

УДК 551.463.5

© Р. Г. Гардашов¹, Р. М. Мамедов¹, В. Ю. Осадчий²¹Институт географии НАНА, Баку, Азербайджан²Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П. П. Ширшова РАН

rauf_gardashov@yahoo.co.uk

СВЯЗЬ МЕЖДУ СПЕКТРОМ ВОЛНЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СОЛНЕЧНЫХ БЛИКОВ

Исследуется связь между характеристиками (размерами и числами) бликов Солнца (или другого источника света малого углового размера) на взволнованной морской поверхности со спектром волнения. Делается допущение, что каждому отдельному блику на реальной волне, соответствует «эффективная волна» в виде суммы двух гармонических волн, распространяющихся в разных направлениях и формирующий блик того же размера. Исходя из этого допущения и используя плотности распределения размеров бликов, получено выражение для спектра волнения, которое хорошо согласуется с известными спектрами. На основе теоретических расчетов и численных экспериментов изучается зависимость характеристик Солнечных бликов от скорости ветра, ширины углового распределения энергии гармоник, а также разных участков спектра волнения. Предлагается новый способ определения спектра волнения по распределению размеров бликов.

Ключевые слова: солнечные блики, спектр волнения, размеры бликов, число бликов.

Солнечные блики содержат в себе полезную информацию о состоянии морской поверхности и факторах, формирующих неровности поверхности. При штиле блик Солнца имеет дискообразную форму. С усилением волнения блик Солнца деформируется и распадается на отдельные мелкие блики, которые охватывают некоторую часть морской поверхности. Размеры этой области расширяются при дальнейшем усилении волнения, так как появляются волны с большими наклонами, отражающие лучи Солнца от более удаленных частей поверхности. Следовательно, солнечные блики содержат информацию о наклонах поверхности, которые в свою очередь связаны, в основном, с ветром. Кокс и Манк в классической работе [1] из изображений солнечных бликов, сфотографированных с борта самолета, вывели плотность распределения наклонов поверхности, которая оказалась близкой к нормальной. При этом дисперсия наклонов вдоль и поперек направления ветра линейно зависит от скорости ветра. Там же показано, что при появлении нефтяной пленки дисперсия наклонов уменьшается в 2—3 раза. В дальнейшем выполнялись натурные и лабораторные исследования по изучению распределения наклонов поверхности. На основе экспериментов, выполненных в лабораторном бассейне [2], показано, что распределение наклонов коротких волн заметно отличается от распределения Кокса и Манка. Тем не менее, при рассмотрении реального морского волнения обычно пользуются распределением Кокса и Манка. Другой подход, основанный на изучении связи характеристик зеркальных точек с параметрами волнения, получил дальнейшее развитие в работах многих авторов, в том числе [3—5]. В работе [3] получено удобное для расчетов аналитическое выражение для плотности распределения кривизны (тем самым и радиуса кривизны) в зеркальных точках для гауссовой однородной поверхности. Там же приведены численные эксперименты, которые показывают корректность полученного аналитического выражения. Подробные расчеты статистических характеристик зеркальных точек (радиусов кривизны и числа зеркальных точек) представлены в [4], где изучено

влияние разных участков спектра волнения и скорости ветра на эти характеристики. Экспериментальная проверка теоретической плотности, выведенной в [3], проведена в [5], где получено достаточно хорошее подтверждение. В работе [6] изучались статистические характеристики обратно рассеянных коротких импульсов с использованием аналитического выражения для совместной плотности распределения высоты и кривизны поверхности в зеркальных точках, полученными авторами для изотропного волнения. В работе [7] разработан метод определения характеристик наклонов поверхности, в том числе и корреляционных, по изображениям подводной солнечной дорожки.

Отметим, что в реальности мы всегда наблюдаем не зеркальную точку, а блик конечного размера, а зеркальную точку можно представить как предельное положение блика, когда угловой размер источника света стремится к нулю. Наблюдения бликов на взволнованной поверхности позволяют заключить, что блики больших размеров появляются на больших волнах, а малых размеров — на мелких волнах. Следовательно, размеры блика содержат в себе информацию о спектре волнения. Целью настоящей работы является выявление взаимосвязи между спектром морского волнения и характеристиками бликов.

