

**В.Л. Вебер**

**О ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ ТОЧКИ СИСТЕМ НАБЛЮДЕНИЯ ЧЕРЕЗ  
ВЗВОЛНОВАННУЮ МОРСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ**

Предложены физические модели функции рассеяния точки систем видения через взволнованную морскую поверхность, позволяющие дать простую интерпретацию эффектов искажения формы ФРТ в условиях направленного (солнечного) освещения.

Распределение яркости в изображении подводного объекта, полученном через взволнованную поверхность моря при достаточно длительном временном накоплении, описывается с помощью используемых в теории оптических систем двух типов передаточных функций – ОПФ (оптическая передаточная функция) и ФРТ (функция рассеяния точки). Анализ влияния волнения на видимость подводных объектов впервые проведен в работе [1].

Дальнейшие исследования [2, 3] показали, что важную роль в процессе формирования ОПФ и ФРТ, кроме волнения, играют условия освещения. Так, в условиях направленного (например, солнечного) освещения передаточные функции морской поверхности сильно искажаются под действием эффектов взаимной корреляции входящего в воду и выходящего изпод поверхности светового излучения. Более подробно эти вопросы изучены в [4, 5].

Анализ ОПФ и ФРТ, проведенный в [2–5], достаточно полон и детален. Однако в силу формального вывода основных соотношений, описывающих процесс переноса изображения точечного объекта через взволнованную поверхность моря, физическая интерпретация результатов этого анализа довольно затруднительна. В данной статье делается попытка объяснения основных механизмов формирования ФРТ морской поверхности на основе приближенных физических моделей.

**Линейная модель.** Запишем общее выражение для случайной реализации световой мощности в элементе изображения (малоугловое приближение) [4]:

$$P(\mathbf{r}_n; \Omega_n) = \frac{B_n}{\pi m^2} \int_{-\infty}^{\infty} R_0(\mathbf{r}_3) E_n(\mathbf{r}_3) E_n(\mathbf{r}_3) d\mathbf{r}_3, \tag{1}$$

где

$$E_n(\cdot) = m^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int D_n(\Omega_1 - \Omega_n) \delta[\Omega_1 - m\Omega_2 + A\mathbf{q}(\mathbf{r}_2)] e_c(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 - h\Omega_2) d\mathbf{r}_2 d\Omega_{1,2}; \tag{2}$$

$$E_n(\cdot) = m^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int D_n(\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}_n; \Omega'_1 - \Omega_n) \delta(\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1 - H\Omega'_1) \delta[\Omega'_1 - m\Omega'_2 + A\mathbf{q}(\mathbf{r}'_2)] e_c(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}'_2 - h\Omega'_2) d\mathbf{r}'_{1,2} d\Omega'_{1,2}; \tag{3}$$

$R_0$  – распределение коэффициента отражения на объекте, находящемся на глубине  $h$ ;  $E_{n,n}$  – функции, описывающие распределения освещенности на объекте, создаваемые источниками с диаграммами направленности  $D_{n,n}$  ( $D_{n,n}(0) = 1$ );  $B_n$  – яркость солнечного излучения;  $e_c$  – функция

рассеяния водной среды, описывающая распределение освещенности от точечного мононаправленного источника в мутной среде на расстоянии  $h$  от него;  $\mathbf{q}$  – вектор-градиент взволнованной морской поверхности;  $\delta(\cdot)$  – дельта-функция;  $A = m - 1$ ,  $m$  – коэффициент преломления воды;  $\mathbf{r}_i$  – координаты точек в плоскостях  $z_i$  (рис. 1);  $\Omega_i$  – проекции единичных векторов  $\Omega_i^0$  на плоскость  $z_i$ ;  $\mathbf{r}_n$  – координата центра апертуры приемника системы наблюдения;  $\Omega_{n,и}$  – проекции единичных векторов, сонаправленных с осями диаграмм направленности источника и приемника, на плоскость  $z = \text{const}$ .

