

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
Морской гидрофизический институт

На правах рукописи

ПОЛНИКОВ Владислав Гаврилович

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ
ЭВОЛЮЦИИ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ
ЧИСЛЕННЫМИ МЕТОДАМИ
(Специальность 04.00.22 - Геофизика)

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Севастополь 1994г.

Работа выполнена в Морском гидрофизическом институте
Академии Наук Украины.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник ИО РАН

ЗАСЛАВСКИЙ Михаил Маркович,

доктор географических наук,
заслуженный деятель науки,
заведующий лабораторией С-Пс.О ГОИИ

ДАВИДАН Израиль Наумович

доктор физико-математических наук,
заведующий отделом МГИ АНУ

КУДРЯВЦЕВ Владимир Николаевич

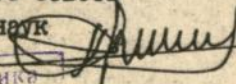
Ведущая организация: Институт Океанологии им. П. П. Ширшова
Российской Академии Наук

Защита состоится "26" мая 1994 г. в 9⁰⁰ часов
на заседании специализированного совета Д 016.01.01 при
Морском гидрофизическом институте АН Украины

Адрес института: 335000 Севастополь, ул. Капитанская 2.
С диссертацией можно ознакомиться в читальном зале
библиотеки МГИ АН Украины.

Автореферат разослан "14" 04 1994г.

Ученый секретарь
специализированного Совета
доктор физ.-мат. наук

 А.М. Суворов

ЛНБ ім. В. Стефаніка
АН України

ЛНБ України ім. В. Стефаніка



00802260 (1)

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Актуальность темы диссертации. В виду чрезвычайного разнообразия физических процессов, происходящих в слое взволнованной жидкости, интерес к изучению ветрового волнения сохраняется уже на протяжении более чем полутора столетия. В последние два-три десятилетия этот интерес заметно усилился, что обусловлено рядом причин. В качестве главнейших из них можно отметить появление новых методов теоретического описания случайных нелинейных волновых полей и стремительное развитие вычислительной техники.

Появление кинетического уравнения Хассельмана [1] и теории спектров слабой волновой турбулентности Захарова [2] определили новый этап в изучении ветрового волнения. Теория позволила предсказать и объяснить ряд принципиально важных физических особенностей эволюции ветровых волн и заложить основы построения математических моделей явления. Вычислительная техника обеспечила базу для выполнения численного анализа наиболее сложных теоретических соотношений и способствовала созданию широкого разнообразия численных моделей ветрового волнения и способов расчета параметров волн.

Необходимость в численном моделировании состояния взволнованной поверхности моря вызвана как многочисленными задачами практики, так и фундаментальным научным интересом к наиболее полному пониманию явления в целом. Таким образом, с появлением численных методов исследования проблема изучения физики ветрового волнения приобрела дополнительный динамизм и актуальность.

В рамках отмеченной научной проблемы к началу 80-х годов сформировалось самостоятельное теоретическое направление в области волновой гидродинамики - численное моделирование ветрового волнения. Объективным свидетельством этого может служить факт возникновения ряда международных проектов и

исследовательских групп, занимающихся исключительно проблемой моделирования ветровых волн (проект SWAMP—Sea Wave Modeling Project, группы WAM, WAMDI и др.[3]).

В странах СНГ до начала 80-х годов аналогичные исследования проводились в лаборатории ветровых волн ЛО ГОИН (Давидан и др.[4]) и в отделе прогнозов ГИЦ России (Абузьяров[5]). Фундаментальные теоретические исследования проводились в ИО РАН (Заславский, Красицкий и их коллеги) и в ЛО ИО РАН (Макин, Чаликов). С начала 80-х годов систематические исследования в данном направлении проводятся в Морском Гидрофизическом институте АН Украины[6]. Эти исследования послужили основой для учреждения объединенного проекта "Ветровое волнение" (1986 — 1990гг.).

По итогам работ проекта SWAMP и результатам отечественных исследований к середине 80-х годов было установлено следующее.

Во-первых, имеющиеся модели волн дают весьма разноречивые результаты, а ряд наблюдаемых эффектов еще требует своего объяснения и воплощения при численном моделировании. Поэтому необходима разработка моделей нового типа, удовлетворяющих определенному набору требований[3].

Во-вторых, признано, что наиболее важным является детальное изучение нелинейного механизма эволюции ветровых волн, который ответственен за большинство физических эффектов эволюции. Отсутствует всестороннее исследование свойств кинетического интеграла, не проведены численное решение кинетического уравнения и моделирование формирования потоковых спектров слабой волновой турбулентности.

В-третьих, требуется существенное совершенствование подходов к описанию диссипативного механизма эволюции волн, являющегося наименее разработанным элементом численной модели ветровых волн. Используемые параметризации механизма диссипации не учитывают реальных зависимостей интенсивности потерь энергии ветровых волн от параметров системы.

Эти выводы подчеркивают актуальность дальнейшего развития исследований физики ветрового волнения численными методами и определяют перечисляемые ниже цели и задачи диссертационной работы.

Цели и задачи исследования. Проведение исследований преследовало следующие основные цели и задачи:

1. Провести изучение отдельных механизмов эволюции ветровых волн, включающих в себя механизмы энергоснабжения волн ветром G , нелинейного перераспределения энергии волн по спектру NL и диссипации энергии волн D , уделив основное внимание второму из них. Выяснить основные физические особенности указанных механизмов эволюции и построить их аналитические аппроксимации.

2. С использованием авторских параметризаций основных механизмов эволюции ветровых волн построить, испытать и использовать как инструмент исследования ряд вариантов численных моделей различной сложности и полноты описания явления.

На основе построенных численных моделей дать описание и физическую трактовку основных наблюдаемых эффектов эволюции ветровых волн для случая идеального волнообразования.

3. Провести численные исследования особенностей крупномасштабной эволюции ветровых волн с использованием разработанных моделей. На примере модельных и натуральных ситуаций показать возможность численного предсказания особенностей и эффектов эволюции ветровых волн для сложных условий волнообразования.

Указанные цели достигаются путем последовательного выполнения ряда конкретных задач. Основными из них являются следующие.

Выполнено всестороннее численное исследование наиболее важного механизма эволюции волн - нелинейного переноса энергии по спектру. В частности, решены задачи численного расчета кинетического интеграла, изучены основные физические особенности нелинейного переноса энергии, численно решено кинетическое уравнение, исследованы распределения потоков энергии и действия по спектру и условия формирования потоковых спектров колмогоровского типа, предсказанных Захаровым.

В области изучения диссипативного механизма разработана новая концепция потерь энергии волн за счет их взаимодействия с турбулентностью верхнего слоя жидкости. Существенным элементом указанного подхода является полуфеноменологическая

модель спектрального представления аналога турбулентной вязкости верхнего взволнованного слоя моря. Построены соответствующие параметризации D.

С целью параметризации механизма энергоснабжения использованы результаты наиболее полных современных исследований в этой области, выполненных Макиным и Чаликовым.

Полученные параметризации по специально разработанной методологии использованы для построения двух численных моделей ветрового волнения различной степени полноты описания явления. Обе модели тестированы и использованы для численных экспериментов на модельных и натуральных полях ветра.

Новизна результатов заключается в следующем.

Установлены и подробно описаны четыре основных свойства нелинейного переноса энергии, определяемых формой спектра. На их основе построена эффективная аналитическая параметризация кинетического интеграла, пригодная как для одно- так и для двух-модовых спектров ветровых волн.

Впервые численно решено кинетическое уравнение. Показано, что на больших временах эволюции форма спектра нелинейных волн приобретает автомоделный вид $S_A(\omega, \theta)$. Важнейшая особенность $S_A(\omega, \theta)$ заключается в сохранении высокой степени угловой направленности спектра на частоте пика. Дано подробное описание особенностей нелинейной эволюции волн и автомоделной формы спектра.

Путем численного решения кинетического уравнения на ограниченном интервале частот с разнесенными источником и стоком энергии выполнено моделирование процесса формирования потоковых спектров Захарова. Рассчитаны функции направленных потоков энергии и действия вверх и вниз по частотам.