Основные соотношения. Допустим, что морская поверхность облучается параллельным пучком монохроматического и неполяризованного света, падающим в направлении единичного вектора \mathbf{s}_0 , а наблюдается в направлении единичного вектора \mathbf{s} . Пусть производится непрерывная регистрация интенсивности света $I(t)$, отраженного от участка поверхности S . В приближении геометрической оптики сигнал $I(t)$ формируется вкладом всех зеркальных точек участка поверхности S , появляющихся в момент времени t :

$$I(t) = K \cdot [\rho_1(t) + \rho_2(t) + \rho_3(t) + \dots + \rho_{N(t)}(t)],$$

где K — коэффициент, зависящий от \vec{s}_0 , \vec{s} и длины волны света λ ; $\rho_i(t)$ — величина, обратная полной кривизне Ω в зеркальной точке: $\rho = |r_1 r_2| = \frac{1}{|\Omega|}$, r_1 и r_2 — главные радиусы кривизны в зеркальной точке; $N(t)$ — число зеркальных точек в участке поверхности S в момент времени t . Если поверхность облучается источником света с малым телесным углом ε (например, Солнцем), и расстояние L от поверхности до точки наблюдения намного больше, чем радиусы кривизны r_1 и r_2 в зеркальной точке, тогда площадь блика A не зависит от угла падения и определяется выражением: $A = \frac{\varepsilon}{4} \rho$.

Для простоты будем рассматривать случай, когда поверхность облучается и наблюдается в вертикальном направлении, т. е. $\mathbf{s}_0 = (0, 0, -1)$ и $\mathbf{s} = (0, 0, 1)$.

Простая модель морской поверхности. Взволнованную морскую поверхность в точке (x, y) в момент времени t представим в виде суммы двух гармонических волн, распространяющихся в направлениях \vec{k}_1 и \vec{k}_2 (рис. 1):

$$\begin{aligned} \zeta(x, y, t) &= c_1 \cos(k_{1x}x + k_{1y}y + \omega_1 t + \varepsilon_1) + c_2 \cos(k_{2x}x + k_{2y}y + \omega_2 t + \varepsilon_2) = \\ &= c_1 \cos \varphi_1 + c_2 \cos \varphi_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varphi_1 = k_{1x}x + k_{1y}y + \omega_1 t + \varepsilon_1$ и $\varphi_2 = k_{2x}x + k_{2y}y + \omega_2 t + \varepsilon_2$.

Тогда зеркальные точки с нулевыми наклонами определяются как решение системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_x(x, y, t) &= -c_1 k_{1x} \sin \varphi_1 - c_2 k_{2x} \sin \varphi_2 = 0 \\ \zeta_y(x, y, t) &= -c_1 k_{1y} \sin \varphi_1 - c_2 k_{2y} \sin \varphi_2 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

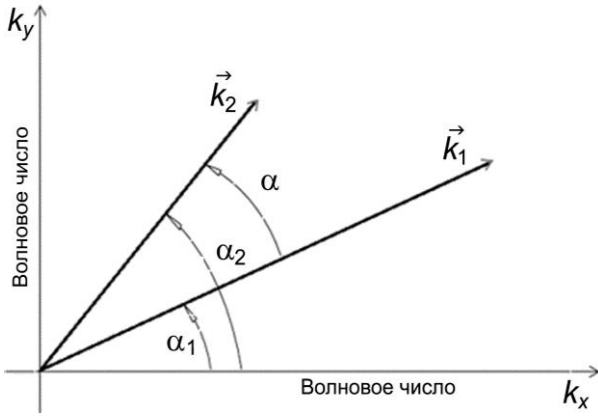


Рис. 1. Система двух гармонических волн, распространяющихся в направлениях \vec{k}_1 и \vec{k}_2 .

Так как

$$\Omega = \zeta_{xx} \zeta_{yy} - \zeta_{xy}^2, \quad (4)$$

$$\zeta_{xx}(x, y, t) = -c_1 k_{1x}^2 \cos \varphi_1 - c_2 k_{2x}^2 \cos \varphi_2$$

$$\zeta_{yy}(x, y, t) = -c_1 k_{1y}^2 \cos \varphi_1 - c_2 k_{2y}^2 \cos \varphi_2 \quad (5)$$

$$\zeta_{xy}(x, y, t) = -c_1 k_{1x} k_{1y} \cos \varphi_1 - c_2 k_{2x} k_{2y} \cos \varphi_2$$

и в зеркальной точке система (3) удовлетворяется, что означает

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi_1 &= \mp 1 \\ \cos \varphi_2 &= \mp 1 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

тогда из соотношений (4)—(6) получаем:

$$\Omega = c_1 c_2 (k_{1x} k_{2y} - k_{2x} k_{1y})^2 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 = \mp c_1 c_2 (k_{1x} k_{2y} - k_{2x} k_{1y})^2 = \mp c_1 c_2 k_1^2 k_2^2 \sin^2 \alpha.$$

Отметим, что из (6) следует, что число зеркальных точек с отрицательной кривизной (седловые точки) и положительной кривизной (эллиптические точки) в достаточно большой площади S равны.

Если положить $c_2 = p c_1 \equiv p c$, $k_2 = q k_1 \equiv q k$, $\sin^2 \alpha = r$, то получим:

$$\Omega = \mp c^2 k^4 / R, \quad (7)$$

где безразмерный параметр $R = 1/pq^2r$.

