

М.Л. Белов

О МОЩНОСТИ, РЕГИСТРИРУЕМОЙ ПРИЕМНИКОМ ПРИ НАСТИЛЬНЫХ ТРАССАХ ЗОНДИРОВАНИЯ В АТМОСФЕРЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОКРЫТОЙ ПЕНОЙ

Исследуется мощность, регистрируемая приемником лидара при зондировании в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной, в случае сильных затенений. Рассматриваются выражения для средней принимаемой мощности при непрерывном и импульсном зондировании морской поверхности. Показано, что затенения, схема локации, атмосфера и параметры лидара могут существенно влиять на принимаемую мощность и форму эхосигнала.

Энергетические характеристики лидарного сигнала в различных схемах локации взволнованной морской поверхности рассматривались в ряде работ (см., например, [1–5]) для крутых углов зондирования, когда несущественны затенения одних элементов поверхности другими. Такая ситуация характерна для зондирования с самолета или космического аппарата. При настильных трассах зондирования морской поверхности (например, с берега или судна) затенения могут существенно искажать структуру лидарного сигнала.

Ниже исследуется мощность, регистрируемая приемником при непрерывном и импульсном облучении в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной, в случае настильных углов зондирования.

Примем [4, 5]:

– что длина волны зондирующего излучения лежит в ИК-диапазоне, где поглощение водой велико, так что основная доля эхосигнала создается светом, отраженным морской поверхностью, а диффузно отраженным толщей воды излучением можно пренебречь;

– длина волны излучения мала по сравнению с характерными радиусами кривизны и высотами неровностей морской поверхности;

– высоты и наклоны морской поверхности распределены по нормальному закону;

– пучок подсвета узкий;

– источник, приемник и их оптические оси расположены в одной плоскости XOZ ;

– участки пены расположены на склонах волн и являются ламбертовскими отражателями.

Учтем, что излучение, отраженное от чистой морской поверхности и поверхности, покрытой пеной, складывается некогерентно [4, 5]:

$$P = (1 - S_{\text{п}}) P_{\text{м}} + S_{\text{п}} P_{\text{п}}, \quad (1)$$

где $S_{\text{п}}$ – доля поверхности моря, покрытой пеной и барашками; P , $P_{\text{м}}$, $P_{\text{п}}$ – 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, а в качестве модели для участков морской поверхности, покрытых пеной, – модель случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности, распределение наклонов которой совпадает с распределением наклонов морских волн [4–7].

1. Лидарный сигнал при непрерывном облучении морской поверхности

Рассмотрим сначала зондирование морской поверхности при непрерывном облучении.

При настильных углах зондирования, когда источник и приемник в общем случае разнесены, для средней (по ансамблю неровных поверхностей и ансамблю флуктуаций атмосферы) мощности P , регистрируемой приемником, имеем [8]:

$$P \approx \frac{a_{\text{и}} a_{\text{п}}}{\tilde{L}_{\text{и}}^2 \tilde{L}_{\text{п}}^2} (C_{\text{и}} + C_{\text{п}})^{-1/2} (C_{\text{и}} \cos^2 \theta_{\text{и}} + C_{\text{п}} \cos^2 \theta_{\text{п}})^{-1/2} \frac{\exp(-\frac{1}{2} \Lambda)}{\Lambda} (e^b - e^{-b}) M, \quad (2)$$

где

$$M = (1 - S_{\text{п}}) \frac{V^2 q^4}{8 q_z^4} \frac{1}{(\gamma_x^2 \gamma_y^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{q_x^2}{2 q_z^2 \gamma_x^2}\right) + S_{\text{п}} A \omega;$$

$$\omega = \frac{1}{4 \sqrt{\pi} (\gamma_x^2 \gamma_y^2)^{1/2}} \exp\left(\frac{1}{2} \frac{1}{\gamma_y^2}\right) \sum_{\kappa=0}^{\infty} (-1)^{\kappa} \frac{\delta^{\kappa}}{\kappa!} \left(\frac{1}{4 \gamma_y^2}\right)^{\kappa} \left\{ \cos \theta_{\text{и}} \cos \theta_{\text{п}} \Gamma(\kappa + \frac{1}{2}) G_{12}^{20} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\gamma_y^2} \middle| \begin{matrix} 1/2 \\ -\kappa - 1/2, 0 \end{matrix} \right) + \right.$$

