

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 08-02-00039а

Стохастическое моделирование однонаправленных интенсивных волн на глубокой воде в приложении к аномальным морским волнам

А. В. Слюняев^{†,*1)}, А. В. Сергеева[†]

[†] Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

* EPSAM, Keele University, ST5 5BG Staffordshire, UK

Поступила в редакцию 26 октября 2011 г.

Суммируются результаты численного и лабораторного моделирования ансамблей квазислучайных однонаправленных интенсивных гравитационных волн на поверхности глубокой воды. Обсуждаются роль процессов нелинейной самомодуляции волн в приложении к проблеме морских "волн-убийц", возникновение, динамика и проявление нелинейных волновых групп в стохастических волновых полях.

1. Введение. Аномально высокие морские волны в последнее десятилетие являются объектом особого пристального исследования. В английском языке их чаще всего называют *rogue waves* или *freak waves*, а в русскоязычной литературе они обычно называются *волнами-убийцами*. Определение термина "rogue wave" (или "волна-убийца") до сих пор довольно условно. Под волнами-убийцами подразумевают класс волновых явлений, связанных с возникновением очень интенсивных волн, не укладывающихся в рамки устоявшиеся представлений. В значительном числе исследований используется простое определение: под аномальной волной понимается волна, чья высота H (расстояние от ложбины до гребня) как минимум вдвое превышает высоту фонового волнения H_s ,

$$H/H_s > 2. \quad (1)$$

Его мы и будем придерживаться.

Глобальными проблемами, на решение которых направлены исследования морских волн-убийц, являются определение физических механизмов, ответственных за формирование аномальных волн, и определение связи между спектральными параметрами волн и экстремальной статистикой. Тем самым должны быть найдены географически опасные регионы, а также индикаторы высокой вероятности волн-

убийц для долгосрочного (часы) и краткосрочного (менее часа) прогноза, см. наш обзор [1] и популярное введение [2].

Исторически морские волны-убийцы первоначально связывались с линейными механизмами (суперпозиция волновых систем, геометрическая и дисперсионная фокусировка, линейное взаимодействие с течениями). Позднее пристальное внимание было обращено на нелинейные эффекты динамики морских волн. Случаи с морскими волнами-убийцами обычно относятся к существенно нелинейным, часто обрушающимся волнам.

Кроме влияния на динамику индивидуальных волн, нелинейные эффекты способны приводить к фокусировке энергии морских волн. Нелинейные взаимодействия между волнами ведут к перераспределению энергии по спектру, появлению фазовых корреляций, образованию когерентных долгоживущих волновых структур.

Гипотеза о случайности волновых фаз является классической для статистических теорий. Влияние на статистику волн связанных компонент (на кратных частотах) учитывается в обобщенных статистических моделях морских волн [3, 4]. Однако учет корреляций фаз свободных нелинейных волн не тривиален.

Эффект неустойчивости модулированных волн на глубокой воде известен почти полвека, однако его подлинные возможности для реального моря узна-

¹⁾ e-mail: slunyaev@hydro.appl.sci.nnov.ru

ются только сейчас через развитие теоретических моделей, проведение аккуратных численных и лабораторных экспериментов, обработку множественных натуральных измерений.

В настоящем письме приведен краткий обзор и описаны новые результаты по собственным исследованиям динамики однонаправленных интенсивных волновых групп на глубокой воде. Эта работа представляется важным этапом на пути решения проблемы аномально высоких волн на морской поверхности. В центре внимания находятся нелинейные самомодуляционные эффекты.

Компьютерное моделирование выполнялось в рамках численных моделей разной точности. Это нелинейное уравнение Шрёдингера для слабонелинейных модулированных волн (НУШ), обобщение НУШ с учетом слагаемых нелинейной дисперсии и полного линейного закона дисперсии (уравнение Диста или модифицированное НУШ, МНУШ), сильнонелинейная псевдоспектральная схема [5, 6] (обычно использовалась схема, разрешающая от 4-волновые либо вплоть до 7-волновых взаимодействий) и полнонелинейная схема в конформных переменных в формулировке А.И. Дьяченко [7].

В исследовании использованы результаты измерений распространения нерегулярных волн на поверхности воды, полученные в ходе лабораторного моделирования в 300-метровом лотке университета г. Ганновера (Германия) под руководством проф. Л. Шемера. Часть экспериментов выполнялась с участием А.В. Сергеевой. Детали экспериментов приведены в публикациях [8–10].

2. Моделирование процессов модуляционной неустойчивости интенсивных групп волн. Эффект модуляционной неустойчивости волн на воде хорошо известен. В первом приближении он описывается в рамках нелинейного уравнения Шрёдингера [11]. Условия неустойчивости возмущенной однородной волны получаются в первом порядке теории возмущений. Для волны заданной амплитуды неустойчивыми являются достаточно длинные возмущения.

