

УДК 535.361

## О КОЭФФИЦИЕНТЕ ВАРИАЦИЙ ФЛУКТУАЦИЙ ПОДВОДНОЙ ОСВЕЩЁННОСТИ

*В. Л. Вебер*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Рассматривается задача о флуктуациях подводного светового поля при солнечном освещении одномерной взволнованной морской поверхности. Предложен ряд строгих и приближённых моделей, позволяющих провести анализ и дать физическое объяснение зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины, скорости ветра и оптических параметров воды.

### ВВЕДЕНИЕ

Флуктуации под- и надводной облучённости, возникающие при освещении взволнованной водной поверхности Солнцем, издавна привлекали внимание исследователей. Актуальность изучения характеристик флуктуирующих световых полей в море связана не только с чисто научным интересом к ряду известных природных явлений. Знание пространственно-временных статистических характеристик под- и надводного световых полей необходимо для решения ряда важных прикладных задач оптики моря — батиметрии, лазерного зондирования толщи моря, видения подводных объектов и диагностики морской поверхности.

Теоретическое исследование статистических характеристик яркости и освещённости в море наталкивается на целый ряд трудностей, связанных, прежде всего, с многофакторностью задачи — на процесс формирования светового поля влияют эффекты преломления световых лучей на случайно-неровной поверхности раздела, эффекты рассеяния и поглощения в водной толще, геометрия освещения и наблюдения. Существенная особенность этого круга задач заключается в том, что в большинстве случаев связь характеристик светового поля с характеристиками волнения является сугубо нелинейной. Это весьма усложняет анализ высоких статистических моментов сигнала (в этом отношении ситуация выглядит проще, к примеру, в случае брэгговского рассеяния радиолокационного сигнала на морской поверхности). Ещё одной важной особенностью задач статистической оптики морской поверхности является то, что из-за эффектов сильной фокусировки света вблизи морской поверхности возникают значительные вариации яркости и освещённости (уровень флуктуаций может достигать огромных значений — до ста и более процентов от средней величины). Поэтому зачастую оказывается, что в рассматриваемой задаче имеют место сильные возмущения и её необходимо решать строго, не пользуясь упрощающими условиями и идеализациями.

Несмотря на определённые успехи в области изучения светового режима в море [1–10], многие закономерности поведения полей яркости и освещённости пока ещё не получили полного и адекватного объяснения. Недавно обнаружено, в частности, что зависимость коэффициента вариации освещённости от глубины имеет тенденцию к двухмодовости [6, 7]. Неожиданным оказалось и то обстоятельство, что начиная с некоторых глубин коэффициент вариации освещённости увеличивается с ростом скорости ветра [7, 11]. Требуется своего объяснения и теоретически обнаруженный (для больших оптических глубин) эффект роста коэффициента вариации освещённости с увеличением глубины. Анализ этих закономерностей и их физической интерпретации на основе строгой и ряда приближённых теоретических моделей формирования подводного светового поля посвящена данная работа.

## 1. ФОРМУЛА ДЛЯ СЛУЧАЙНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ПОДВОДНОЙ ОСВЕЩЁННОСТИ

Предположим, что взволнованная поверхность моря освещается Солнцем, находящимся в зените. Яркость солнечного излучения будем описывать функцией  $B_S(\mathbf{\Omega}) = E_S D_S(\mathbf{\Omega})$ , где величина  $E_S$  определяет освещённость на поверхности моря, а функция  $D_S(\mathbf{\Omega})$  описывает угловое распределение яркости солнечного излучения; здесь  $\mathbf{\Omega}$  — проекция единичного вектора  $\mathbf{\Omega}^0$ , определяющего направление распространения светового луча, на горизонтальную плоскость. Функция  $D_S(\mathbf{\Omega})$  удовлетворяет условию нормировки, которое с учётом малой угловой расходимости солнечного излучения и малости углов падения световых лучей на поверхность раздела записывается в виде  $\iint_{-\infty}^{+\infty} D_S(\mathbf{\Omega}) d\mathbf{\Omega} = 1$ .

Световое излучение Солнца проходит через случайно-неровную поверхность раздела воздух—вода, заданную функцией уклонов  $\mathbf{q}(\mathbf{r}_0) = \nabla\zeta(\mathbf{r}_0)$ , где  $\zeta(\mathbf{r}_0)$  — функция, описывающая возвышения морской поверхности,  $\mathbf{r}_0$  — координата точки в горизонтальной плоскости. Излучение, прошедшее через поверхность раздела и рассеивающую толщу воды, попадает в фотоприёмник (люксметр), расположенный в точке  $\mathbf{r}$  на глубине  $h$ .

В работах [4–8] был развит достаточно строгий подход к описанию оптических полей в море, учитывающий как наличие на морской поверхности волн ветрового происхождения, так и эффекты рассеяния и поглощения света в водной толще. Суть этого подхода можно сформулировать в нескольких основных положениях:

1) процесс распространения излучения через взволнованную поверхность и толщу воды рассматривается в рамках геометрической оптики с использованием энергетических (фотометрических) величин — яркости, освещённости, светового потока;

2) поверхность раздела воздух—вода представляется в виде фазового экрана (это означает, что рассматриваются лишь уклоны поверхности);

3) функции распределения уклонов поверхности описываются гауссовыми функциями;

4) процесс формирования светового поля в толще воды описывается малоугловым автономным решением уравнения переноса излучения в рассеивающих средах.

Приведём выражение для реализации подводной освещённости в точке  $\mathbf{r} = (x, y)$  на глубине  $h$ , полученное в работах [7, 8, 12] на основе использования малоугловых функций Грина неровной границы раздела воздух—вода и рассеивающей толщи воды:

$$E(\mathbf{r}, h) = E_S (2\pi)^{-2} \int \dots \int F_S(\mathbf{k}h_0) F_c(\mathbf{k}, h) \exp\{i\mathbf{k}[\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - a\mathbf{q}(\mathbf{r}_0)]\} d\mathbf{k} d\mathbf{r}_0, \quad (1)$$

где  $F_S(\mathbf{p})$  — фурье-образ функции  $D_S(\mathbf{\Omega})$ ,  $F_c(\mathbf{k}, h)$  — оптическая передаточная функция водной среды, представляющая собой фурье-образ функции распределения освещённости в рассеивающей среде при её облучении точечным мононаправленным источником единичной мощности,  $a = (m - 1)h_0$ ,  $h_0 = h/m$ ,  $m = 1,33$  — коэффициент преломления воды;  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{r}_0$ ,  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{p}$  — двумерные векторы, пределы интегрирования здесь и далее полагаются бесконечными.

Отметим, что при выводе (1) не учитывался френелевский коэффициент пропускания границы раздела воздух—вода.

При отсутствии волнения на морской поверхности отсюда, в частности, следует формула

$$E(\mathbf{r}, h) \equiv E_0(h) = E_S F_S(0) F_c(0, h). \quad (2)$$

## 2. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ МОМЕНТОВ ПОДВОДНОЙ ОСВЕЩЁННОСТИ

Усредняя выражение для освещённости (1) по реализациям случайного поля уклонов взволнованной морской поверхности, получим выражение для среднего значения подводной освещённости [7, 8]:

$$\overline{E}(h) = E_0(h). \quad (3)$$

Заметим, что среднестатистическое значение освещённости (3) на глубине  $h$  совпадает с освещённостью под невозмущённой (плоской) границей раздела воздух–вода (2).

Усредняя квадрат освещённости по уклонам поверхности, получим выражение для второго статистического момента флуктуирующего поля подводной освещённости [7, 8]:

$$\overline{E^2}(\mathbf{r}, h) \equiv \overline{E^2(h)} = E_S^2 (2\pi)^{-2} \int \dots \int F_S^2(\mathbf{k}h_0) F_c^2(\mathbf{k}, h) \theta_2(a\mathbf{k}, -a\mathbf{k}, \boldsymbol{\rho}) \exp(i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}) d\mathbf{k} d\boldsymbol{\rho}, \quad (4)$$

где  $\theta_2(a\mathbf{k}_1, a\mathbf{k}_2, \boldsymbol{\rho}) = \langle \exp[-ia(\mathbf{k}_1\mathbf{q}(\mathbf{r}_1) + \mathbf{k}_2\mathbf{q}(\mathbf{r}_2))] \rangle$  — двухточечная характеристическая функция уклонов взволнованной поверхности,  $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ .

