

УДК 551.46

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОКУСИРОВКА АНОМАЛЬНЫХ ВОЛН РОССБИ В ОКЕАНЕ: ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

© 2005 г. А. А. Куркин, О. Е. Полухина

*Нижегородский государственный технический университет
603600 Нижний Новгород, ул. Минина, д. 24*

E-mail: kurkin@kis.ru

Поступила в редакцию 22.10.2003 г., после доработки 18.03.2004 г.

Механизм формирования аномально высоких волн Россби, основанный на пространственно-временной фокусировке, изучается в рамках уравнения Обухова–Чарни. Предложен метод нахождения волновых пакетов, эволюция которых приводит к формированию аномальных волн Россби. Он основан на решении уравнения Обухова–Чарни с начальными условиями в виде ожидаемой аномально высокой волны. Все решения такой задачи Коши, обращенные относительно координаты абсцисс, представляют собой возможные волновые пакеты, которые трансформируются в аномально высокую волну Россби. Показано, что аномально высокие волны Россби могут быть сгенерированы для относительно широких классов волновых полей. Этот механизм объясняет редкость появления и короткое время существования аномально высокой волны Россби.

1. ВВЕДЕНИЕ

При изучении различных природных структур следует выделить так называемые планетарные вихри и волны, носящие имя выдающегося шведского геофизика Карла Густава Россби, который показал их фундаментальную роль в процессах глобальной циркуляции атмосферы [1, 2]. Не менее существенной оказалась роль волн Россби и в динамике океана. Крупномасштабные волновые движения в океане оказывают существенное влияние на его термогидродинамику, взаимодействие атмосферы и океана, климат и погоду. Свойства этих волн существенно отличаются от свойств поверхностных гравитационных волн. Имея пространственные масштабы в сотни километров, волны Россби проявляются не столько в изменении уровня океана, сколько в форме вихревых течений. Основные механизмы порождения планетарных волн связаны с метеорологическим воздействием на поверхность моря.

В настоящей работе исследуются возможности образования аномальных волн Россби. Аномальные волны других типов (например, гравитационные поверхностные или внутренние волны) – это явление, наблюдаемое во многих областях мирового океана. Недавно Лавренов [3] собрал данные столкновений кораблей с аномально высокими поверхностными волнами в юго-западной акватории Индийского океана у побережья Африканского континента. Для объяснения этого явления он использовал кинетическую теорию взаимодействия ветровых волн с течением на глубокой воде. Другой механизм образования аномально высоких волн на глубокой воде – это не-

линейная неустойчивость волн (см., например, [4]). Интересная идея о формировании волн большой амплитуды на глубокой воде недавно была предложена в работах [5, 6], она основана на возбуждении особого типа нелинейных волн, так называемых бризеров. Сенд и др. [7] докладывали о наблюдении девяти аномально высоких волн на континентальных шельфах Дании и Ирландии в 1969–1984 гг., где нет никакого существенного течения. Пример формирования аномально высокой волны в искусственном бассейне конечной глубины, с использованием пространственно – временной фокусировки диспергирующего волнового поля, был продемонстрирован в [8]. Нелинейная теория формирования аномально высоких волн в рамках уравнения Кортевега де Вриза в присутствии случайного поля ветровых волн была разработана недавно Пелиновским и Харифом [9].

Появление аномальных волн может описываться в рамках либо статистической, либо детерминированной волновой теории. Используя статистические методы, можно предсказывать вероятность появления аномальных волн (усредненное число возможных событий, усредненные характеристики волн и т.д.). В отличие от детерминированных методов, статистические методы не могут ответить на следующие вопросы: где, когда и при каких условиях возникнет следующая аномальная?

Наиболее простым физическим механизмом, позволяющим объяснить формирование аномальных волн, по нашему мнению, является фокусировка и суперпозиция волн в диспергирующей среде (см., например, [10, 11]). Мы будем рассматривать

возникновение аномальных волн Россби в рамках нелинейного уравнения Обухова–Чарни, поскольку, как показывают оценки для планетарных волн (например, сравнение фазовых скоростей и скоростей частиц в синоптических вихрях), нелинейные эффекты могут играть существенную роль. Аномальные волны Россби могут существенно изменять параметры океанской поверхности, регистрируемые дистанционными методами зондирования, а также влиять на распространение звуковых волн в океане, создавая зоны неоднородности среды и вызывая их отражение и преломление. Главная цель этой статьи – показать, что механизм фокусировки волновых пакетов работает и в рамках уравнения Обухова–Чарни. Показано, что аномальная волна Россби может появляться как из детерминированного, так и из случайного начального возмущения. В работе также изучено влияние неоптимальности начальных условий на процесс формирования нелинейной аномальной волны Россби. Численные решения уравнения Обухова – Чарни используются для нахождения возможных волновых пакетов, эволюция которых ведет к формированию аномально высоких волн.

2. ЛИНЕЙНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ АНОМАЛЬНО ВЫСОКИХ ВОЛН РОССБИ

Механизм волновой фокусировки связан с дисперсией волн, т.е. зависимостью групповой скорости от частоты волны (волнового числа). Если в начальный момент мелкомасштабные волны, имеющие малую групповую скорость находятся впереди крупномасштабных волн, имеющих большую групповую скорость, то в процессе эволюции крупномасштабные волны догонят мелкомасштабные, и в некоторый фиксированный момент времени появится волна аномально большой амплитуды вследствие суперпозиции всех волн, находящихся в этой области. После этого крупномасштабные волны окажутся впереди мелкомасштабных и амплитуда волнового поля будет уменьшаться. Очевидно, что существенная фокусировка волновой энергии может происходить только в том случае, если все квазимонохроматические группы скапливаются в одном и том же месте. Специфическое начальное расположение волновых пакетов, ведущее к формированию аномально высокой волны, может появляться, например, вследствие изменения метеоусловий. Этот механизм объясняет, почему аномально высокая волна – сравнительно редкое событие, но исследование появления аномально высоких волн при различных метеорологических условиях не входят в рамки данной статьи.

Мы рассмотрим сначала линейный механизм формирования аномально высоких волн Россби.

В этом случае временная эволюция волнового поля описывается интегралом Фурье

$$\eta(x, y, t) = \iint \eta(k_x, k_y) \exp i(k_x x + k_y y - \omega t) dk_x dk_y,$$

где

$$\eta(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint \eta(x, y, 0) \exp(-i(k_x x + k_y y)) dx dy$$

является спектром Фурье начального возмущения $\eta(x, y, t=0)$. Здесь η – возвышение свободной поверхности жидкости; ось x системы координат направлена вдоль параллели (положительное направление на восток, в сторону вращения земли), а ось y – вдоль меридиана (положительное направление на север); $\omega = -\frac{\beta k_x}{k_x^2 + k_y^2 + r_R^{-2}}$ – дисперсионное

соотношение для волн Россби; $r_R = \sqrt{gh}/f_0$ – радиус Россби–Обухова; h – глубина океана; g – ускорение свободного падения; $f = f_0 + \beta y$ – параметр Кориолиса; k_x и k_y – волновые числа, отвечающие соответственно осям x и y . Знак минус в дисперсионном соотношении означает, что линии постоянной фазы всегда движутся в отрицательном направлении

оси x (на запад) со скоростью $C_x = -\frac{\beta}{k_x^2 + k_y^2 + r_R^{-2}}$, в то время как фазовая скорость в направлении оси y $C_y = -\frac{\beta k_x/k_y}{k_x^2 + k_y^2 + r_R^{-2}}$ может быть положительной или отрицательной в зависимости от ориентации волнового вектора, т.е. знака k_x/k_y . Это приближение удовлетворяет линейной части уравнения Обухова–Чарни [12]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta \eta - r_R^{-2} \eta) + \beta \frac{\partial \eta}{\partial x} + J(\eta, \Delta \eta) = 0, \quad (1)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, а $J(\eta, \Delta \eta) = \eta_x(\Delta \eta)_y + \eta_y(\Delta \eta)_x$ – якобиан, нижние индексы обозначают дифференцирование по координатам x и y .

Используя в качестве начального возмущения $\eta(x, y, t=0)$ любое частотно-модулированное волновое поле, можно попытаться получить требуемую аномальную волну, но этот прямой метод не может гарантировать, что начальное волновое поле будет трансформироваться в искомую аномально высокую волну. Мы предлагаем другой подход к нахождению возможных форм начального волнового поля, приводящего к формированию аномально высоких волн. Этот подход является обратным к прямому моделированию эволюции волнового поля в аномально высокую волну. Поскольку линейная часть уравнения (1) инвариантна относительно смены знака времени и координаты

