

УДК 551.501

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

ЛАЗЕРНАЯ ЛОКАЦИЯ ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА НАСТИЛЬНЫХ ТРАССАХ В УСЛОВИЯХ ПОКРЫТИЯ МОРЯ ПЕНОЙ

Приведены результаты измерений мощности излучения, регистрируемого приемником лазерной локационной системы, от взволнованной морской поверхности на настильных трассах в условиях покрытия моря пеной. Получены аналитические выражения для средней принимаемой мощности в условиях слабых и сильных затенений лазерного пучка элементами морской поверхности. Показано, что результаты расчетов по полученным формулам хорошо совпадают с результатами численных расчетов для разных моделей покрытия моря пеной.

Мощность сигнала, регистрируемого лазерной локационной системой от взволнованной морской поверхности, зависит от многих факторов (см., например, [1, 2]). На настильных трассах локации наиболее существенными факторами являются затенения лазерного пучка элементами морской поверхности, покрытие моря пеной и влияние приводного слоя атмосферы.

Ниже приведены формулы, позволяющие оценить мощность сигнала, регистрируемого лазерной локационной системой, от взволнованной морской поверхности в условиях затенений лазерного пучка элементами морской поверхности и покрытия моря пеной. Проводится сравнение полученных формул с результатами численных расчетов для разных моделей покрытия моря пеной.

Будем считать, что длина волны лазерного излучения лежит в ИК-диапазоне, где поглощение водой велико, так, что основная доля эхо-сигнала создается излучением, зеркально отраженным границей воздух–вода, а долей излучения, диффузно отраженного толщей воды, можно пренебречь. Модель морского волнения обычно представляется в виде гауссовского случайного процесса (гауссовское распределение для наклонов морской поверхности близко к экспериментально полученному [3]). При высоких скоростях ветра поверхность моря покрывается пеной. Обычно участки пены считают изотропными отражателями (см., например, [4, 5]), расположенными на склонах волн. Причем

при не очень большой скорости ветра пятна пены расположены почти параллельно склонам волн, так что можно считать распределение наклонов пятен пены таким же, как и распределение наклонов морских волн [5].

Среднюю мощность P сигнала, регистрируемого лазерной локационной системой от морской поверхности, частично покрытой пеной, можно представить в следующем виде [2]:

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

где $P_{\text{м}}, P_{\text{п}}$ — средние мощности эхо-сигнала при зондировании морской поверхности без пены и сплошь покрытой пеной; $C_{\text{п}}$ — доля поверхности моря, покрытой пеной.

В случае слабых затенений, характерном для авиационных лазерных локационных систем, $\text{ctg } \theta_{\text{и,п}} \geq (\bar{\gamma}_x^2)^{1/2}$, где $\theta_{\text{и,п}}$ — углы между вертикальным направлением и оптическими осями источника и приемника, $\bar{\gamma}_x^2$ — дисперсия наклонов взволнованной морской поверхности. Интегральные формулы для $P_{\text{м,п}}$ получены в работах [1, 6] (считается, что источник и приемник и их оптические оси находятся в одной плоскости XOZ):

$$P_{\text{м}} \cong V^2 \frac{q^4 K_{sh}}{4q_z^4} \int_{-\infty}^{\infty} W(\zeta) d\zeta \int_{S_o} dR_o E_{\text{и}}^n(R'_{o\zeta}) E_{\text{п}}^n(R''_{o\zeta}) W(\gamma = \tilde{\gamma}); \quad (2)$$

$$P_{\text{п}} \cong \frac{AK_{sh}}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(\zeta) d\zeta \int_{-\infty}^{\infty} W(\gamma) d\gamma \int \frac{dR_o}{n_z} E_{\text{и}}(R'_{o\zeta}) E_{\text{п}}(R''_{o\zeta}), \quad (3)$$

где $\tilde{\gamma} = \left(-\frac{q_x}{q_z} - \frac{R_{ox}}{q_z} T, -\frac{R_{oy}}{q_z} S \right)$; $s = \frac{1}{L_{\text{и}}} + \frac{1}{L_{\text{п}}}$; $T = \frac{\cos^2 \theta_{\text{и}}}{L_{\text{и}}} + \frac{\cos^2 \theta_{\text{п}}}{L_{\text{п}}}$;

