

РАДИОТЕХНИКА И СВЯЗЬ

УДК 551.46.062.3:004.9

DOI: 10.34680/2076-8052.2023.1(130).129-145

ГРНТИ 47.29.33

Специальность ВАК 2.2.13

Научная статья

ФЛУКТУАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Михайлов В. Н., Пыко Н. С., Богачев М. И., Кутузов В. М.

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
имени В. И. Ульянова (Ленина) (Санкт-Петербург, Россия)*

Аннотация Эффективность реализации систем и комплексов дистанционного мониторинга акваторий неразрывно связана с созданием адекватных моделей морской поверхности, востребованных при решении задач навигации на море, оценки риска и прогнозирования аномальных явлений, в том числе при реализации дистанционных батиметрических измерений. В статье рассматривается сценарий реализации таких измерений по данным статистического анализа взволнованной морской поверхности при различных значениях глубины акватории, а также скорости и направления ветра. Рассмотрено и выполнено имитационное моделирование применительно к семи различным моделям угловых спектров ветрового волнения и энергетическому спектру JONSWAP, описанным в литературе, для которых построены оценки двумерных спектров. В отношении сформированных моделей выполнен флуктуационный анализ с исключением фонового тренда по дальности и по азимуту. Установлено, что для флуктуационных функций по дальности наблюдаются два характерных асимптотических режима, точка перегиба между которыми определяется глубиной акватории и скоростью ветра. По результатам анализа предложен подход и сформулирован критерий для дистанционного измерения глубины акватории в условиях как наличия, так и отсутствия доступных автономных измерений скорости ветра.

Ключевые слова: ветровое волнение, угловой спектр, батиметрические оценки, математическое моделирование, гармонический синтез, флуктуационный анализ, показатель Хёрста, отношение дисперсий

Для цитирования: Михайлов В. Н., Пыко Н. С., Богачев М. И., Кутузов В. М. Флуктуационный анализ моделей морской поверхности // Вестник НовГУ. 2023. 1(130). 129-145. DOI: 10.34680/2076-8052.2023.1(130).129-145

Research Article

FLUCTUATION ANALYSIS OF SEA SURFACE MODELS

Mikhailov V. N., Pyko N. S., Bogachev M. I., Kutuzov V. M.

Saint-Petersburg Electrotechnical University "LETI" (Saint Petersburg, Russia)

Abstract The effectiveness of remote marine monitoring systems including remote bathymetric measurements essential for the sea navigation, risk assessment and forecasting of anomalous phenomena requires the development of adequate sea surface models. In this article we propose a novel approach to the sea surface measurements for different sea depth, as well as wind speed and direction. We have performed computer simulations of sea wave dynamics for seven directional wave spectra and JONSWAP energy spectrum. Two-dimensional sea wave spectra have been estimated. In addition, we analyzed the range and the directional fluctuation functions of the respective models using detrended fluctuation analysis. Our results indicate that the range fluctuation functions exhibit two asymptotic regimes separated by a characteristic crossover point that is explicitly determined by the sea depth and the wind speed, respectively. Based on the results of the analysis, an original approach to the remote measurement of sea depth both in the presence and in the absence of autonomous wind speed measurements is suggested.

Keywords: wind waves, directional spectrum, bathymetric estimation, numerical modeling, harmonic synthesis, fluctuation analysis, Hurst exponent, variance ratio

For citation: Mikhailov V. N., Pyko N. S., Bogachev M. I., Kutuzov V. M. Fluctuation analysis of sea surface models // Vestnik NovSU. 2023. 1(130). 129-145. DOI: 10.34680/2076-8052.2023.1(130).129-145

Введение

Взволнованную морскую поверхность можно рассматривать как суперпозицию бесконечного числа элементарных волн с различными частотами, амплитудами, направлением распространения и фазами, что позволяет использовать для её статистического моделирования метод гармонического синтеза.

Амплитуда волнения вычисляется по формуле:

$$z(x, y, t) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \sqrt{2S(\omega, \psi)} \sin(k \cdot (x \cos(\psi) + y \sin(\psi)) - \omega t + \varepsilon) d\omega d\psi, \quad (1)$$

где $S(\omega, \psi)$ – двумерный энергетический спектр волнения; ω – частота элементарной волны; ψ – угол между направлением распространения элементарной волны и направлением наблюдения, рад; k – волновое число, рад/с; ε – случайная фаза.

Двумерный энергетический спектр предоставляется произведением:

$$S(\omega, \psi) = S_1(\omega) \cdot S_d(\omega, \psi) \quad (2)$$

где $S_1(\omega)$ – одномерный спектр волнения, показывающий распределение энергии морского волнения по частотам, $S_d(\omega, \psi)$ – угловой спектр, показывающий распределение энергии по азимуту (угловое распределение).

Одномерный спектр ветровых волн в литературе описывается, как правило, спектром Пирсона-Московица [1]:

$$S(\omega) = 8.1 \cdot 10^{-3} g^2 \omega^{-5} \exp \left[-0.74 \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^4 \right], \quad (3)$$

где $\omega_m = g/U_{19.5}$, g – гравитационная постоянная, $U_{19.5}$ – скорость ветра на высоте 19,5 метров.

Или же с помощью спектра JONSWAP [2]:

$$S(\omega) = \alpha g^2 \omega^{-5} \exp \left[-1.25 \left(\frac{\omega_m}{\omega} \right)^4 \right] \cdot \mu \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_m)^2}{2\beta^2 \omega_m^2} \right], \quad (4)$$

$$\alpha = 0.076 \left(\frac{U_{10}^2}{gX} \right)^{0.22}, \quad \mu = 3.3, \quad \begin{cases} \beta = 0.07, & \omega \leq \omega_m \\ \beta = 0.09, & \omega > \omega_m \end{cases}$$

X – область разгона, м, U_{10} – скорость ветра на высоте 10 метров. Частота максимума спектра определяется, как [2, 3]:

$$\omega_m = 7\pi \left(\frac{g^2}{U_{10}X} \right)^{0,33} \quad (5)$$

Сравнительные графики спектров Пирсона-Московица и JONSWAP при условии одинаковой частоты максимума спектра приведены на рисунке 1. Сплошной линией показан спектр JONSWAP, пунктиром – Пирсона-Московица. Из рисунка видно, что графики расходятся только вблизи максимума.

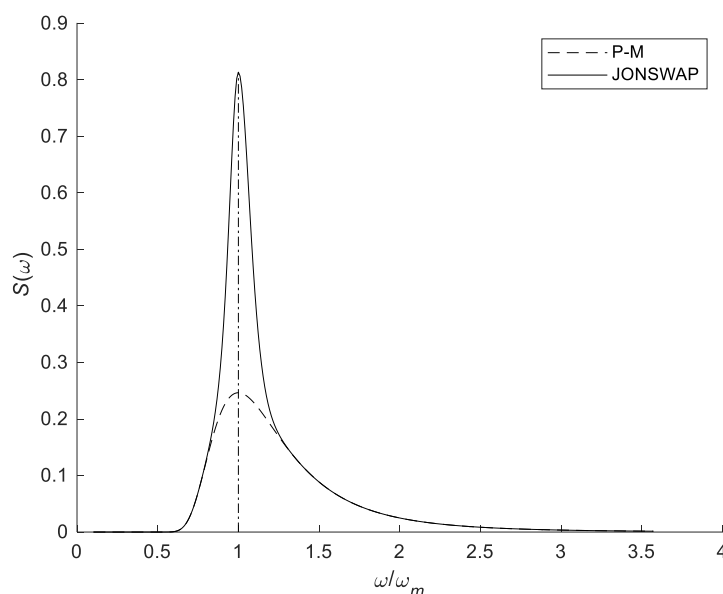


Рисунок 1. Частотные спектры Пирсона-Московица и JONSWAP

При моделировании мы использовали частотный спектр JONSWAP.