Следовательно, для величины $\rho = \frac{1}{|\Omega|}$ и площади блика $A = \frac{\varepsilon}{4} \rho$ получаем:

$$\rho = \frac{R}{c^2} k^{-4} \quad \text{и} \quad A = \frac{\varepsilon R}{4c^2} k^{-4}. \quad (8)$$

Из (8) находим зависимость амплитуды от волнового числа:

$$c^2 = \frac{R}{\rho} k^{-4} \quad \text{и} \quad c^2 = \frac{\varepsilon R}{4A} k^{-4}. \quad (9)$$

Используя дисперсионное соотношение $\omega^2 = kg$, из (8) и (9) соответственно имеем:

$$\rho = \frac{Rg^4}{c^2} \omega^{-8} \quad \text{и} \quad A = \frac{R\varepsilon g^4}{4c^2} \omega^{-8}, \quad (10)$$

$$c^2 = R \frac{g^4}{\rho} \omega^{-8} \quad \text{и} \quad c^2 = R \frac{\varepsilon g^4}{4A} \omega^{-8}. \quad (11)$$

Если направления распространения \vec{k}_1 и \vec{k}_2 не коллинеарные, то детерминант системы уравнений (2)

$$\Delta = \begin{vmatrix} c_1 k_{1x} & c_2 k_{2x} \\ c_1 k_{1y} & c_2 k_{2y} \end{vmatrix} =$$

$$= c_1 c_2 (k_{1x} k_{2y} - k_{2x} k_{1y}) \neq 0$$

и она имеет тривиальное решение:

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi_1 &= 0 \\ \sin \varphi_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Теперь найдем кривизну Ω в зеркальной точке с нулевым градиентом:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_x(x, y, t) &= 0 \\ \zeta_y(x, y, t) &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Учитывая, что для ветровых волн в море между амплитудой c и волновым числом k (или частотой волны ω) имеется зависимость, выражаемая спектром волнения, из соотношения (8) (или (10)) заключаем, что величины ρ и A зависят от волнового числа k (или от частоты ω). Если зависимости $\rho = \rho(k)$ и $\rho = \rho(\omega)$ (или $A = A(k)$ и $A = A(\omega)$) определены каким-либо другим способом, отличным от (8) и (10), то из (9) и (11) получаем формулы

$$c^2 = R \frac{1}{\rho(k)} k^{-4} \quad \text{и} \quad c^2 = R \frac{g^4}{\rho(\omega)} \omega^{-8}, \quad (12)$$

которые выражают квадраты амплитуды гармоник морского волнения. При этом квадрат амплитуды c_n^2 , гармоники с частотой ω_n и значение спектра $S(\omega_n)$ связаны соотношением:

$$S(\omega_n) = c_n^2 / (2 \cdot \Delta\omega_n), \quad (13)$$

где $\Delta\omega_n$ — ширина полосы частот.

В основе выражения (12) лежит допущение, что каждому отдельному блику на реальной волне, соответствует «эффективная волна» в виде (1), формирующий блик того же размера.

Определение зависимостей $\rho = \rho(k)$ и $\rho = \rho(\omega)$. Для определения этих зависимостей могут быть разработаны разные методы, основанные на теоретических расчетах либо на численных или натуральных экспериментах.

Теоретическое определение зависимостей $\rho = \rho(k)$ и $\rho = \rho(\omega)$. Пусть плотность распределения величины ρ («квadrата радиуса кривизны») есть $W(\rho)$. Тогда, обозначая число зеркальных точек со значениями ρ из интервала $(\rho, +\infty)$, через $n(\rho)$, будем иметь:

$$\frac{n(\rho)}{N_s} = \int_{\rho}^{+\infty} W(\rho) d\rho.$$

Здесь N_s — число зеркальных точек на достаточно большом участке поверхности S . «Среднее расстояние» \bar{l} между зеркальными точками определим из соотношения:

$$\frac{S}{N_s} \approx \frac{1}{\langle N_1 \rangle} = \bar{l}^2 \quad \Rightarrow \quad \bar{l} = \frac{1}{\sqrt{\langle N_1 \rangle}},$$

где $\langle N_1 \rangle$ — среднее число зеркальных точек на единице площади.

Тогда «среднее расстояние» \bar{l}_ρ между зеркальными точками со значениями ρ из интервала $(\rho, +\infty)$, будет:

$$\bar{l}_\rho = \sqrt{\frac{S}{n(\rho)}} = \sqrt{\frac{S}{N_s} \frac{1}{\int_{\rho}^{+\infty} W(\rho) d\rho}} = \frac{\bar{l}}{\sqrt{\int_{\rho}^{+\infty} W(\rho) d\rho}}. \quad (14)$$

Если считать, что зеркальные точки со значениями ρ возникают на волне длиной $\Lambda = \bar{l}_\rho$, т. е. с волновым числом $k = \frac{2\pi}{\Lambda}$, то из (14) имеем:

$$k = \frac{2\pi}{\bar{l}} \sqrt{\int_{\rho}^{+\infty} W(\rho) d\rho}. \quad (15)$$