$E_{\text{и}}(R'_{o\zeta}) = E_{\text{и}}^n(R'_{o\zeta})(nm_{\text{и}})$; $E_{\text{п}}(R''_{o\zeta}) = E_{\text{п}}^n(R''_{o\zeta})(nm_{\text{п}})$; $q_x = \sin \theta_{\text{и}} + \sin \theta_{\text{п}}$; $q_z = -(\cos \theta_{\text{и}} + \cos \theta_{\text{п}})$; $q^2 = q_x^2 + q_z^2$; $R'_{o\zeta} = \{[R_{ox} \text{ctg } \theta_{\text{и}} - \zeta] \sin \theta_{\text{и}}, R_{oy}\}$; $R''_{o\zeta} = \{[R_{ox} \text{ctg } \theta_{\text{п}} - \zeta] \sin \theta_{\text{п}}, R_{oy}\}$; K_{sh} — коэффициент, учитывающий (в приближении слабых затенений) затенение одних элементов поверхности другими; $\zeta, \gamma = (\gamma_x, \gamma_y)$, $n = (n_x, n_y, n_z)$ — случайные величины высоты, вектора наклонов и единичный вектор нормали к морской поверхности; $E_{\text{и,п}}^n(R)$ — освещенности в поперечном сечении пучков от действительного и фиктивного (с параметрами приемника) источников; $m_{\text{и,п}}$ — единичные вектора, определяющие направление облучения и приема; $W(\zeta), W(\gamma)$ — функции распределения

высот и наклонов поверхности; V^2 — коэффициент отражения Френеля морской поверхности без пены; A — альbedo участка поверхности, покрытого пеной; $L_{и,п}$ — наклонные расстояния от источника и приемника до поверхности; $\theta_{и,п}$ — углы между нормалью к плоскости $z = 0$ и оптическими осями источника и приемника.

В интегральных выражениях (2), (3) интегрирование проводится по поверхности S_o (проекции случайно-неровной взволнованной морской поверхности на плоскость $z = 0$).

Величина K_{sh} в формулах (2), (3) определяется следующим выражением (источник и приемник по одну сторону от нормали к поверхности \vec{R}_o):

$$K_{sh} = 1 - \Lambda \left(\frac{\text{ctg } \alpha}{(\bar{\gamma}_x^2)^{1/2}} \right),$$

где $\alpha = \max(\theta_{и}, \theta_{п})$; Λ — параметр, характеризующий степень затенений. Для слабых затенений

$$\Lambda(x) \cong \frac{1}{\sqrt{2\pi}x^3} \exp(-0,5x^2).$$

Интегралы в выражениях (2), (3) можно вычислить и получить аналитические формулы для принимаемой мощности от морской поверхности без пены и сплошь покрытой пеной [1, 2, 6]. Используя эти результаты найдем выражение для величины $N = \frac{(1 - C_{п})P_{м} + C_{п}P_{п}}{P_{м}}$, равной отношению принимаемой мощности с учетом пены на поверхности моря к принимаемой мощности без учета пены (при обычно выполняющемся условии — среднеквадратическое значение наклонов волн много больше угла расходимости источника и углового поля зрения приемника) и при условии, что источник, приемник и их оптические оси расположены в одной плоскости XOZ):

$$\begin{aligned} N \cong & (1 - C_{п}) + C_{п} \frac{8Aq_z^4}{V^2q^4} \exp\left(\frac{q_x^2}{2q_z^2\bar{\gamma}_x^2} + \frac{1}{2a}\right) \frac{a}{4} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a^{-k}}{k!} \left(\frac{\beta}{2}\right)^{2k} \times \\ & \times \left\{ \sin \theta_{и} \sin \theta_{п} a^{1/4} \frac{\Gamma(2k+2)}{\Gamma(k+1)} W_{-k-0,75,k+0,75} \left(\frac{1}{a}\right) - \sin \theta_{и} \sin \theta_{п} \times \right. \\ & \times a^{-1/4} \frac{\Gamma(2k+3)}{\Gamma(k+2)} \frac{\beta}{2} W_{-k-1,25,k+1,25} \left(\frac{1}{a}\right) + 2 \cos \theta_{и} \cos \theta_{п} a^{-1/4} \times \\ & \left. \times \frac{\Gamma(2k+1)}{\Gamma(k+1)} W_{-k-0,25,k+0,25} \left(\frac{1}{a}\right) \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