Моделирование угловых спектров ветрового волнения

Для описания углового распределения энергии морского волнения различными исследователями предложено несколько аппроксимаций углового спектра (directional spectrum).

Самой простой аппроксимацией является спектр Артура или косинус-квадратная аппроксимация [3, 4]:

$$S(\theta) = \frac{2}{\pi} \cdot \cos^2(\theta), \quad -\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2, \quad (6)$$

где $\theta = \psi - \psi_0$, ψ_0 – угол между направлением наблюдения и направлением ветра. Это представление основано на аппроксимации спектра на основе квадрата косинуса, которая является очень распространённым при описании углового спектра морского волнения (рисунок 2).

Альтернативной квадрату косинуса аппроксимацией является представление на основе экспоненциальной зависимости, например спектр Дарбишайра (Darbyshire), который описывается формулой [4]:

$$S(\theta) = \frac{2.96}{\pi\sqrt{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(\theta)^2}{0.114\pi^2}\right). \quad (7)$$

Приведённые спектры не учитывают влияние длины волны морского волнения на его угловой спектр. Далее рассмотрим спектры, в которых учитывается частотная зависимость углового спектра.

Угловой спектр Давидана [4] как и спектр Дарбишайра представляет собой экспоненциальную аппроксимацию, однако имеет совершенно другую форму:

$$S(\theta) = \frac{\frac{0.5\chi\tilde{\omega}}{(\tilde{\omega}+1)^2}}{1 - \exp\left[-\left(\frac{\pi\chi}{2}\right)\left(\frac{\tilde{\omega}}{(\tilde{\omega}+1)^2}\right)\right]} \cdot \exp\left(-\frac{\chi\tilde{\omega}|\theta|}{(\tilde{\omega}+1)^2}\right), \quad (8)$$

$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_m}$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, χ – константа, зависящая от степени волнения, принимает значения от 3 при слабом волнении до 8 при шторме. Частотная зависимость при угле визирования по направлению ветра приведена на рисунке 3.

Развитием спектральных аппроксимаций на основе косинус-квадратного представления является спектр Хасселманна (Hasselmann) [3]:

$$S(\omega, \theta) = \frac{1}{N_p} \cdot \left[\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^p, \quad (9)$$

$$p = 9.77 \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^\mu, \quad \mu = \begin{cases} 4.06 & \omega < \omega_m \\ -2.34 & \omega > \omega_m \end{cases}, \quad N_p = 2^{1-2p} \pi \frac{\Gamma(2p+1)}{\Gamma^2(p+1)},$$

где Γ – гамма-функция.

Аналогично выглядит спектр Мицуюсу (Mitsuyasu) [3-5]. Существуют различные формы его записи, при моделировании будем использовать выражение из [3]:

$$S(\omega, \theta) = \frac{\Gamma(s+1)}{2\sqrt{\pi}\Gamma(s+0.5)} \cdot \left[\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^s, \quad \text{где } s = \begin{cases} 9.77 \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^{-2.5} & \omega \leq \omega_m \\ 6.97 \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^5 & \omega > \omega_m \end{cases} \quad (10)$$

В рамках проекта Stereo Wave Observation Project [6] была предложена аппроксимация спектра, включающая в себя как экспоненциальную, так и гармоническую

составляющую. В оригинальной работе было предложено две формы записи, через косинус кратного угла:

$$S(\omega, \theta) = \frac{1}{\pi} \left[1 + \left(0.5 + 0.82 \exp \frac{-\tilde{\omega}^4}{4} \right) \cos(2\theta) + \left(0.32 \exp \frac{-\tilde{\omega}^4}{4} \right) \cos(4\theta) \right] \quad (11.1)$$

и через степень косинуса:

$$S(\omega, \theta) = \frac{1}{\pi} \left[0.5 \left(1 - \exp \frac{\tilde{\omega}^4}{2} \right) + \left(1 - 0.92 \exp \frac{\tilde{\omega}^4}{2} \right) \cos^2(\theta) + 2.56 \exp \frac{\tilde{\omega}^4}{2} \cos^4(\theta) \right]. \quad (11.2)$$

Для моделирования будем использовать второй вариант представления, как более часто приводящейся в литературе, например в [4].

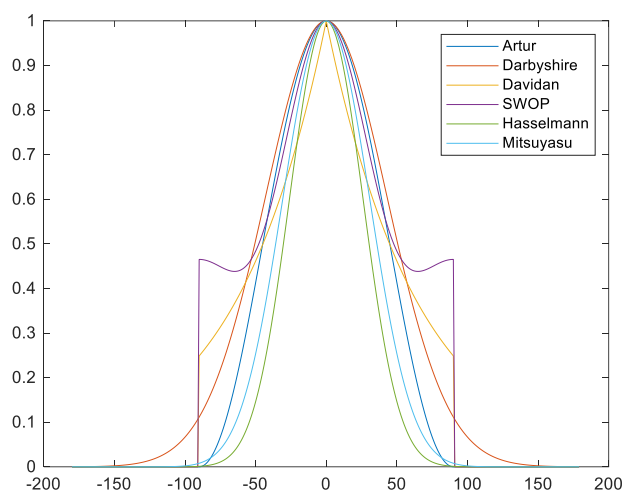


Рисунок 2. Нормированные угловые спектры

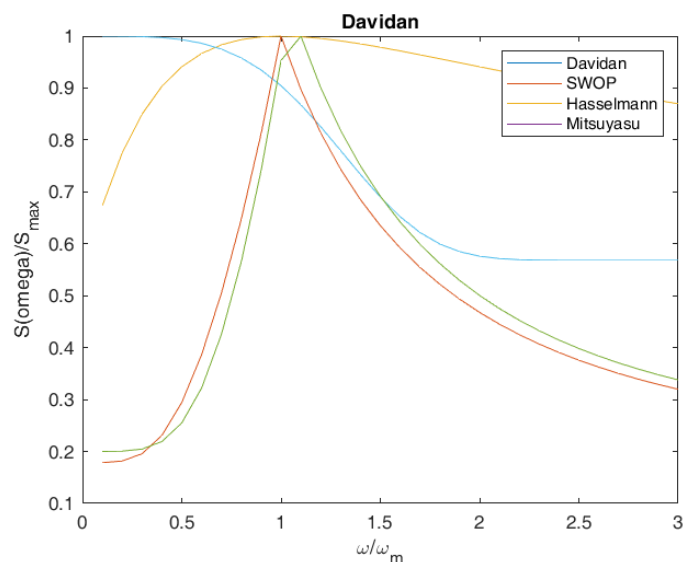


Рисунок 3. Нормированная частотная зависимость

В двумерном представлении рассмотренные спектры представлены на рисунке 4.