Предложена оригинальная модель спектрального представления функции турбулентной вязкости взволнованного слоя жидкости. Дано обоснование необходимости параметризации диссипативного механизма эволюции в виде ряда по степеням спектра.

Построены две модели ветровых волн: МГИ-1 и МГИ-2, по классификации SWAMP относящиеся соответственно к моделям второго и третьего поколения. Путем тестовых испытаний показана их конкурентно-способность по отношению к лучшим моделям проекта

SWAMP.

На примере модельных расчетов установлен ряд неизвестных ранее эффектов эволюции ветровых волн на больших пространственно-временных масштабах. Дана физическая интерпретация установленных эффектов.

Обоснованность научных положений и выводов.

Научные положения, разработанные автором в диссертации, касаются методов расчета кинетического интеграла и решения кинетического уравнения, идеологии построения параметризации механизмов нелинейного переноса и диссипации энергии волн, а также методологических принципов построения, испытания и применения численных моделей. Обоснованность этих положений следует из их строгого соответствия основным законам гидродинамики, взаимной непротиворечивости и хорошего соответствия результатов моделирования основным экспериментальным фактам.

Большинство выводов диссертации сформулировано по результатам расчетов КИ и численных решений уравнения баланса энергии волн в спектральной форме. В силу специальной системы проверок используемых методов расчета многомерных интегралов и численного решения уравнения переноса полученные выводы могут считаться надежно обоснованными.

Практическая значимость результатов.

В рамках существующих постановок практически решена проблема описания механизма нелинейных взаимодействий для поверхностных гравитационных волн и численного решения кинетического уравнения для них. Численно подтверждены основные выводы слаботурбулентной теории потоковых спектров и установлены условия ее применимости.

Идеи, заложенные в построении параметризации механизма диссипации, позволяют лучше понять и описать процессы потерь энергии волн и открывают перспективу дальнейшего продвижения в этом направлении.

Создана элементная база для дальнейшего совершенствования численных моделей любого типа. Построенная методология позволяет целенаправленно развивать научное направление, связанное с численным моделированием ветровых волн.

Разработанные модели МГИ-1 и МГИ-2 могут быть использованы как для проведения разнообразных научных исследований по изучению закономерностей эволюции ветровых волн на больших пространственно-временных масштабах, так и для решения многочисленных задач практики: прогноз волнения, составление атласов, мониторинг волнения, расчет "фоновых" полей волнения для дистанционной диагностики состояния поверхности и т.д.

Публикации результатов диссертации и личный вклад автора.

По результатам диссертации опубликованы 21 работа и книга в соавторстве с В.В. Ефимовым. Основные результаты диссертации содержатся в работах [6-26], опубликованных в таких ведущих изданиях СНГ как "Известия АН СССР (РАН), сер. Физика атмосферы и океана", "Доклады АН СССР", "Океанология", "Метеорология и гидрология". Часть материалов опубликована в виде тезисов международных конференций.

Наиболее важные работы, касающиеся исследования нелинейных свойств ветровых волн опубликованы без соавторов. В совместных работах автор принимал участие в постановке задач, готовил расчетные программы, проводил расчеты и анализ полученных результатов.

Апробация работы. Наиболее важные и принципиальные результаты работ обсуждались на семинарах отдела взаимодействия атмосферы и океана МГИ АН УССР, на семинарах лаборатории нелинейной гидродинамики ИО АН СССР, на семинарах лаборатории ветрового волнения ЛО ГОИИ, на семинарах по моделированию ветрового волнения в "СОЮЗМОРНИИПРОЕКТ", на координационных совещаниях по проекту "Ветровые волны" (Сочи: 1987, 1988, 1989; Москва: 1989), на III Съезде советских океанологов (Ленинград: 1987), на международных семинарах группы WAM (Королевский метеорологический институт Нидерландов, KNMI, de Bilt: 1990; Метеорологический институт Макса Планка, MPMI, Hamburg: 1991), на международных конференциях в Германии и Франции (1993).

II. СТРУКТУРА И СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка литературы из 157 наименований. Объем работы составляет 300 страниц текста с литературой, 35 рисунков и 18 таблиц.

Во введении дается общая характеристика работы, отраженная в разделе I данного автореферата, обсуждается постановка задачи исследований, отмечаются вопросы, решенные автором. Приводится краткое изложение содержания диссертации по главам.

ГЛАВА 1 посвящена описанию эмпирических и теоретических основ изучения ветрового волнения численными методами. Она носит вводный характер, что позволяет детально обрисовать проблему в целом.

В главе приведены основы спектрального описания волновых полей и основные характеристики одномерного частотного $S(\omega)$ и двумерного частотно-углового $S(\omega, \theta)$ спектров волн. Там же представлены систематизированные автором эмпирические закономерности эволюции как для интегральных, так и для спектральных характеристик ветровых волн и указаны области их применимости. На этой основе сформулированы приближения математического описания наблюдаемых эффектов.

Исходя из основных уравнений движения для взволнованной жидкости показано, что уравнение эволюции ветровых волн имеет вид уравнения баланса энергии в спектральной форме

$$\frac{\partial S(k)}{\partial t} + (\nabla \cdot \nabla_x S(k)) = F = G + NL - D. \quad (1)$$

Поскольку точные аналитические выражения для слагаемых G , NL и D функции источника F отсутствуют, проблема построения адекватной модели ветровых волн требует как детального изучения отдельных механизмов эволюции G , NL и D , так и специальной методологической разработки вопроса. Основным элементом последней является набор критериев соответствия реальных и модельных эволюций спектра волн.

На примере анализа известных выражений для слагаемых G , NL и D отмечены нерешенные вопросы теории и сформулированы основные задачи исследования, отмеченные выше в разделе I.

Дальнейшее изложение материала разбито на две части.

Часть I, включающая главы 2,3,4, посвящена детальному численному изучению особенностей нелинейного механизма эволюции. Поскольку этот механизм, описываемый хорошо известным кинетическим интегралом Хассельмана, является достаточно строго обоснованным, его изучение также приводит к строго обоснованным результатам.

В части II, включающей главы 5 - 7, рассматриваются полу- и феноменологические модели описания диссипативного механизма и результаты построения и применения численных моделей ветровых волн. В отличие от части I, полученные здесь результаты носят менее строгий, полуфеноменологический характер, что и послужило причиной разделения работы на две части.

В ГЛАВЕ 2 исследуются физические особенности нелинейного механизма эволюции NL. В качестве объекта изучения выступает кинетический интеграл I, имеющий вид

$$I = \frac{\partial S_4}{\partial t} = 4\pi \int \frac{|M_{1,2,3,4}|^2 \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \delta(k_1 + k_2 - k_3 - k_4)}{\omega_1 \omega_2 \omega_3} \cdot [S_1 S_2 (S_3 \omega_4 + S_4 \omega_3) - S_3 S_4 (S_1 \omega_2 + S_2 \omega_1)] dk_1 dk_2 dk_3, \quad (2)$$

где $M_{1,2,3,4}$ - известные матричные элементы четырех-волновых взаимодействий, $\omega_i = \omega_{k_i} = \sqrt{gk_i}$ - частота компоненты с волновым вектором k_i , $S_i = S(k_i)$ - пространственный спектр волн.

Основной проблемой численного оценивания I является раскрытие δ -функций под интегралом в явном виде. Среди существующих методов такого интегрирования нами был выбран наиболее простой и эффективный метод Масуды, заключающийся в первоначальном интегрировании пространственной δ -функции по dk и дальнейшем анализе частотной δ -функции в полярных координатах (ω, θ) . Вклад возникающих при этом интегрируемых особых точек (OT), связанных с нулями знаменателя в I, оценивается аналитически в малой Δ -окрестности этих OT.

Однако исходный метод Масуды предполагает интегрирование $\delta(\omega)$ по одной из частот ω_1 , что приводит к необходимости решения кубического уравнения по ω_1 и не позволяет выписать

явный вид ОТ.