x , а также относительно временного сдвига, то мы можем выбрать ожидаемую форму аномально высокой волны $\eta_a(x, y)$ как начальное условие для линейной части уравнения (1) и посчитать волну в любой момент времени $t = T$. Меняя в этом решении знак координаты, мы получим волновое поле, эволюция которого может привести к формированию аномально высокой волны $\eta_a(x, y)$ в $t = T$. Очевидно, имеется много различных волновых пакетов $\eta(x, y, T)$ с произвольным параметром T , эволюция которых приводит к той же самой данной аномально высокой волне $\eta_a(x, y)$. Предложенный подход также позволяет разъяснить влияние оптимальных условий на фокусировку волн, в особенности, когда фокусировка дает изолированный гребень бесконечно большой амплитуды. Если начальное возмущение имеет форму гауссова импульса с амплитудой A_0 и шириной пика K_{0x}^{-1}, K_{0y}^{-1} ,

$$\eta(x, y, t = 0) = A_0 \exp(-x^2 K_{x0}^2 - y^2 K_{y0}^2), \quad (2)$$

то его решение в любой момент имеет вид:

$$\eta(x, y, t) = \frac{A_0 \pi}{K_{x0} K_{y0}} \iint \exp\left(-\frac{k_x^2}{K_{x0}^2} + ik_x x - \frac{k_y^2}{K_{y0}^2} + ik_y y - i\omega t\right) dk_x dk_y. \quad (3)$$

Это решение представляет частотно-модулированное волновое поле. Если теперь мы выберем начальное волновое поле в форме

$$\eta(x, y, t) = \frac{A_0 \pi}{K_{x0} K_{y0}} \iint \exp\left(-\frac{k_x^2}{K_{x0}^2} + ik_x x - \frac{k_y^2}{K_{y0}^2} + ik_y y - i\omega(t - T)\right) dk_x dk_y. \quad (4)$$

то оно эволюционирует в гауссов импульс (2) в момент времени T , а затем расплывется по закону (3). В книге [13] приведены результаты расчетов [14], иллюстрирующие дисперсию баротропных планетарных волн, возникающих из первоначального гауссова возмущения, а именно то, что может получиться благодаря ветровому напряжению при его внезапном прекращении. Эта картина ясно показывает характерное быстрое проникновение длинных волн к западу от источника, поскольку такие волны имеют групповую скорость с почти западным направлением, сравнительно большую по величине. С другой стороны, короткие волны, для которых групповая скорость сравнительно мала и направлена к востоку, появляются восточнее источника. Легко представить и обратный процесс.

Этот пример иллюстрирует оптимальную фокусировку волнового поля в аномально высокую волну. Любое отклонение от решения (4) ведет к неоптимальной фокусировке волновой энергии, и в этом случае амплитуда аномальной волны будет меньше, чем в оптимальном случае.

Асимптотический анализ представления (3) показывает, что при больших t область, занятая возмущениями, неизотропно расширяется с конечной скоростью порядка $\beta gh/f_0^2$. На фронте, ограничивающем область возмущений, наблюдается закон убывания $\eta \sim t^{-5/6}$ (кроме западной оконечности, где $\eta \sim t^{-2/3}$). В остальной части возмущенной области η убывает как t^{-1} , кроме точек, где $\frac{f_0}{\sqrt{gh}\beta t} \ll 1$ (см., например, [15]).

Очевидно, что случайное волновое поле не может влиять на формирование аномально высокой волны, образованной суперпозицией случайной и детерминированной волн в линейном приближении, и невидимая (на фоне случайного поля) последовательность волн, подобная (4), может трансформироваться в аномально высокую волну с амплитудой, которая может превышать в два и более раз средние амплитудные характеристики поля планетарных волн.

3. ФОКУСИРОВКА НЕЛИНЕЙНОГО ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

Нелинейность разрушает принцип суперпозиции волн и ведет к тому, что одна волна оказывает сильное влияние на фазы и амплитуды других волн. В результате начальное возмущение в форме (4) не может трансформироваться в одиночный гребень аномально большой амплитуды. Чтобы изучить фокусирующие процессы, рассмотрим упрощенную нелинейную теорию планетарных волн, основанную на известном уравнении Обухова–Чарни (1), которое инвариантно относительно смены знака координаты $x \rightarrow -x$, и времени $t \rightarrow -t$ и в нелинейном случае. Это означает, что схема нахождения волновых пакетов, ведущих к формированию аномальных волн Россби, использованная в линейном случае, может быть также применима и в нелинейном случае, по крайней мере, формально. Если мы “переворачиваем” решение уравнения (1), полученное для начальных условий, соответствующих аномально высокому профилю волны (заменой x на $-x$) и используем это решение как начальное условие для уравнения Обухова–Чарни (1), то мы должны снова получить аномально высокую волну в фиксированный момент времени, вследствие инвариантного преобразования времени и координаты. Таким образом, нелинейность рассматриваемой модели не может препятствовать процессу формирова-