$$\left. + \sin(\theta_{\text{и}} + \theta_{\text{п}}) \Gamma(\kappa + 1) G_{23}^{30} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\gamma_y^2} \middle| \begin{matrix} 0, 1/2 \\ -\kappa - 1, 0, 0 \end{matrix} \right) + \sin \theta_{\text{и}} \sin \theta_{\text{п}} \Gamma(\kappa + \frac{3}{2}) G_{12}^{20} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\gamma_y^2} \middle| \begin{matrix} 1/2 \\ -\kappa - 3/2, 0 \end{matrix} \right) \right\};$$

$$\delta = 2 \left(\frac{\gamma_y^2}{\gamma_x^2} - 1 \right); \quad b = \frac{1}{2} \Lambda \operatorname{erf} X; \quad \operatorname{erf} X = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X e^{-t^2} dt;$$

$$\Lambda = \operatorname{tg} \theta \int_{\operatorname{ctg} \theta}^{\infty} (\gamma_x - \operatorname{ctg} \theta) W(\gamma_x) d\gamma_x; \quad \theta = \max(\theta_{\text{и}}, \theta_{\text{п}});$$

$$X = \left[\frac{C_{\text{и}} C_{\text{п}} \sin^2(\theta_{\text{и}} - \theta_{\text{п}})}{C_{\text{и}} \cos^2 \theta_{\text{и}} + C_{\text{п}} \cos^2 \theta_{\text{п}}} \right]^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{2} \sigma}; \quad \tilde{L}_{\text{и, п}} = L_{\text{и, п}} - \mu \sin \theta_{\text{и, п}};$$

$$\mu = \zeta_m \frac{C_{\text{и}} \sin \theta_{\text{и}} \cos \theta_{\text{п}} + C_{\text{п}} \sin \theta_{\text{п}} \cos \theta_{\text{и}}}{C_{\text{и}} \cos^2 \theta_{\text{и}} + C_{\text{п}} \cos^2 \theta_{\text{п}}}; \quad \zeta_m = \frac{\Lambda \sigma F(\alpha)}{\sqrt{2 \pi} (1 + X^2)};$$

$$F(\alpha) \approx \left\{ \frac{1}{2 \alpha} \left[\ln 2\alpha - \ln \ln 2\alpha - \ln \left(1 - \frac{\ln \ln 2\alpha}{\ln 2\alpha} \right) \right] \right\}^{1/2}; \quad \alpha = \frac{\Lambda^2}{4 \pi (1 + X^2)^2};$$

$$q_x = -(\sin \theta_{\text{и}} + \sin \theta_{\text{п}}); \quad q_z = \cos \theta_{\text{и}} + \cos \theta_{\text{п}}; \quad q^2 = q_x^2 + q_z^2.$$

Величины $a_{\text{и, п}}$, $C_{\text{и, п}}$ зависят от параметров источника и приемника и оптического состояния атмосферы [9, 10]:

для прозрачной аэрозольной атмосферы

$$a_{\text{и}} = \frac{P_0}{\pi \alpha_{\text{и}}^2} \exp\left(-\int_0^{\tilde{L}_{\text{и}}} \alpha_s(z) dz\right); \quad a_{\text{п}} = \pi r_{\text{п}}^2 \exp\left(-\int_0^{\tilde{L}_{\text{п}}} \alpha_s(z) dz\right);$$

$$C_{\text{и, п}} = (\alpha_{\text{и, п}} \tilde{L}_{\text{и, п}})^{-2};$$

для однородной турбулентной атмосферы

$$a_{\text{и}} = \frac{P_0}{\pi (\alpha_{\text{и}}^2 + \nu_{\text{и}})}; \quad a_{\text{п}} = \pi r_{\text{п}}^2 (1 + \nu_{\text{п}} / \alpha_{\text{п}}^2)^{-1};$$

$$C_{\text{и, п}} = (\alpha_{\text{и, п}}^2 + \nu_{\text{и, п}})^{-1} \tilde{L}_{\text{и, п}}^{-2}; \quad \nu_{\text{и, п}} = 0,4 (\kappa^{1/3} C_{\text{е}}^2 \tilde{L}_{\text{и, п}})^{6/5};$$

