

УДК 551.501

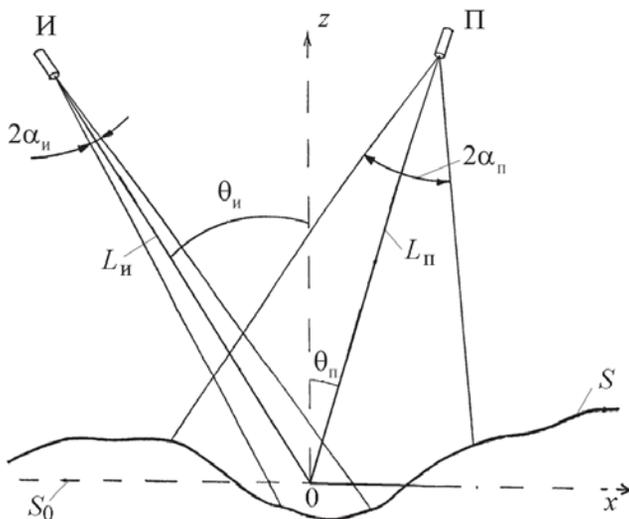
М. Л. Белов, В. А. Городничев,  
В. А. Козинцев, Б. В. Стрелков

## **МОЩНОСТЬ ЛАЗЕРНОГО СИГНАЛА, ПРИНИМАЕМОГО ЛОКАТОРОМ ОТ СЛУЧАЙНОГО УЧАСТКА НЕРОВНОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

*Рассмотрено несколько моделей случайно-неровной морской поверхности — локально-зеркальная отражающая поверхность для участков без пены (в виде набора или плоских граней, или поверхностей второго порядка) и локально-ламбертовская поверхность для участков пены. Для каждой модели в общей схеме бистатической локации получена формула для мощности лазерного сигнала, принимаемого локатором от случайного участка неровной морской поверхности. Приведены результаты расчетов, показывающие разброс значений принимаемой мощности от разных участков случайно-неровной морской поверхности.*

Одним из первых этапов проектирования лазерных систем различного назначения является расчет мощности сигнала, регистрируемого приемником. При решении задачи лазерной локации взволнованной морской поверхности во многих работах (например, [1–5]) исследовали среднюю мощность сигнала (строго говоря, среднюю по возможным реализациям неровной морской поверхности, приближенно — среднюю за много посылок импульсов или за много принимаемых бликовых сигналов), регистрируемую приемником локатора от протяженных (много больше размера неровностей) участков поверхности. Работ, посвященных локации небольших участков случайно-неровной морской поверхности, гораздо меньше (например, [6–9]), причем во всех рассматривается чистая (без пены) морская поверхность и в большинстве из них — только случай моностатической локации и не учитывается влияние поля зрения приемной системы на принимаемую мощность.

Далее рассмотрены модели лазерного сигнала, принимаемого локатором, от небольшого участка случайно-неровной морской поверхности (блика или участка пены) в общей схеме бистатической локации (когда источник и приемник разнесены в пространстве). Приведены результаты расчетов, показывающие разброс значений принимаемой мощности от разных участков случайно-неровной морской поверхности.



**Рис. 1. Схема освещения поверхности и приема излучения:**

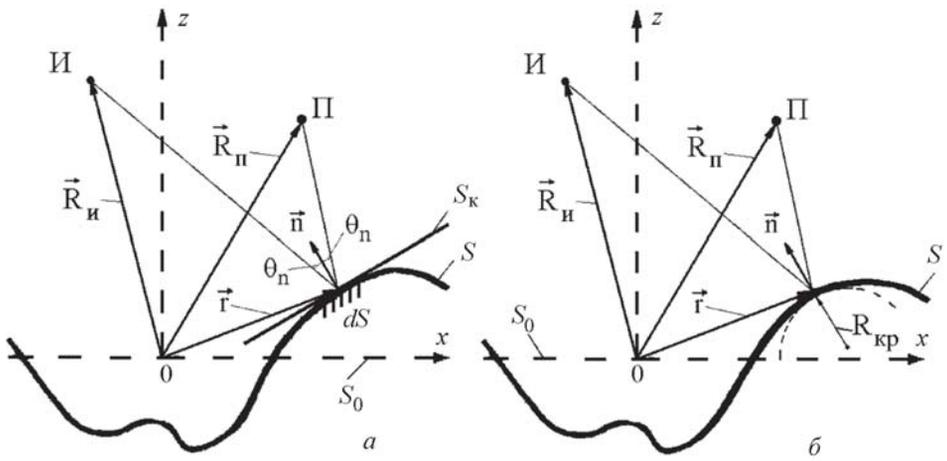
И — источник, П — приемник,  $\alpha_{и,п}$  — углы расходимости излучения источника и поля зрения приемной оптической системы

Пусть взволнованная (в среднем плоская) морская поверхность  $S$  облучается узким лазерным пучком, а отраженное излучение регистрируется приемником с узким полем зрения (рис. 1). Пренебрежем затенениями одних элементов поверхности другими. Будем считать, что длина волны лазерного излучения лежит в ИК-диапазоне, где поглощение водой так велико, что основная доля эхо-сигнала создается светом, зеркально отраженным границей воздух–вода или рассеянным участком пены, а долей света, диффузно отраженного толщей воды, можно пренебречь.

