем аналогично [1] выражение для мощности, регистрируемой лидаром:

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

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

Аналогично [1] в качестве модели морской поверхности без пены принимаем модель случайно-неровной локально-зеркальной поверхности, а в качестве модели морской поверхности, сплошь покрытой пеной, принимаем две модели: модель случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности и модель плоской ламбертовской поверхности.

Для модели плоской ламбертовской поверхности значение $P_n(t)$ известно [2]. Найдем средние мощности, принимаемые лидаром в атмосфере при наклонном зондировании, 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. Будем считать, что источник и приемник в общем случае разнесены.

Аналогично [1] запишем для наклонного зондирования интегральное выражение для мощности эхосигнала от случайно-неровной поверхности S (пренебрегая затенениями одних элементов поверхности другими, полагая плотности распределения высот и наклонов поверхности гауссовскими и считая для простоты, что оптические оси источника и приемника находятся в плоскости XOZ):

$$P_{0,n}(t) \simeq \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta W(\zeta) \int_{S_0} E_n(R'_\zeta) E_{np}(R'_\zeta) K_{0,n}(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2, R_x, R_y) f\left(t - \frac{L_n + L_n}{c} - \frac{R_x(\cos\psi + \cos\gamma)}{c} + \frac{\zeta(R)(\sin\psi + \sin\gamma)}{c} - \frac{R_x^2 + R_y^2}{2c} \left(\frac{1}{L_n} + \frac{1}{L_n}\right)\right) dR. \quad (2)$$

Здесь для локально-ламбертовской поверхности

$$K_n(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2, R_x, R_y) = K_n(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2) = \frac{A}{\pi} \frac{a \exp\left(\frac{1}{2a}\right)}{4(\bar{\gamma}_x^2 \bar{\gamma}_y^2)^{1/2}} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \frac{a^{-\kappa}}{\kappa!} \left(\frac{a}{2}\right)^{2\kappa} \times \\ \times \left\{ \cos\psi \cos\chi a^{1/4} \frac{\Gamma(2\kappa + 2)}{\Gamma(\kappa + 1)} W_{-\kappa-3/4, \kappa+3/4}\left(\frac{1}{a}\right) - \cos\psi \cos\chi a^{-1/4} \frac{\Gamma(2\kappa + 3)}{\Gamma(\kappa + 2)} \times \right. \\ \left. \times W_{-\kappa-5/4, \kappa+5/4}\left(\frac{1}{a}\right) + 2 \sin\psi \sin\chi a^{-1/4} \frac{\Gamma(2\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa + 1)} W_{-\kappa-1/4, \kappa+1/4}\left(\frac{1}{a}\right) \right\};$$

$$a = 4 \left(\frac{1}{\bar{\gamma}_x^2} + \frac{1}{\bar{\gamma}_y^2} \right)^{-1}; \quad \beta = \frac{\Delta a}{2}; \quad \Delta = \frac{1}{2\bar{\gamma}_x^2} - \frac{1}{2\bar{\gamma}_y^2};$$

для локально-зеркальной поверхности

$$K_0(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2, R_x, R_y) = \exp \left\{ -\frac{1}{2\bar{\gamma}_x^2} \left[\frac{q_x}{q_z} + \frac{R_x}{q_z} \left(\frac{\sin^2 \psi}{L_n} + \frac{\sin^2 \chi}{L_{np}} \right) \right]^2 - \frac{1}{2\bar{\gamma}_y^2} \left[\frac{R_y}{q_z} \left(\frac{1}{L_n} + \frac{1}{L_{np}} \right) \right]^2 \right\} \times \\ \times K_0(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2); \quad K_0(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2) = \frac{q^4}{q_z^2} \frac{V^2}{8\pi (\bar{\gamma}_x^2 \bar{\gamma}_y^2)^{1/2}};$$

$$q_x = (\cos \psi + \cos \chi); \quad q_z = -(\sin \psi + \sin \chi); \quad q^2 = q_x^2 + q_z^2;$$

$$R'_c = \{R_x \sin \psi + \varsigma(R) \cos \psi, R_y\}, \quad R''_c = \{R_x \sin \chi + \varsigma(R) \cos \chi, R_y\},$$