для неоднородной оптически плотной атмосферы

$$a_{\text{и}} = \frac{P_0}{\pi(\alpha_{\text{и}}^2 + \mu_{\text{и}})} \exp\left(-\int_0^{\tilde{L}_{\text{и}}} (1-\lambda) \alpha_t(z) dz\right); a_{\text{п}} = \pi r_{\text{п}}^2 \exp\left(-\int_0^{\tilde{L}_{\text{п}}} (1-\lambda) \alpha_t(z) dz\right);$$

$$\mu_{\text{и,п}} = \tilde{L}_{\text{и,п}}^{-2} \int_0^{\tilde{L}_{\text{и,п}}} \tilde{\alpha}_s(z) \langle s^2(z) \rangle (\tilde{L}_{\text{и,п}} - z)^2 dz;$$

$$C_{\text{и,п}} = (\alpha_{\text{и,п}}^2 + \mu_{\text{и,п}})^{-1} \tilde{L}_{\text{и,п}}^{-2}; \lambda = \frac{\tilde{\alpha}_s}{\alpha_t};$$

$2\alpha_{\text{и}}, 2\alpha_{\text{п}}$ – угол расходимости источника и угол поля зрения приемника; P_0 – мощность, излучаемая источником; $r_{\text{п}}$ – эффективный размер приемной апертуры; V^2 – коэффициент Френеля для морской поверхности без пены; A – альbedo элементарного участка поверхности, покрытой пеной; $\theta_{\text{и,п}}$ – угол падения излучения и угол наблюдения (отсчитываются от нормали к плоскости $z=0$); $L_{\text{и,п}}$ – расстояние от источника и приемника (вдоль их оптических осей) до плоскости $z=0$; $W(\gamma)$ – плотность вероятности распределения наклонов; $\sigma^2, \overline{\gamma_{x,y}^2}$ – дисперсии высот и наклонов морской поверхности; α_t, α_s – коэффициенты ослабления и рассеяния среды; $\tilde{\alpha}_s$ – эффективный показатель рассеяния; $\tilde{\alpha}_s = \alpha_s(1-x_0)$; x_0 – изотропная часть индикатрисы рассеяния атмосферы [10]; $\langle s^2 \rangle$ – дисперсия угла отклонения при элементарном акте рассеяния в атмосфере; κ – волновое число; C_{ε} – структурная постоянная диэлектрической проницаемости среды; $G_{p,q}^{m,n} \left(z \left| \begin{matrix} a_1 \dots a_p \\ b_1 \dots b_q \end{matrix} \right. \right)$ – функция Мейера; $\Gamma(\kappa)$ – гамма-функция.

Формула (2) получена при сильных затенениях ($\text{ctg}\theta_{\text{и,п}} / (\overline{\gamma_{x,y}^2})^{1/2} \ll 1$) одних элементов поверхности другими в случае, когда источник и приемник находятся по одну сторону от нормали к плоскости $z=0$. Диаграммы источника и приемника полагались гауссовскими [9, 10].

Учет уже первого члена в (2) дает хорошее приближение для слабоанизотропного волнения.

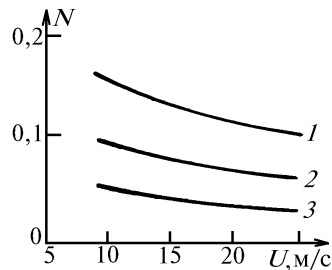


Рис. 1. Зависимость принимаемой мощности от скорости приводного ветра в условиях сильных затенений

На рис. 1 приведены результаты расчетов величины N (отношения мощности, регистрируемой приемником лидара в условиях сильных затенений, к мощности, регистрируемой приемником лидара при тех же условиях, но без учета затенений) в зависимости от скорости приводного ветра U при различных углах зондирования θ . Расчеты величины N проводились для моностатического зондирования ($\theta_{\text{и}} = \theta_{\text{п}} = \theta$; $L_{\text{и}} = L_{\text{п}} = L$) по формуле (2) с учетом результатов [4] при следующих значениях параметров:

$$L = 10 \text{ км}; C_{\varepsilon} = 0; \alpha_{\text{и}} = \alpha_{\text{п}} = 15^\circ;$$

$$1 - \theta = 88^\circ; \quad 2 - \theta = 89^\circ; \quad 3 - \theta = 89,5^\circ.$$

Здесь и далее в статье величины $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ вычислялись по формулам Кокса и Манка [11], а для величин S_{Π} и σ использовались следующие выражения [2, 12]:

$$S_{\Pi} = 0,009 U^3 - 0,3296 U^2 + 4,549 U - 21,33; \quad \sigma = 0,016 U^2,$$

где U – скорость приводного ветра (м/с).