С целью преодоления указанной трудности нами был принят подход, заключающийся в интегрировании $\delta(\omega)$ по одному из углов θ_1 . В результате удалось выписать конечное подинтегральное выражение в I в явном виде с представлением ОТ, позволяющим провести оценку их вклада аналитически. Сочетание описанного подхода с максимальным использованием свойств симметрии подинтегрального выражения позволило построить эффективный алгоритм для оценивания I при произвольных формах спектра.

Проверка достоверности расчетов проводилась путем сопоставления результатов расчетов на сетках с дискретностями, отличающимися вдвое, и сопоставления с расчетами других авторов для известных (эталонных) спектров. Первое позволяло уменьшать случайные ошибки дискретизации и оценивать точность расчетов, а второе - фиксировать отсутствие систематических ошибок метода.

Случайные погрешности конечных расчетов имели порядок 7-10%, а для эталонных спектров отличия результатов, полученных по нашему методу, от результатов Масуды не превышали 5%.

Расчеты проводились для большой серии спектров вида

$$S(\omega, \theta) = \alpha_1 S_1(\omega) \Psi_1(\theta) + \alpha_2 S_2(\omega) \Psi_2(\theta). \quad (3)$$

Все многообразие спектров делилось на четыре класса: одномодовые, двухмодовые, промежуточные и спектры специальной формы, для которых закон спадаания отличался от закона $S(\omega) \sim \omega^{-5}$. Одномодовые спектры дополнительно делились на четыре типа: узкополосные ($\delta < 0,5$), широкополосные ($\delta > 0,5$), узконаправленные ($A < 0,8$) и широконаправленные ($A > 0,8$). Параметры узости спектра по частоте δ и направленности по углу $A(\omega)$ определялись по формулам

$$\delta = \frac{\int S(\omega, \theta) d\omega d\theta}{S_p \omega_p}, \quad A(\omega) = \frac{S(\omega, \theta_p)}{S(\omega)}, \quad (4)$$

где S_p - значения спектра $S(\omega)$ на частоте пика ω_p , а ω_p и θ_p - координаты пика двумерного спектра $S(\omega, \theta)$.

В процессе изучения свойств нелинейного переноса энергии (НПЭ) решались следующие задачи:

- 1) определить влияние угловой формы одномодовых спектров

$S(\omega, \theta)$ при различной узкополосности $S(\omega)$ на характер НПЭ;

2) установить особенности НПЭ для двухмодовых и промежуточных спектров; в частности, найти условия квазинезависимого НПЭ для каждого из слагаемых спектра (3);

3) определить характер НПЭ для спектров специальной формы. При этом в качестве характеристических параметров двумерного НПЭ $T(\omega, \theta)$ приняты: а) величины T^+ , T^- и координаты абсолютных экстремумов и локального экстремума T_L^+ ; б) координата смены знака НПЭ; в) границы области отрицательного НПЭ Ω^- .

Анализ результатов расчетов позволил установить ряд неизвестных ранее эффектов и сформулировать следующие основные свойства двумерного НПЭ.

Свойство 1 (зависимость величин экстремумов и их координат от значений параметров формы одномодовых спектров).

Установлено, что двумерная функция НПЭ $T(\omega, \theta)$ имеет четко выраженные главные экстремумы — положительный абсолютный максимум T^+ и отрицательный абсолютный минимум T^- , а также локальные положительные и отрицательные экстремумы T_L^+ различной интенсивности (см. рис 1). Значения экстремумов и их расположение существенно зависят от значений параметров ϵ и $\Lambda(\omega)$. Принципиальное представление об этом дает табл. 1.

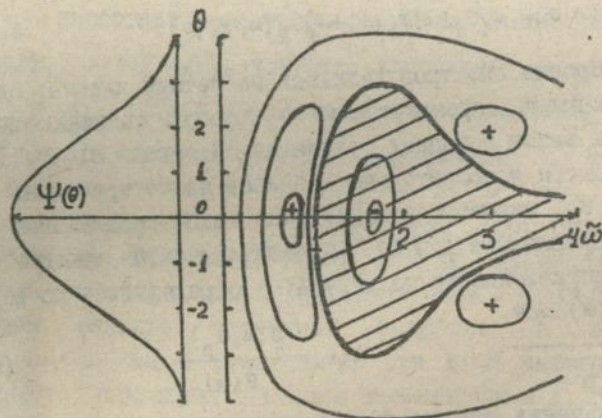


Рис. 1. Схема расположения областей положительного Ω^+ и отрицательного Ω^- (заштрихована) НПЭ для спектра с функцией углового распределения $\Psi(\theta)$ (слева). $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p$.

Основные характеристики нелинейных переносов
для представительного ряда спектров

$S(\omega, \theta)$	δ	$\Lambda(\omega)$	T^+ и их коорд.	T^- и их коорд.	T^+ и их коорд.	Верх. гр. Ω
$S_{PM} \cos^2(\theta)$	0,67	0,64	35 (1,01; 0°)	-68 (1,6; 0°)	17 (2,5; 45°)	3,5
$S_J \cos^2(\theta)$	0,33	0,64	13 (0,95; 0°)	-9 (1,06; 0°)	2,5 (2; 40°)	2,8
$S_J^* \cos^2(\theta)$	0,23	0,64	4,7 (0,95; 0°)	-5,3 (1,05; 0°)	0,3 (2; 5°)	2,0
$S_{PM} \cos^8(\theta)$	0,67	1,18	12,4 (1; 0°)	-40 (1,6; 0°)	25 (2; 30°)	3,5
$S_J \cos^8(\theta)$	0,33	1,18	4 (0,95; 0°)	-4 (1,05; 0°)	0,8 (2; 25°)	3,5

Примечание: S_{PM} и S_J - стандартные спектры Пирсона-Московитца и JONSWAP. S_J^* - спектр JONSWAP при значении параметра $\gamma=7$.
Значения экстремумов даны в единицах $C_\theta = \pi g^{-4} \omega_p^{11} S_p^3 / 16$.

Установлены следующие качественные зависимости

$$T^+ \sim \Lambda^{-1} \delta^2, \quad T^- \sim \Lambda^{-1/2} \delta^3, \quad T_L^+ \sim \Lambda^{-1/2} \delta^4. \quad (5)$$

Положение экстремумов и граница смены знака НГЭ в основном зависят от параметра δ . Их координаты по оси частот хорошо передаются положением экстремумов и точкой смены знака функции

$$D(\omega) \sim \partial[\omega^3 S(\omega)] / \partial \omega. \quad (6)$$

Соотношения (5), (6) совместно с другими деталями особенностей НГЭ служат основой для построения аналитической параметризации слагаемого НГЭ в модели (1).

Специфические эффекты НГЭ заключаются, например, в раздвоении экстремума T^+ при увеличении значения $\Lambda(\omega_p)$ для узкополосных спектров ("эффект раздвоения") или во взаимной перемене положений локального и главного положительных экстремумов для широкополосных спектров при увеличении угловой направленности ("эффект изотропизации"). Эти эффекты свидетельствуют о тенденции НГЭ к поддержанию определенной формы спектра.

Свойство 2 (топология областей положительного и отрицательного НЭ одномодовых спектров).-

Область положительного НЭ Ω^+ в полосе низких частот ($\omega \ll \omega_p$) охватывает все направления θ , а в области высоких частот имеет два рукава, соответствующие локальным экстремумам T_L^+ и разделенных областей отрицательного переноса Ω^- , сосредоточенной вдоль $\theta = \theta_p$ (см. рис. 1). По полосе углов область Ω^+ ограничена пределами распределения угловой функции спектра $\psi(\theta)$.

Область Ω^- имеет грушевидную форму, топология которой характеризуется рядом особенностей. Во-первых, положение центра тяжести Ω^- соответствует координате экстремума T^- и, следовательно, зависит от значения параметра δ . Во-вторых, в районе точки экстремума T^- ширина области Ω^- по углу составляет около 2/3 от всей ширины значимого переноса. В-третьих, ширина вытянутости Ω^- существенно зависит от величины $A(\omega)$ и уменьшается с ее ростом. В-четвертых, верхняя граница области по частоте тем меньше, чем меньше параметры δ и $A(\omega_p)$.