Из выражений (2)–(4) следует формула для дисперсии флуктуаций подводной освещённости:

$$\sigma_E^2(h) = E_S^2 (2\pi)^{-2} \int \dots \int F_S^2(\mathbf{k}h_0) F_c^2(\mathbf{k}, h) [\theta_2(a\mathbf{k}, -a\mathbf{k}, \boldsymbol{\rho}) - \theta_1^2(a\mathbf{k})] \exp(i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}) d\mathbf{k} d\boldsymbol{\rho}, \quad (5)$$

где  $\theta_1(a\mathbf{k}) = \langle \exp[-ia\mathbf{k}\mathbf{q}(\mathbf{r})] \rangle$  — одноточечная характеристическая функция уклонов морской поверхности.

Ввиду сложности вычисления многократных интегралов, входящих в выражение (5), в дальнейшем ограничимся анализом случая одномерного волнения. При этом все векторные величины в (5) превращаются в скалярные, и в итоге получаем

$$\sigma_E^2(h) = E_S^2 (2\pi)^{-1} \int \dots \int F_S^2(kh_0) F_c^2(k, h) [\theta_2(ak, -ak, \rho) - \theta_1^2(ak)] \exp(ik\rho) dk d\rho, \quad (6)$$

где  $F_S(p) \equiv F_S(p_x = p, p_y = 0)$ ,  $F_c(k) \equiv F_c(k_x = k, k_y = 0)$ .

Для дальнейших рассуждений конкретизируем вид функций, определяющих диаграмму излучения источника света, оптическую передаточную функцию рассеивающей толщи воды и характеристические функции уклонов границы раздела.

Аппроксимируем тело яркости освещающего поля на поверхности воды гауссовой функцией  $D_S(\boldsymbol{\Omega}) = \Delta_S^{-1} \exp(-\pi\boldsymbol{\Omega}^2/\Delta_S)$ , где  $\Delta_S$  — телесный угол излучения Солнца. Выражение для углового спектра излучения при этом имеет вид

$$F_S(p \equiv |\mathbf{p}|) = \exp[-\Delta_S p^2/(4\pi)]. \quad (7)$$

В качестве оптической передаточной функции рассеивающей толщи воды используем фурье-образ распределения освещённости от точечного мононаправленного источника света в среде с сильно анизотропным рассеянием, соответствующего автомодельному решению уравнения переноса излучения [13]:

$$F_c(k \equiv |\mathbf{k}|, h) = \sum_{i=1}^2 C_i(h) \exp[-g_i(h)k^2/(4\pi)], \quad (8)$$

где  $C_1 = \exp(-\varepsilon h)$  — амплитуда нерассеянной компоненты излучения,  $\varepsilon = \sigma + \kappa$ ,  $C_2 = \exp(-\kappa h)/\text{ch } \varsigma - \exp(-\varepsilon h)$  — амплитуда рассеянной компоненты излучения,  $g_1 = 0$ ,  $g_2 = 4\pi(\varsigma - \text{th } \varsigma)/\{\kappa^2\Omega_\infty [1 - \text{ch } \varsigma \exp(-\sigma h)]\}$  — площадь сечения узкого пучка света на расстоянии  $h$  от

источника,  $\varsigma = \Omega_\infty \kappa h / 2$ ,  $\Omega_\infty = \sqrt{2\sigma\bar{\gamma}^2/\kappa}$ ,  $\sigma$  — показатель рассеяния воды,  $\kappa$  — показатель поглощения,  $\bar{\gamma}^2$  — дисперсия индикатрисы рассеяния.

Для одномерного ветрового волнения на морской поверхности характеристические функции уклонов имеют вид [14]

$$\theta_1(p) = \exp(-\sigma_q^2 p^2 / 2), \quad (9)$$

$$\theta_2(p_1, p_2, \rho) = \exp\left\{-\frac{1}{2}[\sigma_q^2(p_1^2 + p_2^2) + 2M_q(\rho)p_1 p_2]\right\}, \quad (10)$$

где  $M_q(\rho) = \langle q(r)q(r+\rho) \rangle$  — корреляционная функция уклонов морской поверхности,  $\sigma_q^2 = M_q(0)$  — дисперсия уклонов,  $p_1 \equiv p_{1x}$ ,  $p_2 \equiv p_{2x}$ ,  $\rho \equiv \rho_x$ .

Корреляционная функция уклонов одномерной взволнованной поверхности определяется через энергетический спектр  $S(k)$  возвышений поверхности следующим образом:

$$M_q(\rho) = \int_0^\infty k^3 S(k) \cos(k\rho) dk. \quad (11)$$

В качестве основы для модели спектра волнения используем хорошо известный спектр Пирсона—Московица. Существенным недостатком этого спектра является невозможность определения по нему интегральных моментов выше первого. В задачах же оптики морской поверхности важную роль играют линзовые эффекты при отражении и преломлении света, которые связаны со вторым и четвёртым моментами спектра волнения. Это обстоятельство потребовало введения обрезающего множителя в спектр Пирсона—Московица. Модифицированный таким образом спектр волнения записывается следующим образом [15]:

$$S(k) = \frac{\beta}{2k^4} \exp\left(-\frac{\alpha}{k^2} - \gamma k^2\right), \quad (12)$$

где  $\beta = 0,0115$ ,  $\alpha = 0,74g^2/v^4$ ,  $g = 9,8$  м/с<sup>2</sup>,  $\gamma = 3\beta/(32\sigma_{xx}^2)$ ,  $\sigma_{xx}^2$  — дисперсия значений кривизны статистически изотропного ветрового волнения (четвёртый момент спектра волнения),  $v$  — скорость ветра.

Выбрав в качестве дисперсии значений кривизны экспериментальный результат [16], справедливый для  $v \geq 3,5$  м/с:  $\sigma_{xx}^2[\text{м}^{-2}] = (-4,13 + 1,23v[\text{м/с}])^2$ , мы получаем хорошее согласие и с экспериментальными данными по дисперсии уклонов [17]:  $\sigma_x^2 = (3 + 1,92v[\text{м/с}]) \cdot 10^{-3}$ . Заметим, что в случае одномерного волнения дисперсии уклонов и значений кривизны морской поверхности равны  $\sigma_q^2 = 2\sigma_x^2$  и  $\sigma_p^2 = 8\sigma_{xx}^2/3$  соответственно.

### 3. РАСЧЁТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ВАРИАЦИИ ОСВЕЩЁННОСТИ

Подставляя соотношения (7)–(10) в формулу (6), после проведения несложных выкладок получим следующее выражение для коэффициента вариации подводной освещённости:

$$V_E(h) = \sigma_E(h)/\bar{E}(h), \quad (13)$$

где

$$\bar{E}(h) = E_S \sum_{i=1}^2 C_i(h), \quad (14)$$

$$\sigma_E^2(h) = E_S^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 C_i(h)C_j(h) \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{1}{\sqrt{S_{ij}}} \exp(-\pi\rho^2/S_{ij}) - \frac{1}{\sqrt{S_{ij}^0}} \exp(-\pi\rho^2/S_{ij}^0) \right] d\rho, \quad (15)$$

$$S_{ij} = 2S_0 + g_i + g_j + 2\Sigma_q [1 - R_q(\rho)], \quad S_{ij}^0 = 2S_0 + g_i + g_j + 2\Sigma_q,$$

$S_0 = \Delta_S h_0^2$  — площадь фокусной «перетяжки» собирающей линзы с фокусным расстоянием, равным  $h$  на поверхности воды,  $\Sigma_q = 2\pi a^2 \sigma_q^2$  — площадь бликовой области на морской поверхности,  $R_q(\rho) = M_q(\rho)/\sigma_q^2$  — нормированная корреляционная функция уклонов.

Формулы (11)–(15) являются основой для общего анализа зависимости коэффициента вариации от всех физических факторов задачи.

#### 4. АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТА ВАРИАЦИИ НА ОСНОВЕ СТРОГОЙ МОДЕЛИ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ УКЛОНОВ

Как видно из выражения (15), расчёт дисперсии флуктуаций освещённости требует вычисления фактически не одно-, а двукратного интеграла, коль скоро входящая в (15) функция  $R_q(\rho)$  определяется путём фурье-преобразования (11) от спектра волнения (12). Вследствие этого проведение численных расчётов дисперсии флуктуаций освещённости требует довольно больших затрат машинного времени. Тем не менее, такие расчёты должны быть выполнены — для создания «эталонной» базы данных, которая может быть полезной при анализе результатов, полученных с помощью других — менее строгих, но более «быстрых» — методик и подходов. Рассмотрим ряд полученных на основе этого строгого подхода результатов.