Из рисунка видно, что величина N существенно зависит от скорости приводного ветра и угла зондирования. С увеличением скорости приводного ветра высота и крутизна неровностей морской поверхности возрастают, что приводит к увеличению затенений и уменьшению N . Этот же эффект происходит и при $\theta \rightarrow 90^\circ$ (при более пологих трассах локации). Заметим также, что для приведенного на рисунке диапазона скоростей приводного ветра мощность, принимаемая лидаром, определяется в основном рассеянием зондирующего лазерного пучка на пенных образованиях.

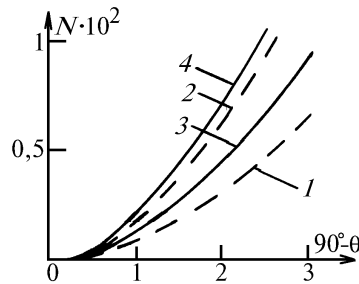


Рис. 2. Зависимость принимаемой мощности от угла зондирования в условиях сильных затенений

На рис. 2 показана зависимость величины N от угла θ_{Π} при разных оптических состояниях атмосферы. Расчеты проводились при следующих значениях параметров:

$$\theta_{\Pi} = 0; \quad C_{\Pi} \gg C_{\Pi}; \quad L_{\Pi} = 5 \text{ км}; \quad U = 18 \text{ м/с}; \quad \lambda = 1,06 \text{ мкм}.$$

$$1, 2 - C_{\epsilon} = 0; \quad 3, 4 - C_{\epsilon} = 10^{-6} \text{ м}^{-1/3};$$

$$1, 3 - 2 \alpha_{\Pi} = 1'; \quad 2, 4 - 2 \alpha_{\Pi} = 2'.$$

Из рисунка виден интересный физический эффект – при узких диаграммах источника и приемника и сильных затенениях турбулентность атмосферы приводит к увеличению принимаемой мощности. Физически это связано с тем, что при сильных затенениях принимаемая мощность тем меньше, чем уже диаграммы источника и приемника. Турбулентность атмосферы, размывая диаграммы источника и приемника, приводит тем самым к увеличению мощности, регистрируемой приемником. Этот эффект проявляется лишь при $\theta_{\Pi} \neq \theta_{\Pi}$. При $\theta_{\Pi} = \theta_{\Pi}$ он исчезает.

2. Лидарный сигнал при импульсном облучении морской поверхности

При рассмотрении импульсного зондирования морской поверхности будем считать выполненными все условия, изложенные выше. Кроме того, допустим, что изменением формы морской поверхности за время ее взаимодействия со световым импульсом можно пренебречь, а длительность зондирующего импульса велика по сравнению с периодом несущей частоты эхосигнала.

Тогда формула для средней мощности $P(t)$, регистрируемой приемником при зондировании δ -импульсом в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной, имеет вид [8]:

1. Размер освещенного пятна от источника и сектор наблюдения приемника много больше высоты неровностей морской поверхности ($\sigma^{-2} \gg C_{\Pi} (K \cos \theta_{\Pi} + \sin \theta_{\Pi})^2$, $C_{\Pi} (K \cos \theta_{\Pi} + \sin \theta_{\Pi})^2$);

$$P(t) \simeq \frac{a_n a_n}{\sqrt{\pi} (C_n + C_n)^{1/2} \tilde{L}_n^2 \tilde{L}_n^2 q_x} \frac{c}{\Lambda} \frac{1 - \exp(-\Lambda)}{\Lambda} G(t') M, \quad (3)$$

где

$$G(t') = \exp \left\{ -C_n \left[\zeta_m (K \cos \theta_n + \sin \theta_n) + \frac{c t' \cos \theta_n}{q_x} \right]^2 - C_n \left[\zeta_m (K \cos \theta_n + \sin \theta_n) + \frac{c t' \cos \theta_n}{q_x} \right]^2 \right\}; \quad (4)$$

$$K = (\cos \theta_n + \cos \theta_n) / (\sin \theta_n + \sin \theta_n); \quad \alpha = \Lambda^2 / (4 \pi);$$

$$\zeta_m = \Lambda \sigma F(\alpha) / \sqrt{2 \pi}; \quad t' = t - \frac{L_n + L_n}{c}.$$