Далее, учитывая дисперсионное соотношение $\omega^2 = kg$ из (15) получаем:

$$\omega^2 = \frac{2\pi g}{\bar{l}} \sqrt{\int_{\rho}^{+\infty} W(\rho) d\rho}. \quad (16)$$

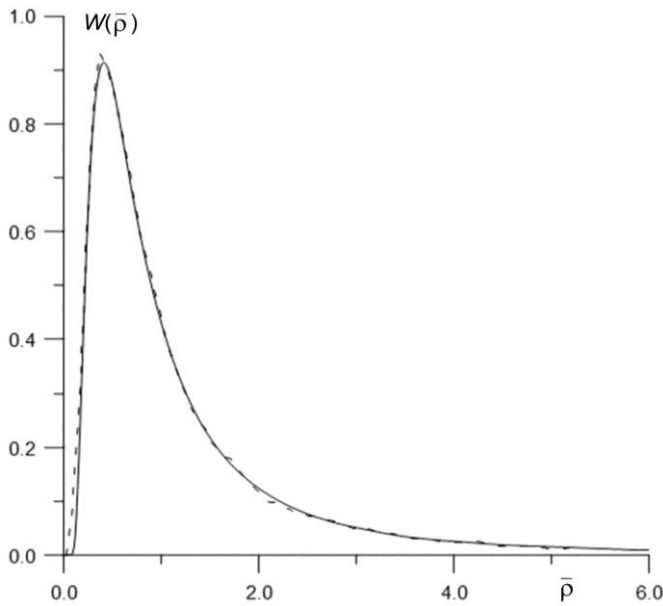


Рис. 2. Плотность распределения $W(\bar{\rho})$.
Сплошная линия — теоретическая; пунктир —
численные эксперименты.

Выражения (15) и (16) в замкнутом виде определяют зависимости $\rho = \rho(k)$ и $\rho = \rho(\omega)$.

Кривая плотности распределения $W(\bar{\rho})$ безразмерной величины $\bar{\rho} = \rho \sqrt{3H}$ (параметр H определяется через моменты спектра волнения [3, 4]), показана на рис. 2.

Для асимптотики $W(\bar{\rho})$ имеем:

$$W(\bar{\rho}) \approx \frac{3}{\bar{\rho}^3}, \text{ при } \bar{\rho} \rightarrow +\infty. \quad (17)$$

Учитывая (17) в (16) для асимптотики зависимости $\rho = \rho(\omega)$ при $\bar{\rho} \rightarrow +\infty$, получаем:

$$\rho = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \frac{2\pi g}{\sqrt{3H}} \omega^{-2}. \quad (18)$$

При этом, подставляя (18) в (12), для низких частот имеем:

$$c^2 = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot R \frac{g^3 \sqrt{3H}}{2\pi} \omega^{-6}.$$

Величина $\langle N_1 \rangle$ (среднее число зеркальных точек на единице площади) и среднее значение величины $\langle \rho \rangle$ определяются через моменты спектра волнения по формулам, приведенным в [3].

Расчеты и численные эксперименты. Для выявления связей между спектром волнения и характеристиками зеркальных точек (бликов) были выполнены расчеты по полученным формулам, а также численные эксперименты с использованием спектра волнения, предложенного в [8]. Были рассмотрены три разных случая, в которых спектр волнения содержит гармоники: 1) от $\Lambda_{\min} = 6$ мм до $\Lambda_{\max} = 30$ м; 2) от $\Lambda_{\min} = 7$ см до $\Lambda_{\max} = 30$ м; 3) от $\Lambda_{\min} = 60$ см до $\Lambda_{\max} = 30$ м.

Результаты расчетов плотности (среднее число) зеркальных точек $\langle N_1 \rangle$ и среднего значения величины $\langle \rho \rangle$ приведены на рис. 3—6, из которых можем делать следующие выводы: 1) величина $\langle \rho \rangle$, которая пропорциональна среднему размеру блика, с ростом скорости ветра, а также с обогащением спектра короткими волнами, уменьшается; 2) при наличии капиллярных волн (случай 1) плотность зеркальных точек $\langle N_1 \rangle$ растет с ростом скорости ветра, а для случаев 2 и 3 сначала уменьшается, а затем увеличивается; 3) степень роста числа бликов намного меньше, чем степень уменьшения размеров блика; 4) с сужением ширины углового распределения энергии гармоник плотность зеркальных точек уменьшается (сначала медленно, потом быстро), а размеры блика увеличиваются (сначала быстро, потом медленно). Отметим, что эти количественные выводы, в основном, качественно понятны из повседневных наблюдений.

