



Издается с 2008 г.

Тематический выпуск

СОДЕРЖАНИЕ

Волны-убийцы в океане (<i>Предисловие</i>)	4
Статьи	
Физические и численные модели больших волн	
<i>Чаликов Д.В.</i> Портрет волны-убийцы	5
<i>Шамин Р.В.</i> Моделирование волн-убийц на основе эволюционных дифференциальных включений	14
<i>Слюняев А.В., Сергеева А.В.</i> Численное моделирование и анализ пространственно-временных полей аномальных морских волн	24
<i>Бадулин С.И.</i> Трехмерные волны-убийцы. Еще раз о Новогодней волне	37
<i>Кузнецов С., Сапрыкина Я.</i> Экспериментальные исследования возникновения волн-убийц при эволюции узкого спектра крутых волн	52
<i>Захаров В.Е., Дьяченко А.И.</i> Вычислительные эксперименты и волны-убийцы	64
<i>Шургалина Е.Г., Пелиновский Е.Н.</i> Проявление аномально больших волн зыби на фоне слабого ветрового волнения	77
<i>Диденкулова И.И., Пелиновский Е.Н., Родин А.А.</i> Формирование экстремальных волн на мелкой воде с учетом обрушения	89
Из истории науки	
<i>Смирнов В.Г.</i> Ф.П. Литке, Э.Х. Ленц и исследование приливов.....	99
Конференции	106
Хроника	113
Правила представления материалов в редакцию.....	115

CONTENTS

Articles

Physical and Numerical Models of Giant Waves

- Chalikov D.V.* The Portrait of Freak Wave 5

The methods of extreme waves modeling are discussed. The exact one-dimensional model for potential waves is used for simulation of extreme wave up to onset of breaking. The evolution of wave shape and its energy are represented. The destroying properties of wave are discussed.

Key words: conformal mapping, numerical modeling, surface waves, extreme waves, waves-killers.

- Shamin R.V.* Modeling of Rogue Waves on the Basis of Evolutionary Differential Inclusions 14

Evolutionary differential inclusions as generalization of the dynamic equations describing superficial waves on water are considered. The correctness of approximation of the initial equations by means of differential inclusions is shown. Application of differential inclusions as methods of data of the initial equations to systems of the ordinary differential equations, and also applications of the received disperse dynamic systems for a substantiation of computing experiments is shown.

Key words: rogue waves, differential inclusions, dynamic systems.

- Slunyaev A.V., Sergeeva A.V.* Numerical Simulations and Analysis of Spatio-Temporal Fields of Rogue Waves 24

The approach to generation by virtue of numerical simulations and analysis of realistic strongly nonlinear gravity wave fields is given. The waves are represented by temporal-spatial surface elevation fields. The obtained information is used with the purpose of building up spatial and temporal sequences of surface elevation, study of the spatio-temporal nonlinear wave dynamics, detailed analysis of rogue events and their evolution. The paper reports on preliminary results of the wave processing, which emphasize the rich variety of rogue wave shapes observed in the numerical simulations.

Key words: rogue waves, freak waves, sea surface waves, numerical simulations.

- Badulin S.I., Ivonin D.V.* Three-Dimensional Freak Waves. Once More on New Year Wave 37

The simplest weakly nonlinear models of three-dimensional water waves are presented. The spatio-temporal spectral estimates of the New Year Wave record show a pronounced effect of the harmonic $f_{3/2} = 3/2 f_m$, f_m – spectral peak frequency) that corresponds to the maximum of five-wave instability and a harmonic with an intermediate frequency that can be related to the well-known modulational four-wave instability. The results are discussed in the context of possible scenarios of freak wave occurrence.

Key words: freak waves, wind-driven waves, modulational instability, resonant interactions.

- Kuznetsov S.Yu., Saprykina Ya.V.* Experimental Investigations of Freak Waves Arising During the Evolution of Narrow Spectrum of Steep Waves 52

Process of freak waves formation as a result of transformation of initial narrow wave spectrum considered on the base of laboratory experiments. It is demonstrated that downshifting of spectral maximum occurs during the propagation of steep initially monochromatic and bichromatic waves. This downshifting is the main reason of variability of amplitude-frequency contents of individual waves and, as sequence, the freak wave's formation. In paper is considered how the evolution of spectrum depends on initial steepness of waves and spectral wideness.

Key words: freak waves, modulation instability, wave group structure, discrete frequency downshifting.

Zakharov V.E., Dyachenko A.I. Numerical Experiments and Freak Waves

64

In the article the problem of appearance of freak wave at the surface of deep water is considered. Two analytical models are proposed for two-dimensional ideal fluid. The first model is based on the conformal mapping in the exact Euler equations of the domain occupied by the fluid to the lower half-plane. In the second model canonical transformation is applied for approximate Hamiltonian. Simple nonlinear equation for normal canonical variable is derived as the result. Numerical experiments are performed to simulate freak wave formations for both models.

Key words: freak waves, free-surface hydrodynamics, conformal mapping, Zakharov's equation, numerical simulation.

Shurgalina E., Pelinovsky E. Development of Freak Swell Wave in a Weak Wave Field

77

Interference of unidirectional swell and wind waves in deep water in frameworks of linear potential theory is considered. Wind waves are described by Pierson–Moskowitz spectrum, and swell – by the frequency-modulated wave packet. It is noticed that in case of a variable wind in a storm area the swell waves can be focused on some distance from the origin area, forming abnormal big waves («freak waves»). A visibility of the freak wave swell of different shapes in wind wave field is examined.

Key words: water waves, wind waves, freak waves, dispersive focusing, life-time of freak waves.

Didenkulova I., Pelinovsky E., Rodin A. Formation of Shallow Water Rogue Waves Taking into Account Wave Breaking Effects

89

Formation of extreme waves (rogue waves) in a basin of constant depth is studied in the framework of nonlinear shallow water theory. It is shown that unidirectional propagation of non-breaking waves does not lead to the increase in the probability of rogue wave occurrence, though the wave field deviates from Gaussian. Wave breaking effects do not influence on this result, although in the case of large-amplitude waves the reflected wave appears and in the case of irregular wave field it may contribute to the formation of rogue wave as the result of wave collision. At the same time the collision of long irregular waves with a smooth profile and wave collision with a vertical wall increases the probability of rogue wave occurrence. The contribution of the wave breaking in this case is studied for different scenarios of wave collision for waves of different amplitudes.

Key words: water waves, long waves, nonlinear waves, rogue waves, wave breaking.

Волны-убийцы в океане

Настоящий специальный выпуск журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика» является продолжением предыдущего выпуска (т.4, № 4), посвященного теме «Волны-убийцы в морях и океанах». Если в первом выпуске были собраны экспериментальные и «наблюдательные» статьи, то во втором обсуждаются теоретические проблемы описания физических механизмов появления волн-убийц, их численного и лабораторного моделирования, статистических свойств. Напомним читателям, что под волнами-убийцами в настоящее время понимаются неожиданно возникающие на короткое время аномально большие волны, высота которых превышает значительную высоту ветрового волнения в два раза и более. Пока еще не совсем ясно, являются ли они частью экстремальных волн, всегда изучаемых в океанологии (под последними в теории обычно понимались волны большой амплитуды, в статистическом смысле описываемые теми же закономерностями, что и более слабые волны), или же это новый класс волновых движений, не имеющий аналога в ансамбле ветровых волн. Собранные здесь статьи демонстрируют различные подходы к описанию феномена «волны-убийцы», и полученные результаты позволяют существенно продвинуться в понимании этих волн, их свойств и статистики. В большинстве случаев для численного моделирования аномально больших волн используются сильнонелинейные физические модели ветровых волн, основанные на уравнениях Эйлера, что позволило описать волны большой амплитуды вплоть до их обрушения. Данные лабораторного моделирования и наблюдений волн-убийц в натуральных условиях активно используются как для тестирования численных моделей, так и для интерпретации реальных данных, что абсолютно необходимо для понимания природы описываемых волн.