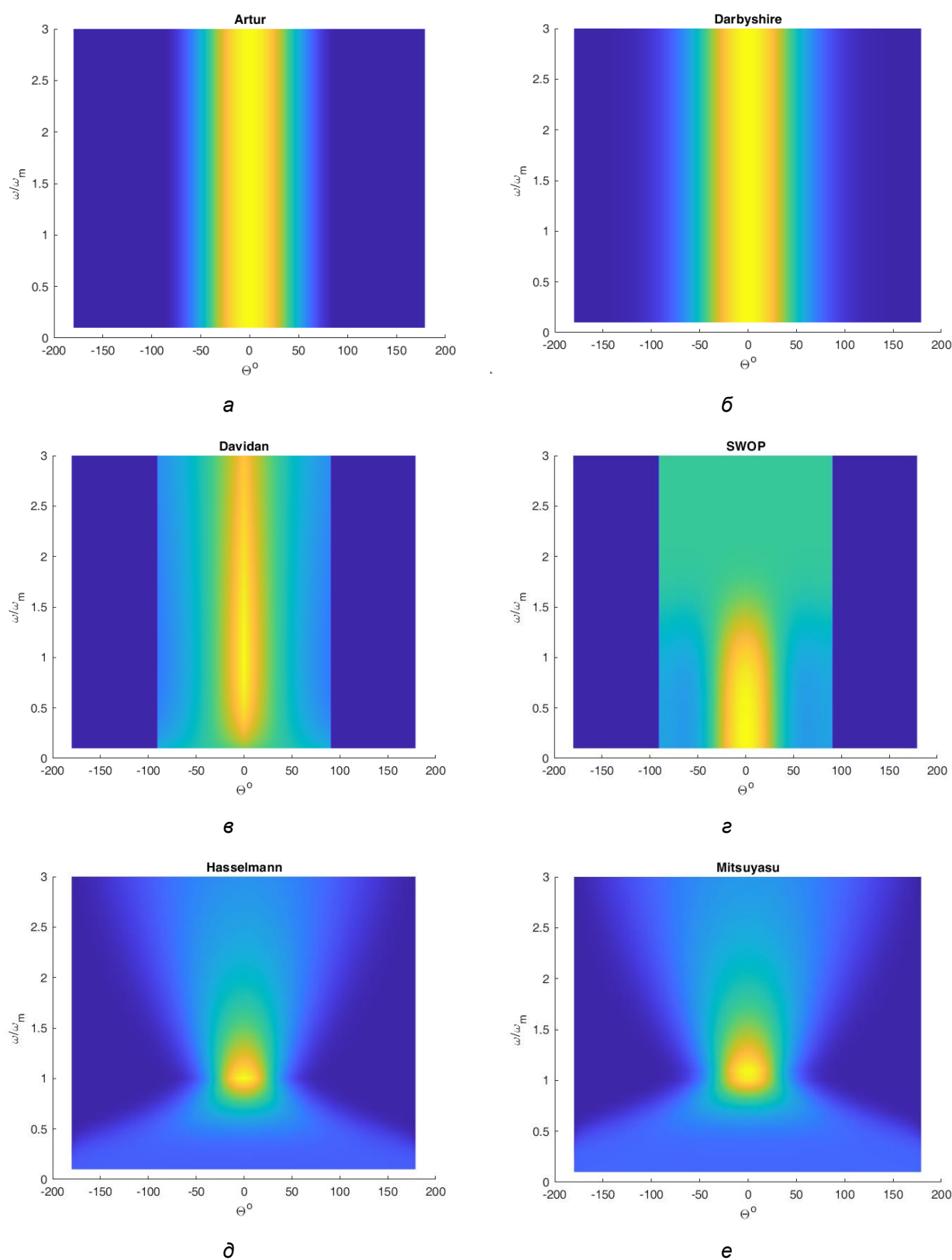


Рисунок 4. Угловые спектры в двумерном представлении:
Артура (а), Дарбишайра (б), Давидана (в), SWOP (г), Хасселманна (д), Мицуюсу (е)

Двумерные спектры, полученные в соответствии с выражением (2), показаны на рисунке 5.

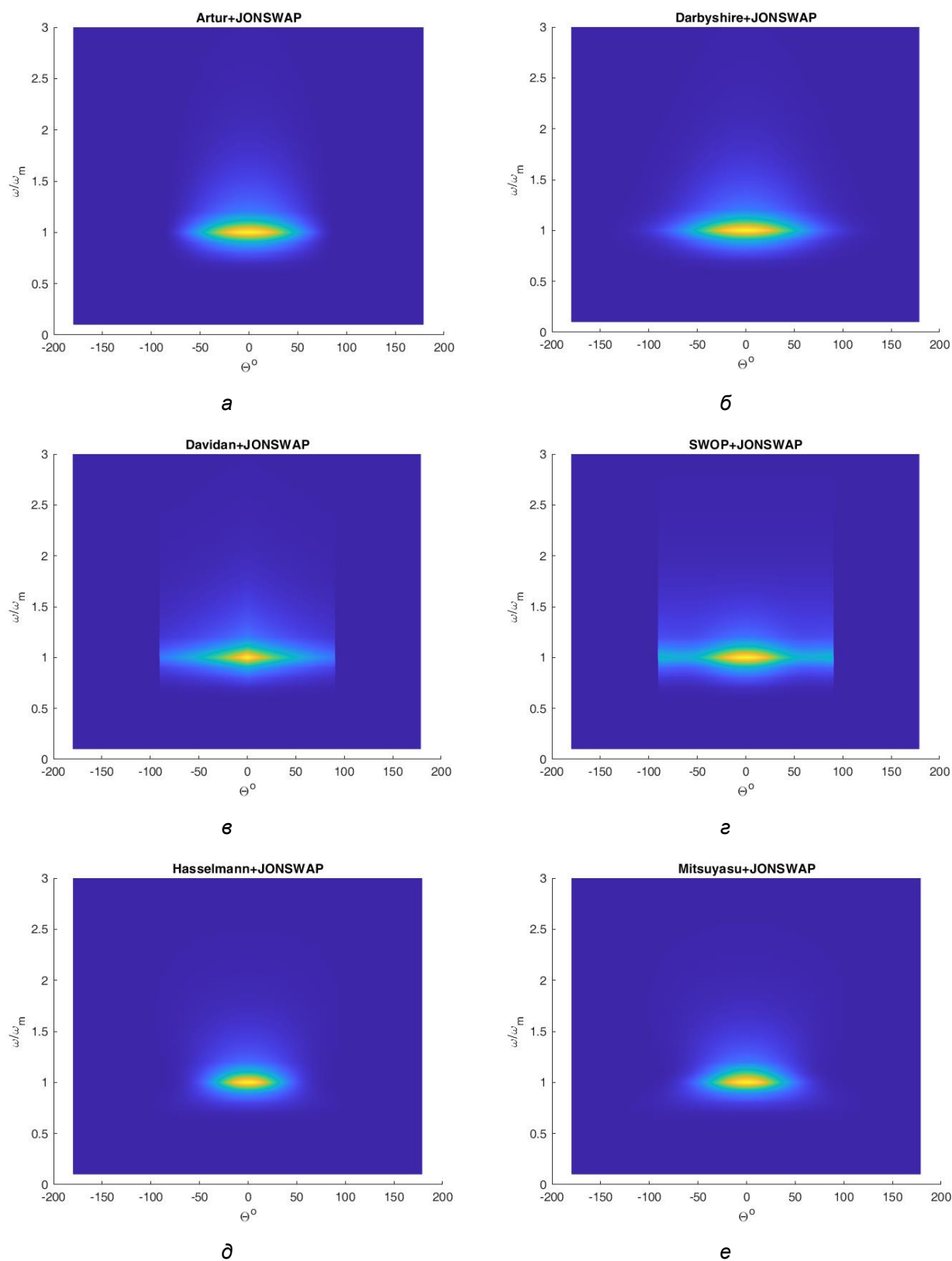


Рисунок 5. Двумерные энергетические спектры, как произведение JONSWAP и спектров: Артура (а), Дарбишайра (б), Давидана (в), SWOP (г), Хасселманна (д), Мицуюсу (е)