Свойство 3 (особенности НЭ для двухмодовых и промежуточных спектров).

3а). Квазинеzависимый НЭ для каждой из мод спектра вида (3) реализуется при выполнении условия

$$\omega_{p1}^{11} \sigma_1^3 < \omega_{p2}^{11} \sigma_2^3, \quad (7)$$

в котором σ_1^2 и σ_2^2 - локальные дисперсии соответствующих мод. При этом энергетический баланс для каждой из мод выполняется квазинеzависимо.

В случае нарушения неравенства (7) НЭ таков, что энергия высокочастотной моды ($S_2(\omega, \theta)$) частично переносится в область низкочастотного максимума и частично в боковые направления для частот $\omega \approx \omega_{p2}$; что сопровождается сильным отрицательным переносом в области пика моды S_2 .

3б). При расположении мод, образующем несимметричный по углу суммарный спектр и нарушении условия (7), НЭ стремится уменьшить эту асимметрию. В случае симметричного расположения разнесенных по углу двух одинаковых мод наблюдается тенденция к их слиянию (эффект "притяжения волн").

Свойство 4 (особенности НЭ спектров специальной формы:

$S(\omega) \sim \omega^{-m}$ при $m \approx 5$).

Для потоковых спектров Захарова вида $S(\omega) \sim \omega^{-11/3}$ и $S(\omega) \sim \omega^{-4}$ с резкой обрезкающей функцией на низких частотах и при произвольных угловых функциях установлено, что топология НПЭ не принципиально отличается от таковой для спектров вида $S(\omega) \sim \omega^{-5}$. Таким образом на ограниченной полосе частот указанные спектры не являются стационарными (значимые области с малыми НПЭ отсутствуют). Этот факт свидетельствует о необходимости специального изучения условий формирования потоковых спектров Захарова на ограниченной полосе частот.

Дополнительно установлено, что для медленно спадающих спектров ($m \leq 4$) отрицательный экстремум T^- увеличивается с одновременным увеличением T_L^+ в боковых направлениях. Для быстро спадающих спектров ($m \geq 5$) область отрицательного переноса уменьшается по полосе частот, уширяясь по углам.

В заключительном разделе главы сформулирована идеология и построены аналитические параметризации слагаемого NL, пригодные для моделирования эволюции как одно- так и двухмодовых спектров ветровых волн.

В ГЛАВЕ 3 методом численного решения кинетического уравнения (КУ) (2) проведено исследование долговременной эволюции спектра нелинейных гравитационных волн.

Основные задачи расчетов заключались в следующем:

а) на больших масштабах времени исследовать общий характер эволюции формы спектра волн, обусловленной исключительно механизмом нелинейных взаимодействий;

б) выявить особенности эволюции спектров сложных форм;

в) выяснить возможность поддержания высокой степени угловой анизотропии спектра при описании его эволюции в рамках КУ (2).

В начальном разделе излагается методика численного решения КУ, обсуждаются условия выбора шага по времени и сглаживания быстрых осцилляций высокочастотных компонент спектра. Установлено, что в силу отмеченного выше свойства НПЭ способствовать сохранению определенной самосогласованной формы спектра, для получения достоверных численных решений вполне приемлемой является простейшая схема Эйлера.

Расчеты проведены для большой серии начальных спектров $S_{n, \dots}$

(3) (табл. 2).

Таблица 2.

Характеристики исходных спектров,
использованных в численном решении кинетического уравнения

№ П/П	Начальный спектр $S(\omega, \theta)$	Координаты максимумов		Частот ширина	Углов. узость
		ω_{p1}	ω_{p2}	δ	$A(\omega)$
1	$S_{PM}(\omega) \cos^2(\theta)$	1,3	-	0,67	0,64
2	$S_{PM}(\omega) \cos^8(\theta)$	1,3	-	0,67	1,18
3	$S_J(\omega) \cos^2(\theta)$	1,3	-	0,33	0,64
4	$S_J(\omega) \cos^{12}(\theta) (\gamma=7)$	1,3	-	0,24	1,44
5	$S_J(\omega) \cos^8(\theta) + 3S_J(\omega) \cos^4(\theta)$	1,3	2	0,55	1,18
6	$0,1S_J(\omega) \cos^8(\theta) + 2S_J(\omega) \cos^4(\theta)$	0,82	1,6	0,45	1,16
7	$0,1S_J(\omega) \cos^8(\theta) + 2,6S_J(\omega) \cos^4(\theta)$	0,82	1,6	0,42	0,9
8	$S_J(\omega) \cos^{12}(\theta_1^-) + S_J(\omega) \cos^{12}(\theta_1^+)$	1,3	1,3	0,33	0,49
9	$S_J(\omega) \cos^{12}(\theta_2^-) + S_J(\omega) \cos^{12}(\theta_2^+)$	1,3	1,3	0,33	0,69

Примечание: $\theta_1^\pm = \pm 40^\circ$, $\theta_2^\pm = \pm 22^\circ$.

Основной результат расчетов заключается в том, что на масштабах времени порядка 10^5 - 10^6 периодов основной гармоники независимо от вида исходного спектра устанавливается авто-модельная форма спектра $S_A(\omega, \theta)$. Главные ее особенности таковы:

а) частотная ширина имеет значение $\delta \approx 0,25 \pm 0,02$, а параметр угловой узости экстремален в области пика $\omega \approx \omega_p(t)$ и довольно высок: $A(\omega_p) \approx 1 \pm 0,05$;

б) вдали от частоты пика функция $A(\omega)$ спадает до значений, соответствующих изотропному угловому распределению;

в) в области низких частот имеет место резкое спадание спектра, а на высоких частотах его степенное представление вида $S(\omega, \theta_p) \sim \omega^{-n}$ и $S(\omega) \sim \omega^{-m}$ имеет показатели степени $n \approx 10 \pm 1$ и $m \approx 7 \pm 1$

Таким образом установлено, что нелинейные взаимодействия формируют и поддерживают острую угловую направленность в области частоты пика, положение которой меняется со временем. С привлечением аналитической аппроксимации Заславского для КУ приводится физическая трактовка указанного эффекта.

Для одномодовых спектров обнаружены следующие эффекты эволюции.

1) Широкополосные спектры эволюционируют с существенным увеличением пикового значения спектра S_p и постепенным ростом величины $A(\omega_p)$. Узкополосные и узконаправленные спектры эволюционируют без существенного изменения S_p . При этом во всех случаях наблюдается изотропизация периферийных областей спектров.

2) Изначально узкополосные спектры имеют свойство в ходе эволюции временно уширяться по углу на частоте пика.

3) Перемещение частоты максимума $\omega_p(t)$ вниз по частотам происходит скачкообразно. Этот эффект обусловлен тем фактом, что экстремум T^+ для узкополосных спектров локализован заметно ниже текущей частоты пика. По этой же причине наблюдается немонотонность уменьшения $A(\omega)$ при $\omega < \omega_p$.

Для многомодовых спектров установлены такие эффекты:

а) при наличии высокочастотного пика и выполнения условия (7), этот пик вначале быстро эволюционирует к покоящемуся низкочастотному; затем условие (7) нарушается, и высокочастотная мода отдает всю свою энергию низкочастотной моде (эффект "поглощения");

б) при разнесённости по углу двух одинаковых мод они быстро сливаются в одну моду, которая затем эволюционирует самостоятельно (эффект "притяжения волн");

в) при разнесённости по углу двух различных мод происходят совместные эффекты типа а) и б), которые приводят к исчезновению исходной асимметрии спектра (эффект "угловой симметризации").

В заключение главы обсуждены вопросы объяснения эффекта поддержания высокой угловой направленности спектра на частоте пика и условий применимости КУ на всех этапах эволюции формы спектра.

ГЛАВА 4 посвящена исследованию процессов формирования поточных спектров поверхностных гравитационных волн.