Рассмотрим сначала участок чистой (без пены) морской поверхности. Морскую поверхность без пены считают зеркально отражающей поверхностью, представляющей собой набор или плоских граней, или поверхностей второго порядка.

**Модель, представляющая морскую поверхность в виде набора плоских граней.** Наиболее простая модель взволнованной морской поверхности основана на ее аппроксимации набором плоских граней. При таком представлении для описания отражения излучения от морской поверхности используется два метода: метод стохастически распределенных площадок [10] и метод касательной плоскости [11].

Применим метод касательной плоскости в рамках волнового подхода [11]. Положим, что крупномасштабная поверхность  $S$  настолько гладкая, что в каждой ее точке  $\vec{r}$  отраженное волновое поле можно рассчитать по законам геометрической оптики от плоскости  $S_k$ , касательной к поверхности  $S$  в точке  $\vec{r}$  (рис. 2, а).



**Рис. 2.** Геометрия локации для модели морской поверхности в виде набора плоских граней (а) и поверхностей второго порядка (б):  $\theta_n$  — локальный угол отражения

Используя волновой подход и метод касательной плоскости [11], запишем выражение для поля  $dU(\vec{R}_n)$  в точке  $\vec{R}_n$  наблюдения (приемника), рассеянного небольшим (содержащим точку  $\vec{r}$ ) участком  $dS$  случайно-неровной поверхности  $S$ :

$$dU(\vec{R}_n) = \frac{1}{4\pi i} \int_{dS} V(\vec{r}) \frac{\exp(ik\tilde{R}_n)}{\tilde{R}_n} U_{\text{пад}}(\vec{r})(\vec{n}\vec{q}) d\vec{r}, \quad (1)$$

где  $U_{\text{пад}}(\vec{r})$  — поле, падающее на участок поверхности от источника излучения,

$$U_{\text{пад}}(\vec{r}) = \frac{1}{i\lambda} \int_{S_{\text{и}}} U_0(\vec{r}_{\text{и}}) \frac{\exp(ik\tilde{R}_{\text{и}})}{\tilde{R}_{\text{и}}} d\vec{r}_{\text{и}};$$

$\tilde{R}_{\text{и}}$  и  $\tilde{R}_{\text{п}}$  — расстояния от текущей точки  $\vec{r}$  на участке поверхности  $dS$  до источника и точки наблюдения (приемника) соответственно;  $V(\vec{r})$  — коэффициент отражения поверхности;  $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$  — случайный единичный вектор нормали к участку  $dS$ ;

$$\vec{q} = -k\nabla(\tilde{R}_{\text{и}} + \tilde{R}_{\text{п}}) = -k\nabla \left( \left| \vec{R}_{\text{и}} - \vec{r} \right| + \left| \vec{R}_{\text{п}} - \vec{r} \right| \right);$$

$\vec{R}_{\text{и}}$ ,  $\vec{R}_{\text{п}}$ ,  $\vec{r}$  — векторы, определяющие соответственно положение источника, приемника и текущей точки на участке поверхности в пространстве;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $S_{\text{и}}$ ,  $\vec{r}_{\text{и}}$ ,  $U_0(\vec{r}_{\text{и}})$  — апертура источника излучения, вектор в плоскости апертуры источника и распределение поля, заданное в плоскости апертуры источника соответственно.

Умножая  $dU(\vec{R}_n)$  на комплексно-сопряженное выражение для получения интенсивности излучения  $dI(\vec{R}_n) = dU(\vec{R}_n)dU^*(\vec{R}_n)$ , падающего на приемник, считая, что участок  $dS$  полностью попадает в поле зрения приемника, и умножая интенсивность излучения  $dI(\vec{R}_n)$  на площадь приемной апертуры  $S_n$ , получаем выражение для мощности  $dP$ , регистрируемой приемником от участка  $dS$ :

$$dP = \frac{S_n}{(4\pi)^2} \iint_{dS} V(\vec{r})V^*(\vec{r}') \frac{\exp\{ik(\tilde{R}_n - \tilde{R}'_n)\}}{\tilde{R}_n\tilde{R}'_n} \times \quad (2)$$

$$\times U_{\text{пад}}(\vec{r})U_{\text{пад}}^*(\vec{r}')(\vec{n}(\vec{r})\vec{q}(\vec{r}))(\vec{n}(\vec{r}')\vec{q}(\vec{r}'))d\vec{r}d\vec{r}',$$

где  $\tilde{R}'_n = |\vec{R}_n - \vec{r}'|$ .