Проблема случайных слабонелинейных волн с узким спектром рассматривалась Альбером в [12], а позднее – в [13, 14]. Здесь для определения условий возникновения модуляционной неустойчивости был предложен индекс модуляционной неустойчивости (Benjamin–Feir index, BFI). Этот индекс характеризует соотношение эффектов нелинейности за счет 4-волнового взаимодействия и дисперсии групповой скорости для волн на глубокой воде,

$$\text{BFI} = \sqrt{2} \frac{\epsilon}{\nu}, \quad (2)$$

где ν – относительная ширина спектра, $\epsilon = k_0 \sigma$ – крутизна волн, k_0 – волновое число несущей поверхности, σ – среднеквадратичное смещение волновой поверхности η :

$$\sigma^2 = \langle \eta^2 \rangle. \quad (3)$$

Волны становятся модуляционно неустойчивыми при $\text{BFI} \gtrsim 1$.

В качестве показателей отличия процесса от гауссового используются статистические моменты

$$\lambda_3 = \langle \eta^3 \rangle / \sigma^3, \quad \lambda_4 = \langle \eta^4 \rangle / \sigma^4. \quad (4)$$

Третий момент, λ_3 , характеризует вертикальную асимметрию волн. Четвертый момент, λ_4 , определяет соотношение между числом больших смещений волновой поверхности и числом малых ее смещений (эксцесс). Для случайного гауссового процесса $\lambda_4 = 3$.

Известно, что для процессов с 4-волновыми взаимодействиями поправки, связанные с возникающими связанными (стоксовыми) компонентами волн, приводят к увеличению эксцесса порядка $\lambda_4 \sim \epsilon^2$. В работе [15] в рамках кинетической теории для слабонелинейных узкополосных волн эффекты нелинейной динамики свободных волн оцениваются как $\lambda_4 \sim \sim \text{BFI}^2$ (динамический эксцесс), а поэтому модуляционная неустойчивость способна радикально влиять на статистику волн, когда $\text{BFI} \gtrsim 1$.

Прямое моделирование псевдослучайных волн позволяет получить информацию о статистике волн и спектрах без привлечения дополнительных предположений, применяемых для построения кинетической теории. Использование численных моделей, применимых для случаев сильной нелинейности и широкого спектра, а также данных лабораторных экспериментов позволяет рассмотреть наиболее интересный в контексте волн-убийц случай интенсивных волн.

Постановка задачи. Для установления связи между спектральными характеристиками нерегулярных волн и статистикой экстремальных волн рассматривается эволюция волн с изначально заданной формой спектра и случайным распределением фаз. Тем самым при задании начальных условий используется представление гауссового случайного поля. В процессе эволюции набора полученных таким образом квазислучайных реализаций получается статистический ансамбль, используемый для усреднения (см., например, [13, 19, 20, 16, 21, 22, 8, 9, 10, 17, 18]).

Отслеживались главным образом следующие характеристики волн: форма усредненного спектра и

его характерная ширина, статистические моменты λ_3 , λ_4 и распределения вероятностей высоких волн.

Лабораторное моделирование эволюции нерегулярных волновых полей с заданным начальным спектром. В лабораторных экспериментах исследовалась эволюция волновых цугов при распространении волн от волнопродуктора по лотку. Для исследования использовались временные последовательности смещения поверхности воды. Длина генерируемых цугов была значительно короче длины лотка. Рассматривались достаточно интенсивные волны. Визуально отслеживалось отсутствие обрушений. Детальное описание экспериментов и параметров дано в [8, 10].

Для задания начальных условий использовались достаточно узкий спектр гауссовой формы при разной интенсивности волн [8], а также спектры разных ширины (относительно узкие) и формы при заданной интенсивности волн [10]. В разных сериях экспериментов в статистическом усреднении участвовало 30–60 реализаций, содержащих по 17–50 индивидуальных волн.

Эволюция спектра, статистических моментов и функций распределений. В случаях волн небольшой амплитуды или достаточно широкого начального спектра (малые значения параметра (2)) в процессе распространения волн от волнопродуктора усредненный спектр не демонстрировал заметной динамики.

В случаях интенсивных волн или очень узкого спектра наблюдались быстрое уширение спектра волн и последующее его сужение до значения, превышающего изначальное, см. рис. 1. Уширение спектра бы-

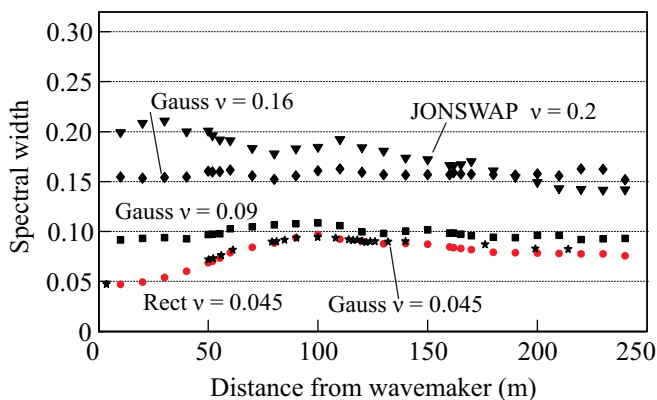


Рис. 1. Эволюция относительной ширины спектра волн ν/ω_0 , наблюдавшаяся в лабораторных экспериментах для различных профилей начальных спектров

ло тем значительнее, чем больше интенсивность волн или чем уже их начальный спектр.