Она открывается кратким изложением результатов теории слабой волновой турбулентности, согласно которой КУ (2) для изотропного углового распределения энергии имеет стационарные решения вида

$$S_1(\omega) = c_1 F_n^{1/3} g \omega^{-11/3} \quad (8a)$$

$$S_2(\omega) = c_2 F_e^{1/3} g^{4/3} \omega^{-4} \quad (8б)$$

Первое из них соответствует спектру, обеспечивающему постоянный поток волнового действия F_n вниз по частотам, а второе - спектру с постоянным потоком энергии F_e вверх по частотам (c_1, c_2 - безразмерные константы).

Поскольку решения вида (8) получены для бесконечного интервала частот $[0, \infty]$, а на конечном интервале частот НПЭ для этих спектров, как отмечено выше, не соответствует утверждению об их стационарности, проблема изучения условий существования указанных спектров требовала применения численных методов.

Для решения отмеченной проблемы необходимо численно решить уравнение

$$\frac{\partial S(\omega)}{\partial t} = I + G - D, \quad (9)$$

аналогичное уравнению (2), дополненному функциями источника G и стока энергии D , локализованными на противоположных концах расчетного интервала частот. После разработки специальной методики такие расчеты были проведены для четырех вариантов, характеристики которых представлены в табл. 3.

Основные задачи расчетов заключались в следующем:

а) установить факт существования стационарных решений (9);
б) определить характер степенного закона спада установившихся спектров при двух противоположных расположениях источника и стока;

в) оценить степенной закон зависимости уровня установившихся спектров от значений потоков F_n и F_e , определяемых формулами

$$F_n = \int \frac{2\pi^2 g G(\omega, \theta) d\omega d\theta}{\omega} \quad \text{и} \quad F_e = \int G(\omega, \theta) d\omega d\theta. \quad (10)$$

Таблица 3.

Характеристики вариантов решения уравнения (9)

N вар.	Начальные спектры $S(\omega, \theta)$	Верх. гран. обл. частот	Величина и обл. опр. G	Величина и обл. опр D
1	$S(\omega, \theta) = 45/\omega^6$	3,84	G(ω, θ)=0,1 при $2,7 < \omega < 3,1$	D(ω, θ)=0,4 при $0,5 < \omega < 0,7$
2	$S(\omega, \theta) = 75/\omega^8$	—	G(ω, θ)=0,8 при $2,7 < \omega < 3,1$	D(ω, θ)=3,2 при $0,5 < \omega < 0,7$
3	$S(\omega, \theta) = 3/\omega^4$	—	G(ω, θ)=0,4 при $0,5 < \omega < 0,7$	D(ω, θ)=0,1 при $2,7 < \omega < 3,1$
4	$S(\omega, \theta) = 3/\omega^4$	—	G(ω, θ)=3,2 при $0,5 < \omega < 0,7$	D(ω, θ)=0,8 при $2,7 < \omega < 3,1$

Главные результаты расчетов таковы.

1) На масштабах времени, определяемых величиной потока F_e , устанавливаются стационарные решения уравнения (9). Порядок времени установления соответствует условию заполнения энергией источника с интенсивностью G всего профиля спектров (8) в расчетном интервале частот: $\tau \approx \int S(\omega) d\omega / \int G(\omega) d\omega$.

2) В области полосы частот, лежащей между источником и стоком, с погрешностью 5-7% формируются спектры вида (8а,б) со значениями констант $\sigma_1 \approx 30$ и $\sigma_2 \approx 3$. Первый из них реализуется при расположении источника G на верхней границе расчетной полосы частот и стока D на нижней границе, а второй - при противоположном расположении G и D.

3) Степенная зависимость уровня установившихся спектров от величин F_n и F_e соответствует формулам (8а,б).

Природа существования установившихся решений уравнения (9) достаточно проста и заключается в следующем. Известно, что уровень НПЭ для любой степенной функции $S(\omega)$ определяется значением спектра в максимуме: $I(S) \sim S_p^3$, а величина проходящего по этому спектру потока F_e (или F_n) есть интеграл от переноса по

частоте, т.е. также пропорциональна S_p^3 . Следовательно, благодаря источнику G, спектр будет расти до тех пор, пока пропускаемый поток не станет равным значению, задаваемому соотношением (10). Дальнейший рост уровня спектра невозможен, т.к. источник не обеспечивает достаточного потока, что и приводит к стабилизации решения (9).

Более сложной является интерпретация тех фактов, что спектры имеют степенные зависимости, соответствующие предсказанным теорией. Для выяснения природы их формирования были выполнены специальные расчеты направленных потоков энергии F_e^+ и волнового действия F_n^+ для серии спектров, имеющих различные законы спада: $m=11/3, 4, 5, 6$.

Физика явления заключается в том, что каждый акт нелинейного взаимодействия четверок волн формирует оба типа потоков F_n и F_e , направленных либо вверх (положительные) либо вниз (отрицательные) по частотам. Поэтому, в итоге, все виды потоков присутствуют одновременно, и который из них формирует спектры (8) заранее сказать затруднительно. Однако, варьируя степени спада спектров, путем прямых расчетов F_e^+ и F_n^+ можно однозначно ответить на поставленный вопрос.

Расчеты потоков проводились по формулам, специально полученным автором из условия сохранения энергии и анализа переносов, реализующихся при взаимодействии четверок волн:

$$F_e^-(\omega') = - \int_0^{\omega' / 2\pi} \int_0^{\omega'} \int_0^{\omega_4} \int_0^{\omega_4} P(\omega_4, \theta_4, \omega_3, \theta_3, \omega_1) H(\omega_1 - \omega') d\omega_3 d\theta_3 d\omega_1 d\theta_4 \quad (11)$$

где $P(\dots)$ — ядро интеграла I в полярных координатах после интегрирования обеих δ -функций. Учет направленности потока определяется функцией Хевисайда $H(\omega_1 - \omega')$. Все "отрезанные" этой функцией слагаемые полного (суммарного) потока определяют поток $F_e^+(\omega')$. Выражения для F_n^+ следуют из (11) с заменой размерной константы C_e на $C_n = C_e * 2\pi^2 g / \omega_4$.

Отметим, что в силу увеличения кратности интегрирования выполнение расчетов интегралов (11) сопровождалось рядом методологических ограничений.

В результате расчетов установлено следующее.

1) Для спектров с параметром закона спада $m=4$ существуют

значимые области постоянства потоков F_e^+ и F_e^- . Суммарный поток F_e положителен и постоянен в полосе частот $3 < \omega/\omega_p < 6$. При этом баланс энергии НГЭ в расчетной полосе частот существенно отрицателен.

2) Для спектров с $m=11/3$ область постоянства реализуется только для потока F_n^- . Суммарный поток F_n отрицателен и постоянен в широкой полосе частот $5 < \omega/\omega_p < 10$. Баланс энергии также отрицателен.

3) Для спектров с $m > 4$ и $m < 11/3$ области постоянства какого либо из указанных потоков отсутствуют.

Следовательно, численные результаты подтверждают теоретические утверждения о знаке направленности потоков для спектров (8). Но поскольку области постоянства потоков не охватывают частоты вблизи ω_p , можно ожидать, что при моделировании формирования потоковых спектров будут наблюдаться отклонения от идеальной теоретической формы вида (8а,б). Именно это и происходит в наших расчетах. По всей видимости, отклонения формы установившихся спектров от идеальной играют роль компенсаторов, обеспечивающих существование потоковых спектров на ограниченной полосе частот.

Таким образом, численные исследования, приведенные в данной главе, позволяют дать однозначную трактовку природы и условий формирования потоковых спектров.

По итогам части I диссертации сформулированы выводы, в которых перечислены самые важные результаты исследования нелинейного механизма эволюции ветровых волн.

ВТОРАЯ ЧАСТЬ диссертации касается вопросов построения моделей диссипации и численного моделирования ветровых волн.