где $a = 4 \left(\frac{1}{\overline{\gamma_x^2}} + \frac{1}{\overline{\gamma_y^2}} \right)^{-1}$; $\beta = \frac{a}{4} \left(\frac{1}{\overline{\gamma_x^2}} - \frac{1}{\overline{\gamma_y^2}} \right)$; $\overline{\gamma_x^2}, \overline{\gamma_y^2}$ — дисперсии наклонов взволнованной морской поверхности; $W_{n,m}(x)$ — функции Уиттекера; $\Gamma(k)$ — гамма-функция.

Для расчета N необходимо знать характеристики отражения пены и величину C_{Π} . Для покрытия моря пеной получены эмпирические соотношения (см., например, [7, 8]). Эти соотношения сильно зависят от региона измерений и температуры поверхности воды $T_{\text{в}}$. В таблице приведены модели зависимости C_{Π} от скорости приводного ветра U .

Зависимости C_{Π} от скорости приводного ветра

N	$T_{\text{в}}, ^\circ\text{C}$	$U, \text{ м/с}$	$C_{\Pi} \cdot 10^2$
1	6–22	9–232	$C_{\Pi} = 0,009U^3 - 0,3296U^2 + 4,54U - 21,33$
2	3	9–16	$C_{\Pi} = 0,189U - 1,285$
3	> 14	$U > U_{\text{в}}$	$C_{\Pi} = 2,95 \cdot 10^{-4}U^{3,52}; U_{\text{в}} = 3,36 \cdot 10^{-0,00309T_{\text{в}}}$

В третьей строке таблицы параметр $U_{\text{в}}$ — некоторая величина скорости приводного ветра, начиная с которой на поверхности моря появляется пена. Параметр $T_{\text{в}}$ — температура поверхности воды, определяющая значение $U_{\text{в}}$ согласно приведенной эмпирической формуле.

Отражение пены измерялось в работе [9], где получено, что в диапазоне длин волн 0,5... 1 мкм альбедо пены $A \approx 0,5$.

На рис. 1, 2 показано, как изменяется N в зависимости от скорости ветра U . Расчеты проводились для моделей пены, приведенных в таблице, при следующих значениях параметров: $V^2 = 0,02$; $A = 0,5$.

Дисперсии наклонов поверхности $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ вычислялись по формулам Кокса и Манка [3].

Из полученных результатов следует, что формула (4) хорошо описывает зависимость N от скорости приводного ветра — графики расчетов по аналитической формуле практически сливаются с результатами численных расчетов. Из рис. 1, 2 также видно, что наличие пены на морской поверхности сильно влияет на мощность лазерного сигнала, принимаемого лазерным локактором. Степень этого влияния существенно зависит как от модели пены (т. е. от температуры водной поверхности, региона, в котором проводятся измерения, и т. п.), так и от углов зондирования. Последнее хорошо видно из сравнения рис. 1 и 2 — на первом рисунке наличие пены приводит к увеличению принимаемой мощности в 2 раза, а на втором — на 4 порядка.