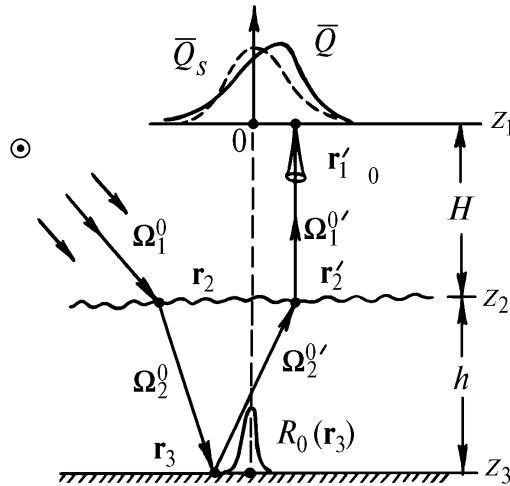


Рис. 1. Схема наблюдения и освещения объекта

Сформулируем ряд условий, которые позволяют нам упростить выражения (1) – (3). Допустим, что

- а) волнение является одномерным:  $\mathbf{q}(\mathbf{r}) \equiv q(x)$ ,
- б) угловые размеры источника малы:  $D_{и}(\Omega) = \Delta_{и} \delta(\Omega - \Omega_{и})$ ,
- в) изображение формируется путем пространственного сканирования поверхности объекта яркомером, ориентированным в надири:

$$D_{и}(\mathbf{r}; \Omega) = \sum_{и} \Delta_{и} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{и}) \delta(\Omega - \Omega_{и}),$$

где  $\Delta_{и(n)}$  – телесный угол излучения (приема);  $\Sigma_{и}$  – площадь апертуры фотоприемника.

С учетом этих условий выражение (1) преобразуется к виду

$$P(\mathbf{r}_{и}) = P_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_0(\mathbf{r}_3) Q(\mathbf{r}_{и}; \mathbf{r}_3) d\mathbf{r}_3, \quad (4)$$

где  $P_0 = B_{и} \Delta_{и} \Sigma_{и} \Delta_{и} / \pi m^2$  – мощность излучения, принимаемая от объекта с однородным коэффициентом отражения через гладкую границу раздела. Функция  $Q$  описывает <мгновенное> изображение точечного объекта и поэтому может быть названа (условно) <мгновенной> ФРТ морской поверхности:

$$Q(\cdot) = e_c[\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_{и} - a \mathbf{q}(\mathbf{r}_{и})] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e_c[\mathbf{r}_3 - h_0 \Omega_{и} - \mathbf{r}_2 - a \mathbf{q}(\mathbf{r}_2)] d\mathbf{r}_2, \quad (5)$$

где  $\mathbf{q}(\mathbf{r}_2) \equiv q(x_2)$ ,  $a = A h_0$ ,  $h_0 = h/m$ .

Сформулируем главное условие, характеризующее нашу модель – условие линейного приближения. Допустим, что величина линейного смещения  $|a\mathbf{q}|$  светового луча, преломленного на неровной границе раздела, в плоскости  $z_3$  мала по сравнению с характерной шириной функции рассеяния  $e_c(\mathbf{r})$  водной толщи. В этом случае можно считать, что

$$e_c(\mathbf{r} + a \mathbf{q}) \approx e_c(\mathbf{r}) + a \mathbf{q} \nabla e_c(\mathbf{r}). \quad (6)$$

В соответствии с (6) в случае одномерного волнения выражение (5) преобразуется к виду

$$Q(\mathbf{r}_n; \mathbf{r}_3) = [e_c(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_n) - a e'_x(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_n) q(x_n)] [1 - a \int_{-\infty}^{\infty} e'_x(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 - \Delta \rho) q(x_2) d\mathbf{r}_2], \quad (7)$$

где

$$e'_x(\mathbf{r}) = \frac{\partial e_c}{\partial x}(\mathbf{r}), \quad \Delta \rho = h_0 \Omega_n.$$

Усредняя выражение (7) по реализациям уклонов случайно неровной морской поверхности, получаем выражение для ФРТ усредненного изображения:

$$\bar{Q}(\mathbf{r}; \Delta \rho) = e_c(\mathbf{r}) + a^2 e'_x(\mathbf{r}) \int_{-\infty}^{\infty} \int e'_x(\mathbf{r} + \rho + \Delta \rho) M_q(\rho_x) d\rho, \quad (8)$$

где  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_n - \mathbf{r}_3$ ,  $M_q(\rho) = \langle q(x) q(x + \rho) \rangle$ ;  $M_q$  – корреляционная функция уклонов морской поверхности.