На рис. 1 приведены зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины, рассчитанные по формулам (11)–(15) для двух типов вод — океана ( $\sigma = 0,08 \text{ м}^{-1}$ ,  $\kappa = 0,04 \text{ м}^{-1}$ ) и моря ( $\sigma = 0,2 \text{ м}^{-1}$ ,  $\kappa = 0,04 \text{ м}^{-1}$ ) — и для двух значений скорости ветра —  $v = 4 \text{ м/с}$  и  $v = 8 \text{ м/с}$ . Дисперсия индикатрисы рассеяния воды  $\gamma^2 = 0,04$ , угловой размер Солнца  $\varphi_S = 0,5^\circ$  (телесный угол излучения  $\Delta_S = \pi (\pi\varphi_S/180)^2/4$ ).

Как видно из полученных графиков, зависимости  $V_E(h)$  являются немонотонными. Величина максимума коэффициента вариации растёт с увеличением скорости ветра и с уменьшением коэффициента рассеяния воды, достигая значений  $0,7 \div 1,1$  в зависимости от скорости ветра и

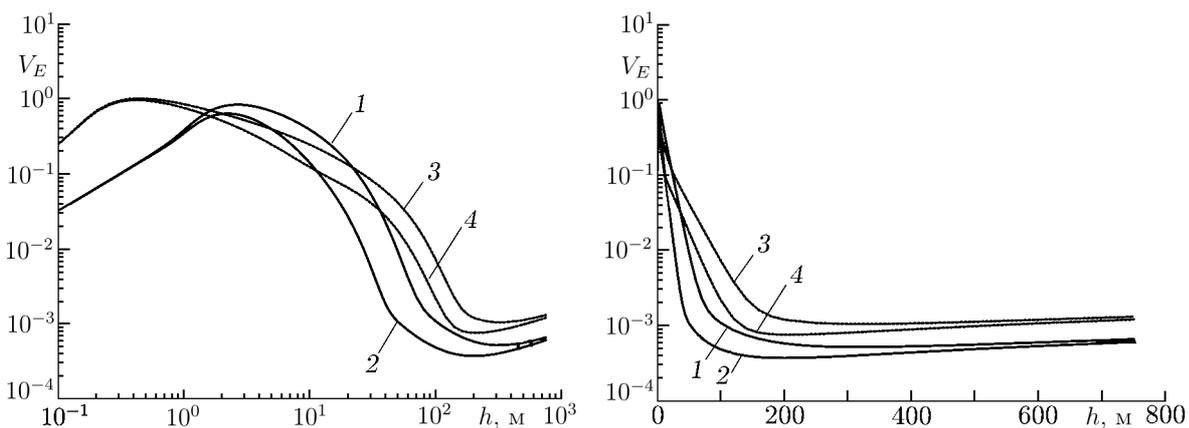


Рис. 1. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины: кривые 1, 3 соответствуют океанской воде, 2, 4 — морской воде; кривые 1, 2 соответствуют скорости ветра  $v = 4 \text{ м/с}$ , кривые 3, 4 —  $v = 8 \text{ м/с}$

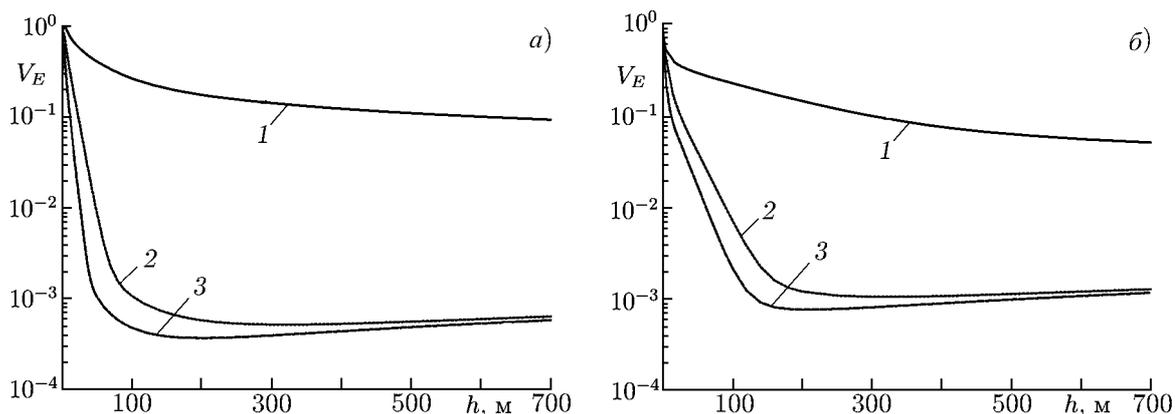


Рис. 2. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины при (а)  $v = 4$  м/с и (б)  $v = 8$  м/с; кривая 1 соответствует чистой воде ( $\sigma = 0$ ), 2 — океанской воде, 3 — морской воде

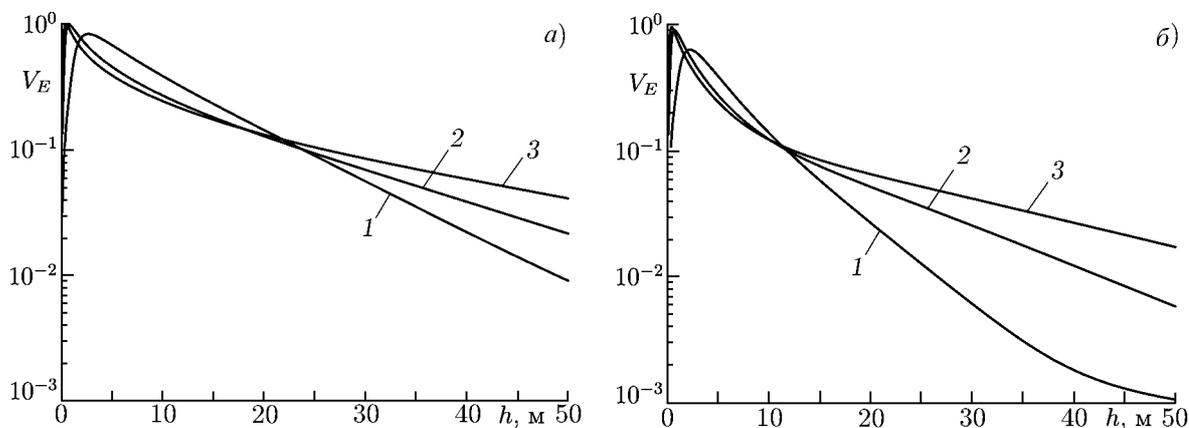


Рис. 3. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины (а) для океанской воды и (б) для морской воды; кривая 1 соответствует скорости ветра  $v = 4$  м/с, 2 —  $v = 6$  м/с, 3 —  $v = 8$  м/с

оптических свойств воды. Положение максимума в основном определяется значением скорости ветра — с увеличением  $v$  максимум смещается в сторону меньших глубин. Глубину максимальных фокусировок излучения в чистой воде (без рассеяния) можно оценить по формуле [4, 6]  $h_{\max} \approx 4/\sigma_p$ . Увеличение коэффициента рассеяния в воде приводит к уменьшению величины  $h_{\max}$ .

Влияние рассеивающих свойств воды на общее поведение зависимостей коэффициента вариации иллюстрируют графики, приведённые на рис. 2. Из них следует, что увеличение  $\sigma$  приводит к быстрому уменьшению  $V_E$ , начиная с глубин порядка нескольких метров.

Интересным и, вообще говоря, довольно неожиданным обстоятельством, следующим из графиков рис. 1, 2, является наличие у зависимостей  $V_E(h)$  локального минимума, расположенного в океане на глубине около 300 м (в море — на глубине 200 м). При дальнейшем увеличении глубины отмечается участок медленного монотонного роста коэффициента вариации освещённости. Естественно, возникает вопрос о том, какова физическая суть этого явления, а затем и вопрос о том, до каких глубин сохраняется этот характер поведения  $V_E(h)$ . Ответы на эти вопросы будут даны несколько ниже.