Выпуск специальных номеров журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика» с участием авторов, работающих как в России, так и за рубежом, является первым в русскоязычной литературе изданием, специально посвященным феномену волн-убийц в морях и океанах.

Е.Н. Пелиновский, А.В. Слюняев

УДК 551.466.3

© Е.Г. Шургалина, Е.Н. Пелиновский, 2012

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Нижегородский государственный технический университет
Высшая школа экономики
eshurgalina@mail.ru

ПРОЯВЛЕНИЕ АНОМАЛЬНО БОЛЬШИХ ВОЛН ЗЫБИ НА ФОНЕ СЛАБОГО ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

Рассмотрено взаимодействие попутно двигающихся волн зыби со слабым ветровым волнением в бесконечно глубоком море в рамках потенциальной теории. Ветровое волнение описывается спектром Пирсона–Московица, а волны зыби – частотно-модулированным волновым пакетом. Отмечается, что в случае переменного ветра в области шторма волны зыби могут фокусироваться на некотором расстоянии от области зарождения, образуя аномально большие волны («волны-убийцы»). Выполнено исследование видимости аномально больших волн зыби разной формы на фоне ветрового волнения.

Ключевые слова: волны на воде, ветровое волнение, волны-убийцы, дисперсионное фокусирование, времена жизни волн убийц.

За последние десятилетия накопилось большое количество фотографий и рассказов очевидцев волн-убийц в океане. Имеющиеся данные, собранные, например, в [1–3], доказывают существование волн-убийц различных форм. В литературе встречаются описания аномально больших волн в виде «белая стена», «одиночная башня», «три сестры» (группа из нескольких индивидуальных волн). Иногда перед ними движется впадина глубиной несколько метров – «дыра в море». Часто такие волны имеют крутые фронты и могут быть асимметричными, что свидетельствует о нелинейном характере волн-убийц. Характерные записи аномальных волн, включающих одну и две «сестры», приведены на рис. 1.

Среди различных механизмов формирования волн-убийц, описанных в [1, 3], можно выделить совместное действие геометрической (пространственной) и дисперсионной фокусировки, наблюдающейся на водной поверхности при наложении волн, движущихся в разных направлениях (на английском языке для описания такой ситуации используется термин «crossing sea»). Одной из причин такого наложения можно назвать взаимодействие волн зыби, приходящих из области далекого шторма, с ветровыми волнами, существующими в зоне локального шторма. Обычно для описания ветровых волн используются статистические методы, в то время как для описания зыби на больших расстояниях от шторма – детерминистские методы. Поскольку волны на воде являются дисперсионными, вне зоны шторма зыбь представляет собой частотно-модулированный пакет и более длинные волны, имеющие большую скорость распространения, бегут впереди более коротких. Это обстоятельство уже использовалось на практике для определения расстояния до зоны шторма по изменению текущей частоты волн зыби [6]. Между тем ветер в зоне шторма нельзя считать постоянным, и его изменчивость приводит к генерации волновых пакетов с весьма сложным законом изменения частоты со временем, в том числе генерации пакетов, у которых короткие волны бегут впереди длинных. Очевидно, что в силу дисперсии такой пакет будет фокусироваться в аномальную волну, а затем расплываться на большие расстояния от зоны шторма. Этот механизм дисперсионной фокусировки волн описан в деталях [1, 3]. Таким образом, на промежуточных расстояниях от зоны шторма можно ожидать появления аномально больших волн зыби

(волн-убийц), которые к тому же будут взаимодействовать со случайным полем ветровых волн, связанных с локальным штормом. Именно эта ситуация и рассматривается в данной работе при ряде упрощающих предположений: линейной потенциальной теории волн в жидкости бесконечно большой глубины, попутном распространении волн зыби и ветровых волн. Основной целью исследования является оценка времени жизни аномально большой волны зыби в поле ветровых волн.

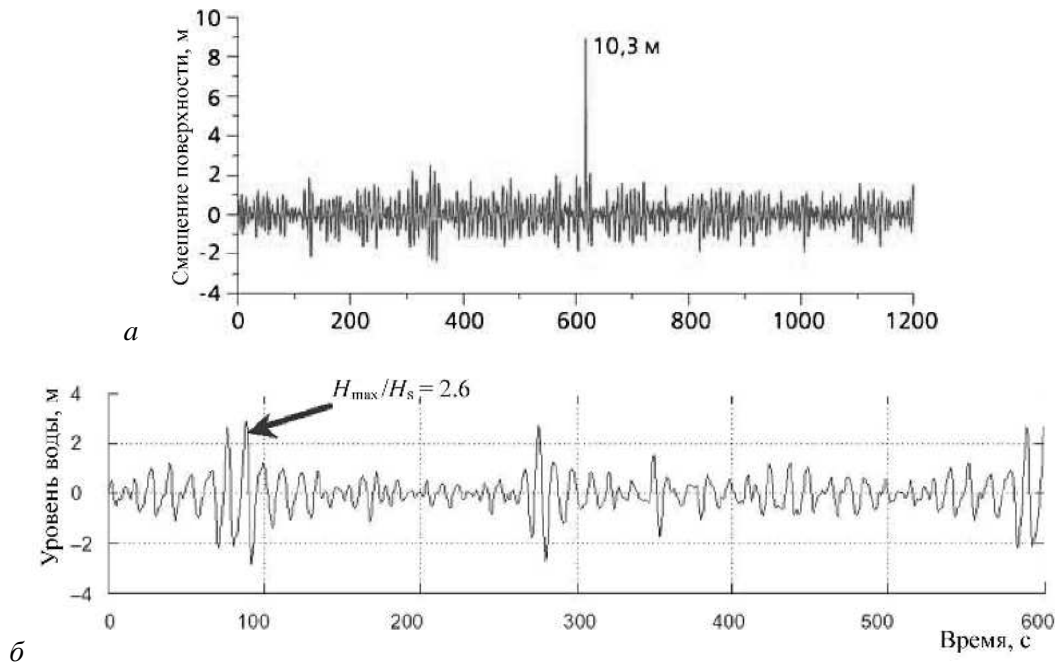


Рис. 1. Временная запись аномально высокой волны в Черном море(а), полученная 22 ноября 2001 г. [4], и группы аномально больших волн (б) в Японском море [5] – 24 января 1987 г.

Чтобы упростить задачу, будем считать, что аномальная волна зыби уже сформирована в начальный момент времени и заметно выделяется на фоне ветровых волн. В принципе она может иметь различную форму, как уже отмечалось вначале, поэтому мы рассмотрим несколько возможных форм волны-убийцы: расплывание аномально большой волны зыби на невозмущенной водной поверхности; процесс взаимодействия волны зыби со случайным полем ветровых волн.