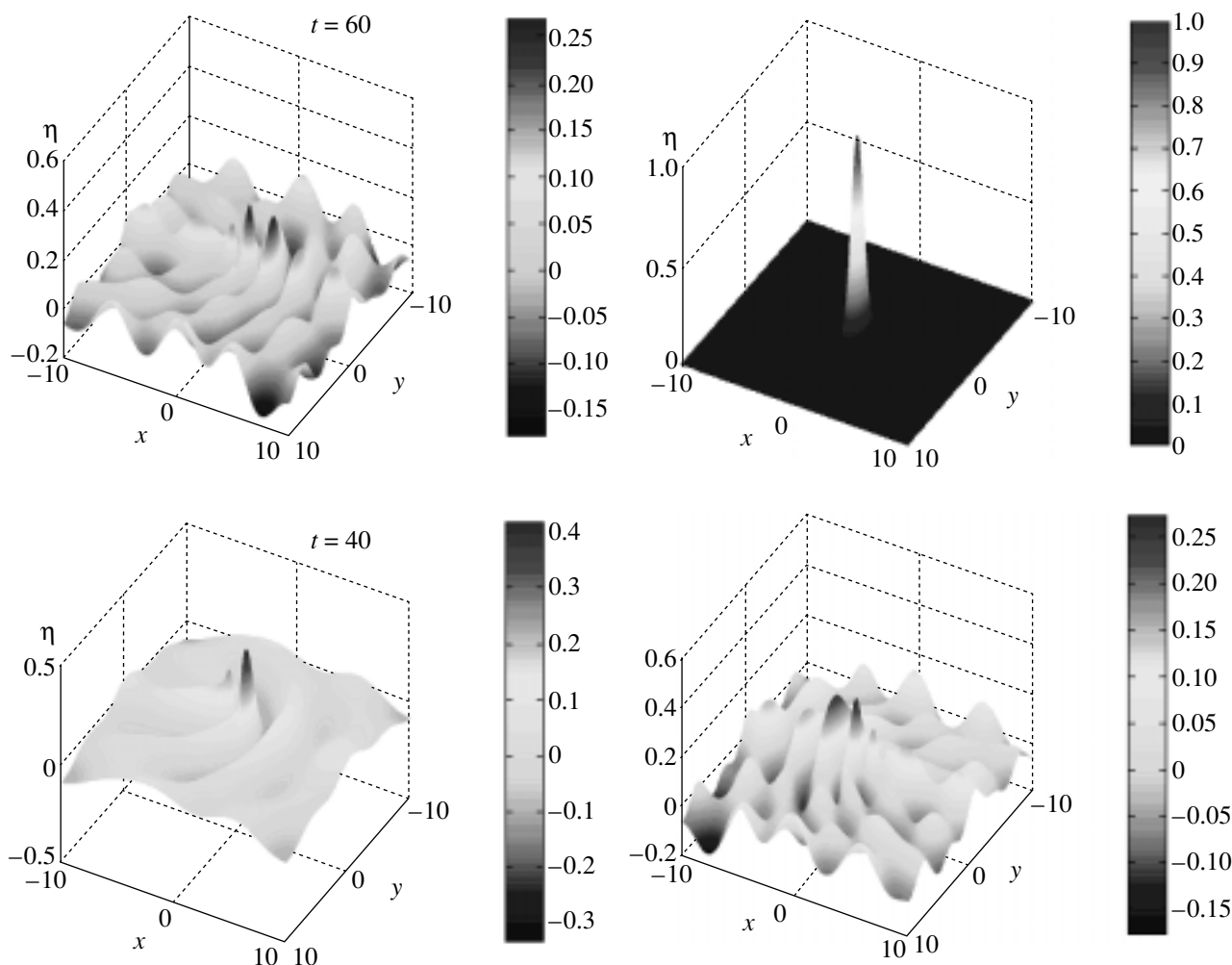


Рис. 1. Процесс формирования anomalно высокой волны из нелинейно-диспергирующего волнового поля в различные моменты времени.

ния изолированной anomalно высокой волны и такая anomalно высокая волна может быть сгенерирована как в рамках линейной, так и нелинейной теории, но с различными начальными волновыми возмущениями.