Выражение для ФРТ (8) может быть представлено в виде суммы <некоррелированной>  $\bar{Q}_s$  и <коррелированной>  $\Delta \bar{Q}$  составляющих:

$$\bar{Q}(\mathbf{r}; \Delta \rho) = \bar{Q}_s(\mathbf{r}) + \Delta \bar{Q}(\mathbf{r}; \Delta \rho), \quad \bar{Q}_s(\mathbf{r}) = e_c(\mathbf{r}), \quad (9)$$

составляющая ФРТ  $\Delta \bar{Q}$  представляется в виде произведения двух функций, одна из которых связана с приемом излучения от объекта, а другая – с освещением его:

$$\Delta \bar{Q}(\mathbf{r}; \Delta \rho) = a^2 \psi_n(\mathbf{r}) \psi_n(\mathbf{r} + \Delta \rho), \quad (10)$$

$$\text{где } \psi_n(\cdot) = e'_x(\mathbf{r}); \quad \psi_n(\cdot) = \int_{-\infty}^{\infty} \int e'_x(\mathbf{r} + \rho + \Delta \rho) M_q(\rho_x) d\rho.$$

Заметим, что именно коррелированная составляющая определяет искажения формы ФРТ в условиях направленного освещения; при диффузной подсветке она тождественно равна нулю.

Если подставить в соотношение (10) конкретные выражения для входящих в него функций:

$$e_c(\mathbf{r}) = \frac{1}{g} \exp\left(-\frac{\pi r^2}{g}\right), \quad M_q(\rho) = \sigma_q^2 \exp\left(-\frac{\pi \rho^2}{S_q}\right),$$

где  $g$  – характерная площадь функции рассеяния на глубине  $h$ ;  $s_q^2$  – дисперсия уклонов волн;  $S_q = \pi \rho_q^2$ ,  $\rho_q$  – радиус корреляции уклонов границы раздела, то после несложных преобразований получим аналитическую формулу для <коррелированной> составляющей ФРТ:

$$\Delta \bar{Q}(\xi; \delta) = \frac{2\Sigma_q}{g^2} \frac{\sqrt{\alpha_g}}{(1 + \alpha_g)^{3/2}} \xi (\xi + \delta) \exp\left(-\xi^2 - \frac{(\xi + \delta)^2}{1 + \alpha_g}\right), \quad (11)$$

где  $\xi = \sqrt{\pi/g} x$ ;  $\delta = \sqrt{\pi/g} \Delta \rho$ ;  $\alpha_g = S_q/g$ ;  $\Sigma_q = 2\pi a^2 \sigma_q^2$ ;  $\Sigma_q$  – характерная площадь <бликовой> зоны на поверхности воды при наблюдении с глубины  $h$ .

Важную роль в полученных соотношениях играет параметр  $\Delta \rho$ , который характеризует угловое <расогласование> между направлениями освещения и наблюдения объекта. Рис. 2 иллюстрирует зависимость <добавки>  $\Delta \bar{Q}$  к ФРТ  $\bar{Q}_s$  от координаты  $x = x_n - x_3$ . Из рисунка

видно, что функция  $\Delta \bar{Q}(x)$  является в общем случае немонотонной и знакопеременной. При

$\Delta\rho = 0$  (соосный вариант освещения – наблюдения) функция  $\Delta\bar{Q}$  является симметричной относительно  $x = 0$ ; при  $\Delta\rho \rightarrow \infty$  она обращается в нуль, в этом случае  $\bar{Q}(\mathbf{r}) \equiv \bar{Q}_s(\mathbf{r})$ .