Для построения профиля морской поверхности формулу (1) перепишем в дискретном виде:

$$z(x, y, t) = \sum_{p=1}^{N_{\omega}} \sum_{q=1}^{N_{\psi}} \sqrt{2S_{p,q} \cdot \Delta\omega \Delta\psi} \sin(k \cdot (x \cos(\psi) + y \sin(\psi)) - \omega t + \varepsilon) \quad (14)$$

где N_{ω} – число составляющих частотного спектра, N_{ψ} – число составляющих углового спектра, $S_{p,q}$ – матрица энергетического спектра, $\Delta\omega = \omega_{\max}/N_{\omega}$ – шаг по частоте, рад/с, $\Delta\psi = 2\pi/N_{\psi}$ – шаг по углу, рад, x, y, t – текущие пространственно-временные координаты, k – волновое число. Глубина акватории при моделировании задаётся через дисперсионное соотношение:

$$\omega = \sqrt{gk \left(1 + \frac{\sigma}{\rho g} k^2 \right) \text{th}(kR)}, \quad (15)$$

где $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ – гравитационная постоянная, k – волновое число, $\sigma = 74.34 \cdot 10^{-3} \text{ Н/м}$ – поверхностное натяжение на границе раздела сред воздух – морская вода, ρ – плотность воды; R – глубина моря. Пример результатов моделирования приведён на рисунке 6.

Вышеприведенные формулы для угловых спектров соответствуют направлению ветра вдоль оси OX . Направление ветра учитывается в формуле (14) путём замены координат: $x \rightarrow x_{\varphi}$; $y \rightarrow y_{\varphi}$, получаемые с помощью преобразования:

$$\begin{cases} x_{\varphi} = x \cos(\varphi) - y \sin(\varphi) \\ y_{\varphi} = y \sin(\varphi) + x \cos(\varphi) \end{cases} \quad (16)$$

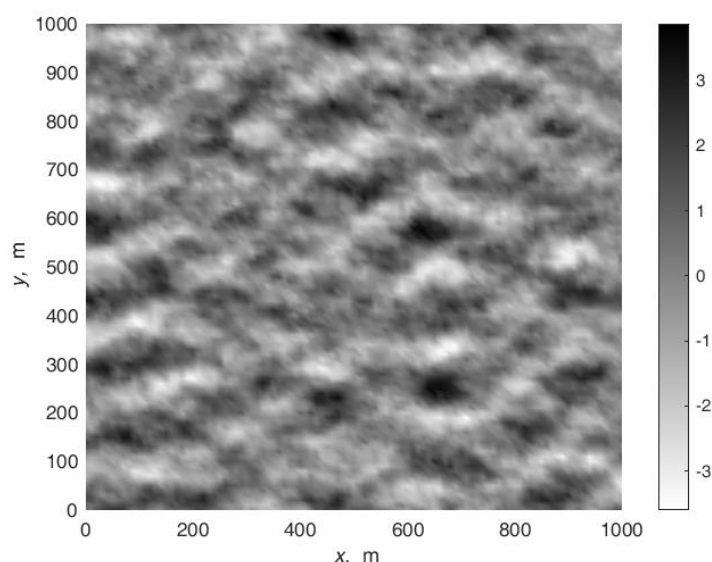


Рисунок 6. Пример реализации морской поверхности в декартовой системе координат

В некоторых случаях удобнее использовать полярную систему координат, например, при моделировании и анализе радиолокационных изображений. В этом случае формула (14) приходит к виду:

$$z(r, \theta, t) = \sum_{p=1}^{N_\omega} \sum_{q=1}^{N_\psi} \sqrt{2S_{p,q} \cdot \Delta\omega \Delta\psi} \sin(k \cdot (r \cos(\theta) \cos(\psi) + r \sin(\theta) \sin(\psi)) - \omega t + \varepsilon) \quad (17)$$

Направления ветра в этом случае учитывается следующей заменой переменной: $\Theta_\varphi = \Theta + \varphi$. Результаты моделирования в координатах «азимут-дальность» показаны на рисунке 7, в виде кругового обзора – на рисунке 8.