Из графиков рис. 1 также видно, что весь исследуемый диапазон глубин грубо можно разбить на три участка с различной зависимостью коэффициента вариации от скорости ветра. На первом

участке ( $h = 0 \div 2$  м)  $V_E$  растёт с увеличением скорости ветра, на втором участке ( $h = 2 \div 25$  м для океана и  $h = 2 \div 12$  м для моря)  $V_E$  уменьшается с увеличением  $v$ , на третьем участке ( $h > 25$  м для океана и  $h > 12$  м для моря) коэффициент вариации опять растёт с увеличением скорости ветра. Сказанное более отчётливо иллюстрирует семейство зависимостей  $V_E(h, v)$ , приведённое на рис. 3. Наличие двух первых участков отмечается многими исследователями. Наличие третьего участка оказывается неожиданным обстоятельством, которое ещё не описано в научной литературе. Явление изменения характера зависимостей  $V_E(h, v)$  на оптических глубинах  $(\sigma + \kappa)h \geq 3$ , которое мы здесь условно будем называть «перехлёстом», также требует своего физического объяснения.

## 5. РАСЧЁТ КОЭФФИЦИЕНТА ВАРИАЦИИ ПО СПЛАЙН-МОДЕЛИ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ УКЛОНОВ

Как уже отмечалось выше, расчёты коэффициента вариации подводной освещённости по формулам (11)–(15) требуют больших затрат машинного времени. Эти затраты могут быть снижены, если корреляционная функция уклонов  $R_q(\rho)$ , входящая в (15), будет предварительно вычислена для заданной скорости ветра (это единственный параметр, определяющий спектр волнения (12)) и представлена в виде таблицы. В работе [15] предложены простые численные сплайн-модели для пространственных корреляционных функций уклонов одномерного морского ветрового волнения, рассчитанные на основе модифицированного спектра Пирсона—Московица (12) для нескольких значений скорости ветра.

Используем здесь эти модели для расчёта коэффициента вариации подводной освещённости и сравним полученные результаты с результатами строгого расчёта, представленными на рис. 1–3.

На рис. 4 приведены для сравнения зависимости  $V_E(h)$ , полученные на основе строгого расчёта и расчёта по сплайн-модели функции корреляции уклонов (тип воды — океан). Как следует из графиков рис. 4, результаты расчётов, выполненных на основе различных подходов, хорошо согласуются друг с другом не только в качественном, но и в количественном отношении. Некоторое расхождение результатов расчёта  $V_E$  в области больших глубин объясняется недостаточной точностью сплайн-модели корреляционной функции уклонов в области больших значений аргумента  $\rho$ . В целом же можно считать сплайн-модели  $R_q(\rho)$  вполне пригодными для теоретического исследования флуктуаций подводной освещённости.

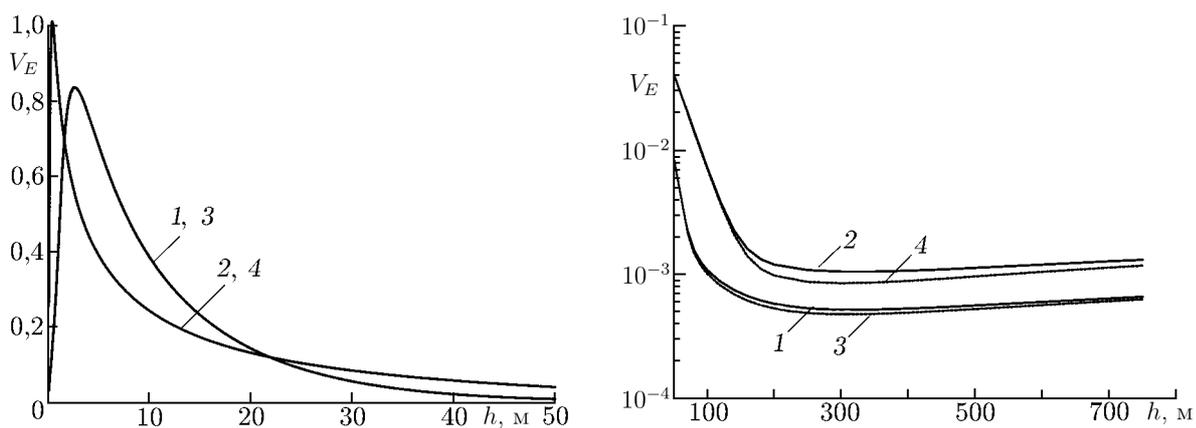


Рис. 4. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины: кривые 1, 2 соответствуют строгой модели, 3, 4 — сплайн-модели; кривые 1, 3 соответствуют скорости ветра  $v = 4$  м/с, 2, 4 —  $v = 8$  м/с

## 6. РАСЧЁТ КОЭФФИЦИЕНТА ВАРИАЦИИ НА ОСНОВЕ ГАУССОВЫХ МОДЕЛЕЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ УКЛОНОВ

При исследовании коэффициента вариации, особенно, если это исследование носит качественный характер, целесообразно использование корреляционной функции уклонов, заданной в аналитическом («формульном») виде. Использование такого представления  $M_q(\rho)$  приводит к существенному уменьшению затрат машинного времени при численных расчётах статистических характеристик подводной освещённости.

В работе [4] в качестве модели корреляционной функции уклонов взволнованной поверхности использована гауссова зависимость вида

$$M_q(\rho) = \sigma_q^2 \exp(-\rho^2/\rho_q^2), \quad (16)$$

где  $\rho_q = \sqrt{2\sigma_q^2/\sigma_p^2}$  — радиус корреляции уклонов морской поверхности.

Из определения корреляционной функции (16) следует, что она является одномасштабной. Этим она существенно отличается от корреляционной функции уклонов реальной морской поверхности, имеющей многомасштабный характер. Гауссова модель (16) хорошо описывает начальный участок функции корреляции уклонов реальной поверхности моря и очень плохо — участок больших  $\rho$ . В отличие от модели (16), реальная корреляционная функция уклонов кроме «быстрого» участка в области  $\rho \approx 0$  имеет и довольно протяжённый «хвост». При этом с увеличением скорости ветра область «быстрого» участка сужается ( $\rho_q$  уменьшается), а протяжённость «хвоста», напротив, увеличивается. Очевидно, что такое поведение  $M_q(\rho)$  связано с характером зависимости левой и правой границ многомасштабного спектра волнения (12) от скорости ветра. Несмотря на эти недостатки, простая «одногауссовая» модель может оказаться полезной при расчётах коэффициента вариации в условиях малого рассеяния в водной среде ( $\sigma h \leq 1$ ) и при небольшой балльности волнения ( $v < 5$  м/с).

Более точной по сравнению с (16) является аналитическая модель корреляционной функции уклонов, представленная суммой трёх разномасштабных гауссовых функций [8]:

$$M_q(\rho) = A \exp(-\tilde{a}\rho^2) + B \exp(-b\rho^2) + C \exp(-c\rho^2). \quad (17)$$

Потребуем, чтобы функция  $M_q(\rho)$  удовлетворяла условиям

$$M_q(0) = \sigma_q^2, \quad -\left. \frac{d^2}{d\rho^2} M_q(\rho) \right|_{\rho=0} = \sigma_p^2, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} M_q(\rho) d\rho = 0. \quad (18)$$

Заметим, что «трёхгауссовая» модель (17), как и сплайн-модель корреляционной функции уклонов, удовлетворяет всем трём условиям (18), а «одногауссовая» модель  $M_q(\rho)$  — только первым двум.