Четвертый статистический момент для достаточно узких спектров и интенсивных волн ведет себя качественно схоже с изменением по трассе ширины спектра: в ходе эволюции волн эксцесс сперва возрастает (по данным лабораторных экспериментов, до значений 4.5), демонстрируя существенное отличие статистики от гауссовой, а затем несколько уменьшается, см. рис. 2.

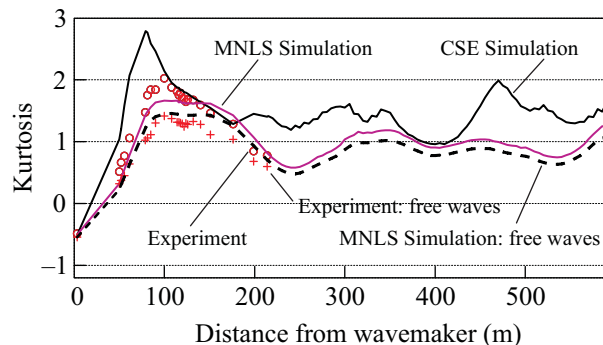


Рис. 2. Зависимости эксцесса λ_4 от дистанции по данным лабораторного эксперимента (кружки; по выделенной компоненте свободных волн – кресты) и численного моделирования (сплошная черная линия – НУШ, сплошная серая линия – МНУШ, штриховая линия – по компоненте свободных волн в МНУШ)

Посредством частотной фильтрации были разделены компоненты свободных волн (в диапазоне частот $0.5 < \omega/\omega_0 < 1.5$, где ω_0 – частота несущей) и связанных волн. Показано, что основной вклад в отличие статистики от гауссовой дает динамический эксцесс (т.е. эксцесс определенный по компоненте свободных волн). На рис. 2 кружками построен эксцесс, определенный по полному измеренному полю смещения, а крестиками – по свободным волнам. Асимметрия волн, характеризуемая числом λ_3 , наоборот, происходит главным образом от компонент связанных волн. Для свободных волн значение λ_3 близко к нулю [10].

На рис. 3 построены зависимости четвертого статистического момента λ_4 от спектральной ширины. Поскольку по мере распространения волн энергия сохраняется, ВФИ обратно пропорционален ширине спектра. Таким образом, результаты с рис. 3 явно противоречат зависимости $\lambda_4 \sim \text{BFI}^2 \sim \nu^{-2}$, что связывается нами с существенной нестационарностью лабораторных экспериментов.

Было показано наличие корреляции между четвертым статистическим моментом поля смещения водной поверхности и вероятностью высоких волн. Таким образом, аномально высокие волны наиболее вероятно возникают в состояниях с большим значением эксцесса. Нужно отметить, что на сегодняш-

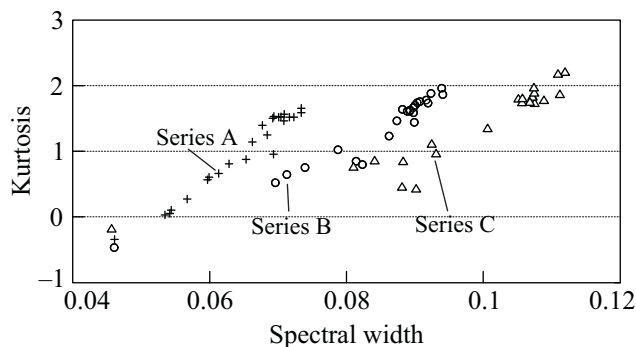


Рис. 3. Зависимость эксцесса λ_4 от ширины спектра ν по результатам трех лабораторных экспериментов с волнами разной интенсивности

ний день не показано, что четвертый статистический момент является предиктором возникновения очень высоких волн. Скорее, он констатирует их присутствие. Однако эта величина удобна для определения опасных с точки зрения волн-убийц волновых состояний в рамках статистических моделей.

На основе данных лабораторных измерений были построены и исследованы функции распределения вероятностей, демонстрирующие значительное увеличение вероятности высоких волн в переходной области, где спектр максимально уширялся. На рис. 4 построены функции вероятностей превышения высоты волн, определенные на трех расстояниях от волнопродуктора по данным лабораторного и численных экспериментов. По горизонтальной оси здесь отложены нормированные значения высот H/σ . Для поля с гауссовой статистикой значительная высота волн примерно равна $H_s = 4\sigma$, так что к волнам-убийцам на рис. 4 относится область $H/\sigma > 8$.

На рис. 4а построена зависимость для первого датчика (дистанция 3.6 м). Записи с него использовались для инициации численного счета (см. описание ниже), поэтому совпадение численных данных с лабораторными здесь идеально. Хвосты распределений существенно ниже распределения Рэлея, что может объясняться недостаточно большим количеством волн, используемых в статистическом усреднении [23], и особенностями работы волнопродуктора.