В случае сильных затенений, характерном для локации взволнованной морской поверхности с берега или судна, $\text{ctg } \theta_{\text{и,п}} \ll (\overline{\gamma_x^2})^{1/2}$; интегральные формулы для $P_{\text{м,п}}$ получены в работах [10, 11] (считается, что

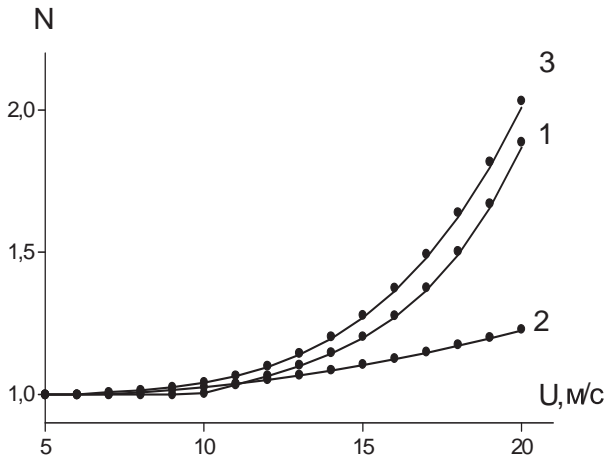


Рис. 1. Графики зависимости N от скорости приводного ветра при $\theta_n = \theta_\pi = 0$: сплошные линии — расчет по формуле (4), ● — расчеты по формулам (2) и (3); цифры у кривых соответствуют номеру модели пены в таблице

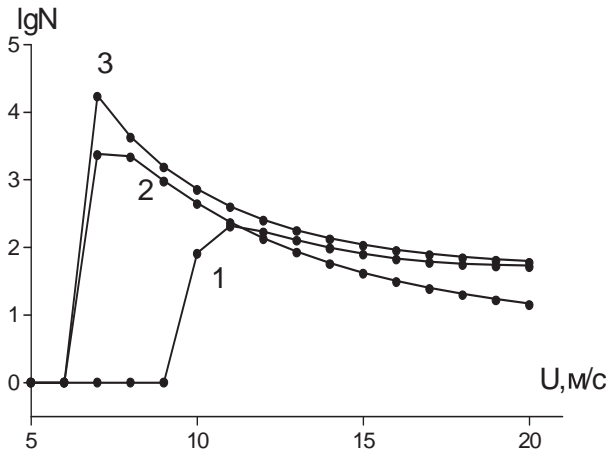


Рис. 2. Графики зависимости N от скорости приводного ветра при $\theta_n = \theta_\pi = 40^\circ$: сплошные линии — расчет по формуле (4), ● — расчеты по формулам (2) и (3); цифры у кривых соответствуют номеру модели пены в таблице

источник и приемник и их оптические оси находятся в одной плоскости XOZ):

$$P_M = V^2 \frac{q^4}{4q_z^4} \int_{-\infty}^{\infty} W_a(\zeta; \theta_n, \theta_\pi) d\zeta \int_{S_o} dR_o E_n(R'_{o\zeta}) E_\pi(R''_{o\zeta}) \times \\ \times W \left(\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z} - \frac{R_{ox}}{q_z} T; \gamma_y = -\frac{R_{oy}}{q_z} S \right); \quad (5)$$

$$P_\pi \cong \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \int_{-\infty}^{\infty} W_a(\zeta, \gamma; \theta_n, \theta_\pi) d\gamma \int_{S_o} \frac{dR_o}{n_z} E_n(R'_{o\zeta}) E_\pi(R''_{o\zeta}). \quad (6)$$

Здесь (источник и приемник находятся по одну сторону от нормали к поверхности S_o)

$$W_a(\zeta, \gamma; \theta_n, \theta_p) \cong W_a(\zeta; \theta_n, \theta_p) \Theta(\text{ctg } \theta - \gamma_x) W(\gamma);$$

$$W_a(\zeta; \theta_n, \theta_p) \cong W(\zeta) \exp \left\{ -\Lambda(a) \int_{\zeta}^{\infty} W(\zeta') d\zeta' \right\}; \quad a = \frac{\text{ctg } \theta}{(\overline{\gamma_x^2})^{1/2}};$$

$$\Lambda \left(\frac{\text{ctg } \theta}{(\overline{\gamma_x^2})^{1/2}} \right) = \text{tg } \theta \int_{\text{ctg } \theta}^{\infty} (\gamma'_x - \text{ctg } \theta) W(\gamma'_x) d\gamma'_x; \quad \theta = \max(\theta_n, \theta_p);$$

$\Theta(x)$ — ступенчатая функция, определяемая следующим образом:

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Для сильных затенений ($\Lambda \gg 1$)

$$\Lambda \approx \frac{(\overline{\gamma_x^2})^{1/2}}{\sqrt{2\pi} \text{ctg } \theta};$$

$W(\gamma_x), \overline{\gamma_x^2}$ — функция распределения и дисперсия наклонов взволнованной морской поверхности по оси X .