$R = \{R_x, R_y\}$ — вектор в плоскости S_0 (проекция S на плоскость $z = 0$); $\gamma_{x,y}^2$ — дисперсия наклонов морской поверхности; $W_{n,m}(x)$ — функция Уиттекера; $\Gamma(\kappa)$ — гамма-функция; $f(t)$ — форма зондирующего импульса; $\zeta(R)$ — высота случайно-неровной поверхности S в т. R ; $W(\zeta)$ — плотность распределения высот случайно-неровной поверхности S ; $E_n(R)$, $E_{np}(R)$ — освещенности (при непрерывном облучении) от источника и фиктивного источника (с параметрами приемника) в атмосфере в плоскостях, перпендикулярных оптическим осям источника и приемника, соответственно [2]; L_n , L_{np} — расстояния от источника и приемника до центра сектора наблюдения на поверхности S_0 ; ψ , χ — углы подсвета и наблюдения (отсчитываются от оси OX на плоскости $z = 0$); A — альbedo элементарного участка поверхности, покрытой пеной; V^2 — коэффициент Френеля для плоской морской поверхности. При получении (2) полагалось, что коэффициент преломления воды постоянен по освещенному участку поверхности моря; а ψ , χ не слишком сильно отличаются между собой [3], так что $V^2(r) \approx V^2 = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2$, где n — коэффициент преломления воды.

Формула для $K_n(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2)$ получена в приближении $\beta \ll 1$, хорошо выполняющемся для широкого диапазона условий морского ветрового волнения.

Используя выражения для $E_n(R)$, $E_{np}(R)$ [2] для узкого пучка подсвета, получим следующие аналитические выражения для средней (по ансамблю поверхностей) принимаемой мощности эхосигнала при зондировании случайно-неровной поверхности в аэрозольной атмосфере (считая, что размер пятна подсвета и сектора наблюдения приемника на поверхности много больше σ , пренебрегая в $f(t)$ последним слагаемым и полагая форму зондирующего импульса гауссовской:

$$f(t) = \frac{2}{V\pi} \exp \left\{ -\frac{4t^2}{\tau_n^2} \right\}; \\ P_{0,n}(t) \simeq \frac{a_n a_{np}}{L_n^2 L_{np}^2} (C_n + C_{np})^{-1/2} 2 \sqrt{\pi} v^{-1/2} \bar{\omega}^{-1/2} \exp \{ -(t')^2 \alpha \} K_{0,n}(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2) F_{0,n}. \quad (3)$$

Здесь величины, относящиеся к локально-зеркальной поверхности, имеют индекс 0, а к локально-ламбертовской поверхности — индекс n .

$$F_n = 1; \quad F_0 = \exp \left\{ -\frac{q_x^2}{q_z^2} \frac{1}{2\bar{\gamma}_x^2} - t'^2 \beta + C \right\}; \\ \alpha = \frac{4}{\tau_n^2} \left\{ 1 - \frac{4q_x^2}{v\tau_n^2 c^2} - \frac{4}{\tau_n^2 c^2} \frac{1}{\omega v^2} (q_x x - q_z v)^2 \right\}; \\ \beta = \frac{8\hat{q}}{\tau_n^2 c v} \left[q_x + \frac{x}{\omega v} (q_x x - q_z v) \right]; \quad \hat{q} = \frac{q_x}{q_z^2} \frac{1}{2\bar{\gamma}_x^2} \left(\frac{\sin^2 \psi}{L_n} + \frac{\sin^2 \chi}{L_{np}} \right); \quad C = \hat{q} \left(\frac{x^2 \hat{q}}{v^2 \omega} + \frac{\sin^2 \psi}{L_n} + \frac{\sin^2 \chi}{L_{np}} \right); \\ x = C_n \sin \psi \cos \psi + C_{np} \sin \chi \cos \chi + \frac{4q_x q_z}{\tau_n^2 c^2};$$

$$v = \frac{1}{2\bar{\gamma}_x^2 q_z^2} \left(\frac{\sin^2 \psi}{L_n} + \frac{\sin^2 \chi}{L_{np}} \right)^2 + C_n \sin^2 \psi + C_{np} \sin^2 \chi + \frac{4}{\tau_n^2 c^2} q_x^2;$$

$$\omega = \frac{1}{2\sigma^2} + C_n \cos^2 \psi + C_{np} \cos^2 \chi + \frac{4q_z^2}{\tau_n^2 c^2} - \frac{z^2}{v}; \quad \bar{\omega} = 2\sigma^2 \omega; \quad t' = t - \frac{L_n + L_{np}}{c};$$

σ^2 — дисперсия высот морской поверхности.

Для прозрачной и оптически плотной аэрозольной атмосферы значения a_n , a_{np} , C_n , C_{np} приведены в [1].

При $\sigma^2, \bar{\gamma}_{x,y}^2 \rightarrow 0$ формула (3) для $P_n(t)$ переходит в формулу для плоской ламбертовской поверхности, а формула для $P_0(t)$ в формулу для плоской зеркальной поверхности.