На рис. 4б приведены распределения в области с максимально уширенным спектром, где наблюдалось наибольшее число экстремальных волн. Эти результаты существенно отличаются от рэлеевского распределения вероятностей, примененного к линейным волнам с узким спектром. В то же время данные измерений находятся в согласии с теоретическими вероятностными моделями, учитывающими поправки,

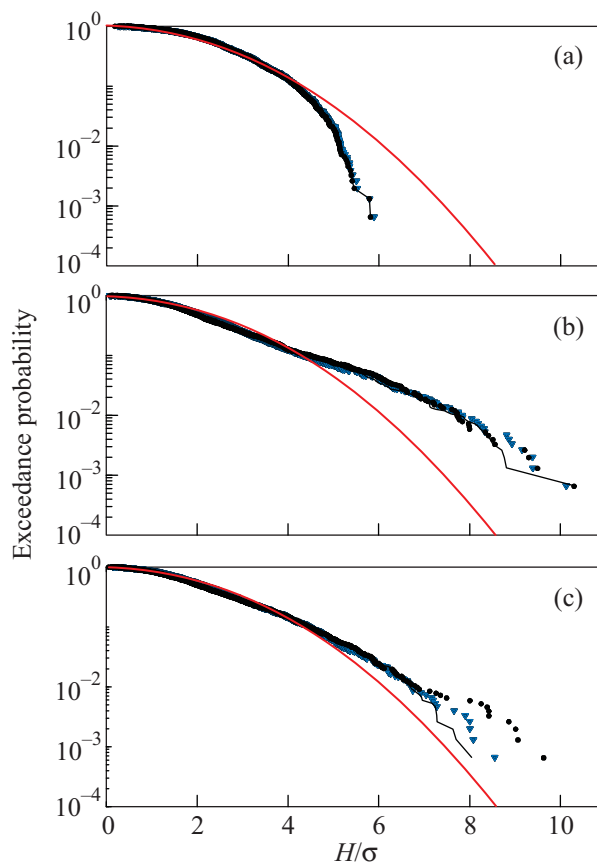


Рис. 4. Функции распределения вероятностей превышения высоты рядом с волнопродуктором (а) и на расстояниях 100 м (б) и 214 м (с) от волнопродуктора. Аномальным волнам соответствует область $H/\sigma > 8$. Построены данные лабораторной регистрации (треугольники) и численного моделирования в рамках НУШ (кружки) и МНУШ (тонкая сплошная линия). Толстая сплошная линия – соответствующее распределение Рэлея

связанные с нелинейностью волн [4], подробности см. в [8, 10].

На рис. 4с построено распределение на дальнем датчике. Прослеживается снижение вероятности высоких волн по сравнению с рис. 4б, так что волн-убийц с $H > 8\sigma$ практически не наблюдается. Однако вероятность высоких волн существенно превосходит распределение Рэлея. Из сравнения измерений на соседних дальних датчиках следует, что разброс между значениями вероятностей, рассчитанными в рамках НУШ, модифицированного НУШ и измеренными, не носит систематического характера, а является результатом недостаточно большого статистического ансамбля.

В работах [8, 10] исследованы также распределения вероятностей высот гребней и ложбин волн, а в [24] изучено влияние на статистику высот волн и

статистические моменты эпизодических обрушений, наблюдавшихся в лабораторных экспериментах, когда генерировались более интенсивные волны.

Сопоставительное численное моделирование. На основе данных лабораторных экспериментов был выполнен сопоставительный численный расчет в рамках приближенных моделей НУШ и МНУШ, записанных для расчета эволюции по координате. В качестве граничных условий для численного моделирования брались временные записи волн с ближайшего к волнопродуктору измерителя (дистанция около одной длины волны). Результаты численного моделирования отдельных реализаций и усредненных данных сопоставлялись с данными измерений далее по трассе.

По результатам сравнения профилей отдельных реализаций, рассчитанных в рамках МНУШ, наблюдаются умеренные отличия в форме огибающей интенсивных необрушающихся волн на дистанциях порядка 50 длин волн (см. [9]). Различия между экспериментальными данными и результатами расчета НУШ обнаруживались много раньше и были существеннее.

На рис.2 проведено сопоставление значений эксцесса, полученных в лабораторном эксперименте, с результатами численного моделирования НУШ (сплошная черная линия) и МНУШ (сплошная серая линия). Значения λ_4 , соответствующие свободным волнам, рассчитанным в рамках МНУШ, показаны на рисунке штриховой линией.

Условия эксперимента, отвечающего рис. 2, соответствовали существенно интенсивным волнам. Поэтому при небольшом увеличении их интенсивности в лабораторных экспериментах наблюдались эпизодические обрушения. Прослеживается хорошее совпадение результатов расчета приближенной модели МНУШ с лабораторными результатами, в то время как НУШ демонстрирует несколько большие значения эксцесса (особенно в переходной области) и худшее согласие на больших дистанциях. Тем не менее результаты стохастического моделирования НУШ, в отличие от моделирования отдельных реализаций, являются довольно удовлетворительными.