Далее будем использовать следующие процедуры [11, 12]: переходим от интегрирования по участку случайной поверхности  $dS$  к интегрированию по его проекции  $dS_0$  на плоскость  $S_0$ ; полагаем поверхность однородной ( $V^2(\vec{r}) \equiv V^2$ ); считаем, что источник, приемник и их оптические оси расположены в плоскости  $xOz$  и геометрия локации показана на рис. 1. Тогда, учитывая, что  $\tilde{R}_n \cong \tilde{R}'_n \cong L_n$ , где  $L_n$  — наклонное расстояние от приемника до поверхности (см. рис. 1), переходя от координат  $\vec{r}$  и  $\vec{r}'$  к координатам  $\vec{R} = \frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2}$  и  $\vec{\rho} = \vec{r} - \vec{r}'$ , из выражения (2) получаем:

$$dP \cong \frac{S_n V^2 k^2}{(4\pi)^2} \iint_{dS_0} \frac{\exp\{ikq_x \rho_x + ikq_z \vec{\gamma} \vec{\rho}\}}{L_n^2} U_{\text{пад}}\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) U_{\text{пад}}^*\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right) \times$$

$$\times \frac{(\vec{n}\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right)\vec{q}\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right))(\vec{n}\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right)\vec{q}\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right))}{n_z\left(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{\rho}\right)n_z\left(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{\rho}\right)} d\vec{R}d\vec{\rho}, \quad (3)$$

где  $\vec{q} = \frac{\vec{k}}{k} \cong \vec{i}q_x + \vec{k}q_z$ ;  $q_x = \sin \theta_n + \sin \theta_n$ ;  $q_z = -(\cos \theta_n + \cos \theta_n)$ ;  $\theta_{n,n}$  — углы между нормалью к плоскости  $z = 0$  и оптическими осями источника и приемника (см. рис. 1);  $\vec{\gamma} = \{\gamma_x, \gamma_y\}$  — случайный вектор наклонов поверхности  $S$  (физически вектор  $\vec{\gamma}$  соответствует тангенсам случайных углов наклона поверхности),  $\vec{\gamma} = \vec{i} \frac{\partial \xi(x, y)}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \xi(x, y)}{\partial y}$ ;  $\xi$  — высота неровной поверхности  $S$  в точке  $(x, y)$ ;  $x, y$  — координаты на плоскости  $S_0$ .

Масштаб изменения наиболее быстро изменяющихся функций по переменной  $\vec{\rho} = (\rho_x, \rho_y)$  в интеграле (3) —  $k^{-1}$ . Разлагая остальные

медленно изменяющиеся функции в ряд по  $\vec{\rho}$  в окрестности точки  $\vec{\rho} = 0$ , проводим оценку интеграла методом Лапласа [13]. Оставляя лишь первый член асимптотического ряда при интегрировании в (3) по  $d\rho_x d\rho_y$ , полагая при проведении интегрирования по  $dR_x dR_y$ , что участок  $dS$  находится вблизи оси пучка подсвета, его размер мал по сравнению с масштабами поверхности, размерами пятна подсвета и поля зрения приемника, но много больше длины волны излучения, и учитывая [11], что  $\left(\frac{\vec{n}\vec{q}}{n_z}\right)^2 = (q_z - \vec{q}\vec{\gamma})^2$ , из (3) получаем:

$$dP \cong \frac{S_{\text{п}} V^2 dS_0}{4L_{\text{п}}^2} I_{\text{пад}}(0) \frac{[q_z - \vec{q}\vec{\gamma}]^2}{q_z^2} \delta(\gamma_y) \delta\left(\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z}\right), \quad (4)$$

где  $\delta(x)$  — дельта-функция;  $I_{\text{пад}}(\vec{R})$  — интенсивность излучения в плоскости, перпендикулярной оптической оси пучка подсвета;  $I_{\text{пад}}(0) = \frac{P_0}{\pi\alpha_{\text{п}}^2 L_{\text{п}}^2}$ ;  $P_0$  — мощность, излучаемая лазерным источником.

Дельта-функции, входящие в выражение (4), показывают, что принимаемый сигнал имеет характер бликов, возникающих при отражениях лазерного пучка от зеркальных точек на морской поверхности.

Особенностью сигнала, регистрируемого приемником лазерного локатора (установленного, например, на авиационном носителе), при небольшом лазерном пятне подсвета является его импульсный характер — появление отраженного сигнала (блика), чередующееся с его исчезновением, что обусловлено попаданием (при движении носителя) отдельных зеркальных точек в пятно подсвета. Считают, что характерное расстояние между зеркальными точками на морской поверхности более 1 см. Поэтому такой импульсный характер сигнала будет наблюдаться при размере пятна подсвета порядка 1 см и менее.