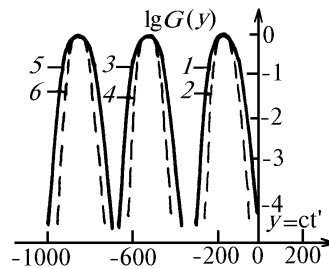


Рис. 3. Форма эхоимпульса при слабых искажениях, вызванных случайно-неровным характером морской поверхности

На рис. 3 показано, как изменяется функция $G(t')$, характеризующая временной ход принимаемой мощности, с увеличением скорости приводного ветра. Расчеты проводились для моностатического зондирования ($\theta_n = \theta_n = \theta; L_n = L_n = L$) по формуле (4) в турбулентной атмосфере при следующих значениях параметров:

$$\theta = 89^\circ; \quad \lambda = 1,06 \text{ мкм}; \quad \alpha_n = 0,1 \text{ мрад}; \quad \alpha_n = 1 \text{ мрад}; \quad L = 3 \text{ км};$$

$$1, 2 - U = 10 \text{ м/с}; \quad 3, 4 - U = 16 \text{ м/с}; \quad 5, 6 - U = 20 \text{ м/с};$$

$$2, 4, 6 - C_\varepsilon = 0; \quad 1, 3, 5 - C_\varepsilon = 10^{-6} \text{ м}^{-1/3}.$$

Из рисунка видно, что в случае, когда размеры освещенного пятна от источника и сектора наблюдения приемника много больше σ , затенения приводят к незначительному искажению формы эхосигнала и его временному сдвигу. Причем с увеличением скорости приводного ветра (с увеличением затенения) этот временной сдвиг увеличивается. Физически этот сдвиг, видимо, объясняется явлениями на краях освещенного пятна на зондируемой поверхности. Неровности, находящиеся у края освещенного пятна, ближнего к источнику (но не попадающие в освещенное пятно при более низкой скорости приводного ветра, т.е. при меньших значениях σ^2 и $\gamma_{x,y}^2$), начинают освещаться. Неровности, находящиеся у края освещенного пятна, дальнего от источника, с увеличением скорости приводного ветра (т.е. с увеличением затенений) оказываются затененными (хотя при более низкой скорости приводного ветра они были освещены). Турбулентность атмосферы, размывая лазерный пучок и увеличивая размер освещенного пятна, приводит к увеличению длительности эхоимпульса, регистрируемого приемником.

2. Размер освещенного пятна от источника много меньше сектора наблюдения приемника и высоты неровностей ($C_n (K \cos \theta_n + \sin \theta_n)^2 \gg C_n (K \cos \theta_n + \sin \theta_n)^2, \sigma^{-2}$):

$$P(t) \simeq \frac{a_n a_n}{\sqrt{\pi} (C_n + C_n)^{1/2} \tilde{L}_n^2 \tilde{L}_n^2 q_x} \frac{c}{q_x} \frac{C_n^{-1/2} F(t') M}{\sqrt{2} \sigma (K \cos \theta_n + \sin \theta_n)}, \quad (5)$$

$$F(t') = \exp \left\{ -\frac{\zeta_n^2}{2\sigma^2} - \frac{1}{2} \Lambda \left[1 - \Phi \left(\frac{\zeta_n}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] - C_n \left[\zeta_n (K \cos \theta_n + \sin \theta_n) + \frac{ct' \cos \theta_n}{q_x} \right]^2 \right\}; \quad (6)$$

$$\zeta_n = -c t' \cos \theta_n [K \cos \theta_n + \sin \theta_n]^{-1} q_x^{-1};$$

$\Phi(x)$ – интеграл вероятности.

На рис. 4 показано, как изменяется функция $F(t')$, характеризующая временной ход принимаемой мощности с увеличением скорости приводного ветра. Расчеты проводились для моностатистического зондирования по формуле (6) при следующих значениях параметров: $\theta = 89^\circ$; 1 – $U = 10$ м/с; 2 – $U = 16$ м/с; 3 – $U = 20$ м/с.