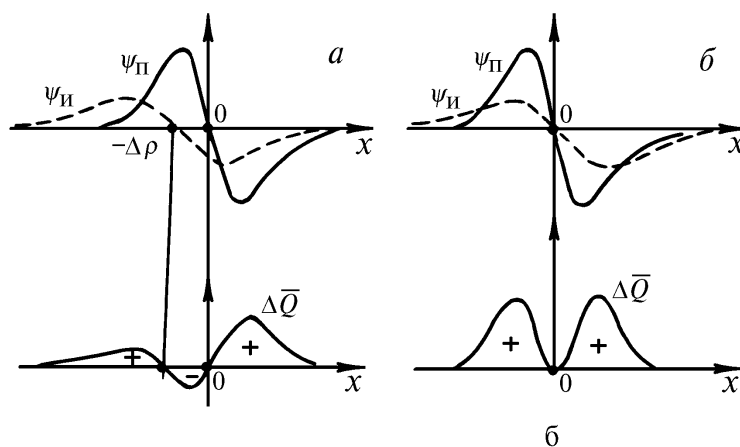


Рис. 2. <Коррелированная> составляющая ФРТ при  $\Delta\rho > 0$  (а) и  $\Delta\rho = 0$  (б)

Выявленные в рамках данной модели особенности поведения ФРТ отмечены и в [5], посвященной строгому численному анализу процесса формирования ФРТ. Это дает основание полагать, что строгая и приближенная (рассматриваемая здесь) модели качественно подобны. Попытаемся теперь физически объяснить особенности формирования ФРТ в условиях направленного освещения, опираясь по-прежнему на модель линейного приближения.

Допустим сначала, что поверхность раздела – гладкая. Очевидно, что при этом объект освещается равномерно. Изображение объекта (ФРТ) описывается функцией рассеяния водной среды  $e_c(\mathbf{r})$ . Предположим теперь, что поверхность раздела – шероховатая и некоррелированная. В этом случае колебания освещающих и визирующих лучей под границей раздела происходят несинхронно и усредненное изображение объекта описывается сверткой функций рассеяния среды и поверхности раздела. Поскольку мы предполагаем, что граница <участвует> в рассеянии в гораздо меньшей степени, нежели водная среда (линейное приближение), то и в этом случае ФРТ описывается функцией  $e_c(\mathbf{r})$ .