Общая картина. Сопоставление результатов лабораторных измерений с численным моделированием показало хорошую применимость модели МНУШ для описания эволюции усредненного спектра и статистических моментов полей смещения поверхности. Численное моделирование было использовано для получения данных при других начальных условиях.

Условия лабораторного лотка накладывают ограничение на максимальную дистанцию. В рамках

численного моделирования может быть рассчитана более длительная эволюция волн, см., в частности, рис. 2.

Алгоритм расчета исходных уравнений потенциальной гидродинамики в конформных переменных был использован для расчета эволюции волн во времени. В этом случае вместо временных записей волн исследуются пространственные записи.

На рис.5 собраны результаты численного моделирования временной эволюции волн в рамках пол-

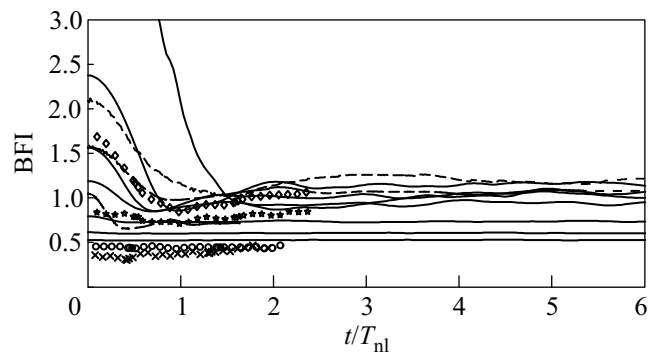


Рис. 5. Зависимость индекса модуляционной неустойчивости BFI от нормированной дистанции/времени по данным численного моделирования НУШ (сплошные линии), исходных уравнений гидродинамики (штриховая линия) и лабораторных экспериментов (последовательности значков). Начальный спектр волн имел гауссову форму; ширина спектра и интенсивность волн варьировались

ных уравнений (штриховая линия) и НУШ (сплошная линия), а также лабораторных экспериментов (значки), построенные в переменных BFI (t/T_{nl}), где характерное нелинейное время определялось как $T_{nl} = \epsilon^{-2}\omega_0^{-1}$, а пересчет дистанции в эквивалентное время происходил через групповую скорость волн характерной длины $x = C_{gr}t$, $C_{gr} = \omega_0/2k_0$.

Видно, что результаты всех экспериментов хорошо согласуются. Если начальные условия соответствуют BFI > 1, то имеет место переходный процесс с характерным временем $\sim \epsilon^{-2}\omega_0^{-1}$. За это время за счет изменения спектра система приходит в состояние с BFI ~ 1 . Начальные условия, соответствующие малым BFI, не демонстрируют такого транзитного эффекта. Важно, что наибольшее число anomalously высоких волн (как по рассчитанным функциям вероятностей, так и по величине эксцесса) наблюдается именно во время переходного процесса. Эти результаты согласуются с имеющимися в литературе [13, 19, 14, 20, 21].

На рис.6 приведены значения ширины усредненного спектра, полученные в результате длительно-

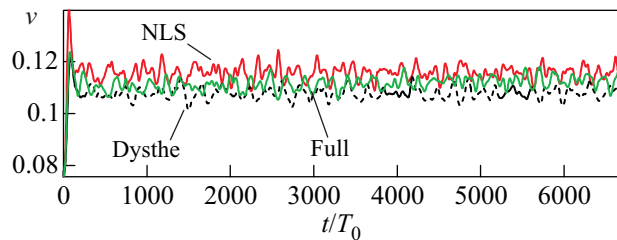


Рис. 6. Зависимость ширины спектра от времени в рамках моделей НУШ, МНУШ и исходных уравнений гидродинамики

го численного моделирования с помощью различных моделей (до характерного “кинетического” времени $\sim \epsilon^{-4}\omega_0^{-1}$). Зависимости не демонстрируют эволюции спектра после вышеупомянутого переходного процесса, подтверждая вырожденность случая однонаправленных волн в смысле условий нелинейных взаимодействий [25].

Из результатов, приведенных на рис. 2 и 5, следует, что волны в лабораторном лотке достигают стационарного состояния только ближе к его концу. Так как многие экспериментальные установки существенно короче 300-метрового ганноверского бассейна, в них волны с начальным BFI, превосходящим единицу, не приходят в стационарное состояние.