Эволюция волн зыби на невозмущенной водной поверхности. Как было сказано выше, будем предполагать, что аномально большая волна зыби уже сформирована в начальный момент времени. Ее форму будем моделировать в следующем классе модулированных волн с гауссовой огибающей

$$Y_0(x) = a \exp\left(-\frac{x^2}{l^2}\right) \cos(K_0 x), \quad (1)$$

где l – характерный размер волнового пакета (огибающей) и K_0 – волновое число несущей. Во всех случаях, рассматриваемых ниже, $K_0 = 0.07 \text{ м}^{-1}$, что соответствует длине индивидуальной волны примерно в 90 м. Изменяя l , мы фактически меняем число волн («сестер») в группе. Параметр a волны в линейной теории играет роль нормирующего множителя, помогающего «держать» амплитуду волнового пакета одинаковой. Различные формы аномально больших волн, эволюция которых будет рассмотрена в данном

разделе, представлены на рис. 2. Здесь мы приводим одну, две, три и четыре «сестры» (количество «сестер» соответствует количеству горбов над нулевым уровнем). Отметим, что глубокие впадины также могут рассматриваться как волны-убийцы отрицательной полярности. Длина волнового пакета в расчетах меняется от 200 до 800 м, а ее положительная амплитуда держится постоянной и равна 0.6 м. Крутизна anomalной волны в данном случае достаточно мала (0.042), так что можно рассматривать такую волну в рамках линейной теории.

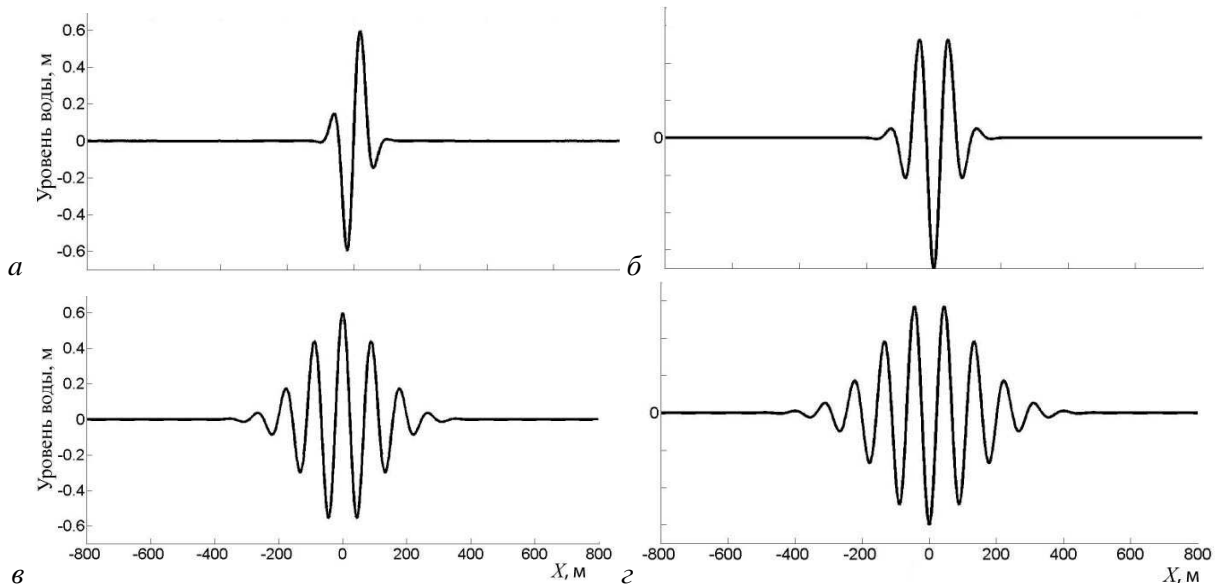


Рис. 2. Начальные возмущения разных форм в нулевой момент времени.
 а – «одна сестра» ($a = 0.72$ м, $l = 50$ м); б – группа anomalных волн типа «две сестры» ($a = 0.8$ м, $l = 80$ м);
 в – «три сестры» ($a = 0.59$ м, $l = 160$ м); з – «четыре сестры» ($a = -0.62$ м, $l = 200$ м).

С течением времени возмущение (1) в силу дисперсии волн на воде трансформируется в волновой пакет, что и продемонстрировано на рис. 3 для момента времени 50 с. Как видим, волновые пакеты для различных начальных возмущений ведут себя примерно одинаково. Из-за дисперсии цуги растягивается в пространстве, число индивидуальных волн растет линейно со временем, а амплитуда пакета со временем падает (рис. 4), причем на больших временах как $t^{1/2}$ [7–9]. На начальном этапе из-за процессов интерференции максимальная положительная амплитуда пакета может даже подрастать и изменяться немонотонно (рис. 4). Из-за уменьшения дисперсии в цуге «три сестры» расплываются в пространстве медленнее, чем «одна сестра».

Полученные выше решения показывают эволюцию волнового пакета на идеально гладкой поверхности. В этом случае время жизни волны бесконечно. Если же все-таки принять формально, что есть порог видимости волны на воде, то ее время жизни становится конечным. Для примера возьмем три критических значения амплитуды волны, при которых она становится «невидимой»: 0.3, 0.4 и 0.5 м (более правильное определение минимально наблюдаемой высоты волны должно делаться с учетом фонового ветрового волнения – см. далее). Естественно, что времена жизни anomalных волн также будут меняться. Из рис. 5 видно, что с увеличением числа волн в начальном возмущении время жизни волны растет в среднем пропорционально квадрату числа волн; точнее – показатель степени в регрессионных кривых меняется от 1.7 до 1.8.

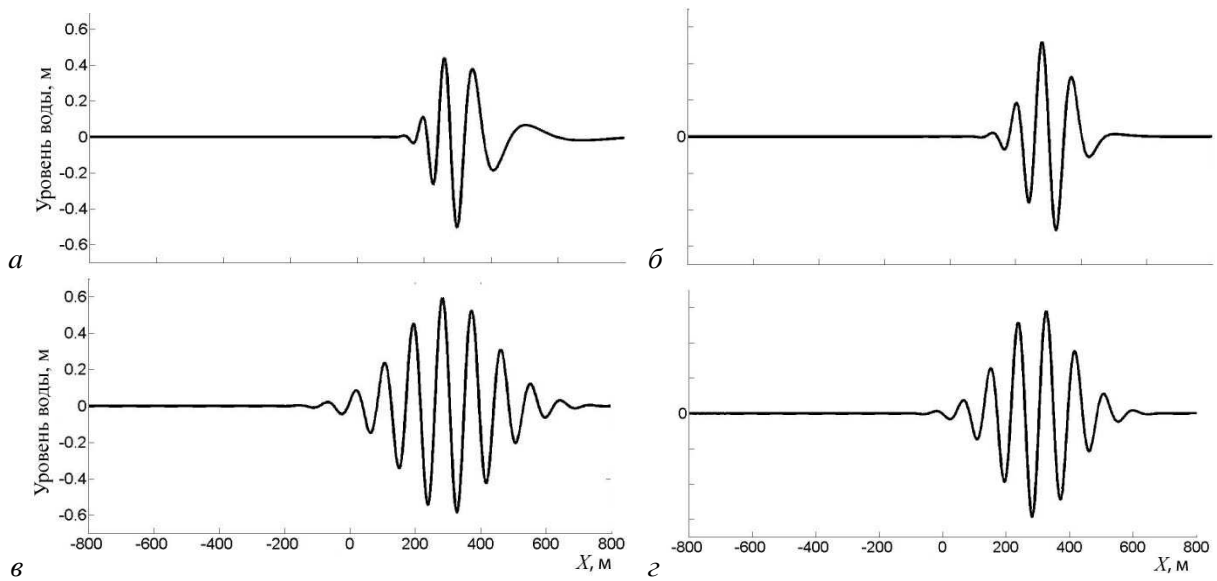


Рис. 3. Форма различных волновых пакетов в момент времени 50 с.
 а – «одна сестра», б – «две сестры», в – «три сестры» г – «четыре сестры».