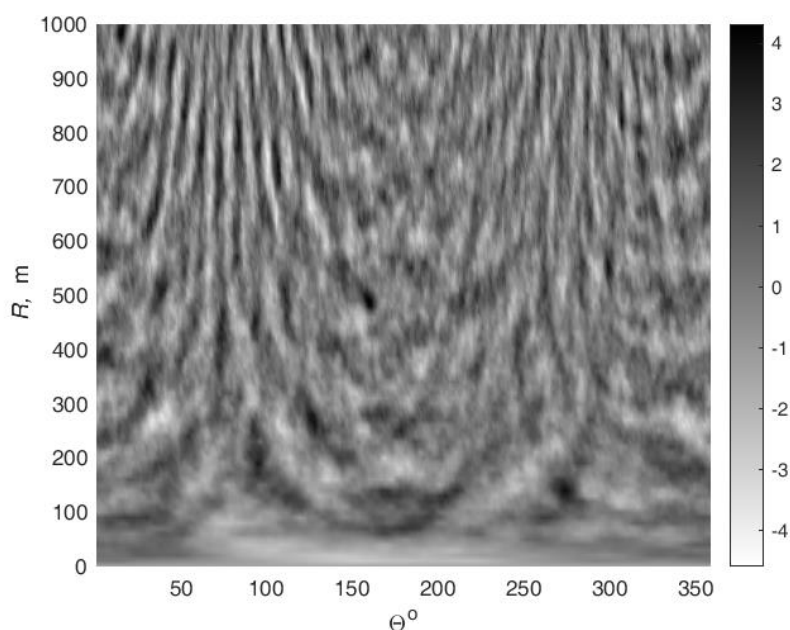


Рисунок 7. Пример реализации морской поверхности в координатах азимут-дальность

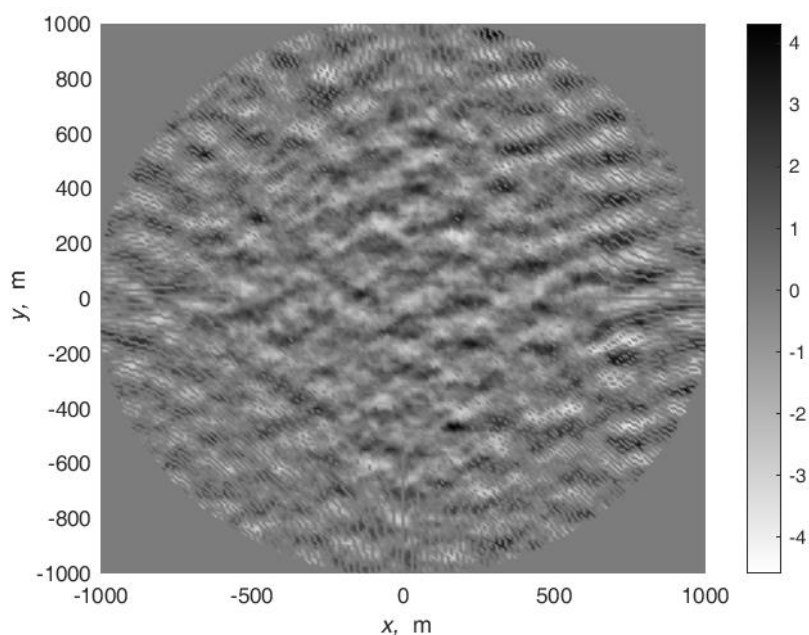


Рисунок 8. Пример реализации морской поверхности в полярной системе координат

Флуктуационный анализ моделей взволнованной морской поверхности

Изображения морской поверхности представляют собой в общем случае нестационарные коррелированные случайные поля, что ограничивает возможности прямого применения традиционных методов корреляционно-спектрального оценивания для их статистического анализа. При этом одномерные сечения морской поверхности могут рассматриваться как коррелированные ряды данных. Одним из статистических подходов, позволяющих проводить непосредственный анализ нестационарных рядов данных, является применение методов флуктуационного анализа. Методы флуктуационного анализа предполагают оценивание флуктуационной функции, характеризующей динамику прироста выборочной дисперсии ряда с ростом интервала наблюдения, которая, в свою очередь, определяется корреляционными свойствами ряда. В дальнейшем рассмотрим применение метода флуктуационного анализа с удалением тренда *DFA* (*Detrended Fluctuation Analysis*), включающего ряд формализованных действий [11]. Обработываемый ряд данных центрируется, а затем преобразуется в так называемый профиль путём формирования кумулятивных сумм центрированного ряда данных. Полученный профиль X делится на неперекрывающиеся сегменты длины S . В каждом сегменте производится расчёт и удаление локального тренда T_v , соответствующего сглаживающему полиному второго порядка. Далее для каждого сегмента рассчитывается дисперсия:

$$F^2(v, S) = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^S \{X[(v-1)S + i] - T_v(i)\}^2. \quad (18)$$

Среднее значение дисперсии $F^2(v, S)$, полученное по всем сегментам профиля, определяет одно значение флуктуационной функции второго порядка:

$$F(S) = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{v=1}^{N_s} F^2(v, S) \right\}^{1/2}. \quad (19)$$

Флуктуационная функция формируется путём повторения данных действий при разных значениях длины сегмента S и, соответственно, при разном количестве сегментов. Показатель Хёрста H , характеризующий корреляционные свойства ряда, определяется как коэффициент линейной регрессии по графику флуктуационной функции, построенному в двойном логарифмическом масштабе.

При построении модели морской поверхности имитируется изображение, получаемое с помощью локатора кругового обзора (рисунок 8). Исходными переменными для анализа являются, как показано на рисунке 7, азимут и дальность.

На рисунке 9 представлены флуктуационные функции по азимуту (а) и по дальности (б), полученные для моделей морской поверхности, основанных на угловом спектре Дарбишайра (а) и Хассельмана (б). Модели построены при значениях скорости ветра 2, 5, 10, 15 и 20 м/с и при значениях глубины моря 2, 5, 20, 50

и 1000 м, что позволяет получить в двойном логарифмическом масштабе семейство характеристик, показанных на рисунке 9 различными цветами. Для удобства сравнения функции нормированы к первому значению.

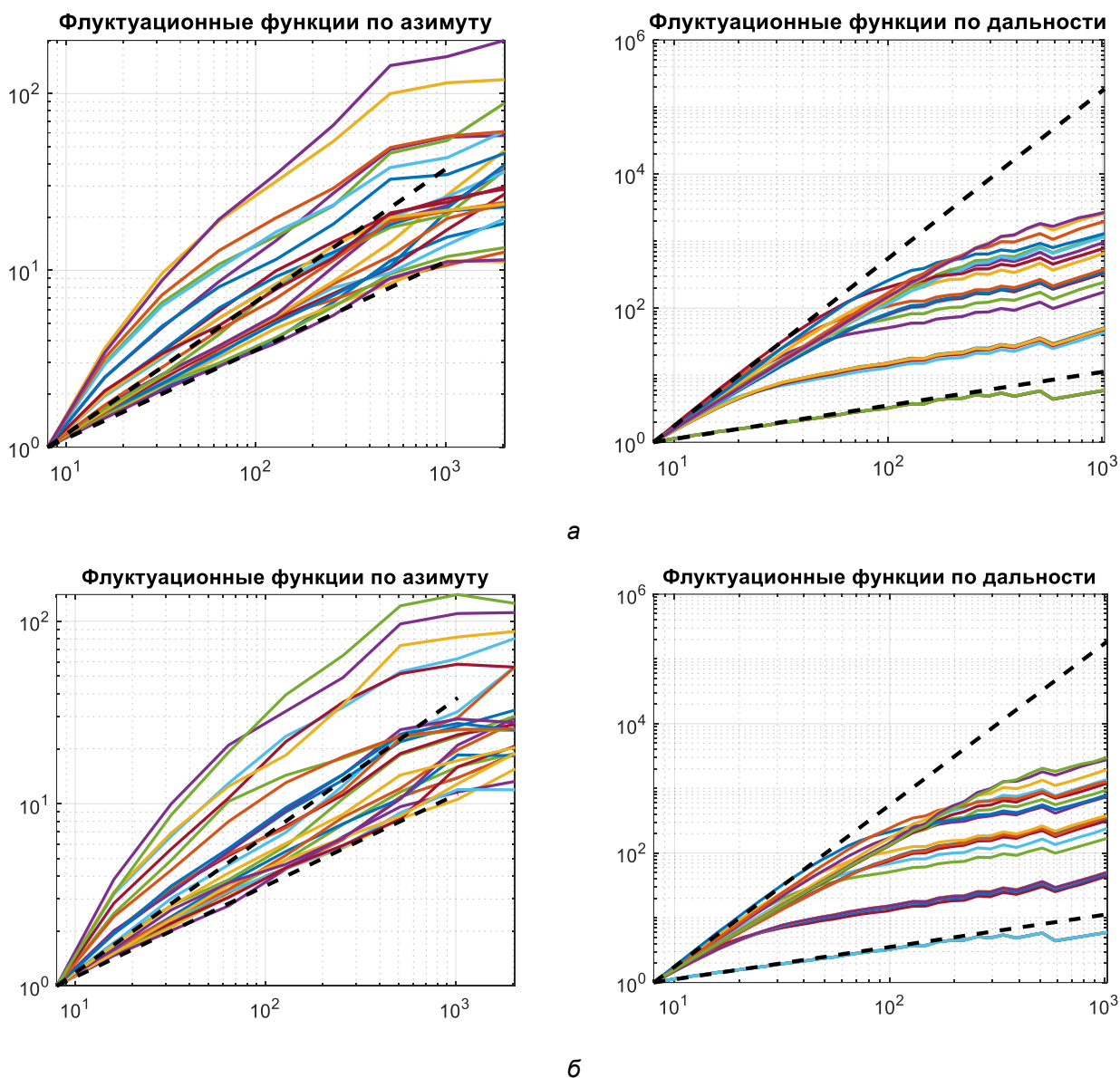


Рисунок 9. Флуктуационные функции азимута и дальности для моделей морской поверхности на основе углового спектра Дарбишайра (а) и Хассельмана (б)

При изображении флуктуационных функций по азимуту нижняя и верхняя пунктирные линии соответствуют прямым с наклоном 0,5 и 0,75 соответственно. Таким образом, наклон флуктуационных функций, а следовательно, и показатель Хёрста, характеризующий корреляционные свойства модели морской поверхности по азимуту, для большинства значений глубины и силы ветра лежит в диапазоне от $H = 0,5$, что свидетельствует о слабо выраженной корреляции, до $H = 0,75$.