Формы стационарных спектров, достигаемых в длительных численных экспериментах, показанных на рис. 6, для случая с начальным узким гауссовым спектром с $BFI > 1$ построены на рис. 7 в полулогарифмических координатах. Прослеживается ушире-

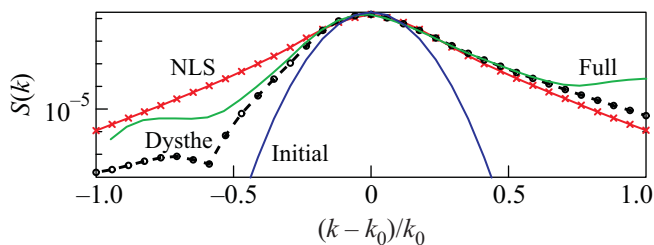


Рис. 7. Стационарные спектры, достижимые в длительных численных экспериментах в рамках различных моделей. Начальное условие соответствует узкому гауссовому спектру с $BFI > 1$

ние спектра. Он становится асимметричным в полных уравнениях и в рамках МНУШ. Расчеты в этих моделях демонстрируют довольно хорошее совпадение. Сдвиг характерного волнового числа в направлении длинных волн становится заметным в расчетах с помощью исходных уравнений и модели МНУШ, когда спектры построены в линейных координатах.

3. Нелинейные волновые группы и фазовые корреляции в полях нерегулярных волн. На рис. 5 можно заметить отличие вариативности зависимостей BFI на больших временах для значений, больших и меньших примерно 0.8. Это может говорить об отличии волн в равновесных состояниях, для которых изначально BFI задавался существенно меньшим единицы и для которых начальный индекс $BFI \gtrsim 1$.

Индекс модуляционной неустойчивости может пониматься как параметр подобия нелинейного уравнения Шредингера (солитонное число). Таким образом, в динамическом смысле BFI, введенный для оценки спектральных свойств, может трактоваться как условие существования солитонов огибающей (во всяком случае в рамках приближений НУШ, см. [1]).

Фазовые соотношения в точных решениях приближенных моделей нелинейных модулированных волн. Солитон огибающей представляет собой точное решение НУШ в виде нелинейного волнового пакета, упруго взаимодействующего с другими волнами. В отличие от линейной группы волн солитон огибающей не расплывается. Нелинейность компенсирует действие дисперсии, а спектральные компоненты солитона огибающей остаются в фазе, когда они записаны в соответствующей сопровождающей системе отсчета.

Так называемые бризерные решения НУШ (солитоны огибающей на пьедестале) являются прототипом волн-убийц, возникающих на фоне слабо возмущенной однородной волны в результате модуляционной неустойчивости. Когда длинное возмущение Δk плоской волны с волновым числом k_0 оказывается неустойчивым, нарастающие спектральные компоненты $k_0 \pm \Delta k$ передают энергию и кратным гармоникам $k_0 \pm m\Delta k$, $m = 2, 3, \dots$, совокупность которых и определяет бризеры.

Фазовые корреляции в спектрах волн по данным численных экспериментов. По-видимому, взаимодействующие четверки волн могут иметь собственную относительно независимую динамику (см. [26, 27]), ведущую к нарушению принципа независимости фаз волн. Однако явное ее детектирование в стохастическом поле волн не тривиально. Поведение спектральных хвостов обсуждается с целью предсказания появления волны-убийцы в нелинейной оптике [28]. В приложении же к морским волнам этот подход осложнен наличием связанных нелинейных волновых компонент и медленным характером спадания хвоста спектра ветровых волн.

Вышеописанную софазность компонент “хвостов” бризерных групп можно проследить с помощью коррелятора (подробности см. в [29]):

$$R(\delta, t) = \frac{R_1}{R_2}, \quad (5)$$

$$R_1 = \left| \sum_{n=1}^N S_n(k_0 + \delta) S_n(k_0 - \delta) S_n^*(k_0 + \delta') S_n^*(k_0 - \delta') \right|,$$

$$R_2 = \sum_{n=1}^N |S_n(k_0 + \delta) S_n(k_0 - \delta) S_n^*(k_0 + \delta') S_n^*(k_0 - \delta')|,$$

$$\delta = \frac{2\pi}{L} m, \quad \delta' = \frac{2\pi}{L} (m + 1), \quad m \geq 0.$$

Здесь S_n – компоненты спектра Фурье. Целое число m и соответствующие значения δ и δ' задают отстройку от спектрального пика. Статистическое усреднение проводилось по N реализациям ($N = 100$).

Пример поведения коррелятора R в процессе эволюции волн показан на рис. 8. Видно, как изначаль-

со значительным солитонным числом (характеризуемым BFI). Как следует из исследования, эта стадия является наиболее опасной с точки зрения образования высоких волн.

Моделирование солитоноподобных решений приближенных моделей в рамках полных уравнений. Существование сильнонелинейных аналогов солитонов огибающей НУШ было показано в рамках расчета полных уравнений в конформных переменных [30] (вплоть до волн с предельной крутизной для волн Стокса). Их живучесть и способность упруго взаимодействовать с другими волнами были рассмотрены в [31, 32]. Хотя в ряде случаев наблюдается существенно неупругое взаимодействие волновых групп (частичное разрушение одного из пакетов или связывание групп), в других случаях сильнонелинейные волновые группы способны взаимодействовать с другими без заметных потерь.