Из рис. 4 видно, что с усилением скорости приводного ветра длительность эхоимпульса увеличивается и его энергетический центр приходит на приемник все раньше и раньше. Физически это связано с увеличением степени неровности морской поверхности (увеличением дисперсии высот и наклонов поверхности) с усилением скорости приводного ветра. Последнее, в частности, приводит к увеличению затенения, из-за чего пучок подсвета рассеивается на неровностях морской поверхности все ближе и ближе к лидару.

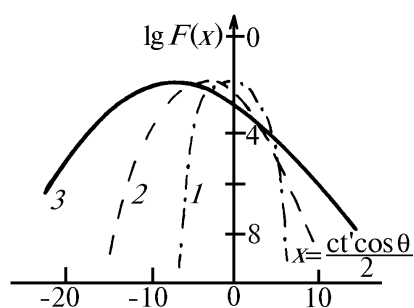


Рис. 4. Форма эхосигнала при сильных искажениях, вызванных случайно-неровным характером морской поверхности

В случае, когда размер освещенного пятна от источника много меньше высоты неровностей ($C_n (K \cos \theta_n + \sin \theta_n)^2 \gg \sigma^{-2}$), атмосфера не оказывает влияния на форму эхосигнала при моностатистическом зондировании.

Если источник и приемник находятся по разные стороны от нормали к поверхности $z = 0$ и затенения существенны как со стороны приемника, так и со стороны источника, то в формулах (2), (3), (5) необходимо сделать замену: $\Lambda(\theta) \rightarrow \Lambda(\theta = \theta_n) + \Lambda(\theta = \theta_n)$.

Обобщая результаты исследований энергетических характеристик эхосигнала, регистрируемого приемником при настильных трассах зондирования морской поверхности, можно сделать следующие выводы:

1. Условие сильных затенений одних элементов поверхности другими реализуется для морской поверхности, как правило, при высоких скоростях приводного ветра, когда на морской поверхности появляются пена и барашки.

2. В условиях сильных затенений эхосигнал, принимаемый лидаром в ИК-диапазоне, определяется рассеянием зондирующего лазерного пучка на пенных образованиях.

3. Мощность, принимаемая лидаром, и временная структура лидарного сигнала существенно зависят от скорости приводного ветра, схемы зондирования (моностатистическое или бистатистическое зондирование) и соотношения параметров излучения лидара (угла зондирования, размера пятна излучения на морской поверхности) и статистических характеристик морского волнения (среднеквадратических значений наклонов и высот морской поверхности).

4. Влияние атмосферы на эхосигнал сложным образом зависит от схемы зондирования и параметров лидара.

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. 3932–3942.

3. Пелевин В. Н. // Световые поля в океане. М.: ГОИН, 1980. С. 216–223.

4. Белов М.Л., Орлов В.М., Балякин В.А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 10. С. 1113–1117.
5. Белов М.Л., Орлов В.М. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 3. С. 300–308.
6. Копелевич О.В., Межеричер Э.М. // Океанология. 1980. Т.20. Вып. 1. С.50–56.
7. Wald L., Monget J.M. // Int. J. Remote Sensing. 1988. V. 4. N 2. P. 433–446.
8. Белов М.Л., Балякин В.А. Дистанционное зондирование морской поверхности. Ч. 2. М., 1990. 42 с. Деп. в ВНИЭРХ 17.04.90. N 1103-рх90.
9. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Матвиенко Г.Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 224 с.
10. Сигналы и помехи в лазерной локации / Орлов В.М., Самохвалов И.В., Креков Г.М. и др. М.: Радио и связь, 1985. 264 с.
11. Cox C., Munk W. // J. Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44. N 11. P. 839–850.
12. Бортковский Р.С. // Метеорология и гидрология. 1987. N 5. С. 68–75.

Всероссийский научно-исследовательский институт
морского рыбного хозяйства и океанографии
(ВНИРО)–НПП <Фирма ЭККОС>

Поступила в редакцию
7 сентября 1993 г.

M. L. Belov. Power of Returns Recorded at Atmospheric Small-angle Sounding of Sea Surface Covered with Foam.

The returns' power recorded with receiver when atmospheric sounding of sea surface partly covered with foam and shaded is studied in the paper. Some expressions are considered for mean power received at continuous and pulsed sounding. It is shown that shading, geometry of sensing, atmospheric and lidar parameters significantly affect the power and form of the returns.