Для флуктуационных функций по дальности на начальном участке наклон соответствует значению $H = 2,5$ (верхняя пунктирная линия), а, начиная с некоторого

размера сегмента S_x , имеет место явно выраженный перегиб, после которого функция стремится к касательной, соответствующей значению показателя Хёрста $H = 0,5$ (нижняя пунктирная линия). Абсцисса точки перегиба S_x зависит от заданных значений глубины и скорости ветра. На основании этого можно утверждать, что корреляционные свойства морской поверхности по дальности не инварианты к изменению окна анализа.

На рисунке 10 представлены графики, отражающие зависимость местоположения точки перегиба флуктуационной функции дальности от глубины и скорости ветра, полученные для моделей морской поверхности с угловыми спектрами Дарбишайра и Хассельмана.

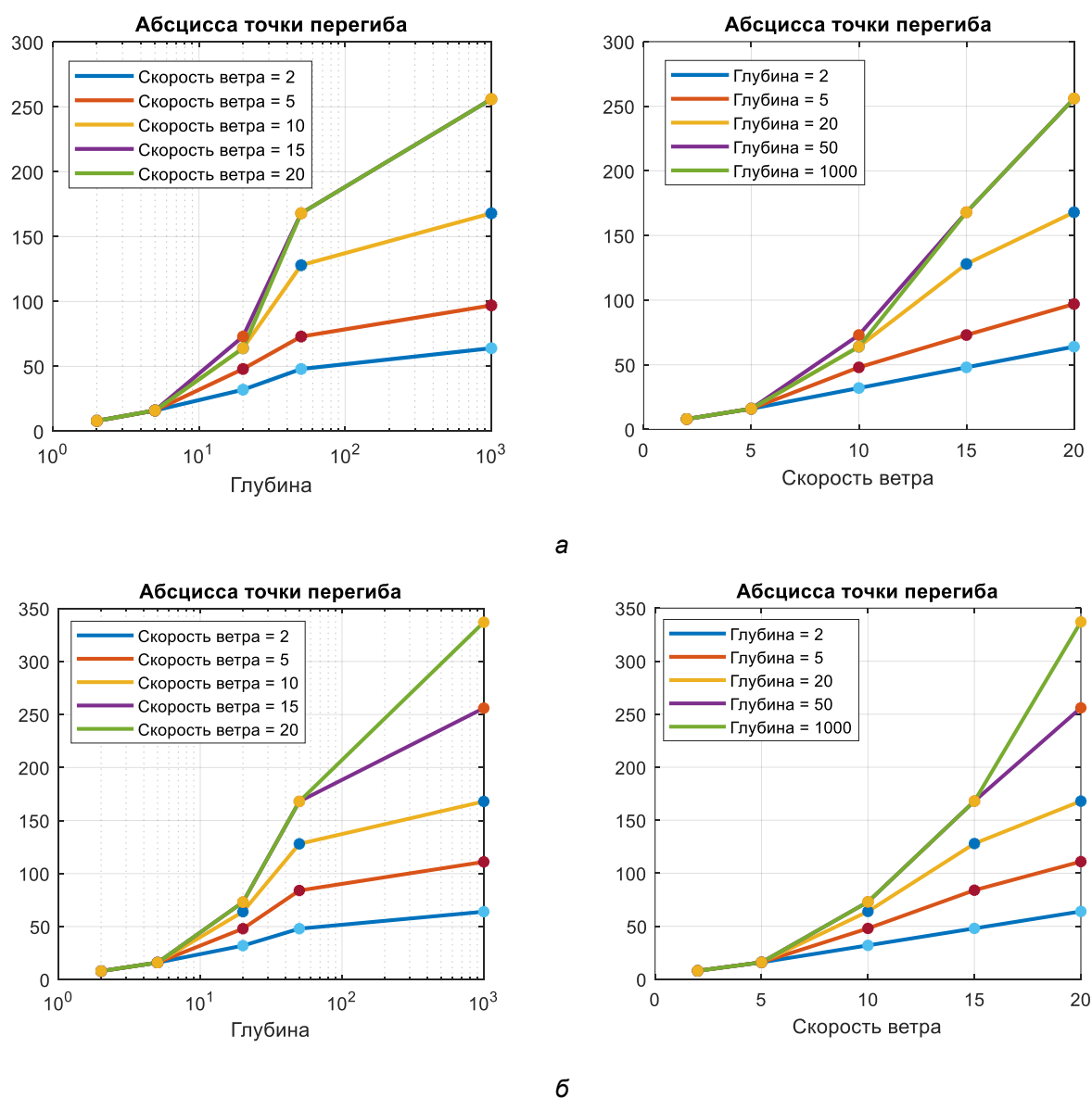


Рисунок 10. Зависимость точки перегиба флуктуационной функции дальности от глубины и скорости ветра для моделей морской поверхности, основанных на угловом спектре Дарбишайра (а) и Хассельмана (б)

Как можно видеть из рисунка 10, абсцисса точки перегиба флуктуационной функции по дальности зависит и от глубины, и от скорости ветра, существенно возрастая при увеличении каждого из этих параметров.

Вычисление флуктуационной функции является весьма трудоёмкой операцией, особенно в случае обработки поверхностей (двумерных массивов), а не рядов данных. Для получения быстрой оценки целесообразно использовать отношение дисперсии, полученной по всему диапазону изменения данных, что соответствует максимальному размеру сегмента, к дисперсии, усреднённой по сегментам минимального заданного размера. По сути, получаемый при таких действиях коэффициент соответствует отношению последнего значения флуктуационной функции к её первому значению.

На рисунке 11 приведены зависимости отношения крайних значений флуктуационной функции дальности (отношения дисперсий) от глубины и скорости ветра, полученные для модели, основанных на угловых спектрах Дарбишайра и Хассельмана.