В случае моностатической локации на приемник попадает отраженное излучение только от тех площадок на неровной морской поверхности, которые перпендикулярны оптической оси локатора (например, при вертикальной локации на приемник попадает отраженное излучение только от горизонтальных площадок на неровной морской поверхности). Поэтому для этого случая величина  $V^2$  в формуле (4) является коэффициентом отражения Френеля (для энергетических величин) при отражении от невозмущенной волнением плоской морской поверхности и вертикальном падении излучения.

Считаем функции распределения высот и наклонов морской поверхности гауссовыми и учитываем, что среднеквадратическое значение наклонов морского волнения, с одной стороны, много меньше единицы, а с другой — много больше угла расходимости источника

и углового поля зрения приемника. Тогда, проводя усреднение выражения (4) по высотам и наклонам случайно-неровной поверхности  $S$  и проводя интегрирование в плоскости  $S_0$  с учетом размеров пятна подсвета и поля зрения приемника (для гауссовых диаграмм источника и приемника), из выражения (4) получаем (считая, что размеры пятна подсвета и поля зрения приемника много больше высоты неровностей) следующее выражение для средней мощности  $\langle P \rangle$ , регистрируемой приемником от чистой (без пенных образований) морской поверхности в бистатической схеме локации:

$$\langle P \rangle \cong \frac{S_{\text{п}} V^2 P_0 q^4}{8 L_{\text{и}}^2 L_{\text{п}}^2 \pi \alpha_{\text{и}}^2 q_z^4} \frac{1}{(\langle \gamma_x^2 \rangle \langle \gamma_y^2 \rangle)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{q_x^2}{2 \langle \gamma_x^2 \rangle q_z^2} \right\} \times \quad (5)$$

$$\times (C_{\text{и}} + C_{\text{п}})^{-1/2} (C_{\text{и}} \cos^2 \theta_{\text{и}} + C_{\text{п}} \cos^2 \theta_{\text{п}})^{-1/2},$$

где  $C_{\text{и,п}} = (\alpha_{\text{и,п}} L_{\text{и,п}})^{-2}$ ;  $\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle$  — дисперсии наклонов морской поверхности в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ .

Для оценки дисперсий наклонов  $\langle \gamma_{x,y}^2 \rangle$  морской поверхности в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$  обычно используют следующие соотношения [11, 14]:

$$\frac{1}{\langle \gamma_x^2 \rangle} = \frac{\cos^2 \varphi}{\langle \gamma_u^2 \rangle} + \frac{\sin^2 \varphi}{\langle \gamma_\sigma^2 \rangle}; \quad \frac{1}{\langle \gamma_y^2 \rangle} = \frac{\cos^2 \varphi}{\langle \gamma_\sigma^2 \rangle} + \frac{\sin^2 \varphi}{\langle \gamma_u^2 \rangle},$$

где  $\langle \gamma_u^2 \rangle = 3,16 \cdot 10^{-3} U$ ,  $\langle \gamma_\sigma^2 \rangle = 0,003 + 1,92 \cdot 10^{-3} U$ ;  $\varphi$  — угол между осью  $x$  и направлением ветра;  $\langle \gamma_u^2 \rangle$  и  $\langle \gamma_\sigma^2 \rangle$  — дисперсии наклонов морской поверхности по направлению ветра и поперек направления ветра;  $U$  — скорость приводного ветра, м/с.

Угловые скобки в формуле (5) означает усреднение по случайно-неровной поверхности  $S$ .

Формула (5) согласуется с результатами работы [11] (полученными для случая сферической волны, падающей на площадку конечного размера) и совпадает (при сделанных предположениях) с результатами работ [4, 5].

**Модель, учитывающая кривизну взволнованной морской поверхности.** В приближении геометрической оптики, соответствующем условию малости длины волны излучения по сравнению с линейными размерами поверхностных волн, неровная морская поверхность представляется набором зеркальных областей–бликов, отражающих лазерное излучение в направлении приема [7]. Зеркальные точки расположены случайно относительно друг друга, при этом яркость зеркальной точки зависит от кривизны поверхности в точке отражения, а расстояние между зеркальными точками отражает пространственную структуру волнения.

Морскую поверхность в окрестности точки отражения обычно аппроксимируют поверхностью второго порядка [8]. В рамках такой аппроксимации отражающие области на поверхности можно представить в виде участков, ограниченных эллипсами, в центре которых лежат зеркальные точки поверхности.