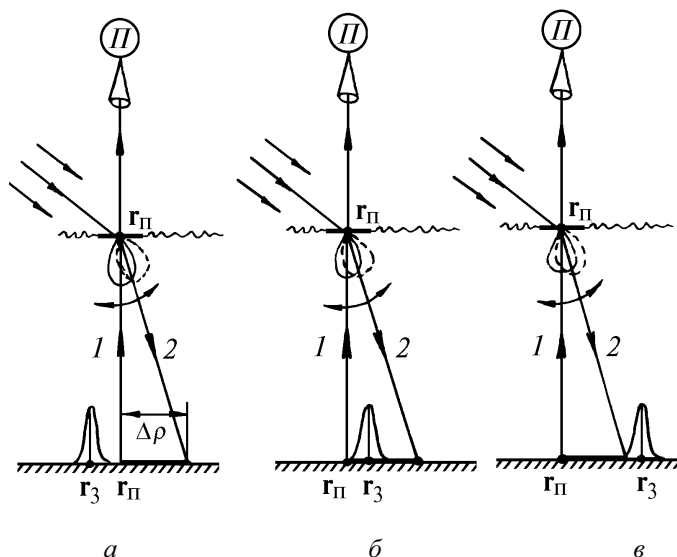


Рис. 3. К объяснению зависимостей, показанных на рис. 2

Допустим теперь, что уклоны взволнованной границы раздела хорошо коррелируют между собой в малой окрестности точки входа визирующего луча в воду  $\mathbf{r}_n$ . В этом случае колебания освещающих и визирующих лучей, проходящих через коррелированную область, происходят синхронно (коррелированно). Из рис. 3 видно, к чему это приводит для разных положений точки наблюдения  $\mathbf{r}_n$  относительно координаты объекта  $\mathbf{r}_3$ . Изменение наклона границы раздела в точке  $\mathbf{r}_n$  (к примеру – по часовой стрелке) приводит к изменению направления распространения визирующего 1 и освещающего 2 лучей (рис. 3, а). <Сканирование> объекта диаграммами рассеяния  $e_c$ , соответствующими лучам 1 и 2, приводит к <модуляции>  $E_n$  и  $E_n$ . Поскольку принимаемый оптический сигнал пропорционален произведению этих функций, то в нем появляется переменная составляющая, величина и знак которой зависят от разности <фаз> функций  $E_{n,n}$ , соответствующих лучам 1 и 2. (Постоянная составляющая принимаемого сигнала по-прежнему пропорциональна  $e_c$ ).

В ситуации  $\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_3 > 0$  (рис. 3, а) переменные составляющие оптического сигнала, соответствующие лучам 1 и 2, изменяются <синфазно>, в силу чего их усредненное произведение имеет положительный знак и, соответственно, добавка  $\Delta \bar{Q}$  к ФРТ  $\bar{Q}_s$  имеет положительное значение. В ситуации  $0 \leq \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_n \leq \Delta r$  (рис. 3, б) переменные составляющие сигнала, соответствующие лучам 1 и 2, изменяются <противофазно>. Произведение этих сигналов имеет отрицательный знак и, соответственно, добавка к ФРТ отрицательна. Ситуация  $\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_n > \Delta r$  (рис. 3, в) аналогична случаю рис. 3, а, в силу чего здесь  $\Delta \bar{Q}$  имеет положительное значение. Эти рассуждения поясняют физическую суть процесса формирования ФРТ, выраженного соотношениями (9), (10). Учет конечного размера области корреляции уклонов не вносит в эти рассуждения ничего принципиально нового.

Итак, на основе линейной модели нам удалось показать, что специфический характер искажений ФРТ морской поверхности в условиях направленного освещения можно объяснить совокупным действием двух факторов – фактора взаимной корреляции между освещающим и визирующим лучами в окрестности точки входа визирующего луча в воду и фактора зависимости разности фаз между переменными составляющими оптических сигналов, соответствующих освещающему и визирующему лучам, от разности координат точки наблюдения и точки расположения объекта. Безусловно, нестрогость линейного приближения заставляет с определенной осторожностью относиться к выводам, полученным на его основе. Однако в данном случае его использование вполне оправдано. В подтверждение этого обратимся к рассмотрению второй модели – тоже приближенной, но более строгой по сравнению с линейной.

**2. Модель локально-плоской границы раздела.** Рассмотрим следующую схему наблюдения. На глубине  $h$  расположен объект, который освещается через взволнованную поверхность моря широким пучком параллельных лучей. Будем как и прежде считать, что изображение объекта формируется путем пространственного сканирования поверхности объекта узконаправленным фотоприемником с диаграммой  $D_n(\Omega)$  ( $D_n(0) = 1$ ). Пренебрежем влиянием эффектов рассеяния света в водной толще на процесс формирования изображения; при этом  $e_c(\mathbf{r}) \equiv \delta(\mathbf{r})$ . Заметим, что это условие не является принципиальным в рассматриваемой модели.