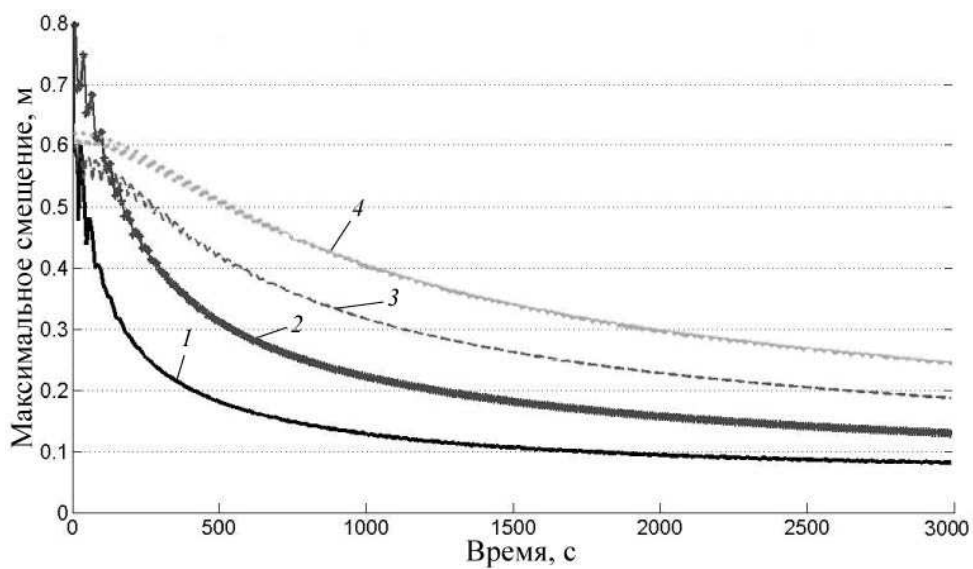


Рис. 4. Изменение максимального смещения водной поверхности со временем.
 1 – «одна сестра», 2 – «две сестры», 3 – «три сестры», 4 – «четыре сестры».

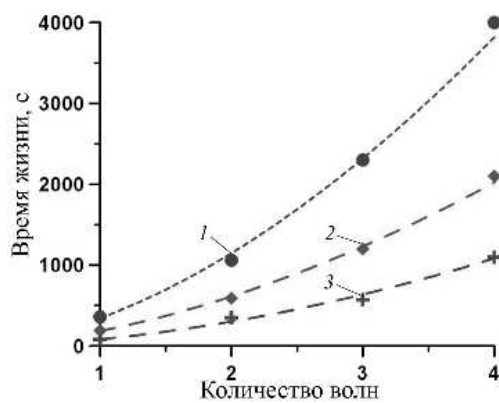


Рис. 5. Зависимость времени жизни волн-убийц от количества волн для разных критических значений порога видимости.

Амплитуда волны, м:
 1 – уровень 0.3, 2 – 0.4, 3 – 0.5.

Штриховые линии – регрессионные кривые.

Сама величина времени жизни волны-убийцы в рамках детерминистской задачи является в значительной степени условной, поскольку она сильно зависит от «уровня видимости». Более важно понять влияние нелинейности на величину времени жизни и применимость линейной теории к описанию процесса формирования anomalной волны. В этой связи отметим работу [10], где описаны результаты лабораторного эксперимента и численного моделирования процесса дисперсионного фокусирования волнового пакета в рамках нелинейной теории. В частности, показано, что время жизни волны-убийцы составляет 1–3 мин при крутизне волн 0.2–0.3. Такая же оценка вытекала из результатов наших работ [7, 8] для одиночной волны. Учитывая это, можно надеяться, что наши оценки времени жизни anomalных волн разной формы, приведенные на рис. 5, сохранятся и в нелинейной теории.

Проявление anomalно больших волн зыби на фоне ветрового волнения. Волны зыби распространяются на фоне ветровых волн, обусловленных действием локального ветра. Мы будем предполагать, что ветер достаточно слабый, так что anomalные волны зыби заметны на их фоне. В численных экспериментах случайное поле ветровых волн задают с помощью суперпозиции спектральных компонент со случайными фазами

$$Y(x, t) = \sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t - k_i x + \varphi_i), \quad (2)$$

где спектральные амплитуды $A_i = \sqrt{S(k_i) \Delta k}$; $S(k)$ – пространственный спектр ветрового волнения; Δk – интервал дискретизации спектра; N – общее число гармоник. Фазы φ_i распределены равномерно в интервале $[0; 2\pi]$ и задаются с помощью генератора случайных чисел.

В качестве модели аппроксимации спектра ветрового волнения использовался спектр Пирсона–Московица для развитого волнения, зависящий только от скорости ветра [11]; этот спектр здесь перепишем в виде одномерного пространственного спектра через дисперсионное соотношение волн на глубокой воде:

$$S(k) = \frac{\alpha}{2k^3} \exp\left[-\frac{\beta g^2}{U^4 k^2}\right], \quad (3)$$

где $\alpha = 8.1 \cdot 10^{-3}$; $\beta = 0.74$; g – ускорение свободного падения; U – скорость ветра.

В наших экспериментах размер домена выбран равным 25 000 м и, значит, $\Delta k = \frac{2\pi}{L} = 0.00025 \text{ м}^{-1}$. Для того чтобы хорошо описать высокочастотную часть спектра вплоть до волновых чисел $k = 3 \text{ м}^{-1}$, в экспериментах рассматривалось число гармоник, равное 6000.

Значительная высота волны (средняя высота одной трети больших волн) может быть оценена как $H_s = 4\sigma$, используя предположение о гауссовости слабого ветрового волнения [1]. Здесь σ есть дисперсия колебаний уровня моря:

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} S(k) dk = 2.74 \cdot 10^{-3} \frac{U^4}{g^2}. \quad (4)$$

В результате, значительная высота ветрового волнения связана со скоростью ветра равенством

$$H_s = 0.2 \frac{U^2}{g}. \quad (5)$$

Для определенности последующие расчеты будут проведены для скорости ветра $U = 4.3$ м/с, когда еще можно пользоваться линейной теорией (оценки см. ниже). Пространственный спектр ветрового волнения для данной скорости ветра представлен на рис. 6.

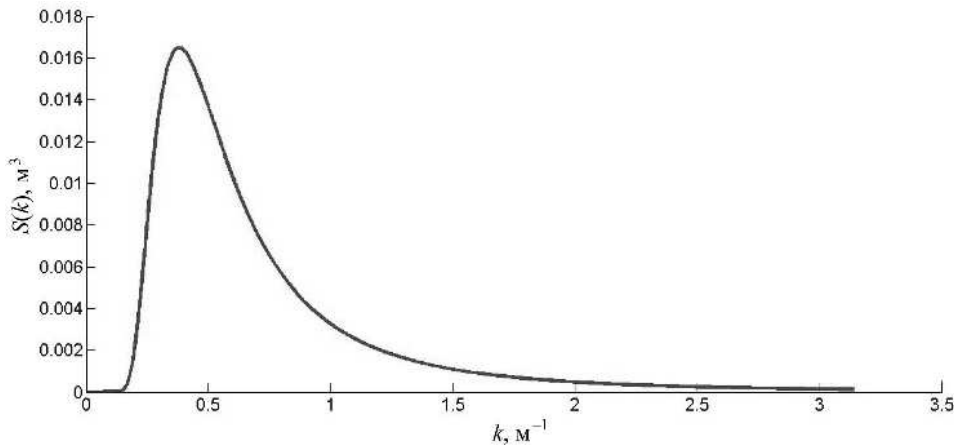


Рис. 6. Спектр ветрового волнения при скорости ветра $U = 4.3$ м/с.