Интегралы в выражениях (5), (6) можно вычислить (используя ряд приближений) и получить формулы для принимаемой мощности излучения, отраженного от морской поверхности без пены (случайно-неровной локально-зеркальной поверхности) и сплошь покрытой пеной (случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности), в условиях сильных затенений одних элементов поверхности другими (когда параметр $\Lambda \gg 1$).

В схеме моностатической локации ($\theta_n = \theta_p = \theta, L_n = L_p = L$) (в случае, когда высота зондирующего лазерного пучка над морской поверхностью много больше среднеквадратического значения высот морского волнения; при обычно выполняющемся для лазерных систем условии — среднеквадратическое значение наклонов взволнованной морской поверхности много больше угла расходимости источника и углового поля зрения приемника) аналитические формулы для величин P_M, P_P имеют вид

$$P_M \cong \frac{q^4 V^2 a_n a_p}{q_z^4 \tilde{L}^4 (\tilde{C}_n + \tilde{C}_p)} W \left(\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z}, \gamma_y = 0 \right) \frac{1 - \exp(-\Lambda(a))}{\Lambda(a)}; \quad (7)$$

$$P_P \cong \frac{A a_n a_p \omega}{\tilde{L}^4 (\tilde{C}_n + \tilde{C}_p)} \frac{[1 - \exp(-\Lambda(a))]}{\Lambda(a)}, \quad (8)$$

где

$$\tilde{L} = L - \mu \sin \theta; \quad \mu = \zeta_m \operatorname{tg} \theta; \quad \zeta_m = \frac{\Lambda \sigma F(\alpha)}{\sqrt{2\pi}}; \quad \alpha = \frac{\Lambda^2}{4\pi};$$

$$F(\alpha) \approx \left\{ \frac{1}{2\alpha} \left[\ln \alpha - \ln \ln 2\alpha - \ln \left(1 - \frac{\ln \ln \alpha}{\ln \alpha} \right) \right] \right\}^{1/2}.$$

В прозрачной атмосфере: $\tilde{C}_{и,п} = (\alpha_{и,п} \tilde{L})^{-2}$; $a_{п} = \pi r_{п}^2$; $a_{и} = \frac{P_o}{\pi \alpha_{и}^2}$; σ — среднеквадратическое значение высот взволнованной морской поверхности; $\alpha_{и,п}$ — углы расходимости излучения источника и поля зрения приемника; P_o — мощность излучения источника; $r_{п}$ — эффективный радиус приемной апертуры.

В приближении изотропного морского волнения (дисперсии наклонов взволнованной морской поверхности по осям X и Y равны $\overline{\gamma_x^2} \cong \overline{\gamma_y^2} = \overline{\gamma^2}$) приближенная формула для величины ω в условиях сильных затенений ($\operatorname{ctg} \theta \ll (\overline{\gamma^2})^{1/2}$) имеет вид

$$\begin{aligned} \omega \cong \exp\left(\frac{1}{4\overline{\gamma^2}}\right) & \left[0,5 \cos^2 \theta \left(\frac{1}{2\overline{\gamma^2}}\right)^{1/4} W_{-1/4, -1/4}\left(\frac{1}{2\overline{\gamma^2}}\right) + \right. \\ & + \sin \theta \cos \theta \frac{1}{\sqrt{\pi}} W_{-1/2, -1/2}\left(\frac{1}{2\overline{\gamma^2}}\right) + \\ & \left. + \sin^2 \theta (\overline{\gamma^2})^{1/2} 2^{-7/4} W_{-3/4, -3/4}\left(\frac{1}{2\overline{\gamma^2}}\right) \right]. \quad (9) \end{aligned}$$