На рис. 7 представлена зависимость $\rho = \rho(\omega)$, полученная по формуле (16) с использованием спектра из [8] при скорости ветра $v = 10$ м/с, из которой видно, что с ростом частоты волн размер блика уменьшается (сначала быстро, потом более медленно). Спектры волнения, полученные по формулам (12), (13) и (16), а также предложенные в [8] и в Naval Research Laboratory [9], представлены на рис. 8. Как видно, спектр волнения, полученный по распределению размеров бликов и выраженный по формулам (12) и (16), хорошо согласуется со спектром Naval Research Laboratory.

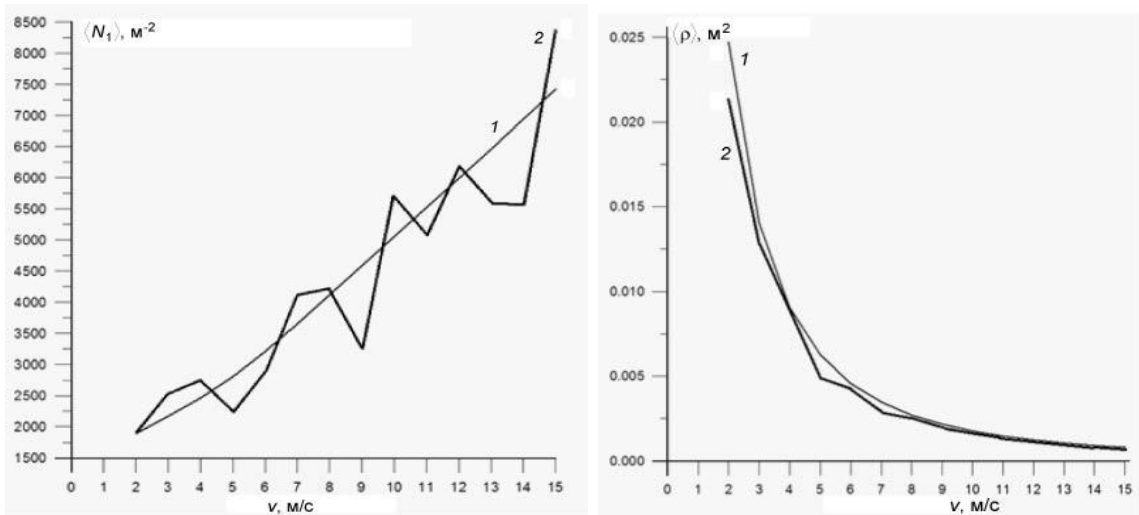


Рис. 3. Зависимости плотности числа зеркальных точек $\langle N_1 \rangle$ и величины $\langle \rho \rangle$ от скорости ветра v .
1 — по формулам из [3]; 2 — численные эксперименты.

Спектр волнения содержит гармоники от $\Lambda_{\min} = 6$ мм до $\Lambda_{\max} = 30$ м.

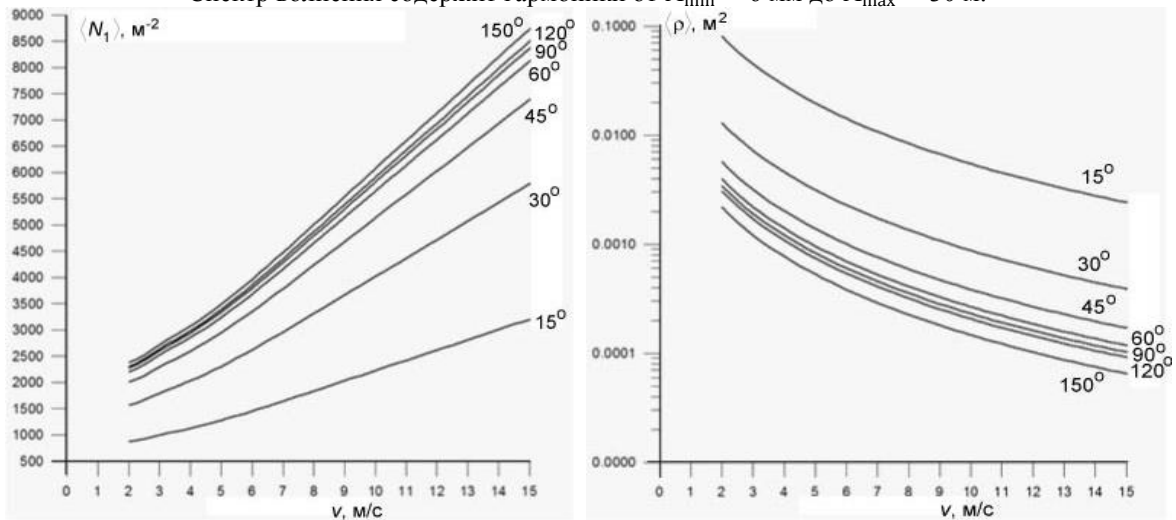


Рис. 4. Зависимости плотности числа зеркальных точек $\langle N_1 \rangle$ и величины $\langle \rho \rangle$ от скорости ветра v , рассчитанные по формулам из [3], при различной ширине углового распределения энергии гармоник $\Delta\theta$. Спектр волнения содержит гармоники от $\Lambda_{\min} = 6$ мм до $\Lambda_{\max} = 30$ м.