Значительная высота волны при скорости ветра $U = 4.3$ м/с есть $H_s = 0.38$ м. Для последующего удобно использовать не высоту волны, а амплитуду, так что значительная амплитуда $a_s = H_s / 2 = 0.19$ м. Центральное волновое число в спектре есть $k_0 = 0.4 \text{ м}^{-1}$, что соответствует длине волны $\lambda_0 = 15.7$ м. В рамках модели Пирсона–Московица крутизна основной волны, определенная по значительной высоте ($k_0 a_s = 0.076$), достаточно мала, что свидетельствует в пользу применимости линейной теории.

В качестве критерия волн убийц выбран амплитудный критерий [1, 3]

$$a > a_{fr} = 2a_s = H_s, \quad (6)$$

так что все волны с амплитудой больше 38 см рассматриваются как волны-убийцы, независимо от их происхождения (волна зыби или ветровая волна).

Далее рассмотрим эволюцию волн-убийц зыби в поле ветровых волн (очевидно, что со сменой знака времени легко рассмотреть и обратный процесс формирования аномальной волны зыби в поле ветровых волн). Для простоты мы рассматриваем две системы волн, которые движутся в одном направлении. Длина ветровых волн и волн зыби отличается примерно в 6 раз. Соответственно групповые скорости также различаются (примерно в 2.5 раза), так что эти системы волн с течением времени многократно налагаются друг на друга с разными фазами и амплитудами.

Суперпозиция детерминистских возмущений (1) со случайным волнением одного фиксированного набора фаз приведена на рис. 7 для момента времени 0 с (момент образования волны-убийцы) и на рис. 8 – для момента времени 200 с. Вследствие дисперсии аномальные волны зыби расплываются в волновые пакеты, число индивидуальных волн растет, их амплитуды уменьшаются. В то же время в поле ветровых волн могут появляться и (как покажем ниже) появляются «собственные» волны-убийцы, амплитуды которых превышают критическое значение $a_{fr} = 0.38$ м.

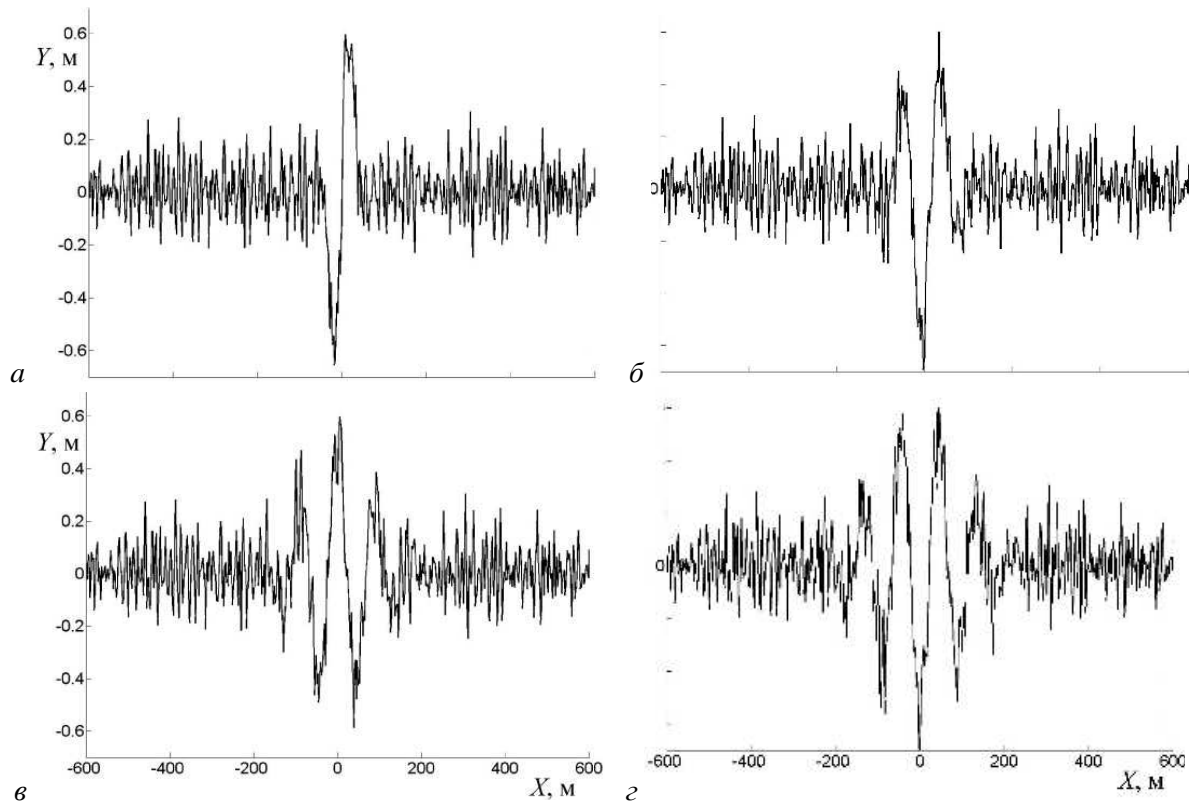


Рис. 7. Волны-убийцы в поле ветровых волн в нулевой момент времени.
 а – «одна сестра», $l = 35$ м; б – «две сестры», $l = 70$ м; в – «три сестры», $l = 110$ м; г – «четыре сестры»,
 $l = 140$ м (l – характерный размер огибающей волнового пакета).

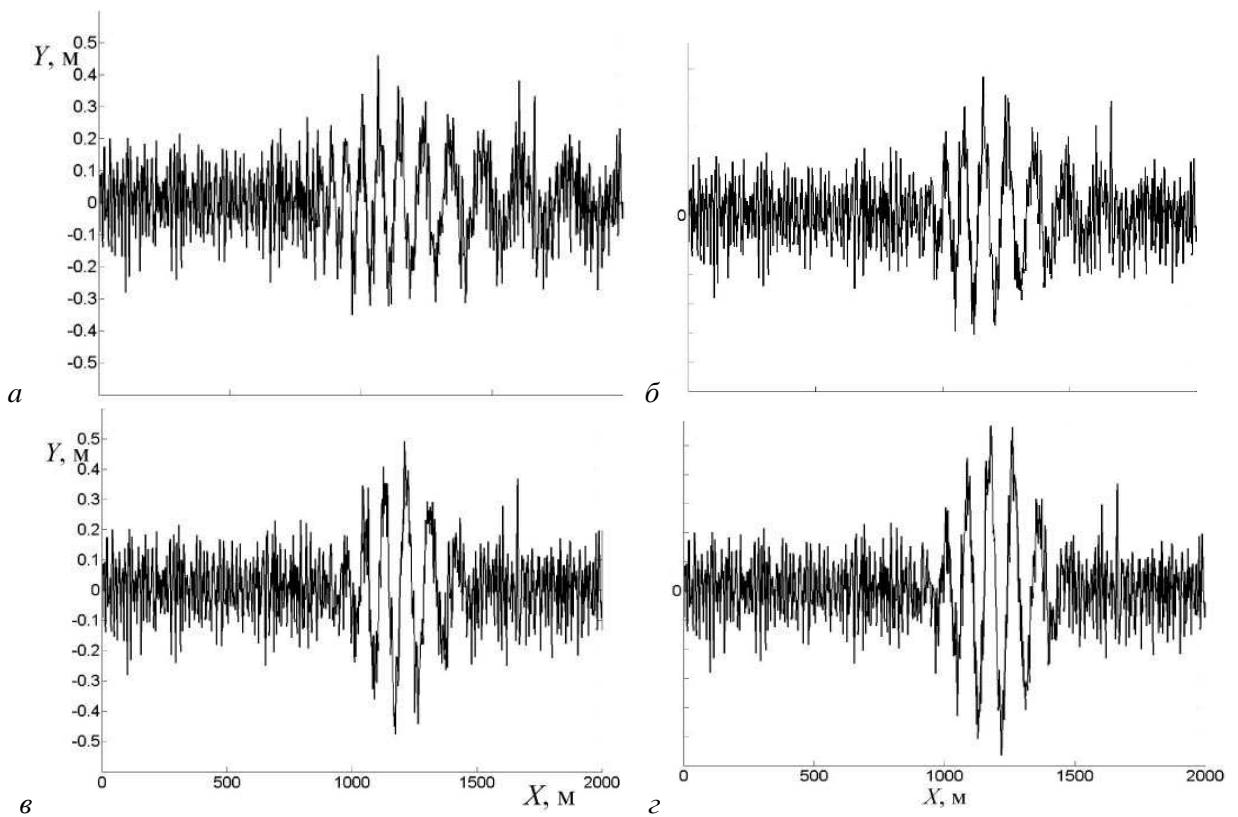


Рис. 8. Наложение волн зыби и ветровых волн в момент времени 200 с
 для различной формы anomalно большой волны зыби.
 Объяснение а-г – см.рис. 3.