В общем случае анизотропного морского волнения выражение для ω получается более громоздким в виде ряда по степеням параметра, характеризующего анизотропность волнения:

$$\begin{aligned} \omega \cong \frac{1}{4\sqrt{\pi}(\overline{\gamma_x^2}\overline{\gamma_y^2})^{1/2}} \exp\left(\frac{1}{2\overline{\gamma_y^2}}\right) & \left\{ \cos^2 \theta \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\delta^k}{k!} \times \right. \\ & \times \left(\frac{1}{4\overline{\gamma_y^2}}\right)^k \Gamma(k+0,5) G_{12}^{20} \left(\frac{1}{2\overline{\gamma_y^2}} \left| \begin{matrix} 0,5 \\ -k-0,5; 0 \end{matrix} \right.\right) + \\ & + 2 \cos \theta \sin \theta \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\delta^k}{k!} \left(\frac{1}{4\overline{\gamma_y^2}}\right)^k \Gamma(k+1) G_{23}^{30} \left(\frac{1}{2\overline{\gamma_y^2}} \left| \begin{matrix} 0; 0,5 \\ -k-1; 0; 0 \end{matrix} \right.\right) + \\ & \left. + \sin^2 \theta \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\delta^k}{k!} \left(\frac{1}{4\overline{\gamma_y^2}}\right)^k \Gamma(k+1,5) G_{12}^{20} \left(\frac{1}{2\overline{\gamma_y^2}} \left| \begin{matrix} 0,5 \\ -k-1,5; 0 \end{matrix} \right.\right), \quad (10) \right. \end{aligned}$$

где $\delta = 2 \left(\frac{\overline{\gamma_y^2}}{\overline{\gamma_x^2}} - 1 \right)$; $G_{p,q}^{m,n} \left(z \left| \begin{smallmatrix} a_1, \dots, a_p \\ b_1, \dots, b_q \end{smallmatrix} \right. \right)$ — функция Мейера.

На рис. 3, 4 показано, как изменяется величина принимаемой мощности $P = (1 - C_{\Pi})P_M + C_{\Pi}P_{\Pi}$ в зависимости от скорости ветра U . Расчеты проводились при моностатическом зондировании для моделей пены, приведенных в таблице, при следующих значениях параметров: $V^2 = 0,02$; $A = 0,5$; $P_o = 1$ Вт; $\alpha_{\Pi} = 0,5$ мрад; $\alpha_{\Pi} = 1$ мрад.

В диапазоне скоростей приводного ветра, для которого проведены расчеты (6–18 м/с), среднеквадратическое значение наклонов морской

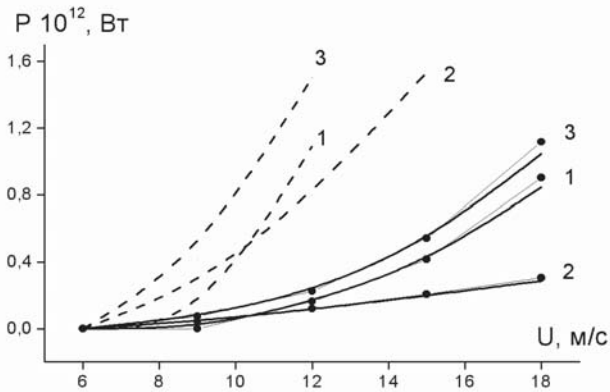


Рис. 3. Графики зависимости принимаемой мощности от скорости ветра при $\theta = 89^\circ$, $L = 10$ км:

сплошные линии — расчет по формулам (7), (8), (11), • — расчет по формулам (5), (6), штриховые линии — расчеты без учета затенений; цифры у кривых соответствуют номеру модели пены в таблице