Запишем (см., например, [8, 15]) в приближении геометрической оптики выражение для интенсивности излучения  $dI(\vec{R}_n)$  в точке  $\vec{R}_n$  наблюдения (приемника) от отдельной зеркальной точки на случайно-неровной поверхности  $S$  (см. рис. 2, б), полагая, что зеркальная точка находится вблизи оси узкого пучка подсвета и размер области отражения мал по сравнению с масштабами поверхности, размерами пятна подсвета и поля зрения приемника:

$$dI(\vec{R}_n) \cong \frac{V^2}{4L_n^2} \frac{I_{\text{пад}}(0)}{|\Omega|}, \quad (6)$$

где  $\Omega = \frac{1}{R_{\text{кр}1}R_{\text{кр}2}}$  — полная кривизна поверхности в точке зеркального отражения,  $R_{\text{кр}1}$ ,  $R_{\text{кр}2}$  — главные радиусы кривизны поверхности в точке отражения.

Кривизна поверхности зависит от вида коротковолновой части спектра поверхностных волн, который в естественных условиях на морской поверхности зависит от многих факторов, и, прежде всего, от скорости ветра, наличия пленок поверхностно-активных веществ, внутренних волн и других факторов [16].

В настоящее время имеются экспериментальные работы, которые позволяют оценить диапазон изменения радиусов кривизны морской поверхности в различных условиях (например, [9, 16–18]).

Умножая интенсивность излучения  $dI(\vec{R}_n)$  на площадь приемной апертуры  $S_n$ , получаем выражение для мощности  $dP$ , регистрируемой приемником от отдельной зеркальной точки на случайно-неровной поверхности  $S$ :

$$dP \cong \frac{V^2}{4L_n^2} \frac{S_n I_{\text{пад}}(0)}{|\Omega|}. \quad (7)$$

Как показывают оценки [8], когерентными эффектами при регистрации отражения света от двух близкорасположенных зеркальных точек можно пренебречь. Поэтому вклады от зеркальных точек можно суммировать некогерентно.

Таким образом, для получения выражения для средней принимаемой мощности  $\langle P \rangle$  суммируем мощности  $dP_i$ , регистрируемые приемником от зеркальных точек, находящихся в пятне подсвета, и проводим усреднение по характеристикам случайно-неровной

поверхности  $S$  [2, 8]:

$$\langle P \rangle = \left\langle \sum_i dP_i \right\rangle \cong \frac{S_{\text{п}} V^2}{4L_{\text{п}}^2} I_{\text{пад}}(0) \left\langle \frac{N}{|\Omega|} \right\rangle, \quad (8)$$

где  $N$  — число зеркальных точек, находящихся в пятне подсвета.

Проводя усреднение величины  $\left\langle \frac{N}{|\Omega|} \right\rangle$  для геометрии локации, показанной на рис. 1, имеем (например, [6, 19])

$$\left\langle \frac{N}{|\Omega|} \right\rangle \cong \langle N \rangle \left\langle \frac{1}{|\Omega|} \right\rangle \cong \frac{q^4}{q_z^4} \langle N_1 \rangle S_{\text{н}} \frac{W_{\gamma}(\gamma_x, \gamma_y)}{\langle N_1 \rangle} = \frac{q^4}{q_z^4} S_{\text{н}} W_{\gamma}(\gamma_x, \gamma_y), \quad (9)$$

где  $\langle N_1 \rangle$  — среднее число бликов на единицу площади;  $S_{\text{н}}$  — площадь на поверхности  $S_0$ , наблюдаемая приемником;  $W_{\gamma}(\gamma_x, \gamma_y)$  — плотность распределения наклонов элементов поверхности  $S$ .

Используя выражение (9), из уравнения (8) получаем:

$$\langle P \rangle \cong \frac{S_{\text{п}} V^2}{4L_{\text{п}}^2} I_{\text{пад}}(0) \frac{q^4}{q_z^4} S_{\text{н}} W_{\gamma}(\gamma_{x0}, \gamma_{y0}), \quad (10)$$

где  $W_{\gamma}(\gamma_{x0}, \gamma_{y0})$  — плотность распределения наклонов элементов поверхности  $S$ , отражающих излучение источника в сторону приемника.

Для случая, когда источник, приемник и их оптические оси расположены в плоскости  $xOz$  и геометрия локации имеет вид, показанный на рис. 1, для величин  $W_{\gamma}(\gamma_{x0}, \gamma_{y0})$  и  $S_{\text{н}}$  имеем (для гауссовых диаграмм источника и приемника):

$$W_{\gamma} = W_{\gamma} \left( \gamma_x = -\frac{q_x}{q_z}, \gamma_y = 0 \right);$$

$$S_{\text{н}} = \pi [C_{\text{и}} + C_{\text{п}}]^{-1/2} [C_{\text{и}} \cos^2 \theta_{\text{и}} + C_{\text{п}} \cos^2 \theta_{\text{п}}]^{-1/2}.$$

Учитывая эти формулы и считая функцию распределения наклонов морской поверхности гауссовой:

$$W_{\gamma} \left( \gamma_x = -\frac{q_x}{q_z}, \gamma_y = 0 \right) = \frac{1}{2\pi (\langle \gamma_x^2 \rangle \langle \gamma_y^2 \rangle)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{q_x^2}{2 \langle \gamma_x^2 \rangle q_z^2} \right\},$$

из соотношения (10) получаем выражение для средней мощности  $\langle P \rangle$ , регистрируемой приемником, совпадающее с формулой (5).