Хорошим способом исследования эволюции волн является построение пространственно-временных ($x - t$) диаграмм, поскольку он позволяет разделить волны зыби и ветровые волны, движущиеся с разными скоростями. Этот метод активно используется для анализа дисперсионных волновых пакетов. Пространственно-временные диаграммы для всех рассматриваемых форм аномальной волны зыби представлены на рис. 9. На диаграммах даны срезы волнового поля с уровнем, превышающим амплитуду волны-убийцы: $a_{fr} = 0.38$ м. Четко прослеживается яркая полоса, идущая из начала координат, – она соответствует расплыванию аномальной волны зыби в поле ветровых волн. В силу периодических граничных условий, применяемых при расчете, эта полоса продолжается на времени 4000 с опять при $x = 0$. Значительное количество случайно появляющихся одиночных точек и коротких линий заметно и вне яркой полосы. Наклон этих линий и групп одиночных точек отличается от наклона основной полосы – свидетельство того, что эти аномальные волны появляются главным образом в самом ветровом волнении. Существование таких «точек» и «линий» разной длины говорит о большом разнообразии времен их жизни, причем некоторые из них могут существовать довольно долго, пропадая и возникая вновь (прерывистые линии). Важно отметить, что «естественные» волны-убийцы в поле ветровых волн возникают достаточно часто в соответствии с предсказаниями линейной статистической теории, основанной на Релеевском распределении. Пространственно-временные диаграммы, приведенные выше, показывают также, что число возникающих волн-убийц зависит от размера вычислительной области, – этот вопрос пока еще плохо исследован. Наконец, качественно диаграммы остаются похожими для разного начального выбора набора случайных фаз. Как видно на рис. 9, правые и левые диаграммы, соответствующие двум реализациям ветрового волнения, в целом отличаются незначительно. «Полосы» волн-убийц остаются практически одинаковыми по интенсивности, в то время как локализация аномальных волн в фоне изменяется.

В принципе пространственно-временные диаграммы могут быть использованы для оценки времени жизни волн-убийц. Ввиду случайного характера ветрового волнения время жизни волн-убийц, естественно, также является случайным. Даже если сосредоточиться на оценке времени жизни аномальной волны зыби, увидим, что она также меняется, поскольку яркая, почти сплошная полоса на больших временах переходит в прерывистую (рис. 9). Используя амплитудный критерий (см.(6)), получаем, что аномальная волна в виде «одной сестры» исчезает примерно за 4–8 мин, «две сестры» – за 30–40 мин, «три сестры» – 60–70 мин, а «четыре сестры» – более чем за 2 ч. Эти цифры больше, чем времена жизни только детерминированных сигналов, рассмотренных во втором параграфе, где, однако, порог их видимости был выбран искусственно. Однако тенденция увеличения времени жизни волн-убийц с ростом числа индивидуальных волн в волновом пакете сохраняется в обоих случаях. Разумеется, нельзя придавать приведенным выше цифрам очень большое значение, поскольку время жизни зависит от соотношения между высотой волны зыби и фоновой волны. В нашем случае амплитуда аномальной волны зыби была выбрана достаточно большой (0.6 м), ее превышение над значительной амплитудой примерно 3.2. Такие волны крайне редко наблюдаются на поверхности океана. Если рассмотреть волны только очень большой амплитуды, втрое превышающие значительную амплитуду волны, то число таких волн, как и следовало ожидать, существенно меньше на пространственно-временных диаграммах (рис. 10). Фактически все «естественные» волны-убийцы пропали и заметно только расплывание аномально большой волны зыби.

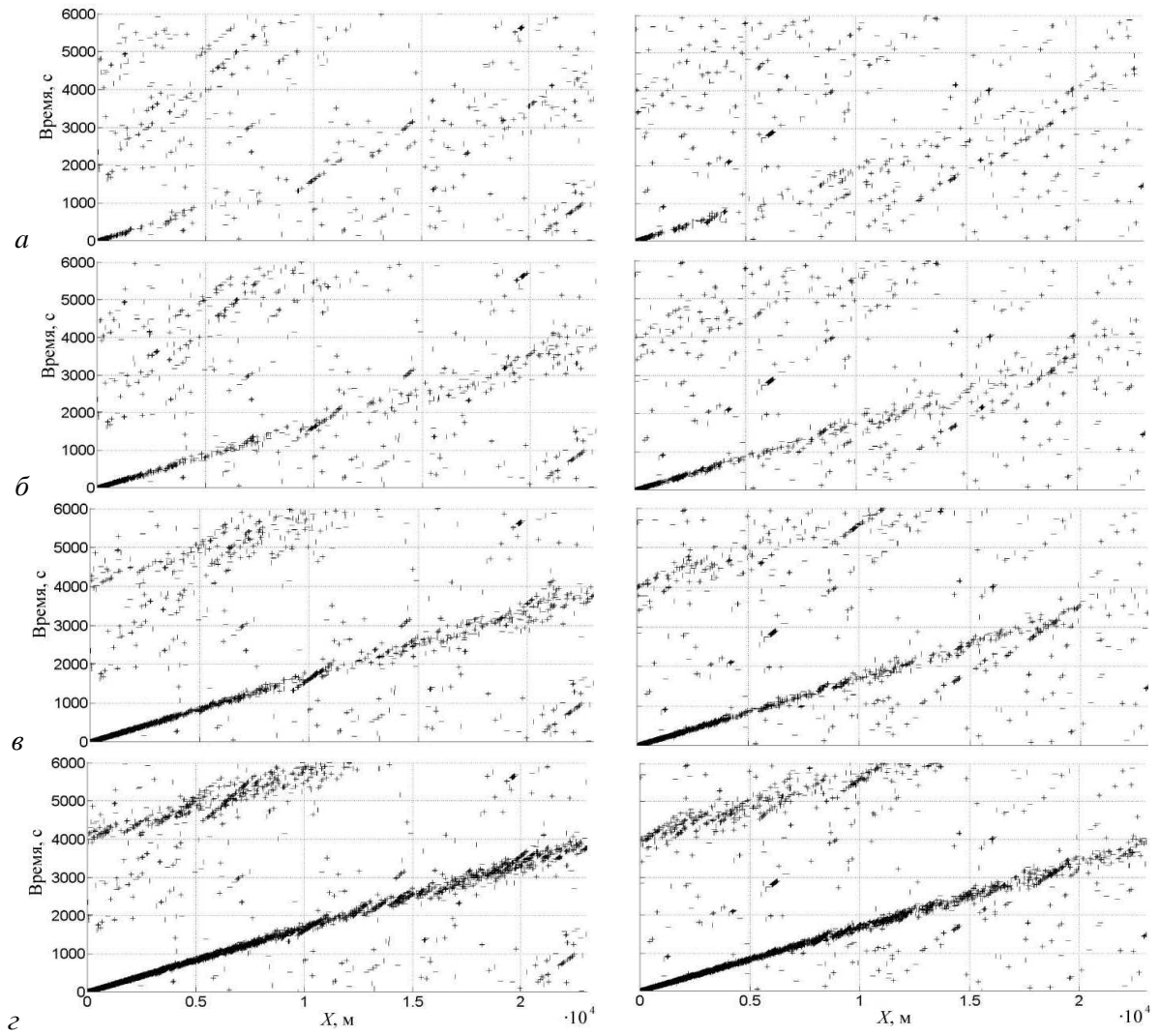


Рис. 9. Пространственно-временные диаграммы.