Из соотношений (17), (18) получаем

$$A = \left[ \sigma_q^2 \left( \frac{c}{\sqrt{b}} - \frac{b}{\sqrt{c}} \right) - \frac{\sigma_p^2}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{b}} - \frac{1}{\sqrt{c}} \right) \right] / \left( \frac{b-c}{\sqrt{a}} + \frac{c-\tilde{a}}{\sqrt{b}} + \frac{\tilde{a}-b}{\sqrt{c}} \right),$$

$$B = A \frac{\tilde{a}-c}{b-c} + \frac{c\sigma_q^2 - \sigma_p^2/2}{b-c}, \quad C = B - A + \sigma_q^2.$$

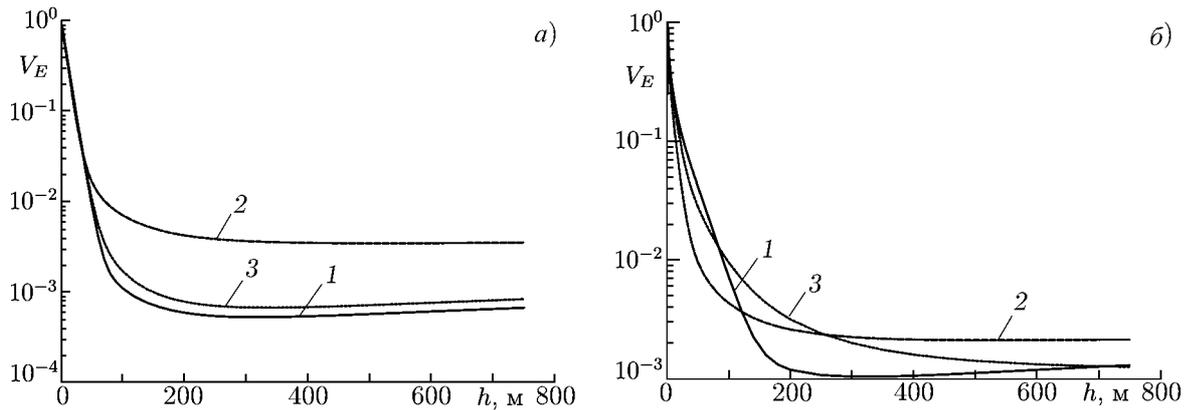


Рис. 5. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины для (а) скорости ветра  $v = 4$  м/с и (б)  $v = 8$  м/с; кривая 1 рассчитана по строгой модели корреляционной функции уклонов, 2 — по одногауссовой модели, 3 — по трёхгауссовой модели

В этих соотношениях параметры  $\tilde{a}$ ,  $b$ ,  $c$  являются свободными и выбираются из эвристических соображений — так, чтобы как можно точнее описать поведение реальной корреляционной функции не только в области малых, но и больших  $\rho$ .

Рассмотрим некоторые результаты расчёта зависимости  $V_E(h)$  на базе моделей корреляционной функции уклонов морской поверхности (16) и (17). На рис. 5 приведены зависимости  $V_E(h)$ , полученные на основе строгого расчёта и расчёта по одно- и трёхгауссовой моделям функции корреляции уклонов морской поверхности (тип воды — океан). Из сравнения этих зависимостей видно, что расчёты коэффициента вариации, выполненные на основе приближённых моделей (16) и (17), хорошо согласуются с результатами строгого расчёта в области небольших глубин (до 10 м при  $v = 4$  м/с и до 2 м при  $v = 8$  м/с; на этих глубинах, кстати, располагаются зоны максимальных флуктуаций излучения) и расходятся (в разной степени) с таковыми на больших глубинах. В целом же можно утверждать, что погрешность расчётов для трёхгауссовой модели (17) во всех случаях существенно меньше соответствующей погрешности для одногауссовой модели (16), в связи с чем модель функции корреляции уклонов (17) при расчётах коэффициента вариации подводной освещённости является, безусловно, более предпочтительной, чем модель (16).

Отметим, что для одногауссовой модели корреляционной функции уклонов зависимость  $V_E(h)$  на больших глубинах, как для строгой и трёхгауссовой моделей, имеет возрастающий участок, однако в отличие от них для неё отсутствует явление «перехлёста».

### 7. ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВАРИАЦИИ В ЛИНЕЙНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

При теоретическом исследовании статистических характеристик флуктуирующих световых полей в море в научной литературе часто используется так называемое линейное (по уклонам морской поверхности) приближение. Рассмотрим подробнее вопрос об использовании этого приближения при решении задачи о флуктуациях подводной освещённости.

Обратимся к выражению (15) для дисперсии флуктуаций подводной освещённости и запишем его в виде

$$\sigma_E^2 = E_S^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \frac{C_i C_j}{\sqrt{S_{ij}^0}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\rho) d\rho, \tag{19}$$

где

$$\Phi(\rho) = \sqrt{S_{ij}^0/S_{ij}} \exp(-\pi\rho^2/S_{ij}) - \exp(-\pi\rho^2/S_{ij}^0).$$

На больших глубинах — там, где выполняется условие  $\xi \equiv 2\Sigma_q/S_{ij}^0 \ll 1$ , — функцию  $\Phi(\rho)$  можно приближённо представить в виде ряда по малому параметру  $\xi$ . Первый член этого ряда имеет вид

$$\Phi_1(\rho) = \frac{\Sigma_q}{S_{ij}^0} R_q(\rho) \left( 1 - 2 \frac{\pi\rho^2}{S_{ij}^0} \right) \exp\left(-\frac{\pi\rho^2}{S_{ij}^0}\right).$$

При этом выражение (19) преобразуется к виду

$$\sigma_E^2 \approx \sigma_1^2 = E_S^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 C_i C_j T_1, \quad (20)$$

где

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{S_{ij}^0}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_1(\rho) d\rho.$$

Выражение (20) является линейным приближением формулы (19) для дисперсии подводной освещённости.

Получим выражение для  $T_1$  в аналитическом виде. Сначала подставим в  $T_1$  соотношение (11) и после несложных преобразований получим

$$T_1 = a^2 \int_0^{\infty} k^5 S(k) \exp[-S_{ij}^0 k^2 / (4\pi)] dk.$$

Подставим сюда выражение для спектра (12) и, интегрируя по  $k$ , получим следующую аналитическую формулу:

$$T_1 = a^2 \frac{\beta}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma_{ij}}} K_1(2\sqrt{\alpha\gamma_{ij}}), \quad (21)$$

где  $\gamma_{ij} = \gamma + S_{ij}^0/(4\pi)$ ,  $K_1(x)$  — функция Макдональда первого порядка.

На рис. 6 приведены зависимости  $V_E(h)$ , полученные на основе строгого расчёта и в линейном приближении (20), (21) для океанского типа вод и двух значений скорости ветра. Из сравнения этих зависимостей видно, что расчёты коэффициента вариации, выполненные на основе линейного приближения, в целом не слишком хорошо согласуются с результатами строгого расчёта, хотя качественное согласие, особенно в области сравнительно небольших глубин, несомненно, имеет место (отмечается, в частности, и явление «перехлёста»). Анализ показывает, что диапазоны глубин, на которых линейное приближение даёт результаты, количественно близкие к результатам строгого расчёта, можно приближённо определить (для океана, к примеру) как 20÷50 м для скорости ветра 4 м/с и 15÷100 м для скорости ветра 8 м/с. На больших глубинах все полученные зависимости имеют монотонно и быстро спадающий характер (см. кривые 3, 4 на рис. 6), совершенно не соответствующий строгой модели (кривые 1, 2 на рис. 6). Аналогичные результаты получены и для морской воды.

Чем можно объяснить неадекватно быстрый характер спадания уровня флуктуаций подводной освещённости, рассчитанных в линейном приближении, на больших глубинах? Для объяснения этого обратимся к исходной формуле (20). На глубинах, удовлетворяющих условию  $S_{ij}^0 \gg \gg \pi\rho_{\max}^2$ , где  $\rho_{\max}$  определим как протяжённость «хвоста» функции  $R_q(\rho)$ , произведение двух

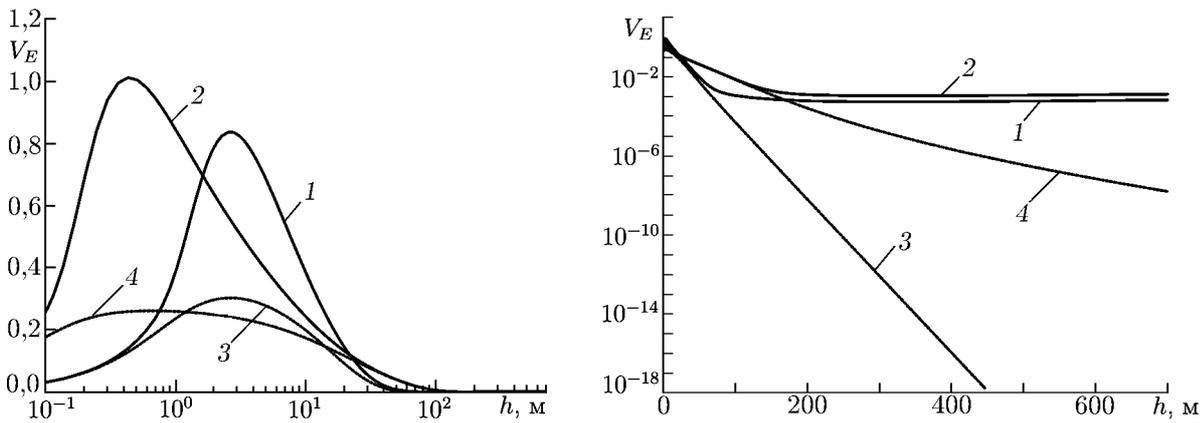


Рис. 6. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины: кривые 1, 2 получены в рамках строгой модели, 3, 4 — в рамках линейного приближения; кривые 1, 3 соответствуют скорости ветра  $v = 4$  м/с, 2, 4 —  $v = 8$  м/с

последних сомножителей в формуле для  $\Phi_1(\rho)$  грубо можно положить равным единице. При таком предположении получаем  $T_1 \propto \int_{-\infty}^{+\infty} R_q(\rho) d\rho = 0$ , что, по сути, и объясняет быстрое стремление к нулю коэффициента вариации на больших глубинах. Итак, осциллирующий характер функции корреляции уклонов морской поверхности и наличие рассеяния света в воде обуславливают в конечном итоге быстрый и не соответствующий реальности спад зависимости  $V_E(h)$ , рассчитанной в линейном приближении.