Для демонстрации возможности формирования anomalно высоких волн в нелинейном случае уравнение Обухова–Чарни решено численно. В безразмерных переменных

$$x' = \frac{xf}{\sqrt{gh}}, \quad y' = \frac{yf}{\sqrt{gh}}, \quad \eta' = \frac{\eta f}{\sqrt{gh}}, \quad t' = t \sqrt{\frac{g}{h}},$$

$$\beta' = \frac{\beta h}{f}$$

уравнение (1) принимает вид (штрихи далее опущены):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta\eta - \eta) + \beta \frac{\partial \eta}{\partial x} + J(\eta, \Delta\eta) = 0. \quad (5)$$

Данное уравнение решалось псевдоспектральным методом [16]. Расчеты велись в квадратной области с периодическими граничными условиями по обеим координатам (размеры области по x и y равняются 20). Все расчеты выполнялись на сетке 1024×1024 точки с шагом по времени 0.005 и $\beta = 0.4$.

Сперва начальные условия, приводящие к формированию ожидаемой anomalно высокой волны, были выбраны в виде гауссова импульса (2) с амплитудой $A_0 = 1$ и шириной $K_{0x} = 2$, $K_{0y} = 1$. Затем полученное волновое поле для момента времени $t = 30$ “переворачивается” и используется в качестве начального условия для уравнения (5). Трансформация этого волнового поля в различные моменты времени показана на рис. 1. Как и ожидалось, волновое поле трансформируется в Гауссов импульс. Очень важно отметить, что форма гауссова импульса восстановлена точно. Затем в процессе эволюции гауссов импульс снова трансформируется в волновое поле с уменьшающейся амплитудой.