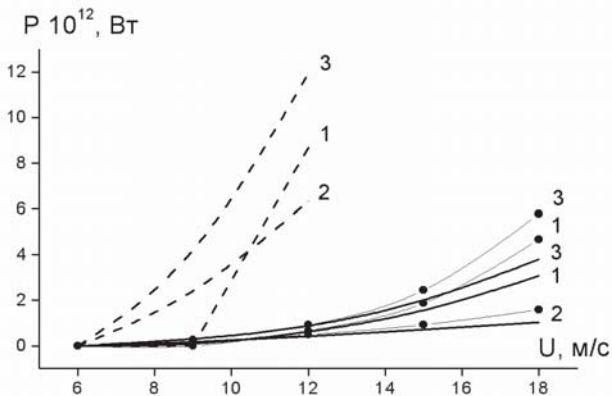


Рис. 4. Графики зависимости принимаемой мощности от скорости ветра при $\theta = 89,5^\circ$, $L = 5$ км:

сплошные линии — расчет по формулам (7), (8), (11), • — расчет по формулам (5), (6), штриховые линии — расчеты без учета затенений; цифры у кривых соответствуют номеру модели пены в таблице

поверхности меняется от 0,14 до 0,24 [3], что при $\theta = 89^\circ$ соответствует значениям параметра Λ (характеризующего затенения) примерно от 2,5 до 5, а при $\theta = 89,5^\circ$ — значениям параметра $\Lambda \sim$ от 5 до 10.

При расчете по аналитической формуле (9) учитывали, что морская поверхность плавнонервная ($(\overline{\gamma^2})^{1/2} \ll 1$), и величину ω аппроксимировали следующим выражением (на основе асимптотического ряда для функций Уиттекера $W_{n,m}(x)$):

$$\omega \approx 0,5 \cos^2 \theta + 2 \sqrt{\frac{\overline{\gamma^2}}{2\pi}} \sin \theta \cos \theta + 0,5 \overline{\gamma^2} \sin^2 \theta. \quad (11)$$

Дисперсии наклонов морской поверхности $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ вычислялись по формулам Кокса и Манка [3], а среднеквадратическое значение высот по формуле [12]: $\sigma \cong 0,016U^2$, где U — скорость приводного ветра.

Из рис. 3, 4 видно, что наличие пены на морской поверхности сильно влияет на мощность лазерного сигнала, принимаемого лазерным локактором на настильных трассах зондирования морской поверхности. Принимаемая мощность заметно отличается от нуля только начиная с некоторой (для каждой модели пены своей) скорости приводного ветра, при которой на поверхности моря появляется пена. С увеличением скорости приводного ветра площадь покрытия моря пеной возрастает, что приводит к увеличению принимаемой мощности. При этом степень влияния величины скорости приводного ветра на принимаемую мощность существенно зависит от модели пены (т. е. от температуры водной поверхности, региона, в котором проводятся измерения и т. п.).

Неучет затенений на настильных трассах зондирования морской поверхности приводит к сильному (на порядок и более) завышению значений принимаемой мощности (это хорошо видно при сравнении на рисунках пунктирных и сплошных линий).

Если выполнены все условия, при которых получены формулы (7), (8), результаты расчетов величины P по аналитическим формулам хорошо согласуются с результатами численных расчетов (см. рис. 3). Если некоторые из условий не выполняются, совпадение результатов расчетов по аналитическим формулам с результатами численных расчетов все равно остается удовлетворительным (см. рис. 4; для рис. 4 на значительной части трассы зондирования среднеквадратическое значение высот морского волнения сравнимо с высотой лазерного пучка над морской поверхностью).

Таким образом, получены аналитические формулы, описывающие мощность сигнала, регистрируемого лазерной локационной системой, от взволнованной морской поверхности в условиях затенений лазерного пучка элементами морской поверхности и покрытия моря пеной.

