

М.Л. Белов, В.А. Городничев, В.И. Козинцев

**О ФОРМЕ ЭХОИМПУЛЬСА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ
ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

Исследуется форма лазерного эхоимпульса в общей схеме бистатического зондирования взволнованной морской поверхности, частично покрытой пеной. Получено выражение для мощности, регистрируемой приемником при импульсном зондировании морской поверхности в двух случаях: направление на приемник совпадает или близко к направлению зеркального отражения и направление на приемник сильно отличается от направления зеркального отражения. Показано, что геометрия зондирования и наличие или отсутствие пены на морской поверхности могут существенно изменять форму и положение максимума лазерного эхоимпульса.

Мощность эхосигнала, задержка и длительность эхоимпульса при лазерном зондировании взволнованной морской поверхности исследовались в достаточно большом количестве работ (см., например, [1–5]). Однако в опубликованных работах остались почти не затронутыми вопросы об особенностях формы эхоимпульса в различных схемах зондирования. Ниже рассматривается форма лазерного эхоимпульса в общей схеме бистатического зондирования взволнованной морской поверхности, частично покрытой пеной, и исследуются ее особенности в двух случаях: направление на приемник совпадает или близко к направлению зеркального отражения и направление на приемник сильно отличается от направления зеркального отражения.

Пусть взволнованная морская поверхность S зондируется импульсным сигналом. Считаем, что длина волны зондирующего излучения лежит в ИК-диапазоне, где поглощение водой велико, так что основная доля эхосигнала создается светом, зеркально отраженным границей воздух – вода или рассеянным пеной, а долей диффузно отраженного толщей воды излучения можно пренебречь. Затенения одних элементов морской поверхности другими считаем несущественными. Модель эхосигнала от морской поверхности, частично покрытой пеной, из-за некогерентного сложения эхосигналов от участков чистой и покрытой пеной морской поверхности может быть представлена в виде [4]

$$P(t) = (1 - S_f) P_s(t) + S_f P_f(t), \tag{1}$$

где $P(t)$, $P_s(t)$, $P_f(t)$ – мощности, регистрируемые приемником при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной, без пены, и поверхности, сплошь покрытой пеной; S_f – относительное покрытие поверхности моря пеной.

Примем, как и в [4, 5], что высоты и наклоны морской поверхности распределены по нормальному закону, а участки пены расположены на склонах волн и являются ламбертовскими отражателями. Используя выражение (1), запишем аналогично [5, 6] выражение для мощности эхосигнала $P(t)$ в схеме бистатического зондирования (считается, что длина волны излучения мала по сравнению с характерными радиусами кривизны и высотами неровностей морской поверхности; длительность зондирующего импульса велика по сравнению с периодом несущей частоты и мала по сравнению с временем изменения формы морской поверхности; источник, приемник и их оптические оси лежат в одной плоскости XOZ ; расстояния от источника и приемника до морской поверхности много больше высоты морских волн и размеров освещенного пятна на морской поверхности):

$$P(t) \cong \int_{S_0} \frac{d\mathbf{R}_0}{n_\zeta} E_s(\mathbf{R}'_0) E_r(\mathbf{R}''_0) [S_f A / \pi + V^2 (1 - S_f) \delta\{K_x [q_x + R_{0x} T + \gamma_x q_x]\} \delta\{K_y [R_{0y} s + K_x \gamma_y q_z]\}] \times \\ \times f\left(t' + \frac{R_{0x} q_x}{c} - \frac{\zeta(\mathbf{R}_0) q_z}{c} - \frac{R_0^2 + \zeta^2(\mathbf{R}_0)}{2c} s\right), \tag{2}$$

где

$$q_x = \sin\theta_s + \sin\theta_r; \quad q_z = -(\cos\theta_s + \cos\theta_r); \quad K_{x,y} = \frac{n_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_{y,x}}}; \quad s = \frac{1}{L_s} + \frac{1}{L_r}; \quad T = \frac{\cos^2\theta_s}{L_s} + \frac{\cos^2\theta_r}{L_r};$$

$$t' = t - \frac{L_s + L_r}{c}; \quad \mathbf{R}'_{0z} = \{[R_{0x} \operatorname{ctg}\theta_s - \zeta(\mathbf{R}_0)] \sin\theta_s, R_{0y}\}; \quad \mathbf{R}''_{0z} = \{[R_{0x} \operatorname{ctg}\theta_r - \zeta(\mathbf{R}_0)] \sin\theta_r, R_{0y}\};$$