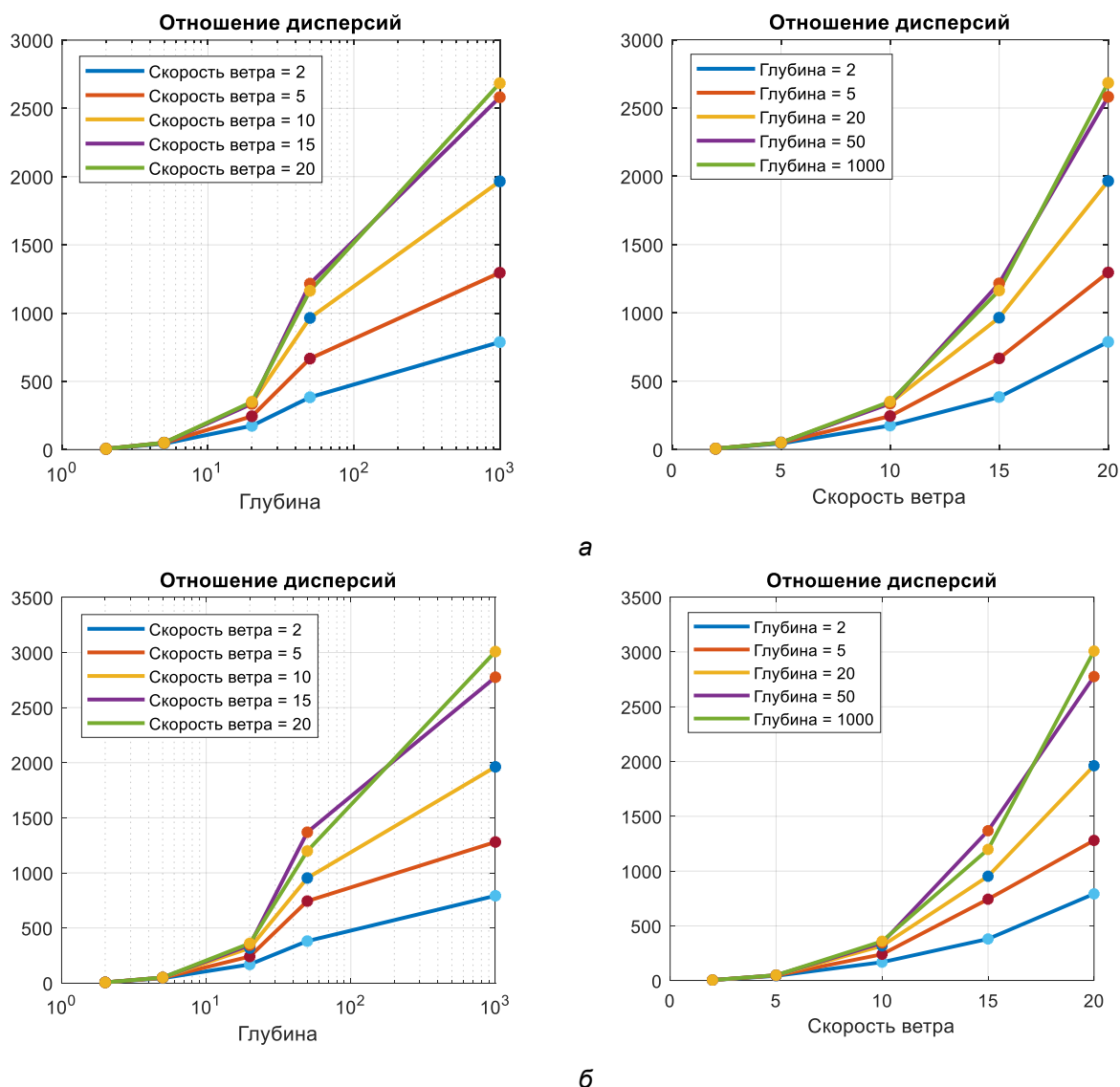


Рисунок 11. Зависимость отношения дисперсий от глубины (а) и скорости ветра (б) для моделей морской поверхности, основанных на угловом спектре Дарбишайра (а) и Хассельмана (б)

При использовании для моделирования других угловых спектров, рассмотренных выше, вид флуктуационных функций по азимуту и дальности, результаты оценивания абсциссы точки перегиба флуктуационной функции по дальности, а также отношения её крайних точек (отношения дисперсий) отражают аналогичные тенденции, отличаясь лишь конкретными численными значениями.

Для подтверждения статистической достоверности взаимосвязи рассмотренных количественных параметров, получаемых в результате флуктуационного анализа, – абсциссы точки перегиба флуктуационной функции и отношения дисперсий – с параметрами модели морской поверхности (глубиной и скоростью ветра) для моделей. Основанных на угловых спектрах Дарбишайра и Хассельмана были построены модели множественной линейной регрессии (рисунок 12, а и б соответственно).

На рисунке 12 синими маркерами показаны выборочные значения, поверхности иллюстрируют построенные регрессионные модели. Ввиду большого разброса значений глубины моря и значений получаемых параметров модели строились применительно к их натуральным логарифмам.

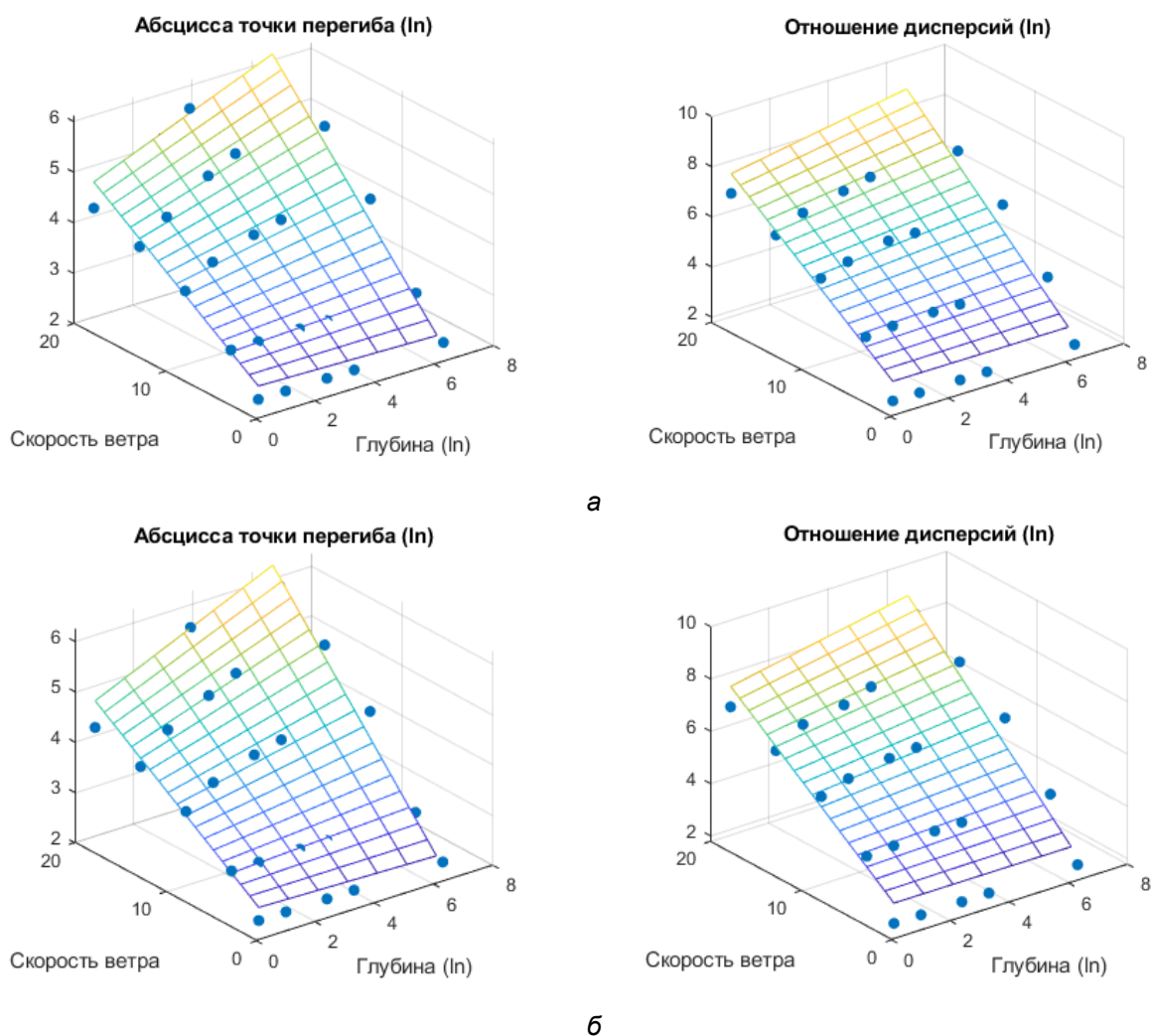


Рисунок 12. Линейная регрессия абсциссы точки перегиба $F(S)$ и отношения дисперсий для моделей морской поверхности, основанных на угловом спектре Дарбишайра (а) и Хассельмана (б)

Для модели, характеризующей зависимость точки перегиба от глубины и скорости ветра, статистика R^2 равна 0,93; уровень значимости регрессии $p < 0,001$ (для углового спектра Дарбишайра). Для модели, основанной на угловом спектре Хассельмана, статистика R^2 равна 0,94; уровень значимости регрессии $p < 0,001$.