Таким образом, обе модели морской поверхности без пены (поверхность, представляющая собой набор плоских граней, и поверхность второго порядка) приводят к одной и той же формуле для средней мощности  $\langle P \rangle$ , регистрируемой приемником, которая согласуется с результатами математического моделирования и экспериментальными данными.

Однако обе рассмотренные модели дают совершенно разные формулы для мощности, принимаемой локатором от небольшого участка

(блика) на неровной морской поверхности. Формула (4) получена из простых физических соображений, вид ее физически понятен, и из нее просто получить формулу для средней мощности. Однако такой формулой неудобно пользоваться при расчете мощности, принимаемой локатором от небольшого участка на морской поверхности: непонятно, какие выбирать параметры для аппроксимации дельта-функций и какое значение  $dS_0$ . Гораздо удобнее пользоваться формулой (7), которая более адекватно описывает отражение от небольшого участка на морской поверхности и содержит всего один параметр, характеризующий поверхность, — полную кривизну поверхности в точке зеркального отражения.

Рассмотрим теперь небольшой участок  $dS$  морской поверхности, покрытой пеной (для геометрии локации, показанной на рис. 1).

Считаем, что участок находится вблизи оси пучка подсвета, его размер мал по сравнению с масштабами поверхности, но много больше длины волны излучения. Полагаем участок пены изотропным (ламбертовским) отражателем (например, [20–22]) и считаем, что размеры пятна подсвета и поля зрения приемника много больше размеров неровностей. Тогда выражение для мощности  $dP_{\Pi}$ , регистрируемой приемником от участка  $dS$ , покрытого пеной, имеет вид

$$dP_{\Pi} \cong \frac{AS_{\Pi}dS_0}{\pi L_{\Pi}^2 n_z} I_{\text{пад}}(0)(\vec{n}\vec{m}_{\Pi})(\vec{n}\vec{m}_{\Pi}), \quad (11)$$

где  $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$  — случайный единичный вектор нормали к участку  $dS$ ;  $n_{x,y} = \frac{-\gamma_{x,y}}{\sqrt{1 + \gamma_x^2 + \gamma_y^2}}$ ;  $n_z = \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma_x^2 + \gamma_y^2}}$ ;  $A$  — коэффициент отражения (альbedo) пены;  $\vec{m}_{\Pi}$ ,  $\vec{m}_{\Pi}$  — единичные векторы, направленные вдоль оптических осей источника и приемника соответственно.

Для моделей пучка подсвета и углового поля зрения приемника в виде конусов формула (11) будет справедлива и при произвольном расположении участка  $dS$  относительно оси пучка подсвета. Для гауссовых моделей пучка подсвета и углового поля зрения приемника при произвольном расположении участка  $dS$  относительно оси пучка подсвета имеем [4]

$$dP_{\Pi} \cong \frac{AS_{\Pi}dS_0}{\pi L_{\Pi}^2 n_z} I_{\text{пад}}(0)(\vec{n}\vec{m}_{\Pi})(\vec{n}\vec{m}_{\Pi}) \times \\ \times \exp\left(-\frac{R_{0x}^2 \cos^2 \theta_{\Pi} + R_{0y}^2}{\alpha_{\Pi}^2 L_{\Pi}^2}\right) \exp\left(-\frac{R_{0x}^2 \cos^2 \theta_{\Pi} + R_{0y}^2}{\alpha_{\Pi}^2 L_{\Pi}^2}\right). \quad (12)$$

Усредняя выражение (12) по высотам и наклонам случайно-неровной поверхности  $S$  (считая функции распределения высот и наклонов морской поверхности гауссовыми) и интегрируя в плоскости

$S_0$ , получаем в бистатической схеме локации (считая, что среднеквадратическое значение наклонов морского волнения, с одной стороны, много меньше единицы, а с другой — много больше угла расходимости источника и углового поля зрения приемника) выражение для средней мощности  $\langle P_n \rangle$ , регистрируемой приемником от морской поверхности, сплошь покрытой пеной (в приближении изотропного морского волнения, полагая дисперсии наклонов взволнованной морской поверхности по осям  $x$  и  $y$  примерно равными  $\langle \gamma_x^2 \rangle \cong \langle \gamma_y^2 \rangle = \gamma_0^2$ ):

$$\langle P_n \rangle \cong \frac{S_n A P_0 Q(\gamma_0)}{L_n^2 L_n^2 \pi \alpha_n^2} (C_n + C_n)^{-1/2} (C_n \cos^2 \theta_n + C_n \cos^2 \theta_n)^{-1/2}, \quad (13)$$