Результаты расчетов по полученным формулам хорошо совпадают с результатами численных расчетов для разных моделей покрытия моря пеной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д и с т а н ц и о н н ы й контроль верхнего слоя океана / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, М.Л. Белов и др. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд., 1991. – 149 с.
2. Белов М. Л., Балякин В. А., Орлов В. М. О мощности, регистрируемой лидаром при зондировании в атмосфере морской поверхности, покрытой пеной // Оптика атмосферы. – 1989. – Т. 2. – № 10. – С. 1113–1117.
3. Сох С., Мунк W. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter // J. Opt. Soc. Amer. – 1954. – V.44. – № 11. – P. 838–850.
4. Коерке Р. Effective reflectance of oceanic whitecaps // Appl. Optics. – 1984. – V.23. – № 11. – P. 1816–1824.
5. Wald L., Monge J. M. Remote sensing of the sea state using the 0,8–1,1 nm spectral band // Int. J. Remote sensing. – 1983. – V.4. – № 2. – P. 433–446.
6. Белов М. Л., Орлов В. М. О мощности оптического сигнала на трассе с отражением от случайно неровной поверхности // Оптика и спектроскопия. – 1987. – Т. 63. – Вып. 6. – С. 1363–1364.
7. Бортковский Р. С. Пространственно-временные характеристики барашков и пятен пены, образующихся при обрушении ветровых волн // Метеорология и гидрология. – 1987. – № 5. – С. 68–75.
8. Monahan E. C., O' Muircheartaigh I. Whitecaps and the passive remote sensing of the ocean surface // Int. J. Remote Sensing. – 1986. – V.7. – № 5. – P. 627–642.
9. Whitlock C. H., Bartlett D. S., Gurganus E. A. Sea foam reflectance and influence on optimum wavelength for remote sensing of ocean aerosols // Geophysical Research Letter. – 1982. – V.9. – № 6. – P. 719–722.
10. Белов М. Л. Рассеяние узкого волнового пучка при импульсном облучении случайно-неровной поверхности в атмосфере // Известия вузов. Сер. “Радиофизика”. – 1997. – Т. 40. – № 6. – С. 713–721.
11. Белов М. Л., Орлов В. М. Рассеяние узкого волнового пучка на случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности в атмосфере // Изв. вузов. Сер. “Радиофизика”. – 1986. – Т.29. – № 11. – С. 1387–1389.
12. Tsai B. M., Gardner C. S. Remote sensing of sea state using laser altimeter // Appl. Opt. – 1982. – V.21. – № 21. – P. 3932–3240.
13. Белов М. Л., Городничев В. А., Козинцев В. И. О влиянии покрытия моря пеной на мощность лазерного сигнала, принимаемого лидаром при зондировании морской поверхности // Оптика атмосферы и океана. – 2004. – Т. 13. – № 1. – С. 68–70.

Статья поступила в редакцию 12.11.2004



Михаил Леонидович Белов родился в 1950 г., окончил в 1973 г. Московский энергетический Институт. Д-р. техн. наук, вед. науч. сотрудник НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 150 научных работ в области лазерной локации и атмосферной оптики.

M.L. Belov (b.1950), graduated from Moscow Institute for Power Engineering in 1973. D. Sc. (Eng), head researcher of "Radioelectronics and Laser Technology" Research Institute of Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 150 publications in the field of laser location and optics of atmosphere.

Валентин Иванович Козинцев родился в 1945 г., окончил в 1969 г. МВТУ им. Н.Э.Баумана. Д-р. техн. наук, зам. директора НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор более 150 научных работ в области лазерной техники.

V.I. Kozintsev (b.1945), graduated from Bauman Moscow Higher Technical School in 1969. D.Sc.(Eng), Deputy director of "Radioelectronics and Laser Technology" Research Institute of Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 150 publications in the field of laser technology.



Виктор Александрович Городничев родился в 1952 г., окончил в 1976 г. МГУ им. М.В.Ломоносова. Канд. техн. наук, начальник сектора НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор более 90 научных работ в области лазерной техники.

V.A.Gorodnichev (b.1952), graduated from Moscow State University n.a. Lomonosov in 1976. Ph.D.(Eng), head of section of "Radioelectronics and Laser Technology" Research Institute of Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 90 publications in the field of laser technology.



Борис Викторович Стрелков родился в 1947 г., окончил в 1971 г. МВТУ им.Н.Э.Баумана, канд.техн.наук, декан факультета "Радиоэлектроника и лазерная техника" МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор более 50 научных работ в области лазерной и измерительной техники.

B.V. Strelkov (b.1947), graduated from Bauman Moscow Higher Technical School in 1971. Ph.D.(Eng), head of faculty "Radioelectronics and Laser Technology" of Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 50 publications in the field of laser and measurement technology.