Рисунок 9 демонстрирует результат численного моделирования с помощью исходных уравнений потенциальной гидродинамики. Вычисление производится на периодическом домене. В качестве начальных условий заданы две группы, соответствующие солитонам НУШ с асимптотическими поправками к полям смещения и скоростям трех порядков (рис. 9а). Амплитуды начальных групп и волновые числа за-

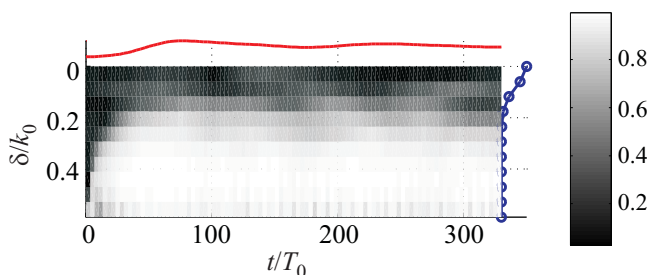


Рис. 8. Коррелятор R (градации серого) как функция времени и отстройки δ для случая стохастического моделирования волн с начальным BFI ≈ 1.56 в рамках полных уравнений. По горизонтали – время, нормированное на период волны. Кривая сверху демонстрирует поведение усредненного спектра во времени. Линия справа с кружками – профиль начального спектра

но некоррелированные волновые компоненты (темная область при малых t для всех δ) быстро становятся зависимыми, причем происходит это существенно раньше, чем возрастает ширина спектра (и, соответственно, эксцесс и вероятность высоких волн). Такая картина наблюдалась для всех случаев численного моделирования в рамках различных моделей, когда начальные условия характеризовались неравенством $BFI > 1$.

Показанная когерентность соответствует не динамике квартетов свободных волн, а образованию нелинейных волновых групп, подобных бризерам НУШ. Наша интерпретация такова, что наблюдаемая в стохастическом моделировании переходная стадия, обсуждавшаяся в предыдущем пункте, может рассматриваться как процесс выделения нелинейных групп из случайным образом заданных начальных условий

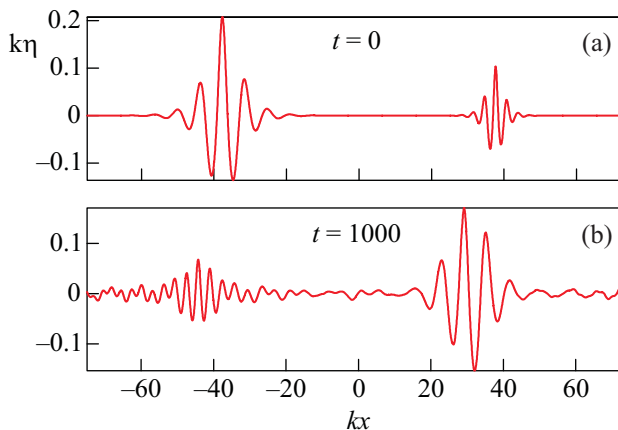


Рис. 9. Попутное взаимодействие интенсивных солитоноподобных групп волн в рамках полных уравнений гидродинамики: начальное условие (а) и после обгона (б)

полнения различаются примерно в два раза, так что крутизны обеих групп одинаковы.

В начальной стадии эволюции группы излучают малое количество энергии вследствие неидеальности задания начальных условий и продолжают движение как солитоны огибающей. Группа с более длинноволновым заполнением распространяется быстрее и

настигает группу меньшей амплитуды. После обгона более интенсивный и длинноволновый пакет восстанавливается, а меньший теряет значительную часть своей энергии (рис. 9b). В процессе обгона локальная крутизна волн сильно возрастает (до значений, близких к предельному для обрушающихся волн, детали см. в [32]).

Таким образом, концепция солитонов НУШ с некоторыми оговорками может быть использована и в случае сильнонелинейных экстремальных волн. В случае неколлинеарных волн, видимо, представления о солитонах НУШ также могут быть полезны при анализе динамики, но она оказывается более богатой (см. [33, 34]).

4. Заключение. В письме приведен краткий обзор, обобщающий собственные исследования динамики интенсивных волновых групп на поверхности глубокой жидкости. Особое внимание уделено нелинейным эффектам в стохастических полях, когда прямое численное моделирование и лабораторные данные позволяют изучить вероятностные характеристики сильнонелинейных поверхностных волн без использования дополнительных предположений.

Исследована нестационарная динамика стохастических полей коллинеарных волн, характеризуемых начальным (довольно узким) спектром. На основе множественных численных экспериментов и данных лабораторных измерений описана общая картина эволюции волновых систем, качественно зависящая от начальных значений параметра модуляционной неустойчивости, BFI. Волновые системы с $BFI > 1$ эволюционируют в состояние с $BFI \sim 1$ за счет адаптации спектра волн через стадию “обострения”, когда экстремальные волны наиболее вероятны.

Продемонстрировано проявление связанных нелинейных волновых групп в статистических характеристиках ансамблей волн в плане повышения вероятности экстремальных волн в области сильной эволюции спектра, зависимостей между параметрами волновой системы при ее эволюции, появления корреляций в энергонесущей части спектра. Показана возможность рассмотрения интенсивных волновых групп, содержащих небольшое количество волн, в качестве “структурных единиц” в нелинейной динамике поверхностных волн.