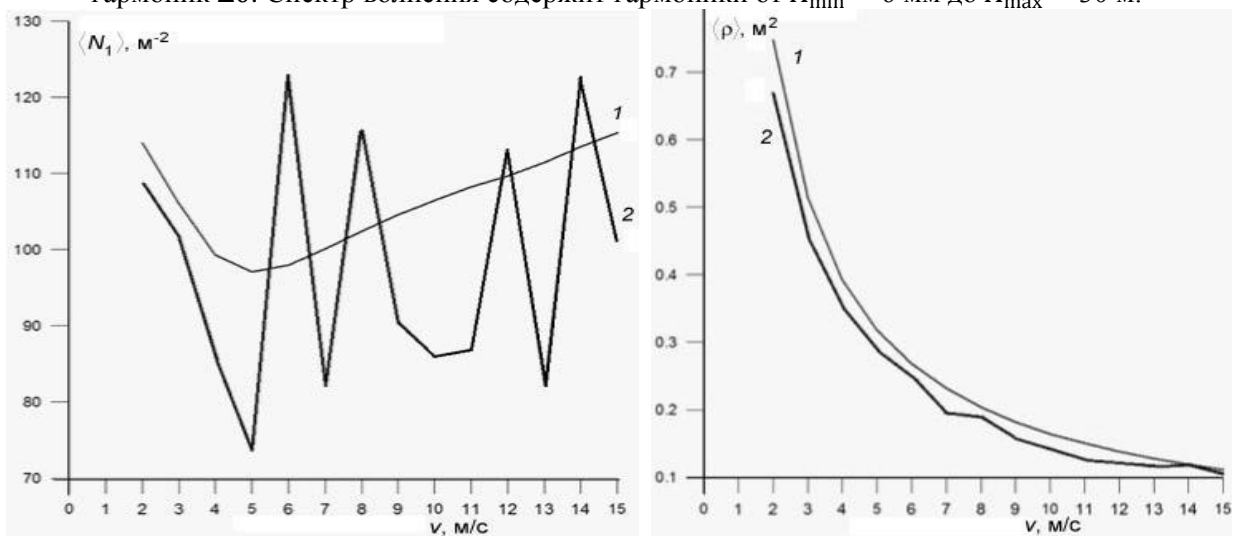


Рис. 5. Зависимости плотности числа зеркальных точек $\langle N_1 \rangle$ и величины $\langle \rho \rangle$ от скорости ветра v .
1 — по формулам из [3]; 2 — численные эксперименты.

Спектр волнения содержит гармоники от $\Lambda_{\min} = 7$ см до $\Lambda_{\max} = 30$ м.

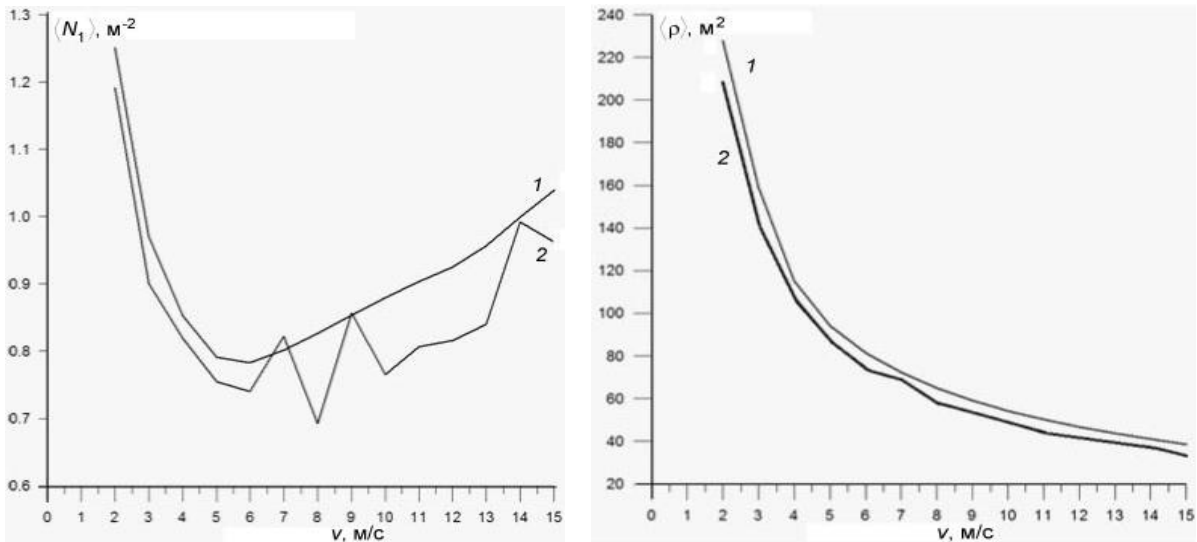


Рис. 6. Зависимости плотности числа зеркальных точек $\langle N_1 \rangle$ и величины $\langle \rho \rangle$ от скорости ветра v .
 1 — кривые по формулам из [3]; 2 — численные эксперименты.
 Спектр волнения содержит гармоники от $\Lambda_{\min} = 60$ см до $\Lambda_{\max} = 30$ м.