$E_s(\mathbf{R}), E_r(\mathbf{R})$ – освещенности на морской поверхности от действительного и фиктивного (с параметрами приемника) источников [7]; L_s, L_r – наклонные расстояния от источника и приемника до поверхности; $\zeta, \boldsymbol{\gamma} = \{\gamma_x, \gamma_y\}$ – высота и вектор наклонов взволнованной морской поверхности S ; $\mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ – единичный вектор нормали к элементарной площадке поверхности S ; θ_s, θ_r – углы между нормалью к поверхности S_0 (проекция S на плоскость $z = 0$) и направлением на источник и приемник; $\delta(x)$ – дельта-функция; V^2 – коэффициент отражения Френеля участков моря без пены; A – альбеда пены.

Попытки получить из (2) аналитическую формулу для $P(t)$ в общей схеме наклонного бистатистического зондирования приводят к очень громоздким математическим выражениям. Основная трудность здесь связана с учетом квадратичных членов в функции $f(t)$. Ниже мощность эхосигнала рассматривается в двух случаях: направление на приемник близко к направлению зеркального отражения (θ_r близко к $-\theta_s$ или равно $-\theta_s$) и направление на приемник сильно отличается от направления зеркального отражения (θ_r сильно отличается от $-\theta_s$).

1. Направление на приемник близко к направлению зеркального отражения:

$$R_{0x} q_x \ll \zeta q_z + \frac{(R_0^2 + z^2)}{(2c)} s.$$

При этом условии можно пренебречь в подынтегральной функции $f(t)$ в выражении (2) слагаемым $R_{0x} q_x / c$. Пренебрежем в подынтегральной функции $f(t)$ также слагаемым $(\zeta^2 / 2c) s$, что справедливо при достаточно мягком условии $\zeta L \ll 1$. Тогда, учтя, что для морской поверхности $\gamma_x^2, \gamma_y^2 \ll 1$, и полагая форму зондирующего импульса гауссовой ($f(t) = (2/\sqrt{\pi}) \exp(-4t^2/\tau_s^2)$), из формулы (2) получим после усреднения по $\zeta, \boldsymbol{\gamma}$ следующую формулу для средней мощности эхосигнала $\bar{P}(t)$:

$$\bar{P}(t) \cong b_{10} \exp[-0,5 c x \tau_s d2/s + (d5)^2] \{b_2 \exp[-0,5 c x \tau_s d4/s + (d5)^2 [(d4)^2 + 2d2 d4]]\} \times \\ \times H[d7 + 0,25 (d3)^{1/2} d4d6] + b_3 H[d7] \}, \quad (3)$$

где

$$H(x) = 1 - \Phi(x);$$

$$d1 = 1 + 2\sigma^2 C_s \sin^2\theta_s + 2\sigma^2 C_r \sin^2\theta_r; \quad q^2 = q_z^2 + q_x^2; \quad d2 = C_s (\cos^2\theta_s + 1) + C_r (\cos^2\theta_r + 1);$$

$$d3 = 1 + 8\sigma^2 q_z^2 / (c^2 \tau_s^2 d1); \quad d6 = c \tau_s / s; \quad d4 = \frac{s^2}{2q_z^2 \gamma_y} + \frac{T^2}{2q_z^2 \gamma_x}; \quad d5 = 0,25 d2 (d3)^{1/2} d6; \quad d7 = d5 - x (d3)^{-1/2};$$

$$x = \frac{2t'}{\tau_s}; \quad b_2 = (1 - S_f) \frac{q^4}{q_z} \frac{V^2}{8(\gamma_x \gamma_y)^{1/2}} \exp\left(-\frac{q_x^2}{2 q_z^2 \gamma_x}\right); \quad b_3 = S_f A Q; \quad b_{10} = b_0 (d1)^{-1/2} d6; \quad b_0 = \frac{a_s a_r}{L_s L_r};$$

$$a = 4 \left(\frac{1}{\gamma_x} + \frac{1}{\gamma_y}\right)^{-1}; \quad \beta = 0,5 a \Delta; \quad \Delta = 0,5 \left(\frac{1}{\gamma_x} - \frac{1}{\gamma_y}\right);$$

$$Q = \frac{a \exp(1/2a)}{4(\gamma_x \gamma_y)^{1/2}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a^{-k}}{k!} \left(\frac{\beta}{2}\right)^{2k} \{\sin\theta_s \sin\theta_r a^{1/4} \frac{\Gamma(2k+2)}{\Gamma(k+1)} W_{-k-3/4, k+3/4}(1/a) - \sin\theta_s \sin\theta_r a^{-1/4} \frac{\Gamma(2k+3)}{\Gamma(k+2)} \left(\frac{\beta}{2}\right) \times$$

$$\times W_{-k-5/4, k+5/4}(1/a) + 2 \cos\theta_s \cos\theta_r a^{-1/4} \frac{\Gamma(2k+1)}{\Gamma(k+1)} W_{-k-1/4, k+1/4}(1/a)\};$$