а – «одна сестра»; б – «две сестры»; в – «три сестры»; г – «четыре сестры». Левые и правые диаграммы соответствуют двум разным реализациям ветрового волнения.

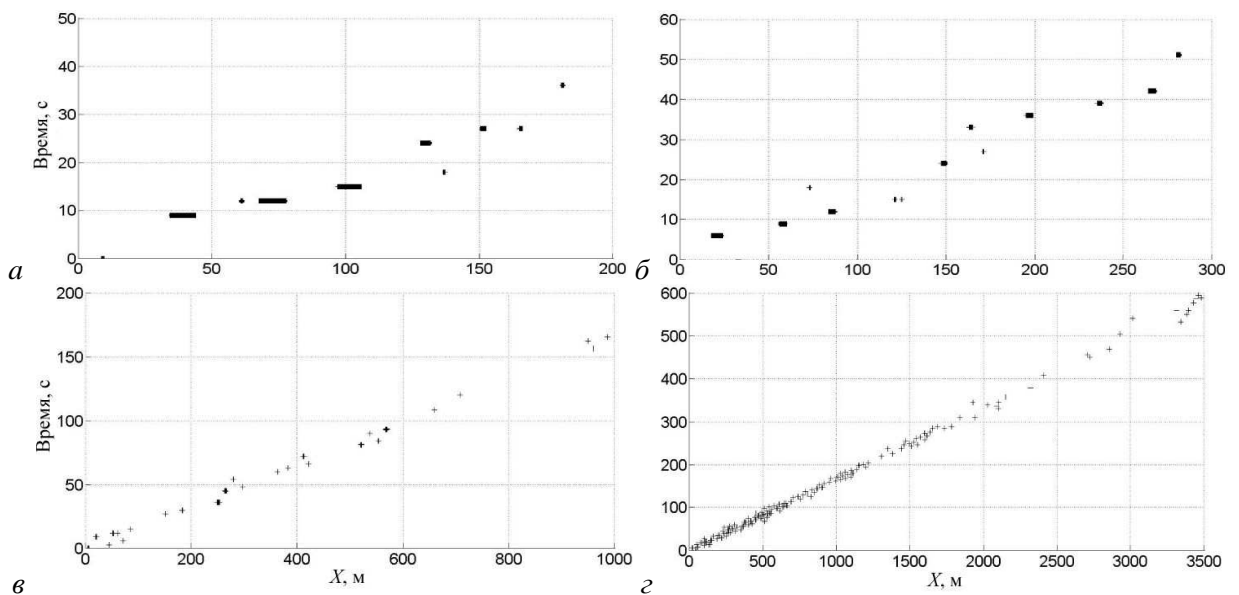


Рис. 10. Срез волнового поля на уровне троекратного превышения значительной амплитуды. Объяснение а–г – см.рис. 3. Для удобства выбран разный масштаб.

Выберем более «маленькие» аномальные волны зыби с $a/a_s = 2.2, 2.7$, которые должны наблюдаться чаще. На рис. 11 изображены срезы волнового поля (по уровню двойного превышения значительной амплитуды) в случае эволюции «одной сестры» для трех разных амплитуд зыби в начальный момент времени, соответствующий формированию волны-убийцы. Естественно: чем больше начальная амплитуда, тем дольше она будет превышать порог a_{fr} . И хотя по рисунку трудно сказать, где аномальная волна зыби теряется в ветровом волнении, имеющем «собственные» волны-убийцы, мы можем оценить время ее жизни. Так, в случае, когда $a/a_s = 2.2$ (рис. 11, а), время исчезновения аномальной волны составляет 1–2 мин, в случае $a/a_s = 2.7$ (рис. 11, б) – 2–3 мин, в случае $a/a_s = 3.2$ (рис. 11, в) – 6–7 мин.

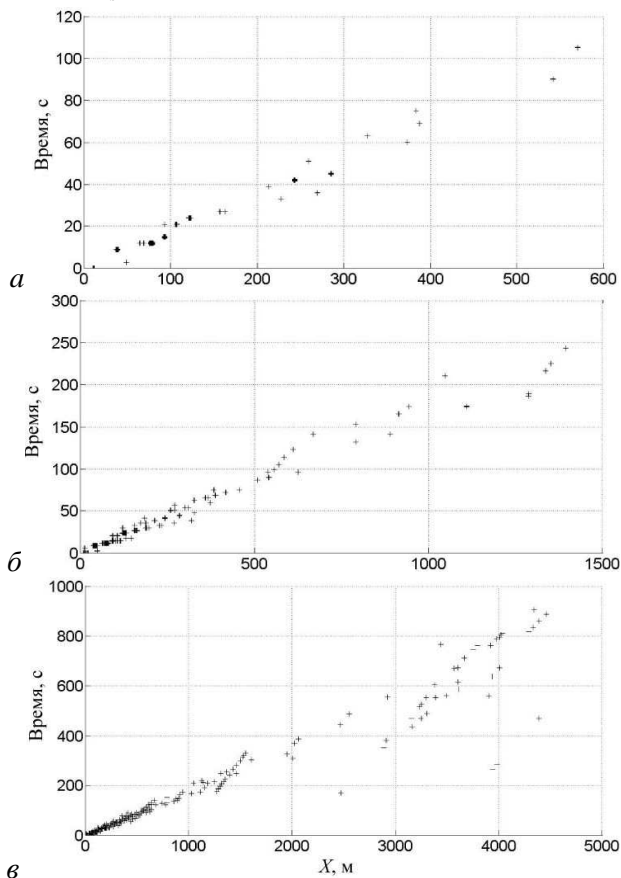


Рис. 11. Срезы волнового поля в случае эволюции «одной сестры» для различных значений отношения амплитуды волны-убийцы зыби к значительной амплитуде.

а – $a/a_s = 2.2$; б – $a/a_s = 2.7$; в – $a/a_s = 3.2$.

но, что видимость с корабля напрямую зависит от погодных условий. Будем считать, что волна-убийца может быть заметна на расстоянии 500 м от корабля. Тогда, по данным диаграмм, полное время жизни (появление + исчезновение волны) всех видов волн зыби составляет примерно 4 мин (эта оценка сделана исходя из условия, что корабль находится на расстоянии 500 м от места образования волны). Скорость зыби, вычисленная по наклону на пространственно-временных диаграммах, равняется примерно 5.8 м/с. Если воспользоваться стандартной формулой для групповой скорости волнового пакета на

Аналогичные рисунки могут быть приведены для аномальных волн зыби в виде «двух, трех и четырех сестер». Качественно они все похожи, будут меняться лишь интенсивность и ширина линий. В случае «двух сестер» для отношений $a/a_s = 2.2, 2.7$ и 3.2 среднее время исчезновения аномальных волн зыби составляет 9, 15 и 35 мин соответственно; в случае «трех сестер» – 15, 50 и 80 мин, в случае «четырёх сестер» время жизни превышает 2 ч. И такие долгоживущие волны трудно называть аномальными.