Оценим влияние пены на форму эхоимпульса. Используя формулы (1), (3), получим следующее выражение для средней мощности эхосигнала при наклонном зондировании морской поверхности, покрытой пеной:

$$P(t) \simeq b_1 \cdot b_2 \cdot G[z(t)], \quad (4)$$

где

$$G(z) = \exp\{-z^2 - zd\} + \frac{b_3}{b_2} \exp\{-z^2 R\}; \quad (5)$$

$$z = t' \sqrt{\bar{\alpha}}; \quad b_1 = \frac{a_n a_{np}}{L_n^2 L_{np}^2} (C_n + C_{np})^{-1.2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} v^{-1/2} \bar{\omega}^{-1/2};$$

$$b_2 = (1 - S_n) \frac{q^4}{q_z^2} \frac{V^2}{8(\bar{\gamma}_x^2 \bar{\gamma}_y^2)^{1/2}} \exp\left\{-\frac{q_x^2}{q_z^2 2\bar{\gamma}_x^2}\right\}; \quad d = \frac{\beta}{V\alpha}.$$

Для модели пены в виде случайно неровной локально-ламбертовской поверхности:

$$b_3 = S_n \pi K_n(\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2); \quad R = 1.$$

Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности:

$$b_3 = S_n A \sin \psi \sin \chi \bar{\omega}^{1/2}; \quad R = \frac{\alpha_0}{\alpha}; \quad \alpha_0 = \alpha (\sigma = 0).$$

На рис. 1 приведены результаты расчетов формы эхоимпульса от морской поверхности при различной скорости приводного ветра U . Расчеты проводились по формуле (5) для моделей пены в виде случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности (сплошные линии) и плоской ламбертовской поверхности (штриховые) при следующих значениях параметров: $\psi = \chi = 60^\circ$; $L_n = L_{np} = 10$ км; $\alpha_n = 2,9 \cdot 10^{-2}$; $\tau_n = 10^{-10}$ с; $\alpha_{np} = 10^{-3}$; $\mu = 0$ (μ — параметр, характеризующий оптическую плотность атмосферы [1, 2]), $U = 14$ м/с (кривая 1); $U = 18$ м/с (кривая 2).

Здесь и далее в статье вычислялись по формулам Кокса и Манка [4], а для S_n и σ использовались следующие выражения [5, 6]: $S_n = 0,09U^3 - 0,3296U^2 + 4,54U - 21,33$; $\sigma = 0,016U^2$, где U — скорость приводного ветра (м/с).

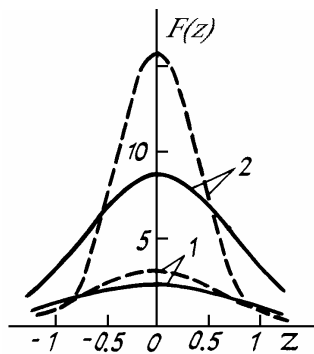


Рис. 1. Форма эхоимпульса от морской поверхности

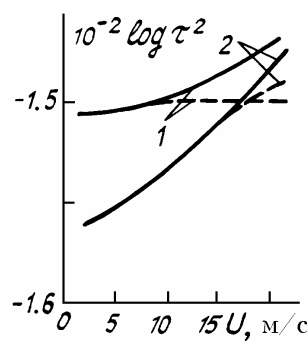


Рис. 2. Длительность эхоимпульса от морской поверхности в прозрачной атмосфере

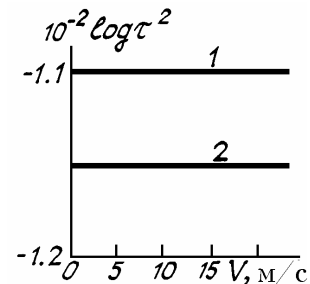


Рис. 3. Длительность эхоимпульса от морской поверхности в оптически плотной аэрозольной атмосфере

Из рисунка видно, что при наклонном зондировании узким лазерным пучком на величину и форму эхоимпульса сильно влияет как наличие пены, так и используемая в расчетах модель пены. Влияние модели пены сильно проявляется лишь для узких лазерных пучков, когда размер пятна под света на зондируемой поверхности становится сравнимым с высотой неровностей.

Формула (5) описывает форму эхоимпульса при наклонном зондировании морской поверхности, покрытой пеной.