Описываемые исследования направлены на решение проблемы аномально высоких морских волн или волн-убийц. Хотя на настоящий момент общее представление о сути этого явления и основных действующих механизмах сформировано, из-за комплексности проблемы остаются не выясненными очень многие “детали”: достоверные функции вероятности высо-

ких волн в зависимости от волновых спектров и метеоусловий, эффекты сильнонелинейных и обрушающихся волн, кинематика волн-убийц. Эти вопросы являются жизненно важными для развития судоходства и морепользования.

Исследования поддержаны грантами РФФИ # 11-02-00483, 11-05-00216, грантами Президента РФ МК-6734.2010.5, МК-4378.2011.5, программой ЕС FP7-PEOPLE-2009-IIF (# 254389) и фондом Volkswagen Foundation. Авторы благодарны своим коллегам по исследованиям. Особую признательность мы выражаем проф. Л. Шемеру, совместно с которым проходила обработка данных лабораторных экспериментов.

1. C. Kharif, E. Pelinovsky, and A. Slunyaev, *Rogue Waves in the Ocean*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2009.
2. A. Slunyaev, I. Didenkulova, and E. Pelinovsky, *Contemp. Phys.*, In Press (2011).
3. S.R. Massel, *Ocean surface waves: their physics and prediction*, World Scientific Publishing Co Pte Ltd, Singapore, 1996.
4. M.A. Tayfun, and F. Fedele, *Ocean Eng.* **34**, 1631 (2007).
5. D. Dommermuth and D.K.P. Yue, *J. Fluid Mech.* **184**, 267 (1987).
6. B.J. West, K.A. Brueckner, R.S. Janda et al., *J. Geophys. Res.* **92**, 11803 (1987).
7. V.E. Zakharov, A.I. Dyachenko, and O.A. Vasilyev, *Eur. J. Mech. B / Fluids* **21**, 283 (2002).
8. L. Shemer and A. Sergeeva, *J. Geophys. Res.* **114**, C01015 (2009).
9. L. Shemer, A. Sergeeva, and A. Slunyaev, *Phys. Fluids* **22**, 016601 (2010).
10. L. Shemer, A. Sergeeva, and D. Liberzon, *J. Geophys. Res.* **115**, C12039 (2010).
11. В. Е. Захаров, ПМТФ **2**, 86 (1968).
12. I. E. Alber, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **363**, 525 (1978).
13. M. Onorato, A. R. Osborne, M. Serio, and S. Bertone, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5831 (2001).
14. P. A. E. M. Janssen, *J. Phys. Oceanogr.* **33**, 863 (2003).
15. N. Mori and P. A. E. M. Janssen, *J. Phys. Oceanogr.* **36**, 1471 (2006).
16. E. Pelinovsky and A. Sergeeva (Kokorina), *Eur. J. Mech. B-Fluids* **25**, 425 (2006).
17. В. Е. Захаров, Р. В. Шамин, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 68 (2010).
18. A. Sergeeva, E. Pelinovsky, and T. Talipova, *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* **11**, 323 (2011).
19. K. B. Dysthe, K. Trulsen, H. E. Krogstad, and H. Socquet-Juglard, *J. Fluid. Mech.* **478**, 1 (2003).
20. H. Socquet-Juglard, K. B. Dysthe, K. Trulsen et al., *J. Fluid Mech.* **542**, 195 (2005).

21. N. Mori, M. Onorato, P. A. E. M. Janssen et al., J. Geophys. Res. **112**, C09011 (2007).
22. D. Chalikov, Phys. Fluids **21**, 076602 (2009).
23. A. Kokorina (Sergeeva) and E. Pelinovsky, J. Korean Soc. Coast. Ocean Eng. **14**, 308 (2002).
24. A. Sergeeva, L. Shemer, and A. Slunyaev, EGU General Ass. Geophys. Res. Abstracts **13**, EGU2011-137 (2011).
25. V. Zakharov, Eur. J. Mech. B/Fluids **18**, 327 (1999).
26. M. Stiassnie and L. Shemer, Wave Motion **41**, 307 (2005).
27. E. Kartashova, *Nonlinear Resonance Analysis*, Cambridge Univ. Press, 2010.
28. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, J. M. Soto-Crespo, and J. M. Dudley, Phys. Lett. A **375**, 541 (2011).
29. A. Slunyaev, Eur. Phys. J. Special Topics **185**, 67 (2010).
30. A. I. Dyachenko and V. E. Zakharov, Письма в ЖЭТФ **88**, 356 (2008).
31. V. E. Zakharov, A. I. Dyachenko, and A. O. Prokofiev, Eur. J. Mech. B / Fluids **25**, 677 (2006).
32. А. В. Слюняев, ЖЭТФ **136**, 785 (2009).
33. В. П. Рубан, ЖЭТФ **137**, 599 (2010).
34. V. P. Ruban, Письма в ЖЭТФ **94**, 194 (2011).