σ^2 , $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ – дисперсия высот и наклонов взволнованной морской поверхности; $\Phi(x)$ – интеграл вероятности; $W_{nm}(x)$ – функция Уиттекера.

В прозрачной аэрозольной атмосфере [7]

$$C_{s,r} = (\alpha_{s,r} L_{s,r})^{-2}; \quad a_s = \frac{P_0 \exp(-\tau_1)}{\pi \alpha_s^2}; \quad a_r = \pi r_r^2 \exp(-\tau_2);$$

где $\tau_{1,2}$ – оптические толщины на трассах источник–поверхность и приемник–поверхность; $2\alpha_{s,r}$ – углы расходимости источника и поля зрения приемника; P_0 – мощность, излучаемая источником; r_r – эффективный размер приемной апертуры.

При получении формулы (3) предполагалось, что морское волнение слабоанизотропно ($\beta \ll 1$) и выполняется одно из двух условий: либо $\sin^2 \theta_{s,r} \ll 1$ (зондирование вблизи направления в надир), либо $\sigma^2 C_{s,r} \ll 1$ (размер освещенного пятна от источника и сектор наблюдения приемника на поверхности много больше высоты неровностей морской поверхности).

В случае $\theta_s = \theta_r = 0$ и $L_s = L_r$ формула (3) совпадает с выражением для средней мощности эхосигнала от взволнованной морской поверхности при зондировании в надир [4].

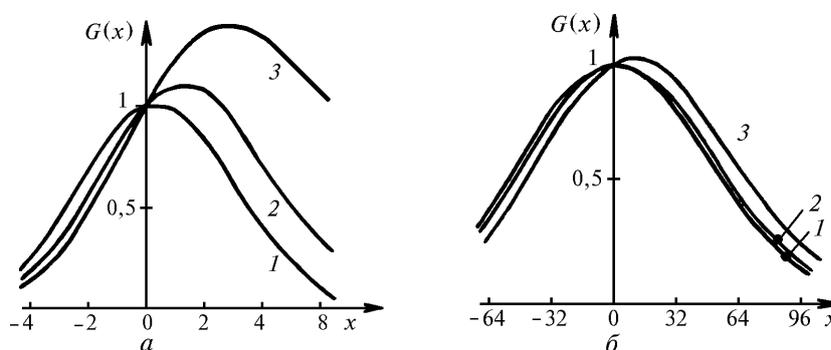


Рис. 1. Форма эхоимпульса от морской поверхности при зондировании в надир: $a - U = 5$ м/с; $b - U = 15$ м/с

На рис. 1 приведены результаты расчетов формы эхоимпульса от морской поверхности в направлении зеркального отражения при различных углах расходимости источника излучения и различной скорости приводного ветра. Расчеты величины $\overline{P}(t')/[\overline{P}(t' = 0)] = G(x)$ проводились по формуле (3) при следующих значениях параметров: $\alpha_r = 0,1$; $\tau_s = 10^{-9}$ с; $L_s = L_r = 5$ км; $\theta_s = \theta_r = 0$; 1 – $\alpha_s = 5 \cdot 10^{-3}$; 2 – $\alpha_s = 10^{-2}$; 3 – $\alpha_s = 2 \cdot 10^{-2}$.

Здесь и далее при расчетах значения $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ вычислялись по формулам Кокса и Манка [8], а для величин S_f и σ^2 использовались следующие формулы [2, 9]:

$\sigma = 0,016 U^2$; $S_f = 0,009 U^3 - 0,3296 U^2 + 4,549 U - 21,33$, где U – скорость приводного ветра (м/с).

Для альбедо пены принималось значение $A = 0,5$ [10].