Уже говорилось, что глубокие впадины также могут рассматриваться как волны-убийцы. На рис. 12 приведены «отрицательные» срезы тех же волновых полей (меньших, чем a_{fr}), «положительные» срезы которых приводились на рис. 9 (правые диаграммы). Как и следовало ожидать, положительные и отрицательные срезы очень похожи друг на друга, что свидетельствует о симметричности волнового процесса относительно нулевого уровня.

Данные о времени жизни волн-убийц в настоящее время фактически берутся из описаний моряков, которые сообщают, с какого расстояния они замечают аномальную волну. Естественно,

глубокой воде ($0.5\sqrt{g/k_0}$), то получим значение 6 м/с, что близко к прямой оценке скорости зыби. Тогда можно вычислить время, за которое волна проходит расстояние 1000 м (500 м – до апогея волны и 500 м – после), оно равняется примерно 3 мин, что несколько меньше визуальной оценки (4 мин) в силу расплывания волнового пакета. Время жизни также может меняться в зависимости от положения корабля относительно «эпицентра» волны. Например (рис. 9, *з*, левая часть), на расстоянии 20 км волной пакет зыби уже достаточно широк и расстояние 1 км волна-убийца проходит за 15 мин. Итак, если корабль находится близко к «эпицентру», то anomalные волны движутся с наибольшей амплитудой, но имеют меньшую продолжительность; и наоборот, если далеко – то амплитуды волн-убийц сравнительно небольшие, но корабль будет трясти дольше (в силу дисперсионного расплывания волновой пакет на больших расстояниях будет шире).

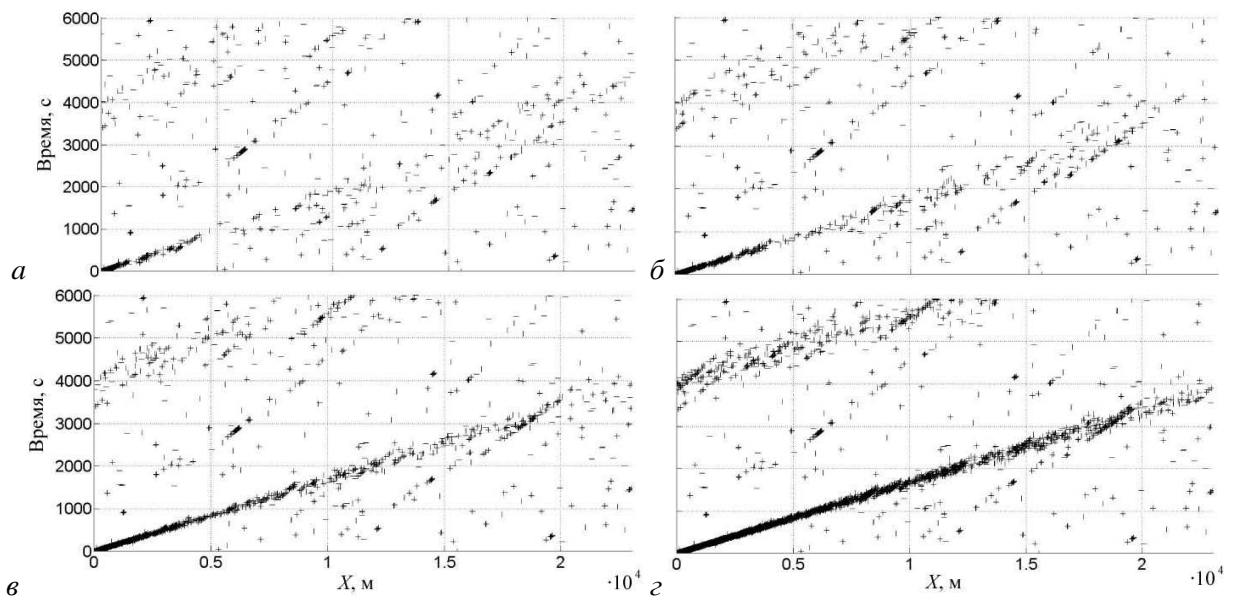


Рис. 12. «Отрицательные» срезы волнового поля.
Объяснение *а-г* – см.рис. 3.

В данной работе исследуется проблема видимости anomalных волн зыби на фоне умеренного ветрового волнения. Обе системы волн предполагаются распространяющимися в одном направлении, при этом спектр ветрового волнения описывается спектром Пирсона–Московица. Расчеты выполнены в рамках линейной потенциальной теории волн в бесконечно глубоком море. На этой основе анализируется время жизни волн-убийц зыби различных форм – «одной, двух, трех и четырех сестер» в рамках механизма дисперсионного фокусирования волновых пакетов. Время жизни растет с увеличением числа индивидуальных волн в anomalном волновом пакете. Так, для соотношения $a/a_s = 2.2$ время исчезновения «одной, двух, трех и четырех сестер» составляет соответственно 1.5, 9, 15 и 80 мин. С увеличением отношения a/a_s время жизни возрастает, но и случаются такие события очень редко. С другой стороны, для экипажа корабля, который находится в непосредственной близости от эпицентра волны-убийцы, их «видимое» время жизни составляет около 4 мин, что, конечно, недостаточно для подготовки экипажа

жа к встрече с аномально большой волной. Обсуждается также проявление аномальной волны зыби в виде глубокой впадины на фоне ветрового волнения.

Данное исследование проведено при поддержке грантов РФФИ (11-05-00216, 11-05-92002, 11-05-97006, 11-02-00483) и европейской программы FP7 «Extreme Seas» (№ 234175), а также VolkswagenStiftung (Е.П.), фонда «Династия» и гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук (МК-1440.2012.5) (Е.Ш.). Авторы благодарны А.В. Сергеевой за конструктивные замечания.

Литература

1. Куркин А.А., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы: факты, теория и моделирование. Н.Новгород: ННГУ, 2004. 157 с.
2. Faulkner D. Rogue waves – defining their characteristics for marine design // Rogue Waves 2000 (Brest, France, 2000) / Eds.: M.Olagnon, G.A.Athanassoulis. Ifremer, 2001. P.3–18.
3. Kharif Ch., Pelinovsky E., Slunyaev A. Rogue Waves in the Ocean. Springer, 2009. 216 p.
4. Пелиновский Е.Н., Слюняев А.В. «Фрики» – морские волны-убийцы // Природа. 2007. № 3. С.14–23.
5. Mori N., Liu P.C., Yasuda T. Analysis of freak wave measurements in the Sea of Japan // Ocean Engineering. 2002. V.29. P.1399–1414.
6. Snodgrass, F.E.; Groves G.W., Hasselmann K.F., Miller G.R., Munk W.H., Powers W.H. Propagation of ocean swell across the Pacific. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1966. A 259: P.431–497. doi:10.1098/rsta.1966.0022.
7. Пелиновский Е.Н., Шургалина Е.Г. Аномальное усиление волны вблизи вертикальной преграды // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2010. № 4 (10). С.29–38.
8. Pelinovsky E., Shurgalina E., Chaikovskaya N. The scenario of a single freak wave appearance in deep water – dispersive focusing mechanism framework // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. 2011. N 11. P.127–134.
9. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
10. Shemer L., Goulitski K., Kit E. Evolution of wide-spectrum unidirectional wave groups in a tank: an experimental and numerical study // Europ. J. of Mechanics. 2007. V/Fluids 26. P.193–219.
11. Трубкин И.П. Ветровое волнение (взаимосвязи и расчет вероятностных характеристик). М.: Научный мир, 2007. 264 с.

Статья поступила в редакцию 06.09.2011 г.