Основой модели является предположение о том, что в некоторой окрестности  $S_q$  точки входа визирующего луча в воду поверхность воды является плоской (со случайным наклоном), а вне этой области – шероховатой и некоррелированной. Границы этой области опишем с помощью функции:

$$M_q(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{r} \in S_q, \\ 0, & \mathbf{r} \notin S_q. \end{cases}$$

Формула переноса изображения в этом случае записывается следующим образом:

$$P(\mathbf{r}_n) = \frac{B_n \Delta_n}{\pi m^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int R_0(\mathbf{r}_3) E_n(\mathbf{r}_3) E_n(\mathbf{r}_3) d\mathbf{r}_3, \quad (12)$$

где

$$E_n(\cdot) = E_1(\cdot) + E_2(\cdot);$$

$$E_1(\cdot) = \int_{-\infty}^{\infty} \int M_q(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_n) \delta(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 - \Delta \rho - a \mathbf{q}_0) d \mathbf{r}_2;$$

$$E_2(\cdot) = \int_{-\infty}^{\infty} \int [1 - M_q(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_n)] \delta[\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 - \Delta \rho - a \mathbf{q}(\mathbf{r}_2)] d \mathbf{r}_2;$$

$$E_n(\cdot) = \int_{-\infty}^{\infty} \int D_n(\Omega) \delta(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_n - L \Omega - a \mathbf{q}_0) d \Omega;$$

$$\Delta \rho = h_0 \Omega_n, \quad L = H + h_0, \quad a = h_0 (m - 1), \quad h_0 = h / m.$$

Здесь  $E_{1,2}$  описывают распределения освещенности в плоскости объекта, создаваемые солнечными лучами, прошедшими через коррелированную область  $S_q$  и вне ее соответственно.

Усредняя выражение (12) по реализациям уклонов морской поверхности  $\mathbf{q}_0$  и  $\mathbf{q}(\mathbf{r}_2)$  в предположении их взаимной некоррелированности, получим после несложных преобразований следующее выражение для усредненного изображения подводного объекта:

$$\bar{P}(\mathbf{r}_n) = P_0 \int_{-\$}^{\$} \int R_0(\mathbf{r}_3) \bar{Q}(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_3; \Delta \rho) d \mathbf{r}_3, \quad (13)$$

где

$$\bar{Q}(\mathbf{r}; \Delta \rho) = \bar{Q}_s(\mathbf{r}) + \Delta \bar{Q}(\mathbf{r}; \Delta \rho);$$

$$\bar{Q}_s(\mathbf{r}) = (2 \pi)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} \int F_n(L \mathbf{k}) \Theta_1(a \mathbf{k}) e^{i \mathbf{k} \mathbf{r}} d \mathbf{k};$$

$$\Delta \bar{Q}(\mathbf{r}; \Delta \rho) = (2 \pi)^{-4} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int F_q(\mathbf{k}_1) F_n(L \mathbf{k}_2) [\Theta_1(a \mathbf{k}_1 + a \mathbf{k}_2) - \Theta_1(a \mathbf{k}_1) \Theta_1(a \mathbf{k}_2)] \exp(-i \mathbf{k}_1 \Delta \rho - i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \mathbf{r}) d \mathbf{k}_{1,2};$$

$\Theta_1$  – одноточечная характеристическая функция распределения уклонов морской поверхности;  $F_q$  и  $F_n$  – образы Фурье функций  $M_q$  и  $D_n$ .

Покажем, что эффект изменения формы ФРТ в условиях направленного освещения проявляется в данной модели не менее отчетливо, чем в предыдущей. Конкретизируем входящие в выражение (13) функции. Аппроксимируем  $F_q$  и  $F_n$  функциями вида:

$$F_q(\mathbf{k}) = S_q \exp\left(-\frac{S_q}{4 \pi} k^2\right); \quad F_n(L \mathbf{k}) = \exp\left(-\frac{S_n}{4 \pi} k^2\right), \quad (14)$$

где  $S_n = \Delta_n L^2$ .