Оценим теперь задержку T и длительность τ эхоимпульса. Определим T и τ (по аналогии с [6]) следующим образом:

$$T = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt tP(t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt P(t)}; \tau^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt (t - T)^2 P(t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt P(t)}. \quad (6)$$

Тогда из формулы (2) в результате довольно громоздких вычислений имеем (для случая моно-статического зондирования — $L_{\text{н}} = L_{\text{н}} = L$, $\psi = \chi$):

$$T = T_0 K_0 + T_{\text{н}} K_{\text{н}}; \quad (7)$$

$$\tau^2 = \tau_0^2 K_0 + \tau_{\text{н}}^2 K_{\text{н}}, \quad (8)$$

где

$$T_0 = \frac{2L}{c} + \frac{1}{2cL} \left[\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_3 + a_4 a_2^{-1}} \right] - \frac{2L}{c} \operatorname{ctg}^2 \psi \frac{(2\sigma^2)^{-1} + C_{\text{н}} + C_{\text{н}}}{a_2 + L^2 2 \frac{\gamma_x^2}{\gamma_x} (C_{\text{н}} + C_{\text{н}})(2\sigma^2)^{-1}} + \frac{\cos^2 \psi}{L^2 \left(2 \frac{\gamma_x^2}{\gamma_x} \right)^2 cL (a_3 + a_4 a_2^{-1})^2},$$

$$\tau_0^2 = \frac{\tau_{\text{н}}^2}{8} + \frac{4s^2}{c^2 z \sin^2 \psi} + \frac{2 \operatorname{ctg}^2 \psi}{c^2 (C_{\text{н}} + C_{\text{н}}) z} + \frac{4\sigma^2 \sin^2 \psi}{c^2 L^2 2 \frac{\gamma_x^2}{\gamma_x} (C_{\text{н}} + C_{\text{н}}) z} +$$

$$+ \frac{1}{2cL^2} \left(\frac{1}{a_1^2} + \frac{1}{(a_3 + C_{\text{н}} + C_{\text{н}})^2 \sin^4 \psi} \right) -$$

$$- \frac{4 \cos^2 \psi}{\sin^4 \psi c^2 L^2 \left(2 \frac{\gamma_x^2}{\gamma_x} \right) (a_3 + C_{\text{н}} + C_{\text{н}})^2} \left(1 - \frac{1}{2 \sin^2 \psi \left(1 + 2L^2 \frac{\gamma_x^2}{\gamma_x} (C_{\text{н}} + C_{\text{н}}) \right)} \right);$$

$$z = 1 + \left[1 + L^2 2 \frac{\gamma_x^2}{\gamma_x} (C_{\text{н}} + C_{\text{н}}) \right]^{-1}; a_1 = C_{\text{н}} + C_{\text{н}} + \left(\frac{2}{q_z L} \right)^2 \frac{1}{2 \frac{\gamma_x^2}{\gamma_x}}; a_2 = (2\sigma^2)^{-1} + (C_{\text{н}} + C_{\text{н}}) \cos^2 \psi;$$

$$a_3 = \left(\frac{2 \sin^2 \psi}{q_z L} \right)^2 \frac{1}{2 \frac{\gamma_x^2}{\gamma_x}}; a_4 = (C_{\text{н}} + C_{\text{н}}) \frac{\sin^2 \psi}{2\sigma^2}; a_0 = \exp \left\{ \frac{q_x^2 \sin^4 \psi}{q_z^2 L \left(\frac{\gamma_x^2}{\gamma_x} \right)^2 p} \right\}; K_0 = a_0 (a_0 + a_{\text{н}})^{-1};$$

$$K_{\text{н}} = a_{\text{н}} (a_0 + a_{\text{н}})^{-1}; p = a_3 + p_0; p_0 = \sin^2 \psi (C_{\text{н}} + C_{\text{н}}) - \sin^2 \psi \cos^2 \psi (C_{\text{н}} + C_{\text{н}})^2 a_2^{-1}.$$

Для модели пены в виде случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности:

$$a_{\text{н}} = \frac{b_3}{b_2} \left(\frac{a_1}{C_{\text{н}} + C_{\text{н}}} \right)^{1/2} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/2}; T_{\text{н}} = \frac{2L}{c} + \frac{1}{2cL(C_{\text{н}} + C_{\text{н}})} \left[1 + \frac{1 + 2\sigma^2 (C_{\text{н}} + C_{\text{н}}) \cos^2 \psi}{\sin \psi} \right];$$

$$\tau_{\Pi}^2 = \frac{\tau_{\Pi}^2}{8} + \frac{4\sigma^2}{c^2 \sin^2 \psi} + \frac{2c \operatorname{tg}^2 \psi}{c^2 (C_{\Pi} + C_{\Pi})z} + \frac{1 + \sin^{-4} \psi}{2c^2 L^2 (C_{\Pi} + C_{\Pi})^2};$$

Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности:

$$a_{\Pi} = \frac{S_{\Pi} A \sin \psi (a_1 P)^{1/2}}{b_2 (C_{\Pi} + C_{\Pi})}; T_{\Pi} = \frac{2L}{c} + \frac{1 + \sin^{-2} \psi}{2cL (C_{\Pi} + C_{\Pi})}; \tau_{\Pi}^2 = \frac{\tau_{\Pi}^2}{8} + \frac{2c \operatorname{tg}^2 \psi}{c^2 (C_{\Pi} + C_{\Pi})} + \frac{1 + \sin^{-4} \psi}{2c^2 L^2 (C_{\Pi} + C_{\Pi})^2};$$

(T_0, τ_0) , (T_{Π}, τ_{Π}) — задержка и длительность эхоимпульса для морской поверхности без пены и поверхности, сплошь покрытой пеной.

На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов длительности эхоимпульса от морской поверхности при различной скорости приводного ветра U . Расчеты проводились по формуле (8) для двух моделей пены — случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности (сплошные линии) и плоской ламбертовской поверхности (штриховые) при следующих значениях параметров: $L = 10$ км; $\alpha_{\Pi} = 2,9 \cdot 10^{-2}$; $\tau_{\Pi} = 10^{-10}$ с; $\alpha_{\Pi} = 10^{-3}$; $\psi = 60^\circ$ (кривые 1); $\psi = 80^\circ$ (кривые 2); $\mu = 0$ (рис. 2), $\mu = 3 \cdot 10^{-3}$ (рис. 3).

Из рис. 2 видно, что длительность эхоимпульса при зондировании в прозрачной аэрозольной атмосфере существенно зависит как от скорости приводного ветра, так и от модели пены. Однако последняя зависимость проявляется лишь при большой скорости ветра. Интересный эффект возникает при наклонном зондировании для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности — длительность эхоимпульса при $\psi = 60^\circ$ при высоких скоростях ветра меньше длительности импульса при $\psi = 80^\circ$.

Физически это объясняется более сильным (при $\psi = 80^\circ$) вкладом в эхосигнал составляющей, обусловленной отражением от моря, не покрытого пеной. Замутненность атмосферы (см. рис. 3) приводит к резкому увеличению τ и уменьшению влияния пены на эхосигнал. Длительность эхоимпульса в этом случае слабо зависит от модели пены (сплошные и штриховые линии сливаются на рис. 3).

Представленные результаты завершают цикл работ, связанных с исследованием мощности сигналов, регистрируемых лидарами, при зондировании морской поверхности, покрытой пеной [1, 7]. Обобщая результаты проведенных исследований, можно сделать следующие выводы:

1. Наличие пены на морской поверхности сильно влияет на величину эхосигнала во всех режимах работы локационной системы (при импульсном и непрерывном облучении; моностатическом и бистатическом зондировании; наклонном зондировании и зондировании в надир).

2. Влияние модели пены на эхосигнал проявляется, как правило, лишь при большой скорости приводного ветра и достаточно узких лазерных пучках (когда размер пятна подсвета на зондируемой поверхности становится сравнимым с высотой неровностей).

3. Влияние атмосферы на эхосигнал сложным образом зависит от режима работы локационной системы и модели пены. В случае импульсной локации замутненность атмосферы приводит к резкому уменьшению влияния пены на форму эхосигнала.

1. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 2. № 7. С. 738.
2. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 224 с.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
4. Cox S., Munk W. // J. Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44. № 11. P. 838.
5. Бортковский Р. С. // Метеорология и гидрология. 1987. № 5. С. 68.
6. Tsai В. М., Gardner С. S. // Appl. Opt. 1982. V. 21. № 21. P. 3932.
7. Белов М. Л., Орлов В. М., Балякин В. А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 1. № 10. С. 1113–1117.

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

Поступила в редакцию
22 ноября 1990 г.

M. L. Belov, V. M. Orlov. **The Echo-Pulse Power Characteristics in the Case of Sounding the Sea Surface Covered with Foam along Slant Path through the Atmosphere.**

In this paper the power of lidar return signal from the sea surface covered with foam is considered. Analytical expressions are obtained for mean received power, time delay and duration of the echo-pulse for the case of sounding the sea surface along slant paths in clear and turbid aerosol atmosphere. It is shown that foam strongly influences on the shape of received echo-pulse.