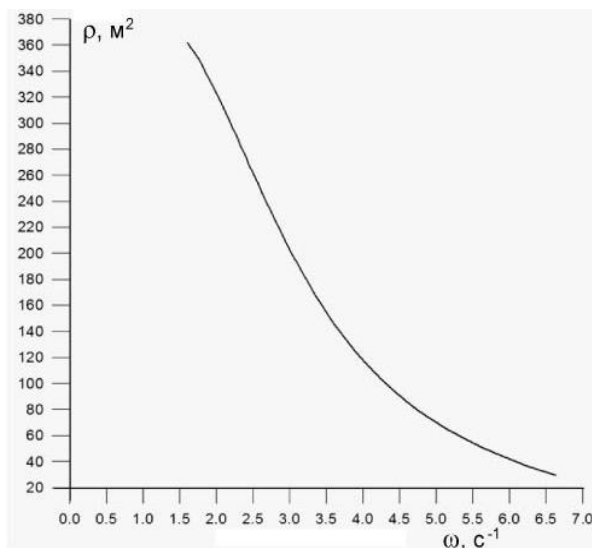


Рис. 7. Зависимость $\rho = \rho(\omega)$, рассчитанная по формуле (16).
 Спектр волнения содержит гармоники от $\Lambda_{\min} = 60$ см до $\Lambda_{\max} = 30$ м.

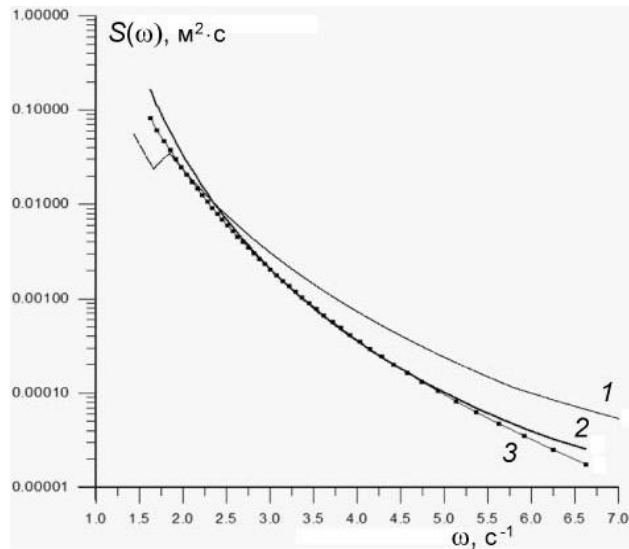


Рис. 8. Частотные спектры волнения.
 1 — предложенный в [8]; 2 — полученный по формулам (12), (13) и (16); 3 — Naval Research Laboratory [9]. Спектр волнения содержит гармоники от $\Lambda_{\min} = 60$ см до $\Lambda_{\max} = 30$ м.
 Скорость ветра $v = 10$ м/с.

Зависимости плотности (среднее число) зеркальных точек $\langle N_1 \rangle$ и среднего значения величины $\langle \rho \rangle$ от скорости ветра изучались и численными экспериментами.

Численные эксперименты. Алгоритм численных экспериментов состоит из 3-х частей: 1) моделирование морской поверхности; 2) нахождение зеркальных точек на поверхности; 3) вычисление величин $\langle N_1 \rangle$ и $\langle \rho \rangle$.

Моделирование морской поверхности. В общем случае, при выполнении определенных условий, взволнованную морскую поверхность $z = \zeta(x, y, t)$ можно рассматривать как гауссовую однородную и стационарную функцию, которую можно представить как сумму гармонических волн разных длин и распространяющихся в разных направлениях:

$$\zeta(x, y, t) = \sum_{n=1}^N c_n \cos(k_{nx}x + k_{ny}y + \omega_n t + \varepsilon_n),$$

где амплитуды c_n определяются из спектра волнения, ε_n — случайные фазы, равномерно распределенные в интервале $[0, 2\pi]$.

Нахождение зеркальных точек морской поверхности. Зеркальные точки морской поверхности находятся как корни системы уравнений:

$$\begin{cases} \zeta_x(x, y, t_0) = 0 \\ \zeta_y(x, y, t_0) = 0, \end{cases}$$

которая решалась методом Ньютона—Рапсона.