Для модели, характеризующей зависимость отношения дисперсий от глубины и скорости ветра для угловых спектров Дарбишайра и Хассельмана, получены одинаковые значения $R^2 = 0,92$; уровень значимости регрессии $p < 0,001$.

Заключение

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы. Рассмотренные количественные показатели, определяемые в результате флуктуационного анализа, в значительной мере устойчивы к выбору модели углового спектра, что отражает их универсальность и робастность по отношению к особенностям спектральной структуры морского волнения. Таким образом, результаты флуктуационного анализа могут быть использованы как в задачах, связанных с моделированием морской поверхности, так и в задачах оперативной океанографии для оценивания изменения рельефа морского дна или характера морского волнения, в том числе при наблюдении аномальных явлений. При формулировке критериев измерений в качестве решающих статистик могут быть предложены абсцисса точки перегиба флуктуационной функции по дальности и отношение дисперсий, определяемых крайними точками флуктуационной функции, которые зависят от скорости ветра и глубины акватории, оставаясь инвариантными к направлению ветра. Это позволяет при известных значениях силы ветра, например, полученных из автономных измерений, непосредственно оценить глубину акватории с использованием вышеизложенных статистик. В отсутствии автономных измерений скорости ветра указанные критерии могут быть использованы для контроля относительных изменений глубины акватории. Кроме того, при значительных глубинах акваторий указанные критерии могут быть применены для дистанционной оценки скорости ветра. Рассмотренный подход представляется перспективным в том числе в контексте анализа отражений судового навигационного радиолокатора от морской поверхности для раннего выявления ветровых аномалий и изменений рельефа морского дна по курсу следования в дополнение к его штатному функционалу. Устойчивый характер флуктуационных функций по азимуту и по дальности позволяет проводить статистический анализ морской поверхности, опираясь на методы формирования случайных полей с заданными корреляционными свойствами, что может потребовать меньше вычислительных ресурсов, чем традиционное моделирование на основе заданного энергетического и углового спектра.

Благодарности

Исследование выполнено в рамках государственного задания по теме Министерства науки и высшего образования № FSEE-2020-0002.

Список литературы

1. Pierson W. J., Moskowitz L. A proposed spectral form for fully developed wind seas-based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii // *Journal of geophysical research*. 1964. 69(24). 5181-5190. DOI: 10.1029/JZ069I024P05181
2. Hasselmann K., Barnett T., Bouws E., Carlson H., Cartwright D. E., Enke K., Ewing J. A., Gienapp H., Hasselmann D. E., Kruseman P., Meerburg A., Muller P., Olbers D. J., Richter K., Sell W., Walden H. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). Hamburg: Deutsches Hydrographisches institute. 1973. 95 p. URL: https://pure.mpg.de/rest/items/item_3262854_4/component/file_3282032/content
3. Rodriguez O. C., Silva A. J., Gomes J. P., Jesus S. M. Modeling arrival scattering due to surface roughness // *Proceedings of the 10th European Conference on Underwater Acoustics. ECUA 2010. Istanbul. Turkey. July 5-9, 2010. Istanbul. 2010. 1-8.*
4. Абузьяров З. К. Морское волнение и его прогнозирование. Ленинград, Гидрометеиздат, 1981. 166 с.
5. Mitsuyasu H., Uji T. A comparison of observed and calculated directional wave spectra in the east China sea // *Journal of the Oceanographical Society of Japan*. 1989. 45. 338-349.
6. Chase J., L. Cote J., Marks W., E. Mehr, W. J. Pierson (Jr.), Claude Roénne F., Stephenson G., Vetier R. C., Walden R. G. The directional spectrum of a wind generated sea as determined from data obtained by the stereo wave observation project (SWOP). New York: New York University, College of Engineering. Research Division. Dept. of Meteorology and Oceanography and Engineering STatistics Group, 1957. 267 p.
7. Kantelhardt J. W., Zschiegner S. A., Koscielny-Bunde E., Havlin S., Bunde A., Stanley H. T. Multifractal detrended fluctuation analysis of nonstationary time series // *Physica. Physica A-statistical Mechanics and Its Applications*. 2002. 316. 87-114.

References

1. Pierson W. J., Moskowitz L. A proposed spectral form for fully developed wind seas-based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii // *Journal of geophysical research*. 1964. 69(24). 5181-5190. DOI: 10.1029/JZ069I024P05181
2. Hasselmann K., Barnett T., Bouws E., Carlson H., Cartwright D. E., Enke K., Ewing J. A., Gienapp H., Hasselmann D. E., Kruseman P., Meerburg A., Muller P., Olbers D. J., Richter K., Sell W., Walden H. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). Hamburg: Deutsches Hydrographisches institute. 1973. 95 p. URL: https://pure.mpg.de/rest/items/item_3262854_4/component/file_3282032/content
3. Rodriguez O. C., Silva A. J., Gomes J. P., Jesus S. M. Modeling arrival scattering due to surface roughness // *Proceedings of the 10th European Conference on Underwater Acoustics. ECUA 2010. Istanbul. Turkey. July 5-9, 2010. Istanbul. 2010. 1-8.*
4. Abuzyarov Z. K. Morskoye volneniye i yego prognozirovaniye [Sea waves and its forecasting]. Leningrad, Gidrometeoizdat Publ., 1981. 166 p.
5. Mitsuyasu H., Uji T. A comparison of observed and calculated directional wave spectra in the east China sea // *Journal of the Oceanographical Society of Japan*. 1989. 45. 338-349.
6. Chase J., L. Cote J., Marks W., E. Mehr, W. J. Pierson (Jr.), Claude Roénne F., Stephen-son G., Vetier R. C., Walden R. G. The directional spectrum of a wind generated sea as determined from data obtained by the stereo wave observation project (SWOP). New York: New York University, College of Engineering. Research Division. Dept. of Meteorology and Oceanography and Engineering STatistics Group, 1957. 267 p.

7. Kantelhardt J. W., Zschiegner S. A., Koscielny-Bunde E., Havlin S., Bunde A., Stanley H. T. Multifractal detrended fluctuation analysis of nonstationary time series // Physica A-statistical Mechanics and Its Applications. 2002. 316. 87-114.

Информация об авторах

Михайлов Вячеслав Николаевич – научный сотрудник, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет имени В. И. Ульянова (Ленина) (Санкт-Петербург, Россия), ORCID: 0000-0002-8155-9310, vnmikhaylov@etu.ru

Пыко Никита Сергеевич – аспирант, ассистент, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет имени В. И. Ульянова (Ленина) (Санкт-Петербург, Россия), ORCID: 0000-0002-6668-9512, nspyko@etu.ru

Богачев Михаил Игоревич – доктор технических наук, доцент, главный научный сотрудник, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет имени В. И. Ульянова (Ленина) (Санкт-Петербург, Россия), ORCID: 0000-0002-0356-5651, rogex@yandex.ru

Кутузов Владимир Михайлович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет имени В. И. Ульянова (Ленина) (Санкт-Петербург, Россия), ORCID: 0000-0002-3438-1361, vmkutuzov@etu.ru