Из рис. 1 видно, что максимум эхосигнала, регистрируемого приемником в направлении зеркального отражения, находится при $t' > 0$. Его сдвиг относительно $t' = 0$ определяется размером освещенного пятна подсвета на морской поверхности. С увеличением размеров освещенного пятна подсвета (с увеличением угла расходимости источника излучения) сдвиг максимума эхосигнала относительно $t' = 0$ увеличивается. С усилением скорости приводного ветра длительность эхоимпульса сильно возрастает (что связано при зондировании в надир в основном с увеличением дисперсии высот морской поверхности) и сдвиг максимума эхосигнала относительно $t' = 0$ становится менее заметным (рис. 1, б).

Заметим, что, хотя рис. 1 приведен для наиболее интересного случая $\theta_s = \theta_r = 0$ (зондирование в надир), форма эхоимпульса для направления зеркального отражения при произвольном θ_s имеет аналогичный вид и такую же зависимость от скорости приводного ветра и угла расходимости источника излучения.

2. Направление на приемник сильно отличается от направления зеркального отражения ($R_0 q_x \gg (R_0 + \zeta^2)s/(2c)$).

При этом условии можно пренебречь в подынтегральной функции $f(t)$ в выражении (2) слагаемым $(R_0^2 + \zeta^2)s/(2c)$. Тогда, учитывая, что для морской поверхности $\bar{\gamma}_x^2, \bar{\gamma}_y^2 \ll 1$, для гауссовой формы зондирующего импульса из формулы (2) после усреднения по ζ, γ имеем [4, 6]

$$P(t) \cong b_1 \{b_2 \exp[-z^2 - zd] + b_3 \exp[-z^2]\}, \quad (4)$$

где

$$b_1 = b_0 N_r^{-1/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} v^{-1/2} \bar{\omega}^{-1/2}; \quad \bar{\omega} = 2 \sigma^2 \omega; \quad \mu = q_x \bar{\omega} - q_z v;$$

$$\tau_M^2 = \frac{\tau_s^2}{8} \left\{ 1 - \frac{4}{\tau_s^2 c^2 v} \left[q_x + \frac{\mu^2}{\omega v} \right] \right\}^{-1}; \quad \omega = \frac{d1}{2\sigma^2} + \frac{4 q_z^2}{\tau_s^2 c^2} - \frac{\bar{\omega}}{v}; \quad z = \frac{t'}{2^{1/2} \tau_M};$$

$$\bar{\omega} = C_s \sin \theta_s \cos \theta_s + C_r \sin \theta_r \cos \theta_r + \frac{4}{\tau_s^2 c^2} q_z q_x;$$

$$v = \frac{T^2}{2 \gamma_x^2 q_z^2} + C_s \cos^2 \theta_s + C_r \cos^2 \theta_r + \frac{4 q_x^2}{\tau_s^2 c^2};$$

$$d = \frac{2^{7/2} \tau_M}{\tau_s^2 c v} \left[q_x + \frac{\bar{\omega}}{\omega v} \mu \right] \frac{q_x T}{q_z^2 2 \gamma_x^2}; \quad N_r = C_s + C_r.$$

На рис. 2 приведены результаты расчетов формы эхоимпульса от морской поверхности при различных углах зондирования и различной скорости приводного ветра. Расчеты величины $\bar{P}(t')/[\bar{P}(t'=0)] = F(z)$ проводились по формуле (4) при следующих значениях параметров: $\alpha_r = 0,1$; $\tau_s = 10^{-9}$ с; $L_s = L_r = 10$ км; $\theta_s = 20^\circ$; 1, 4 - $\theta_r = 20^\circ$; 2, 5 - $\theta_r = 0^\circ$; 3, 6 - $\theta_r = -15^\circ$; кривые 1, 2, 3 - $\alpha_s = 5 \cdot 10^{-2}$; 4, 5, 6 - $\alpha_s = 10^{-3}$.