Отметим, кстати, что для одногауссовой (неосциллирующей) корреляционной функции уклонов результаты расчётов по формуле линейного приближения (полученной тем же способом, что и формула (21))

$$V_E = \sqrt{\left(\Sigma_q/S_\infty^{3/2}\right) \sqrt{\pi\rho_q^2}},$$

где  $S_\infty = 2(S_0 + \Sigma_q + g_2)$ , хорошо согласуются с результатами расчётов, выполненных без использования этого приближения, начиная с глубин 60 м для океана и 20 м для моря. Расчёты по этой формуле показывают, в частности, что зависимости  $V_E(h, v)$  имеют свои локальные минимумы по глубине, однако не имеют «перехлёста», т. е. на всех глубинах коэффициент вариации уменьшается с ростом скорости ветра, что объясняется уменьшением радиуса корреляции уклонов  $\rho_q$  при увеличении  $v$ .

Исследуем подробнее явление «перехлёста», которое определим как изменение характера зависимости коэффициента вариации освещённости от скорости ветра на некоторой глубине  $h_*$ . На глубинах, меньших  $h_*$ , эта зависимость имеет спадающий характер, а на глубинах, больших  $h_*$ , — возрастающий. Отметим здесь важное обстоятельство — на глубинах  $h < h_*$  основную роль в формировании флуктуаций светового поля играет нерассеянная компонента излучения, а на глубинах  $h > h_*$  — рассеянная компонента. Для анализа явления «перехлёста» используем линейную модель флуктуаций подводной освещённости. Для нерассеянной компоненты излучения, полагая в (14)  $S_{ij}^0 \approx 2\Sigma_q$ , получим

$$V_E^2 \approx \frac{1}{\sqrt{2\Sigma_q}} \int_{-\infty}^{+\infty} R_q(\rho) \Psi\left(\frac{\pi\rho^2}{2\Sigma_q}\right) d\rho,$$

где  $\Psi(x) = (1 - 2x) \exp(-x)$ .

Выражение для коэффициента вариации освещённости для рассеянной компоненты излуче-

ния получается аналогичным образом при  $S_{ij}^0 \approx 2g_0$ :

$$V_E^2 \approx \frac{\Sigma_q}{(2g_0)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} R_q(\rho) \Psi\left(\frac{\pi\rho^2}{2g_0}\right) d\rho.$$

Из полученных соотношений видно, что для нерассеянной компоненты излучения коэффициент вариации  $V_E^2 \propto \Sigma_q^{-1/2} \propto v^{-1/2}$ , а для рассеянной компоненты  $V_E^2 \propto \Sigma_q \propto v$ .

Поясним эти результаты с позиций теории фильтрации случайных полей. Заметим, что в данной задаче в качестве неоднородностей среды выступает граница раздела с характерным масштабом порядка  $1/\sqrt{\alpha}$ , а в качестве фильтра — «приёмная апертура» люксметра с характерным масштабом порядка  $\sqrt{\Sigma_q}$  для нерассеянной компоненты излучения, и с масштабом порядка  $\sqrt{g_0}$  — для рассеянной компоненты. Для нерассеянной компоненты размер усредняющего пятна с увеличением скорости ветра растёт быстрее, чем размер неоднородности на границе раздела, что приводит к уменьшению уровня регистрируемых флуктуаций излучения. Для рассеянной компоненты размер усредняющего пятна не зависит от скорости ветра, поэтому эффективность усреднения снижается, что в итоге приводит к увеличению коэффициента вариации.

## 8. ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВАРИАЦИИ В КВАДРАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Рассмотрим теперь квадратическое приближение в задаче исследования флуктуаций подводной освещённости. Как уже говорилось выше, на больших глубинах функцию  $\Phi(\rho)$  можно представить в виде ряда по малому параметру  $\xi$ . Рассмотрим второй член этого ряда, который имеет вид

$$\Phi_2(\rho) = \frac{1}{2} \left[ \frac{\Sigma_q}{S_{ij}^0} R_q(\rho) \right]^2 \left[ 3 - 12 \frac{\pi\rho^2}{S_{ij}^0} + \left( 2 \frac{\pi\rho^2}{S_{ij}^0} \right)^2 \right] \exp\left(-\frac{\pi\rho^2}{S_{ij}^0}\right).$$

При учёте этой квадратической добавки выражение для дисперсии освещённости принимает вид

$$\sigma_E^2 \approx \sigma_1^2 + \sigma_2^2 = \sigma_1^2 + E_S^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 C_i C_j T_2, \quad (22)$$

где  $T_2 = (1/\sqrt{S_{ij}^0}) \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_2(\rho) d\rho$ ; величина  $\sigma_1$  определяется из (20), (21).

Выражение (22) является квадратическим приближением формулы (19) для дисперсии подводной освещённости.

На рис. 7 приведены зависимости  $V_E(h)$ , полученные на основе строгого расчёта и в квадратическом приближении (22) для океанского типа вод при скорости ветра  $v = 4$  м/с. Из сравнения полученных зависимостей следует, что расчёты коэффициента вариации, выполненные на основе квадратического приближения, не только качественно, но и количественно хорошо согласуются с результатами строгого расчёта во всём диапазоне глубин, за исключением глубин максимальных фокусировок (хотя и там имеется хорошее качественное соответствие). Количественное совпадение результатов достигается (для океана), начиная с глубины 60 м при скорости ветра 4 м/с и с 10 м — при скорости ветра 8 м/с. Расчёты, проведённые при различных значениях скорости ветра, показывают, что в рамках квадратического приближения хорошо описываются как эффекты «перехлёста», так и наличие минимума у зависимости  $V_E(h)$  на больших оптических глубинах.

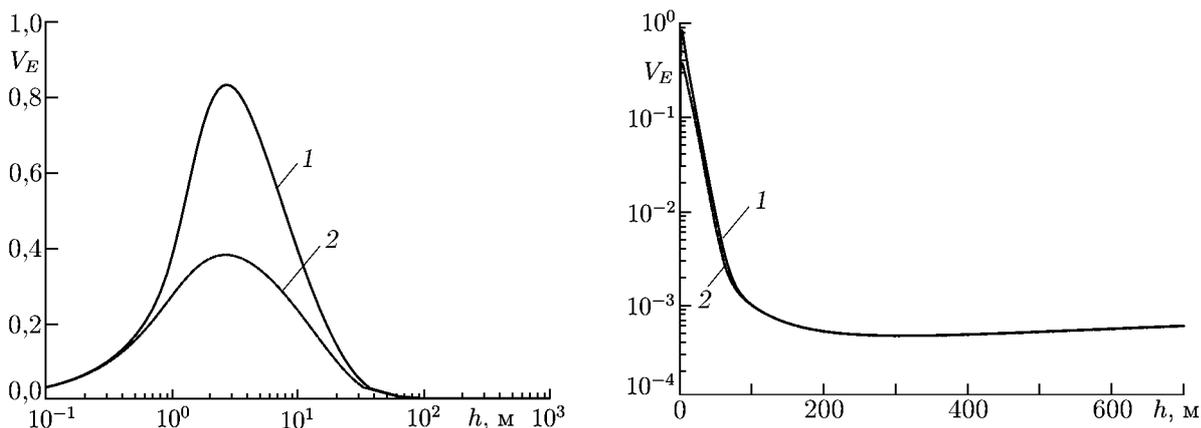


Рис. 7. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины при скорости ветра  $v = 4$  м/с: кривая 1 получена в рамках строгой модели, 2 — в рамках квадратического приближения

Всё это позволяет говорить об адекватности квадратического приближения реальной физической картине формирования флуктуаций солнечного излучения.