где

$$Q(\gamma_0) = \cos \theta_n \cos \theta_n \exp\left(\frac{1}{4\gamma_0^2}\right) \left\{ (2\gamma_0^2)^{-1/4} W_{-\frac{1}{4}, \frac{1}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0^2}\right) + 0,5 \operatorname{tg} \theta_n \operatorname{tg} \theta_n (2\gamma_0^2)^{0,25} W_{-\frac{3}{4}, \frac{3}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0^2}\right) \right\},$$

при  $\gamma_0 \ll 1$

$$Q(\gamma_0) \approx \cos \theta_n \cos \theta_n [1 - \gamma_0^2 (1 - \operatorname{tg} \theta_n \operatorname{tg} \theta_n)];$$

$W_{n,m}(x)$  — функция Уиттекера.

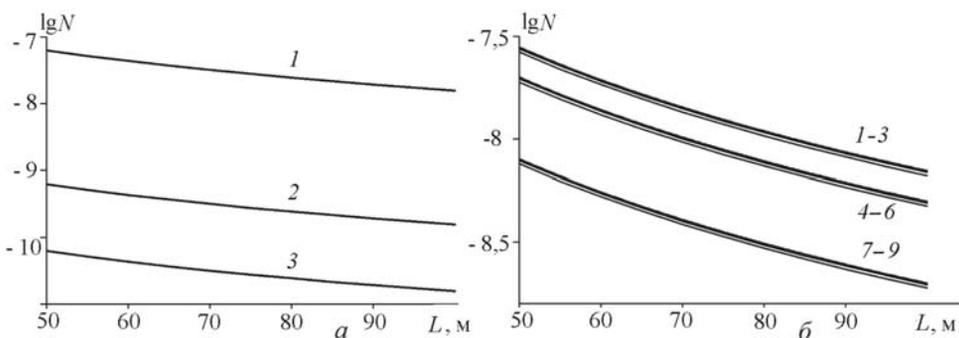
Формула (13) совпадает с известными выражениями (например, из работы [4]) для средней принимаемой мощности, поэтому можно считать, что формула (12) адекватно описывает мощность  $dP_n$ , регистрируемую приемником лидара от участка морской поверхности  $dS$ , покрытого пеной.

Оценим теперь возможный разброс значений принимаемой мощности от разных участков случайно-неровной морской поверхности, вызванный разными значениями характеристик поверхности.

На рис. 3 для случая моностатической вертикальной локации приведены расчеты мощности, регистрируемой приемником лидара от небольшого участка на морской поверхности, в зависимости от высоты  $L$  расположения носителя над морской поверхностью.

На рис. 3, *а* приведены расчеты для чистой (без пены) морской поверхности. Значения  $N = \frac{\pi dP}{I_{\text{пад}}(0) S_n}$  рассчитывали по формуле (7) для трех значений параметра  $\Omega^{-1}$  [18]:  $10^{-2}$  (кривая 1),  $10^{-4}$  (кривая 2),  $10^{-5} \text{ м}^2$  (кривая 3).

На рис. 3, *б* приведены результаты расчетов для морской поверхности, покрытой пеной. Значения  $N = \frac{\pi dP}{I_{\text{пад}}(0) S_n}$  определяли по формуле (11) для трех значений альбедо пены  $A$  [22–24] (0,7 — кривые 1... 3; 0,5 — кривые 4... 6; 0,2 — кривые 7... 9) и трех вариантов случайных



**Рис. 3.** Зависимость принимаемой мощности от высоты расположения носителя для чистой (без пены) (а) и покрытой пеной (б) морской поверхности

наклонов поверхности в точке отражения:  $\gamma_x^2 = \gamma_y^2 = 0$  — кривые 1, 4, 7;  $\gamma_x^2 = \langle \gamma_x^2 \rangle$ ,  $\gamma_y^2 = \langle \gamma_y^2 \rangle$  — кривые 2, 5, 8;  $\gamma_x^2 = 3 \langle \gamma_x^2 \rangle$ ,  $\gamma_y^2 = 3 \langle \gamma_y^2 \rangle$  — кривые 3, 6, 9. При расчете дисперсий наклонов морской поверхности скорость приводного ветра задавали равной 7 м/с,  $dS_0 = 1 \text{ см}^2$ .