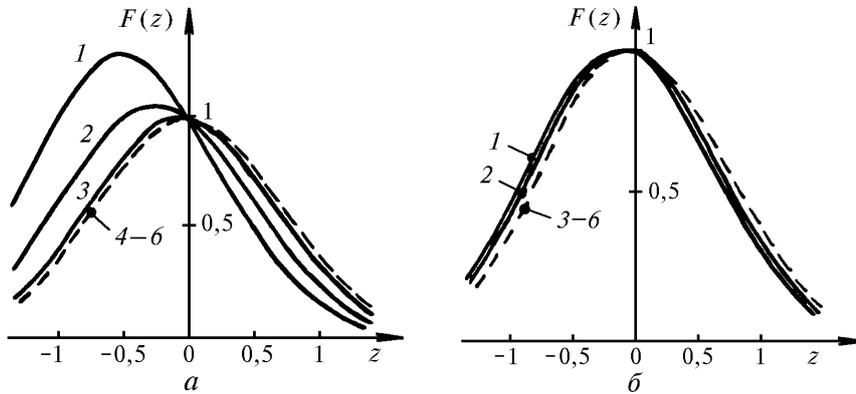


Рис. 2. Форма эхоимпульса от морской поверхности при наклонном бистатистическом зондировании: а - $U = 5$ м/с; б - $U = 15$ м/с

Из рис. 2, а видно, что при невысокой скорости приводного ветра (когда на поверхности моря нет пены) при направлениях на приемник, сильно отличающихся от зеркального, максимум эхосигнала от морской поверхности сдвинут в область $t' < 0$. Физически это связано с тем, что угол между направлением зеркального отражения и направлением на приемник зависит от положения точки в пределах освещенного пятна на морской поверхности. Это приводит к тому, что эхосигналы, поступающие на приемник от разных точек освещенного пятна на морской поверхности, существенно отличаются по амплитуде. Поэтому максимум эхосигнала, регистрируемого приемником, смещается в область времен $t' < 0$, для которых на приемник приходят эхосигналы от точек на поверхности, имеющих минимальные углы между направлением зеркального отражения и направлением на приемник. Этот эффект наиболее сильно проявляется при наклонном моностатическом зондировании и только при достаточно широких пучках подсвета. При узких пучках подсвета смещение эхоимпульсов в область времен $t' < 0$ незначительно (кривые 4-6 сливаются на рис. 2, а).

При большой скорости приводного ветра (когда на поверхности моря появляется пена) форма эхосигнала в значительной степени определяется излучением рассеянными участками пены, которые являются ламбертовскими отражателями и формируют эхосигналы, симметричные относительно $t' = 0$. Из рис. 2, б видно, что положение максимума эхоимпульса от морской поверхности при $U = 15$ м/с близко к $t' = 0$ при всех углах θ_r .

Таким образом, в статье исследована форма лидарного эхоимпульса при зондировании взволнованной морской поверхности в широком диапазоне скоростей приводного ветра. Показано, что геометрия зондирования и наличие или отсутствие пены на морской поверхности могут изменять форму и положение максимума лазерного эхоимпульса. При зондировании в надир максимум эхосигнала, регистрируемого приемником, находится при $t' > 0$ и его сдвиг относительно $t' = 0$ определяется размером освещенного пятна подсвета на морской поверхности. При наклонном моностатическом зондировании и невысокой скорости приводного ветра максимум эхосигнала от морской поверхности сдвинут в область $t' < 0$.

1. Гуревич Г. С. // 4 Всес. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1976. С. 127–131.
2. Tsai В. М., Gardner С. S. // Appl. Opt. 1982. V. 21. N 21. P. 3932–3240.
3. Пелевин В. Н. // Световые поля в океане. М.: ГОИН, 1980. С. 216–223.
4. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 3. С. 300–308.
5. Дистанционный контроль верхнего слоя океана / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, М.Л. Белов и др. Новосибирск: Наука, 1991. 149 с.
6. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 7. С. 424–427.
7. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, Г.Г. Матвиенко и др. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
8. Cox С., Munk W. // J. of the Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44. N 11. P. 839–850.
9. Бортковский Р. С. // Метеорология и гидрология. 1987. N 5. С. 68–75.
10. Whitlock С. Н., Bartlett D. S., Gurganus E. A. // Geophysical Research Letter. 1982. V. 9. N 6. P. 719–722.

НИИ радиоэлектроники и лазерной техники,
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Поступила в редакцию
12 ноября 1996 г.

M. L. Belov, V. A. Gorodnichev, V. I. Kozintsev. The Form of Echo-pulse for Laser Sounding of Sea Surface.

In this paper the form of laser echo-pulse is considered for bistatic scheme of sounding of sea surface covered with foam. Analytical expressions are obtained for received power at pulse sounding of sea surface for two cases: the direction to receiver coincides with the direction of surface reflection (or is not far from it) and the direction to receiver differs greatly from the direction of specular reflection. It is shown that the sounding scheme and foam can influence greatly the form and delay of laser echo-pulse.