ГЛАВА 5 посвящена построению полу- и феноменологических моделей турбулентного механизма диссипации энергии ветровых волн.

Основная идея разрабатываемого подхода заключается в том, что все виды диссипативных механизмов для волн в верхнем слое взволнованной жидкости параметризуются некоторым единым обобщенным механизмом, в качестве которого избрана диссипация волн, вызванная их взаимодействием с турбулентностью верхнего слоя моря (ТВС). При этом предполагается, что сама ТВС

является следствием многочисленных процессов, вызывающих потери энергии ветровых волн (обрушения, барашки, брызги и т.д.). Таким образом вводится представление об эффективной функции турбулентной вязкости ν_T , а для описания диссипативной функции D используется известное соотношение

$$D(S) \sim k^2 \nu_T^* S(k). \quad (12)$$

Вывод спектрального представления $\nu_T(S)$ и $D(\omega, S(\omega))$ и "согласование" параметризации D с другими слагаемыми функции источника на примере упомянутых выше двух моделей путем численных экспериментов по их настройке представляет основное содержание главы.

Вначале рассматривается простейший вариант параметризации функции $\nu_T(\omega, S(\omega))$, базирующийся на соображениях размерности и степенной зависимости вида $\nu_T \sim \omega^n \cdot S^m(\omega)$. Путем численных экспериментов на модели МГИ-1 показано, что наиболее эффективным является линейное по спектру представление функции турбулентной вязкости: $\nu_T \sim S(\omega)$. При этом построен подход, позволяющий однозначно конкретизировать общий вид диссипативного слагаемого путем задания вида равновесного участка спектра $S_R(\omega, \theta)$ на частотах $\omega > 2\omega_p$ и использования условия баланса "накачка-диссипация" в указанной области частот. Эта модель диссипации является феноменологической.

С целью обоснования линейной зависимости $\nu_T(S)$ построена более общая, полуфеноменологическая модель спектрального представления $\nu_T(S)$. Показано, что путем разделения турбулентных \vec{u}' и потенциальных (волновых) \vec{u} движений и введения напряжений Рейнольдса $R_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle$, можно построить общее представление функции $\nu_T(\omega, S(\omega))$ в виде соответствующего ряда по переменным ω и $S(\omega)$.

С целью конкретизации общего вида диссипативного слагаемого предложен принципиально новый подход, построенный на специальном замыкании напряжений Рейнольдса. Основным звеном подхода является гипотеза о том, что ТВС представляет собой случайное поле плоских турбулентных пятен. Условно можно считать, что эти пятна порождены сбросами энергии (обрушениями) случайного множества локальных гребней. В таком случае уместно

считать горизонтальные размеры пятен зависящими от локальной волновой скорости \vec{u} (в том числе и ее пространственных производных) и времени существования пятна τ , а вертикальные размеры, определяемые величиной сброса энергии, — слабо зависящими от \vec{u} . В этой гипотезе заключена идея принципиального отличия ТВС от пристеночной турбулентности.

При принятом подходе возможно использование формулы замыкания Прандтля

$$R_{ij} = \langle l_i l_j \rangle (\partial u_i / \partial x_i) (\partial u_j / \partial x_j) \quad (13)$$

с тем условием, что пути смещения l_i, l_j по порядку величины сопоставимы с размерами пятна. В простейшем случае, полагая, что горизонтальные размеры определяются соотношением

$$l_{x,y} \sim \tau u_{x,y} \quad (14)$$

а вертикальный размер l_z не зависит от \vec{u} , для различных компонент R_{ij} получим замыкания с различными степенями зависимости от скорости волнового поля (в общем случае компоненты R_{ij} представляют собой ряды по степеням u_i).

При определенных условиях наиболее значимыми являются компоненты R_{xz}, R_{yz} , пропорциональные третьей степени по u_i . В таком случае на основе привлечения уравнений движения удастся показать аналитически, что аналог функции турбулентной вязкости ν_T действительно пропорционален первой степени спектра волн $S(\omega)$, и, следовательно, функция диссипации $D \sim S^2(\omega)$.

Допуская возможность представления $D(S)$ в виде ряда по степеням $S(\omega)$, на основе сопоставления вкладов всей совокупности слагаемых функции источника, можно показать, что физически наиболее значимыми являются именно квадратичные по спектру члены ряда $D(S)$.

Согласование слагаемого $D(S)$ с функциями накачки $G(S)$ и нелинейного переноса энергии $NL(S)$ однозначно приводит к определенному явному представлению функции диссипации ветровых волн. В частности для модели МГЧ-2 эта функция имеет вид

$$D(S, \vec{U}, \omega, \theta) = 10^{-3} (0,5 + 3\tilde{\omega}) \tilde{\omega} \frac{\omega^6}{g^2} S^2(\omega, \theta) [1 + 4 \frac{\omega}{p} \sin^2(\frac{\theta - \theta_0}{2} u)], \quad (15)$$

где $\tilde{\omega} = \max(\omega/\omega_p, \omega U/g)$, а θ_0 — направление локального ветра \vec{U} .

Преимущества принятого подхода и построенной параметризации $D(S)$ (15) перед их аналогами в проекте SWAMP заключается в следующем: 1) имеет место явная зависимость D от величины локального ветра U ; 2) автоматически обеспечивается формирование равновесного участка спектра; 3) отсутствует привлечение утверждения о существовании фиксированной формы спектра развитого волнения. Кроме того, есть хорошая перспектива дальнейшего совершенствования подхода.

В заключении главы обсуждены вопросы области применимости предложенной параметризации диссипативного слагаемого модели ветровых волн и перспективы ее дальнейшего развития.

В ГЛАВЕ 6 методом численного моделирования с использованием модели МГИ-1 исследованы особенности крупномасштабной эволюции ветровых волн.

В начале дано подробное описание модели, всех слагаемых функции источника и результатов ее настройки на основные эмпирические зависимости интегральных характеристик ветровых волн от разгона $X - \sigma^2(X)$ и $\omega_p(X)$. Новизна модели заключается в использовании авторской параметризации слагаемого NL , построенной с учетом первого из свойств кинетического интеграла, и феноменологической параметризации слагаемого $D(S) \sim S^2$.

Показано, что модель МГИ-1 хорошо описывает не только закономерности для интегральных характеристик, но и отдельные эффекты эволюции формы спектра $S(\omega, \theta)$: эффект превышения, формирование равновесного спектра Филлипса $S(\omega) \approx 0,01g^2\omega^{-5}$, поддержание узкой угловой направленности спектра в области $\omega \approx \omega_p$ и др. На основе анализа роли различных механизмов эволюции и их вклада в функцию источника дана физическая интерпретация указанных эффектов.

Более широко свойства модели исследованы путем выполнения расчетов по системе тестов SWAMP и специально разработанных автором тестов МГИ[6]. Сопоставление результатов расчетов с аналогичными результатами для моделей SWAMP показало, что модель МГИ-1 не уступает лучшим моделям SWAMP (SAIL и DNS), а для теста "диагональный фронт" дает более правдоподобные результаты. Кроме того, в модельных расчетах по тесту МГИ "зыбь по ветру" впервые был предсказан эффект подавления роста

ветровых компонент спектра волн сильной коллинеарной зыбью.

Эффективность использования модели МГИ-1 для практических целей показана на примере выполнения большой серии расчетов эволюции ветрового волнения в Черном море. В главе приведены расчеты для ряда типичных и экстремальных натуральных гидрометеоситуаций. Показаны достоинства модели по сравнению с используемыми в настоящее время методами прогноза и диагноза волнения в Черном море.

Для серии модельных случаев циклонических полей ветра на акватории Черного моря с применением модели МГИ-1 проведено специальное исследование по изучению особенностей накопления энергии в волнах. Показано, что установленные закономерности могут быть использованы как для экспресс-прогноза параметров волнения, так и для решения задач моделирования крупномасштабной циркуляции в Черном море.

В ГЛАВЕ 7 излагаются результаты исследований крупномасштабных особенностей поля ветровых волн на основе численного моделирования с использованием модели МГИ-2.