Расчёты зависимостей на рис. 7 выполнены посредством численного интегрирования функций  $\Phi_1(\rho)$  и  $\Phi_2(\rho)$ , входящих в выражения для  $T_1$  и  $T_2$  в формуле (22). Возникает вопрос, нельзя ли получить простую аналитическую формулу для  $T_2$ , аналогичную формуле линейного приближения (21) для  $T_1$ . Оказывается, что это возможно в случае некоторого упрощения функции  $\Phi_2(\rho)$ , входящей в выражение для  $T_2$ . Отбросим все слагаемые в квадратной сколке выражения для функции  $\Phi_2(\rho)$ , кроме первого, а также приравняем единице экспоненциальный множитель. Такое представление  $\Phi_2(\rho)$  справедливо при выполнении условия  $S_{ij}^0 \gg \pi \rho_{\max}^2$ , которое можно трактовать как условие достаточно больших глубин. В результате выражение для  $T_2$  принимает аналитическую форму

$$T_2 = U_h U_v, \tag{23}$$

где

$$U_h = \frac{3}{2} \frac{1}{\sqrt{S_{ij}^0}} \left( \frac{2\pi a^2}{S_{ij}^0} \right)^2, \quad U_v = \int_{-\infty}^{+\infty} M_q^2(\rho) d\rho.$$

Подставим в выражение для  $U_v$  соотношения (11), (12) и в результате несложных преобразований получим

$$U_v = \frac{\pi}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \beta^2 \exp(-4 \sqrt{\alpha\gamma}). \tag{24}$$

Формулы (23), (24) получены путём использования довольно грубых предположений, однако нетрудно убедиться в их неплохом согласии с более точными выражениями. Для нас наиболее существенным является то, что с помощью этих формул удаётся просто и физически наглядно объяснить многие особенности зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины, оптических характеристик воды и скорости ветра. Заметим, прежде всего, что зависимость  $T_2$  от глубины определяется членом  $U_h$ , тогда как  $U_v$  зависит лишь от скорости ветра. Отсюда следует, что для анализа зависимости  $T_2(h)$ , в принципе, можно ограничиться исследованием лишь зависимости  $U_h(h)$ .

На рис. 8 приведены зависимости  $V_E(h)$ , полученные для океанского типа вод и двух значений скорости ветра на основе строгого расчёта (15) и в упрощённом квадратическом приближении

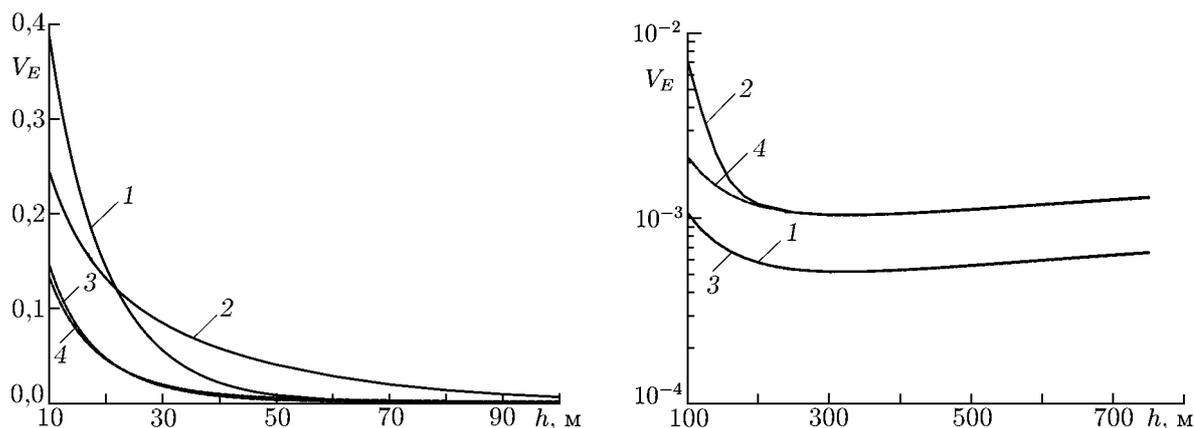


Рис. 8. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины: кривые 1, 2 получены в рамках строгой модели, 3, 4 — в рамках упрощённого квадратического приближения; кривые 1, 3 соответствуют скорости ветра  $v = 4$  м/с, 2, 4 —  $v = 8$  м/с

для дисперсии освещённости (22)–(24), в котором положено  $\sigma_1 = 0$  (последнее справедливо для больших оптических глубин). Сравнение этих зависимостей показывает, что расчёты коэффициента вариации, выполненные на основе приближённых формул (22)–(24), не только качественно, но и количественно хорошо согласуются с результатами строгого расчёта на глубинах более 80 м для  $v = 4$  м/с и более 150 м для  $v = 8$  м/с.

Ещё более упростим выражение для  $U_h$ . Пренебрегая нерассеянной компонентой излучения ( $C_1 \approx 0$ , что справедливо для больших глубин, при  $\sigma h \gg 1$ ), получим следующее выражение для коэффициента вариации:

$$V_E = \sqrt{G_h \frac{3U_v}{2\sigma_q^4}}, \quad (25)$$

где  $G_h = \Sigma_q^2 / S_\infty^{5/2}$ ,  $S_\infty = 2(S_0 + g_2 + \Sigma_q)$ .

На рис. 9 приведены зависимости величин  $\sqrt{\Sigma_q/g_2}$ ,  $G_h$  и  $V_E$  (для сплайн-модели корреляционной функции уклонов и формулы (25)) от глубины  $h$  в условиях океана при  $v = 4$  м/с. На рис. 10 представлены зависимости  $G_h(h)$  для двух типов вод и двух значений скорости ветра. Расчёты этих зависимостей выполнены до глубины 100 км, на которой уже заметна тенденция прекращения роста и последующего уменьшения уровня флуктуаций подводной освещённости. Разумеется, мы отдаём себе отчёт в том, что в природе таких глубин не существует, но результаты этих расчётов необходимы для создания более ясной физической картины формирования флуктуаций освещённости в море.

Зависимость 1 на рис. 9, характеризующая отношение площади бликовой области к площади рассеяния светового пучка в мутной среде, имеет минимум. Этот минимум объясняется особым характером зависимости  $g_2(h)$  в выражении для оптической передаточной функции (8). Сначала с увеличением глубины площадь пучка растёт пропорционально третьей степени  $h$ :  $g_2 = \pi\sigma\bar{\gamma}^2 h^3/3$ . Однако начиная с некоторой (достаточно большой) глубины характер этой зависимости меняется — площадь пучка начинает расти пропорционально первой степени глубины:  $g_2 = 4\pi [h/(2\kappa) - 1/(\kappa^2\Omega_\infty)]$ . При этом очевидно, что отношение площади бликовой области, пропорциональной квадрату глубины, к площади рассеяния света в воде будет иметь минимум. С этим обстоятельством связано и появление минимумов у зависимостей 2–4 на рис. 9.

Графики рис. 10 объясняют наличие у зависимостей  $V_E(h)$ , приведённых на рис. 2 (и последующих рисунках), локального минимума, расположенного в океане на глубине около 300 м, а

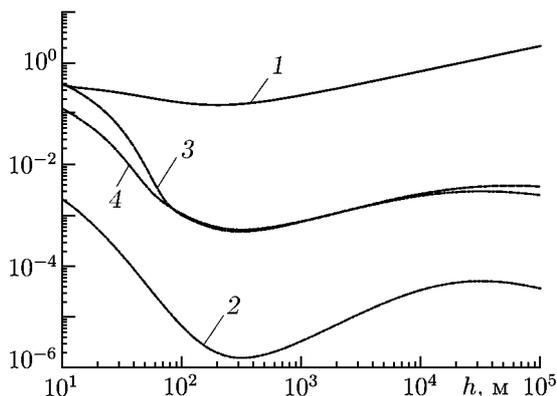


Рис. 9. Зависимости от глубины величин  $\sqrt{\Sigma_q/g_2}$  (кривая 1),  $G_h$  (кривая 2),  $V_E$  в рамках сплайн-модели (кривая 3),  $V_E$  в рамках модели (25) (кривая 4)