В условиях одномерного волнения характеристическая функция уклонов волн имеет вид

$$\Theta_1(a \mathbf{k}) = \exp\left(-\frac{\Sigma_q}{4 \pi} k_x^2\right). \quad (15)$$

Подставляя соотношения (14), (15) в выражение для  $\Delta \bar{Q}$  (13) при  $y = 0$  и проводя интегрирование по переменным  $\mathbf{k}_{1,2}$ , получим в результате преобразований следующее выражение для <коррелированной> составляющей ФРТ:

$$\Delta \bar{Q}(\xi; \delta) = \frac{1}{S_q} \sqrt{\frac{a_q}{a_n}} e^{-n^2/(1+\alpha_n)} (\Delta Q_1 - \Delta Q_2), \quad (16)$$

где

$$\Delta Q_1 = \frac{1}{\sqrt{\alpha_0 - 1}} \exp \left\{ -\frac{[\alpha_n \xi + (1 + \alpha_n) \delta]^2}{(1 + \alpha_n)(\alpha_0 - 1)} \right\},$$

$$\Delta Q_2 = \frac{1}{\sqrt{\alpha_0}} \exp \left[ -\frac{(\xi + \delta)^2}{1 + \alpha_q} \right],$$

$$\xi = \sqrt{\pi / \Sigma_q} x, \quad \delta = \sqrt{\pi / \Sigma_q} \Delta \rho,$$

$$\alpha_0 = (1 + \alpha_n)(1 + \alpha_q), \quad \alpha_n = S_n / \Sigma_q, \quad \alpha_q = S_q / \Sigma_q.$$

Расчеты по формуле (16) будут проведены ниже, здесь мы отметим лишь то обстоятельство, что полученные в данном разделе результаты совпадают с соответствующими результатами, опубликованными в работе [4]. Напомним, что формула, аналогичная (16), выведена в [4] путем использования формального приема – факторизации двухточечной характеристической функции уклонов морской поверхности. Здесь мы пришли к этому результату на основе анализа простой физической модели границы раздела. Отсюда, в частности, следует, что использованное в [4] приближение есть, по существу, приближение локально-плоской границы раздела воздух – вода. Предложенная в данном разделе модель может служить основой для физической интерпретации результатов работы [4].

Далее, в п. 3 рассмотрим, насколько хорошо описывают предложенные модели реальную картину процесса формирования ФРТ – не только в качественном, но и в количественном отношении.

**3. Сравнение различных моделей.** В работе [5] приведены результаты строгого решения задачи о влиянии волнения и условий освещения на процесс формирования ФРТ морской поверхности. Мы используем эти результаты для оценки <качества> рассмотренных выше приближенных моделей. Основное внимание при этом, естественно, будет уделяться <коррелированной> составляющей ФРТ. Приведем выражение, определяющее <коррелированную> составляющую для строгой модели [5]:

$$\Delta \bar{Q}(\xi; \delta) = \frac{1}{\Sigma_q \sqrt{\pi} \alpha_n (1 + \alpha_n)} e^{-\xi^2/(1+\alpha_n)} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{e^{-\rho_1^2/A_1}}{\sqrt{A_1}} - \frac{e^{-\rho_0^2/A_0}}{\sqrt{A_0}} \right) d\rho, \quad (17)$$

$$\text{где } \rho_1 = \rho - v \cdot \xi - \delta, \quad \rho_0 = \rho - \xi - \delta, \quad v = \frac{1 + \alpha_n - R_q(\rho)}{1 + \alpha_n}, \quad A_1 = \frac{1 + \alpha_n - R_q^2(\rho)}{1 + \alpha_n}, \quad R_q(\rho) = \exp(-\rho^2/\alpha_q), \quad A_0 = A_1(\rho \rightarrow \infty).$$

Заметим, что параметр  $\alpha_q$ , присутствующий во всех вышеприведенных формулах, представляет собой величину, обратную параметру фокусировки  $\gamma = \Sigma_q / S_q$  [6], который характеризует линзовое действие взволнованной водной поверхности на проходящее через нее световое излучение.

На рис. 4 приведены результаты расчетов функций  $\Delta \bar{Q}(\xi; \delta)$  по формулам (11), (16), (17) в виде изолиний на плоскости  $\xi, \delta$  для значений параметров:  $\alpha_q = 1$  (глубина максимальных фокусировок) и  $\alpha_n = 0,1$ . Из полученных зависимостей следует, что <коррелированная> составляющая ФРТ  $\Delta \bar{Q}$  является немонотонной и в общем случае знакопеременной функцией

как координаты точки наблюдения  $\xi$ , так и угла <располюсования>  $\delta$ . При больших значениях  $\delta$  величина  $\Delta \bar{Q}$  близка к нулю. Заметим, что функция  $\Delta \bar{Q}(\xi; \delta)$  центрально симметрична относительно точки  $\xi = \delta = 0$ .