Первый раздел главы открывается формулировкой задач, решение которых приводит к построению новой модели, удовлетворяющей современным требованиям. В число этих задач входят такие пункты как: 1) использование принципиально новой параметризации механизма накачки G , соответствующей численным результатам Макина-Чаликова; 2) разработка параметризации NL , учитывающей все свойства кинетического интеграла, описанные выше; 3) усовершенствование параметризации диссипативного слагаемого D и его согласование с новыми параметризациями G и NL . Т.к. пункты 2) и 3) были выполнены и описаны в предыдущих главах диссертации, в данной главе приведено лишь подробное описание авторской версии параметризации G , построенной в соответствии с результатами Макина и ее развитие с учетом угловой зависимости спектра волн.

Во втором разделе главы представлены результаты настройки модели на эмпирические закономерности. Показано, модель МГИ-2 описывает практически все наблюдаемые эффекты эволюции как для интегральных характеристик, так и для параметров формы спектра. Впервые демонстрируется описание численной моделью эволюции

частотной узости спектра $\delta(t)$, функции угловой направленности $A(\omega)$ и параметра пиковатости спектра JONSWAP $\gamma(t)$.

Далее приведены результаты испытаний модели по укороченной системе наиболее информативных тестов.

Так, результаты расчетов для теста "разворот ветра" показали существование трех этапов эволюции поля волн при резкой смене ветра на всем полигоне. Первый этап характеризуется быстрым разворотом слабо развитых энергонесущих компонент по новому полю ветра, затем наступает этап эволюции с постепенным разворотом угловой координаты энергонесущего пика и образованием смешанного волнения, а третий этап сопровождается устойчивой эволюцией поля смешанного волнения.

Из анализа этих результатов следует, что в поле слабо развитых ветровых волн, попавших в область с измененным направлением ветра, должен наблюдаться "эффект возврата".

Этот эффект заключается в том, что вначале волны быстро разворачиваются по новому направлению ветра, затем, по мере их развития, генеральное направление распространения волн e_p изменяется в обратную сторону от направления ветра e_u . Физика эффекта состоит в том, что мелкие волны разворачиваются быстрее, а крупные — медленнее. Поэтому в процессе эволюции нелинейный перенос успевает перенести такое количество энергии от мелких волн к крупным, что последние выходят из области влияния ветра. А поскольку значение характеристики e_p определяется энергонесущим пиком спектра волн, эволюционирующим вниз по частотам, величина e_p изменяется в противоположную от направления ветра сторону.

Результаты расчетов для теста "диагональный фронт" также показали существование трех этапов эволюции поля волн. Вначале в каждой области, разделенной фронтом ветра, волны развиваются независимо, затем волны зыби, попадающие за фронт, формируют смешанное волнение, которое в итоге стабилизируется.

В расчетах наблюдается эффект накачки ветром зыби, не коллинеарной ветру. Этот эффект заключается в том, что сравнительно крупные волны, попадающие в область с перпендикулярно направленным ветром, не затухают, а, как волны зыби, распространяются в прежнем направлении далеко за фронт ветра. Более

того, расчеты показывают, что эта зыбь, не коллинеарная ветру, может даже приобретать энергию.

Физика эффекта состоит в том, что нелинейные взаимодействия забирают часть энергии от высокочастотных компонент, питаемых ветром, и передают ее в область низкочастотного максимума. При этом последний эволюционирует вниз по частотам независимо от высокочастотных компонент.

Качественные экспертные оценки соотношения величин пиков зыби и ветровых компонент соответствуют наблюдаемой картине, что говорит в пользу ее физической обоснованности. Таким образом показана большая достоверность результатов тестирования для модели МГИ-2 по сравнению с результатами для модели МГИ-1.

И, наконец, по результатам расчетов для теста "зыбь по ветру" подтвержден факт предсказания моделью эффекта подавления роста ветровых компонент спектра низкочастотной зыбью, коллинеарной ветру.

Суть эффекта состоит в том, что интенсивная низкочастотная зыбь так быстро "забирает" энергию у высокочастотных компонент, что последние не успевают сформироваться в виде самостоятельного пика спектра. Специальные расчеты показали, что при уменьшении интенсивности низкочастотной моды можно добиться условия, когда из-за недостатка мощности НГЭ высокочастотный пик образуется и эволюционирует вниз по частоте. Однако скорость его эволюции существенно ниже, чем в отсутствие зыби. При этом возможно возникновение фронта энергонесущих частот ω_p по координате разгона X .

Перечисленные эффекты свидетельствуют о возможности использования модели МГИ-2 как инструмента исследования для установления новых закономерностей эволюции поля ветровых волн на больших пространственно-временных масштабах при сложных условиях волнообразования.

По итогам главы сделаны выводы о достоинствах и недостатках модели МГИ-2 и обсуждены возможные направления ее дальнейшего использования как инструмента исследования.

В ЗАКЛЮЧЕНИИ диссертации приведены результаты исследований, выносимые на защиту. Эти результаты состоят в следующем.

1. Разработан усовершенствованный метод расчета кинетического интеграла. Проведено детальное исследование особенностей нелинейного переноса энергии (НПЭ) по спектру поверхностных гравитационных волн. Установлены и сформулированы основные свойства НПЭ как функции формы спектра под интегралом.

На базе полученных результатов построена и апробирована аналитическая параметризация КИ, описывающая все основные особенности функции НПЭ как для одномодовых так и для двухмодовых спектров $S(\omega, \theta)$.

2. Разработан метод численного решения кинетического уравнения (2). Впервые численно решено КУ для большой серии начальных спектров различной формы $S(\omega, \theta)$.

Показано, что на больших временах эволюции, независимо от формы исходного спектра, решение КУ приобретает автомодельную форму $S_A(\omega, \theta)$, обладающую высокой степенью угловой анизотропии на частоте пика спектра. Дано подробное описание автомодельной формы спектра $S_A(\omega, \theta)$ и ряда особенностей нелинейной эволюции поверхностных гравитационных волн.

3. На основе численного решения КУ установлено, что нелинейный механизм эволюции формирует и поддерживает в полосе частот $\tilde{\omega} = \omega / \omega_p \approx 1$ узконаправленную форму спектра. Дана интерпретация установленного эффекта.

Показано соответствие расчетных значений параметра угловой узости $A = A(\omega_p)$ его натурным значениям. Предсказано существование предельных величин угловой и частотной узости для волн зноби.

4. Для случая изотропного углового распределения энергии выполнено точное численное решение КУ, дополненного источником G и стоком энергии D , разнесенными на концы расчетного интервала частот.

Показано, что на ограниченной полосе частот в процессе численного решения формируются стационарные потоковые спектры Захарова-Филоненко двух типов.

При локализации источника $G(\omega)$ на верхней границе расчетного интервала частот, а стока $D(\omega)$ на нижней, устанавливается спектр

$$S_1(\omega) = 30 * F_n^{1/3} * g * \omega^{-11/3}.$$

При противоположной ориентации G и D, устанавливается спектр

$$S_2(\omega) = 3 * F_e^{1/3} * g^{4/3} * \omega^{-4}.$$

Величины потоков F_n и F_e при этом определяются источником $G(\omega)$.

5. Получены формулы для расчета функций направленных потоков действия $F_n^{\pm}(\omega)$ и энергии $F_e^{\pm}(\omega)$, осуществляемых нелинейными взаимодействиями при заданной форме спектра $S(\omega, \theta)$ под интегралом.

Установлено, что для спектров $S_1(\omega, \theta) \sim \omega^{-11/3} \Psi(\theta)$ при произвольных функциях углового распределения $\Psi(\theta)$ нелинейные взаимодействия обеспечивают широкую область постоянства потока волнового действия вниз по частотам $F_n^- = \text{const}$. Для спектров $S_2(\omega, \theta) \sim \omega^{-4} \Psi(\theta)$ реализуются: область постоянства потока F_e^+ и область постоянства F_e^- . Определены величины потоков F_e и F_n и размеры областей их постоянства.