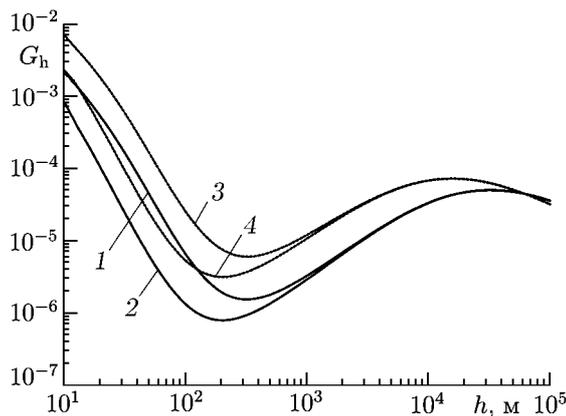


Рис. 10. Кривые 1, 2 соответствуют скорости ветра  $v = 4$  м/с, 3, 4 —  $v = 8$  м/с; кривые 1, 3 соответствуют океанской воде, 2, 4 — морской воде

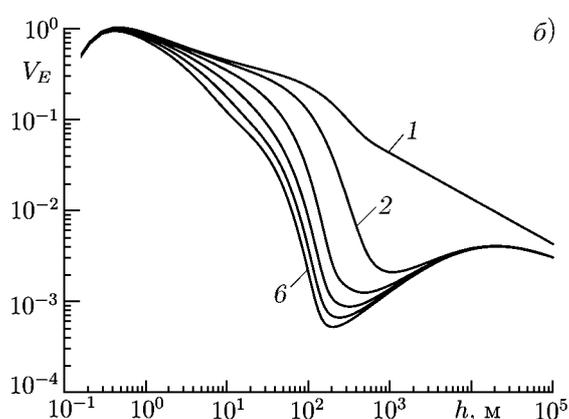
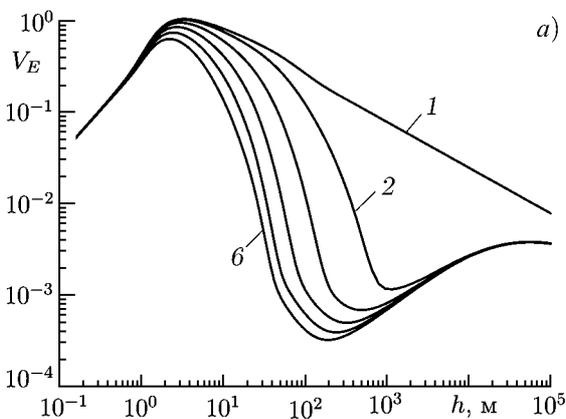


Рис. 11. Зависимости коэффициента вариации подводной освещённости от глубины (а) при скорости ветра  $v = 4$  м/с и (б)  $v = 8$  м/с; кривая 1 соответствует  $\sigma = 0$  (чистая вода), 2 —  $\sigma = 0,008$  м<sup>-1</sup>, 3 —  $\sigma = 0,032$  м<sup>-1</sup>, 4 —  $\sigma = 0,072$  м<sup>-1</sup>, 5 —  $\sigma = 0,128$  м<sup>-1</sup>, 6 —  $\sigma = 0,2$  м<sup>-1</sup>

в море — на глубине около 200 м. Именно на этих глубинах происходит изменение характера зависимости площади узкого пучка света в рассеивающей толще воды от глубины (от  $h^3$  к  $h$ ).

Из соотношения (25) следует, в частности, что с дальнейшим увеличением глубины оптические характеристики воды перестают влиять на характер зависимостей  $V_E(h)$ . При этом ход зависимостей независимо от показателя рассеяния воды  $\sigma$  определяется лишь скоростью ветра, и все они асимптотически стремятся к зависимости  $V_E(h) \propto 1/\sqrt[4]{\Sigma_q} \propto h^{-1/2}$ , характерной для условий оптически прозрачной среды. Всё вышесказанное наглядно демонстрируют графики, приведённые на рис. 11. Особо отметим — на очень больших глубинах коэффициент вариации опять начинает уменьшаться с ростом скорости ветра, что говорит о появлении ещё одной области «перехлёста».

### 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача о флуктуациях подводного светового поля при солнечном освещении взволнованной морской поверхности. Исследование коэффициента вариации подводной освещён-

ности проведено на основе модели одномерного ветрового волнения, описываемого модифицированным спектром Пирсона—Московица. Учёт рассеивающих свойств морской воды осуществлён с использованием автотельного решения уравнения переноса излучения. Выведены соотношения для линейного и квадратического приближений формулы для коэффициента вариации подводной освещённости, определены границы их применимости. Использование разработанных моделей позволило провести анализ и дать физическое объяснение некоторым особенностям поведения зависимости коэффициента вариации от глубины, скорости ветра и оптических параметров воды. Впервые показано, что для коэффициента вариации характерна двухмодовая зависимость от глубины погружения фотоприёмника. Положение первого максимума коэффициента вариации, находящегося на глубинах порядка нескольких метров, зависит от скорости ветра — с её увеличением максимум смещается в сторону меньших глубин. Второй максимум коэффициента вариации располагается на достаточно больших оптических глубинах. Его появление объясняется немонотонным характером зависимости отношения площади размытия светового пучка в воде к площади бликовой зоны на морской поверхности от глубины расположения фотоприёмника. Впервые обнаружено существование трёх участков исследуемого диапазона глубин с различной зависимостью коэффициента вариации от скорости ветра. На первом участке (глубины  $0 \div 2$  м) коэффициент вариации растёт с увеличением скорости ветра, на втором ( $2 \div 25$  м) коэффициент вариации уменьшается с увеличением скорости ветра, на третьем участке (оптические глубины более 2,5) коэффициент вариации опять растёт с увеличением скорости ветра. Наличие двух первых участков отмечалось в более ранних исследованиях. Факт наличия третьего участка объясняется в рамках развитого линейного приближения тем, что для рассеянной компоненты излучения, играющей главную роль в этом диапазоне глубин, отношение размера области усреднения (области бликовой зоны) к характерному размеру неоднородностей на морской поверхности, определяемому низкочастотным участком спектра волнения, уменьшается с ростом скорости ветра, что снижает эффективность усреднения и приводит к увеличению коэффициента вариации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 09–05–97024-р-п-а, 10–05–00101-а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шевернев В. И. // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1973. Т. 9, № 6. С. 596.
2. Бялко А. В., Межеричер Э. М., Судьбин А. И. // Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М.: Наука, 1975. С. 109.
3. Прихач А. С., Иванов А. П., Дик В. П. // Докл. АН БССР. 1979. Т. 23, № 5. С. 417.
4. Вебер В. Л. // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1982. Т. 18, № 9. С. 953.
5. Лучинин А. Г., Сергиевская И. А. // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1982. Т. 18, № 8. С. 850.
6. Городничев Е. Е., Кузовлёв А. И., Максимов Г. А., Рогозкин Д. Б. // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 1993. Т. 29, № 3. С. 392.
7. Вебер В. Л., Попков С. В. О флуктуациях солнечного излучения под взволнованной морской поверхностью: Препринт № 659 ИПФ РАН. Нижний Новгород, 2004. 16 с.
8. Вебер В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 9. С. 731.
9. Николаев В. П., Прокопов О. И. // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1977. Т. 13, № 10. С. 1074.
10. Николаев В. П., Якубенко В. Г. // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1978. Т. 14, № 1. С. 118.

11. Вебер В. Л. О коэффициенте вариации флуктуаций подводной освещённости: Препринт № 764 ИПФ РАН. Нижний Новгород, 2008. 24 с.
12. Вебер В. Л. // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1988. Т. 24, № 6. С. 647.
13. Долин Л. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 25, № 3. С. 300.
14. Вебер В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22, № 8. С. 989.
15. Вебер В. Л. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8, № 9. С. 1394.
16. Бурцев Е. Г., Пелевин В. Н. // Световые поля в океане. М.: ИО АН СССР, 1979. С. 231.
17. Cox C. S., Munk W. H. // J. Mar. Res. 1954. V. 13. P. 198.

Поступила в редакцию 14 июля 2009 г.; принята в печать 21 января 2010 г.

## COEFFICIENT OF VARIATION OF UNDERWATER IRRADIANCE FLUCTUATIONS

*V. L. Weber*

We consider fluctuations of underwater solar irradiance for the case of one-dimensional irregular sea surface. Some rigorous and approximate models are proposed, which make it possible to analytically treat the problem and to give a physical explanation for the dependence of the coefficient of variation of the underwater irradiance on the depth, wind velocity, and optical parameters of the sea water.