Из рисунков видно, что для чистой (без пены) морской поверхности значение принимаемой мощности очень сильно зависит от геометрических характеристик поверхности — параметра  $\Omega^{-1}$ , характеризующего форму поверхности в точке отражения. Для морской поверхности, покрытой пеной, значение принимаемой мощности слабо зависит от геометрических характеристик поверхности — параметров  $\gamma_x^2$ ,  $\gamma_y^2$  (характеризующих наклон поверхности в точке отражения), но очень сильно зависит от коэффициента отражения пены, значение которого сильно варьируется (по разным экспериментальным данным). В целом разброс возможных значений принимаемой мощности как для чистой морской поверхности, так и для морской поверхности, покрытой пеной, настолько велик, что только по величине принятого сигнала невозможно (без привлечения дополнительной информации — измерений скорости приводного ветра, фотографирования поверхности и т.п.) определить: регистрируемый сигнал приходит от чистой или покрытой пеной морской поверхности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лучинин А. Г. О точности измерения параметров морской поверхности оптическими скаттерометрами и альтиметрами // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1980. — Т. 16, № 3. — С. 305–315.
2. Tsai В. М., Gardner С. S. Remote sensing of sea state using laser altimeter // Appl. Opt. 1982. V. 21. No 21. — P. 3932–3240.
3. Дистанционный контроль верхнего слоя океана / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, М.Л. Белов и др. — Новосибирск: Наука, 1991. — 149 с.

4. Основы импульсной лазерной локации / Под ред. В.Н. Рождествина. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. – 512 с.
5. Белов М. Л., Городничев В. А., Козинцев В. А., Стрелков Б. В. Модели сигналов лазерных систем, предназначенных для локации морской поверхности // Вестник МГТУ. Сер. “Приборостроение”. – 2007. – № 3. – С. 3–12.
6. Ваггис D. E. Rough surface scattering based on the specular point theory // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 1968. – V. AP-16. // – P. 449–454.
7. Шифрин К. С., Гардашев Р. Г. Модельные расчеты отражения света от морской поверхности // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1985. – Т. 21, № 2. – С. 162–169.
8. Григорьев Р. А., Ломоносов А. М., Солнцев М. А. Восстановление статистических характеристик морской поверхности с помощью локатора / Препринт ИОФАН, № 109. – 1987. – 24 с.
9. Носов В. Н., Пашин С. Ю., Хандогин Д. К., Дубнер А. Б. Об использовании метода лазерного сканирования для регистрации анизотропии поверхностного волнения // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1990. – Т. 26, № 2. – С. 206–212.
10. Шифрин К. С. Введение в оптику океана. – Л.: Гидрометеиздат, 1983. – 278 с.
11. Мулама Ю. А. Р. Атлас оптических характеристик взволнованной поверхности моря. – Тарту: ИФА АН ЭССР, 1964. – 384 с.
12. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука, 1972. – 424 с.
13. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, Г.Г. Матвиенко и др. – Новосибирск: Наука, 1982. – 224 с.
14. Евграфов М. Л. Асимптотические оценки и целые функции. – М.: ГИТЛ, 1957. – 159 с.
15. Сох С., Munk W. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter // J.O.S.A. – 1954. – V. 44, – No 11. – P. 838–850.
16. Фок В. А. Обобщение отражательных формул на случай отражения произвольной волны от поверхности произвольной формы // ЖЭТФ. – 1950. – Т. 20. Вып. 11. – С. 961–978.
17. Есипов И. Б., Наугольных К. А., Носов В. Н., Пашин С. Ю. Лазерная регистрация статистических характеристик взволнованной морской поверхности // Сб. Методы гидрофизических исследований. Волны и вихри. – Горький, 1987. – С. 278–293.
18. Бурцев Ю. Г., Пелевин В. Н. Распределение отражающих элементов волнующейся морской поверхности по кривизне. – В кн.: Световые поля в океане. – М.: ГОИН, 1980. – С. 231–232.
19. Носов В. Н., Пашин С. Ю. Статистические характеристики ветрового волнения в гравитационно-капиллярной области спектра // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1990. – Т. 26, № 11. – С. 1161–1169.
20. Ахмедов Л. И., Гардашев Р. Г., Шифрин К. С. О расчете флуктуаций интенсивности параллельного пучка света, отраженного от морской поверхности // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1990. – Т. 26, № 1. – С. 99–103.
21. 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. – No. 2. – P. 433–446.
22. Бялко А. В., Ефименко И. Д., Пелевин В. П., Судьбин А. И. О яркости поверхности моря. – В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. – М.: Наука, 1975. – С. 117–124.
23. Коерке Р. Effective reflectance of oceanic whitecaps // Appl. Optics. – 1984. – V. 23. – No. 11. – P. 1816–1824.

24. 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. – No 6. – P. 719–722.

Статья поступила в редакцию 21.05.2007

Михаил Леонидович Белов родился в 1950 г., окончил в 1973 г. Московский энергетический институт. Д-р. техн. наук, ведущий 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 the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 150 publications in the field of laser location and optics of atmosphere.



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 the 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.



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 the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 150 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 the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 50 publications in the field of laser and measurement technology.