Полученные результаты соответствуют теории потоковых спектров Захарова-Филоненко и распространяют ее справедливость на случай ограниченной полосы частот.

6. Построены полу- и феноменологические модели механизма потерь волновой энергии, основанные на использовании концепции эффективной турбулентной вязкости верхнего взволнованного слоя в качестве единого обобщенного механизма диссипации.

Методом численного моделирования осуществлена конкретизация вида функции $D(S, U, \omega, \theta)$ и показано преимущество квадратичной по спектру параметризации $D(S)$ в функции источника модели ветровых волн. Путем введения специального замыкания напряжений Рейнольдса дано полупеноменологическое обоснование вида указанной параметризации слагаемого $D(S)$.

7. Разработаны новые параметризации всех основных слагаемых функции источника модели ветрового волнения вида (1). Построены две численные модели: модель второго поколения МГТ-1 и модель третьего поколения МГТ-2.

На основе тестовых испытаний показана конкурентоспособность модели МГТ-1 по отношению к лучшим моделям того же

класса проекта SWAMP (модели DNS и SAIL), а также большая достоверность результатов тестирования для модели МГИ-2 по сравнению с моделью МГИ-1, особенно для сложных условий волнообразования.

8. По результатам построения и настройки указанных численных моделей изучена роль отдельных механизмов эволюции в формировании основных наблюдаемых эффектов эволюции ветровых волн.

Дана единая физическая трактовка следующих эффектов:

-превышения-занижения:

-образования узкой угловой направленности спектра на частоте пика и его уширения вдали от ω_p ;

-формирования узкополосного спектра на стадии развития и его перехода в широкополосный спектр развитого волнения;

-формирования равновесного участка спектра и существования предельной нижней частоты пика развитого волнения.

9. В результате тестовых испытаний модели МГИ-2 предсказаны три новых эффекта эволюции ветровых волн, которые могут реализовываться при сложных условиях волнообразования. К их числу относятся:

а) эффект подавления развития ветровых компонент сильной низкочастотной зыбью, распространяющейся в направлении ветра (коллинеарная зыбь);

б) эффект передачи энергии ветра к неколлинеарной высокочастотной зыби;

в) эффект разворота генерального направления спектра волн в обратную сторону от направления ветра при попадании слабо-развитого волнения в область с боковым (неколлинеарным) ветром, названный "эффектом возврата".

На основе анализа вкладов различных механизмов эволюции в функцию источника дана физическая трактовка указанных эффектов.

10. Проведены прикладные расчеты крупномасштабной эволюции поля ветровых волн на примере акватории Черного моря.

Показано преимущество использования модели МГИ-1 для построения карт режимных характеристик волнения, для составления и анализа карт волнения в случае особо опасных гидрометеоситуа-

ций и для исследования климата волн.

На примере анализа карт волнения для ряда модельных циклонических полей ветра показана возможность изучения крупномасштабных особенностей поля ветровых волн с целью установления новых закономерностей и использования их в задачах описания взаимодействия океана и атмосферы.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Hasselmann K. On the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum. Pt.1. General theory. // J. Fluid Mech. -1962. -v.12, №4. - p.481-500.

2. Захаров В.Е., Филоненко Н.Н. Спектр энергии для стохастических колебаний поверхности жидкости. // ДАН СССР. - 1966. - т.170, № 6. - с.1292-1295.

3. The SWAMP group. Ocean wave modeling.- N.Y.& L.: Plenum Press. - 1985. - 256 p.

4. Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение как вероятностный гидродинамический процесс.- Л.: Гидрометеиздат, 1978. - 286 с.

5. Абузяров З.К. Морское волнение и его прогнозирование. - Л.: Гидрометеиздат, 1981. - 166 с.

6. Ефимов В.В., Полников В.Г. Численное моделирование ветрового волнения.- Киев.: Наукова думка, 1991.-240 с.

7. Ефимов В.В., Полников В.Г. Спектральные модели ветрового волнения и проверка их адекватности. // Метеорология и гидрология. - 1984. - №7. - с.76-83.

8. Ефимов В.В., Полников В.Г. Моделирование эволюции ветрового волнения. // ДАН СССР. - 1984. - 276, №3. - с.721-723.

9. Ефимов В.В., Полников В.Г. Численные эксперименты по моделированию ветрового волнения. // Океанология. - 1985. - т.25, №5. - с.725-732.

10. Ефимов В.В., Полников В.Г. Численные эксперименты на основе спектральной модели ветрового волнения с турбулентной диссипацией. // Морской гидрофизический журнал. - 1986. - №2. - с.14-19.

11. Ефимов В.В., Полников В.Г., Сычев Е.Н. Численные эксперименты по системе тестов SWAMP на основе спектральной модели ветровых волн. // ДАН УССР, сер.Б. - №9. - с.8-12.

12. Ефимов В.В., Полников В.Г., Сычев Е.Н. Исследование свойств спектральной модели ветровых волн по системе тестов SWAMP. // Метеорология и гидрология. - 1986. №10. - с.85-92.

13. Ефимов В.В., Полников В.Г., Сычев Е.Н. Спектральная модель эволюции ветрового волнения численные эксперименты на ее основе. - Севастополь, 1986. - 51с. - Препринт МГИ АН УССР.

14. Полников В.Г. Спектральная модель ветрового волнения. // Экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия океана и атмосферы. - Севастополь: МГИ АН УССР, 1983. - с.71-79.

15. Полников В.Г. О параметризации диссипативных процессов в численной спектральной модели ветровых волн. - Севастополь, 1985. - 11с. Рукопись деп. в ВИНТИ, №1981-85.

16. Полников В.Г. Метод расчета интеграла нелинейного переноса энергии по спектру поверхностных волн// Севастополь, 1987.- 9с. Рукопись деп. в ВИНТИ, № 874-В87.

17. Полников В.Г. Расчет нелинейного переноса энергии по спектру поверхностных гравитационных волн. // Изв. АН СССР, ФАО.-1989 - т.25, № 11. - с.1214-1225.

18. Полников В.Г. Численное решение кинетического уравнения для поверхностных гравитационных волн. // Изв. АН СССР. сер. ФАО, 1990. -Т.26, N 2. -с. 168-176.

19. Полников В.Г. Анализ особенностей нелинейного переноса энергии по спектру поверхностных гравитационных волн и его параметризация. / - Севастополь, 1988. - 16с. - Рукопись деп. в ВИНТИ, № 7510-В88.

20. Полников В.Г. Спектральная модель ветрового волнения третьего поколения и результаты ее тестовых испытаний. // Изв. АН СССР, сер. ФАО - 1991.- т. 27, N 8.- с.867-878.

21. Полников В.Г. Исследование нелинейного механизма эволюции ветровых волн. -Севастополь, 1994.-65с.- Препринт МГИ АН Украины.

22. Полников В.Г. Численное моделирование формирования потоковых спектров поверхностных гравитационных волн. // Изв.

РАН, сер. ФАО . 1993.- т.29, N 6.- 837-841.

23. Полников В.Г. Тестовые испытания разностных схем численного решения уравнения переноса спектральной плотности ветровых волн // МГЖ. - 1990, N 4.-с. 42-49.

24. Полников В.Г., Чепан О.Б. Численное моделирование ветрового волнения в прикладных целях. - Севастополь. - 1990. - 50с. - Препринт МГИ АН УССР.

25. Polnikov V.G. Some physical effects predicted by a third generation spectral wind-waves model. Annales Geophysicae, Supplement II to Volume 11, 1993, Pt.II.-p. C339.

26. Polnikov V.G. On a description of a wind wave energy dissipation function. Book of abstracts of a symposium on the air-sea interface. Marseilles, 1993.- p.79-80.

Polnikov

ПОЛНИКОВ Владислав Гаврилович
Исследование физических особенностей эволюции
ветрового волнения численными методами
Автореферат

Отпечатано на ротапринтере Морского гидрофизического
института АН УССР Заказ 11 Тираж 100
335000 Севастополь, ул. Ленина 28

150708

AB 29.851