Вычисление величин $\langle N_1 \rangle$ и $\langle \rho \rangle$. Для каждого спектра рассматриваемый участок поверхности S выбирался таким, чтобы в нем находились около 4000 зеркальных точек. Величина $\langle N_1 \rangle$ вычислялась приближенно, как

$$\langle N_1 \rangle \approx \frac{N(t_0)}{S}.$$

В каждой зеркальной точке (x_i, y_i) вычисляется величина

$$\rho_i = \frac{1}{|\zeta_{xx}(x, y, t_0)\zeta_{yy}(x, y, t_0) - \zeta_{xy}^2(x, y, t_0)|}$$

и далее, по ансамблю $\{\rho_i\}$ находится величина $\langle \rho \rangle$.

Полученные по численным экспериментам зависимости величин $\langle N_1 \rangle$ и $\langle \rho \rangle$ от скорости ветра также показаны на рис. 3—6, из которых следует, что для величины $\langle \rho \rangle$ согласие с теоретической кривой лучше, чем для величины $\langle N_1 \rangle$. Обогащение ансамбля зеркальных точек ведет к сужению отклонений от теоретической кривой.

Теоретические расчеты и численные эксперименты позволяют выявить связи между характеристиками бликов и спектрами волнения. Как следует из этих расчетов, такие характеристики бликов, как их плотность и размеры очень чувствительны к изменениям состояния поверхности и содержат в себе полезную информацию о ней. Наиболее полная информация о поверхности содержится в энергетическом спектре волнения. Показано, что из плотности распределения размеров бликов возможно получить частотный спектр волнения. При этом предполагается, что размер каждого блика связан с определенной частотой. Безразмерный параметр R в формуле (7) отражает все разнообразие системы из двух гармонических волн, распространяющихся в направлениях \vec{k}_1 и \vec{k}_2 (рис. 1), которые формируют блик определенного размера. Следовательно, для получения информации об угловом распределении энергии гармоник знания только распределения размеров бликов недостаточно. По-видимому, тут надо привлечь и информацию о форме бликов, о направлениях их вытянутости, а также распределения расстояния между бликами в разных направлениях.

Литература

1. Cox C., Munk W. Statistics of the Sea Surface Derived from Sun Glitter // J. Mar. Res. 1954. 13(2). P. 198—227.
2. Осадчий В. Ю., Шифрин К. С. Моделирующая установка для определения коэффициентов яркости чистой морской поверхности и поверхности, покрытой нефтяной пленкой // Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск: Наука, 1979. С. 199—204.
3. Gardachov R. G. The probability density of the total curvature of a uniform random Gaussian seasurface in the specular points // International Journal of Remote Sensing. 2000. 21. P. 2917—2926.
4. Gardashov R. G., Gardashova T. G. Determination of the Statistical Characteristics of the Specular Points of 3 Dimensional Gaussian Sea Surface // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2009. V. 45, N 5. P. 620—628.

5. *Gardashov R.* The Distribution of Sun Glints Sizes on the Sea Surface // Cent. Eur. J. Geosci. 1(2). 2011. P. 169—174.
6. *Fuks I., Charnotskii M., Godin O. A.* Statistics of travel time and intensity of two first arrivals of short pulses back scattered by a rough 3D surface // Waves in Random and Complex Media. 2007. V. 17, N 1. P. 9—27.
7. *Mol'kov A. A., Dolin L. S.* Determination of Wind Roughness Characteristics Based on an Underwater Image of the Sea Surface // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2012. V. 48, N 5. P. 552—564.
8. *Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А.* Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометео-издат, 1985. 256 с.
9. *Johson J. T., Chuang C. W.* Quantitative Evaluation of Ocean Surface Spectral Model Influence on Sea Surface Backscattering // Technical Report 738927-1, Grant N N00014-00-1-0349, September 2000.



Статья поступила в редакцию 20.05.2014 г.

R. H. Gardashov¹, R. M. Mammedov¹, V. Yu. Osadchy²

¹Institute of Geography ANAS, Baku, Azerbaijan

²Saint-Petersburg Department of the P. P. Shirshov Institute of Oceanology RAS, Russia
rauf_gardashov@yahoo.co.uk

RELATIONSHIP BETWEEN WAVE SPECTRUM AND SUN GLINTS CHARACTERISTICS

The relationship between the characteristics (sizes and numbers) of the Sun glints (or other light source of small angular size) on the rough sea surface and a wave spectrum is investigated. It is assumed that for each individual glint, formed on a real wave there is the «effective wave», which is the sum of two harmonic waves propagating in different directions and forming the glint with the same size. Based on this assumption and using the density distribution of the size of the glints, the expression for the wave spectrum, which agrees well with the known spectra, is derived. On the basis of theoretical calculations and numerical experiments the dependences of the characteristics of Sun glints on the wind speed, the width of the angular distribution of the energy of harmonics, as well as different parts of the wave spectrum are studied. Thus, a new method for determining the wave spectrum on the distribution of the Sun glints sizes is proposed.

Key words: sun glints, wave spectrum, glints sizes, glint number.