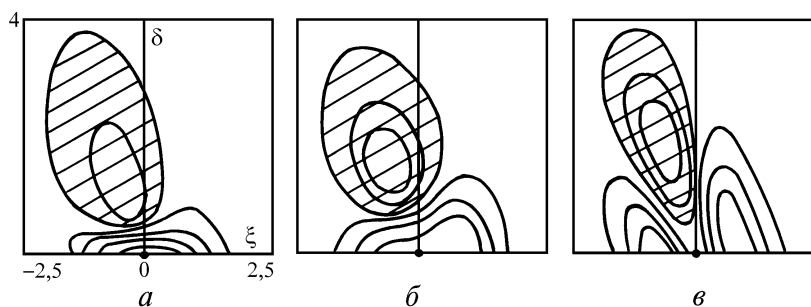


Рис. 4. Зависимость <коррелированной> составляющей ФРТ от пространственной координаты ( $\xi$ ) и угла освещения ( $\delta$ );  $a$  – строгая модель;  $b$  – модель локально-плоской границы раздела;  $v$  – модель линейного приближения. Заштрихованные области соответствуют отрицательным значениям  $\Delta \bar{Q}$

Сравнивая зависимости  $\Delta \bar{Q}$  для различных моделей, нетрудно убедиться, что модель локально-плоской границы раздела находится в хорошем качественном согласии со строгой моделью. Модель, основанная на линейном по уклонам волн приближении, описывает ФРТ гораздо грубее (в частности, неверно то, что  $\Delta \bar{Q} = 0$  при  $\xi = 0$  и  $\xi = -\delta$ ), хотя и она достаточно верно передает общую картину. Что же касается количественного согласия рассматриваемых моделей, то, как показывают расчеты, значения  $\Delta \bar{Q}$  строгой модели, особенно в области малых углов  $\delta$ , превышают значения соответствующих величин приближенных моделей. Чем это можно объяснить? То, что линейная модель не может служить основой для количественных оценок, ясно уже из того, что она, по сути, является моделью слабых флуктуаций светового поля. Ценность этой модели состоит в том, что она позволяет понять физическую природу эффектов искажения ФРТ в условиях направленного освещения, но не более. Приближенной к строгой модели является модель локально-плоской границы, но и она дает неверные результаты при определении абсолютных значений ФРТ. Это обусловлено тем, что данная модель не учитывает линзовых эффектов на взволнованной границе раздела воздух – вода, а именно эти эффекты существенно влияют на уровень принимаемого через поверхность светового сигнала [6, 7].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. Мулламаа Ю. - А. Р. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1975. Т. 11. N 2. С. 199 – 205.
2. Лучинин А. Г. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. N 7. С. 732 – 736.
3. Лучинин А. Г. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. N 3. С. 330 – 333.
4. Вебер В. Л. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 8. С. 869 – 875.
5. Вебер В. Л. // Изв. РАН. Сер. ФАО. 1993. Т. 29. N 2. С. 222 – 228.
6. Вебер В. Л. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. N 9. С. 953 – 962.
7. Лучинин А. Г. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1979. Т. 15. N 7. С. 770 – 775.

Институт прикладной физики РАН,  
Нижний Новгород

Поступила в редакцию  
10 июля 1993 г.

#### V. L. Weber. On the Point Spread Function of Systems for Observations through a Wavy Sea Surface.

This paper presents a discussion of physical models proposed for the point spread function (PSF) of systems for observations through wavy sea surface. These models allow a simple interpretation of the effects distorting the PSF under conditions of illumination by direct solar light.

О функции рассеяния точки систем наблюдения