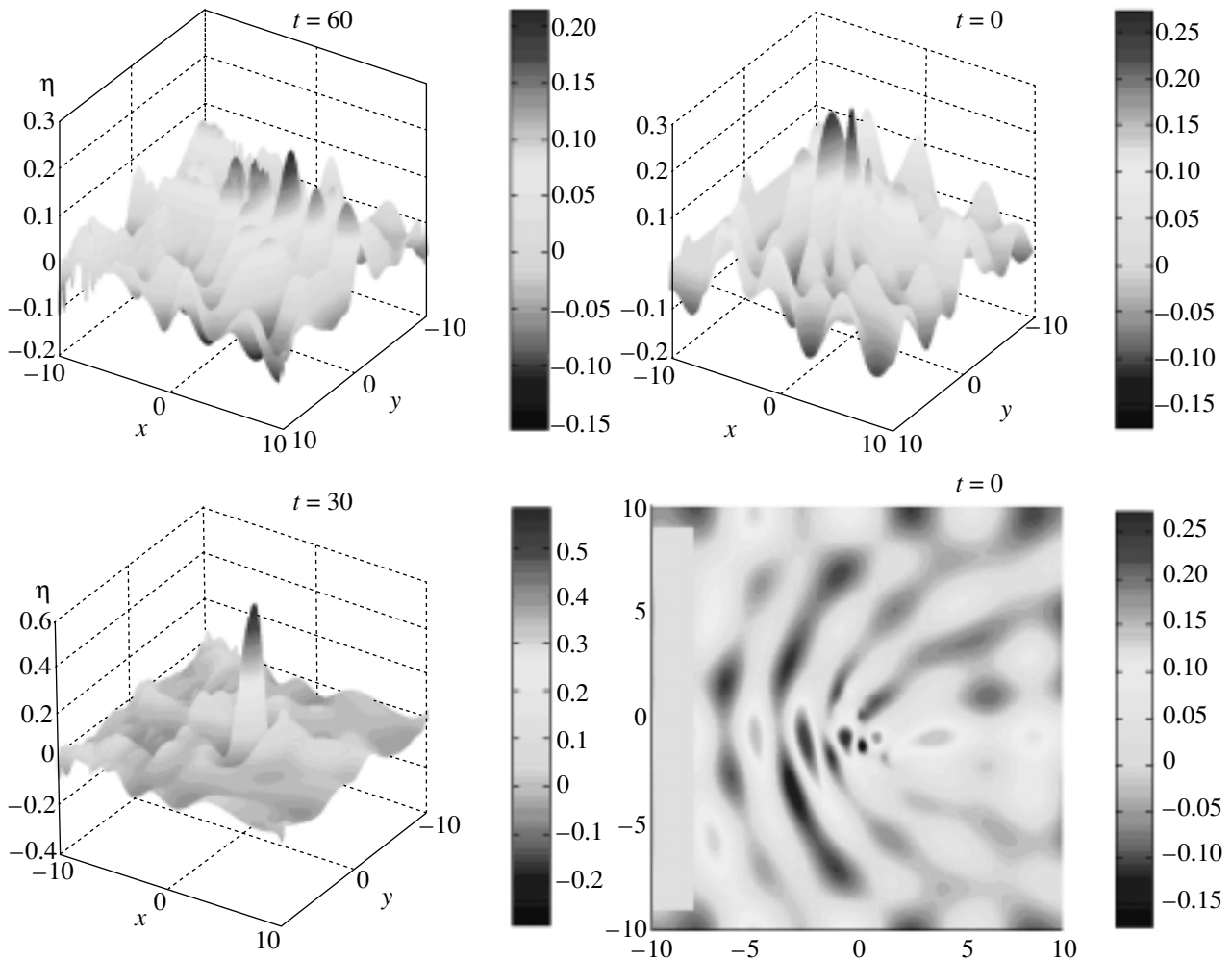


Рис. 2. Эволюция “неоптимального” волнового поля (наибольшая амплитуда волны достигается в момент времени $t = 30$).

Значительное усиление амплитуды волны происходит только в окрестности точки фокуса.

Сценарий генерации anomalно высоких волн, описанный выше, соответствует оптимальной нелинейной волновой фокусировке, которая нуждается в определенном размещении каждой отдельной волны среди всех остальных волн. Любые изменения этой специфической формы приведут к уменьшению амплитуды образующейся anomalно высокой волны. Для оценки возможных вариаций этого волнового поля выполнено несколько численных экспериментов. Общая площадь волновой последовательности оптимальной волны в области $-10 \leq x \leq -3$, $-10 \leq y \leq 10$, представленная в нижней части рис. 1, уменьшается наполовину, одну треть, одну четверть и так далее, и используется в качестве начальных условий для уравнения (5).

На рис. 2 показан процесс формирования anomalно высокой волны Россби, когда общая площадь волнового поля в выбранной области сокращена на одну четверть.

Как и ожидалось, амплитуда anomalно высокой волны уменьшилась по сравнению с оптимальным случаем (приблизительно в отношении 0.57), но это больше, чем начальная амплитуда волнового поля приблизительно в два раза. Более детальная информация относительно пикового значения амплитуды волны как функции энергии “обрезанного” начального волнового поля изображена на рис. 3. Уменьшение энергии волнового поля на 30% ведет к уменьшению амплитуды anomalно высокой волны на 50%, так что изменения оптимальной волновой формы могут быть существенны.

Другой пример эволюции волнового поля, когда удалена область $-3 \leq x \leq 0$, $-6 \leq y \leq 6$ в “оптимальном” волновом поле, показан на рис. 4. Здесь амплитуда anomalно высокой волны также меньше, чем в оптимальном случае, но достаточно большая (приблизительно в три раза относительно начальной амплитуды) и гребень сопровождается сравнительно глубокой впадиной.

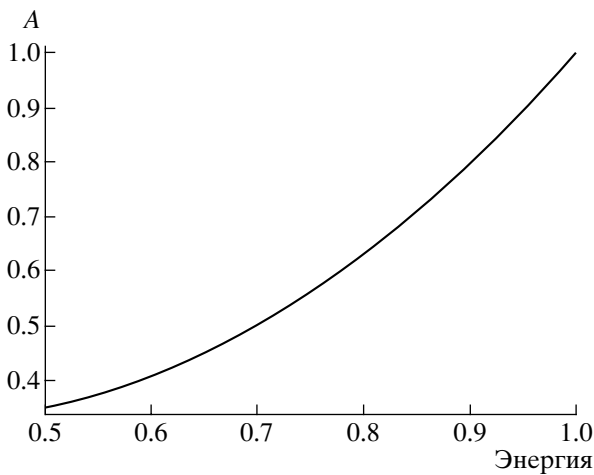


Рис. 3. Амплитуда anomalously высокой волны в зависимости от энергии начального волнового поля, нормированная относительно оптимальных параметров.

Последний пример – это исследование эволюции “оптимального” линейного волнового поля (4) в рамках уравнения Обухова–Чарни (5) (рис. 5). В этом случае амплитуда anomalously высокой волны также большая. Все приведенные примеры показывают, что anomalously высокие волны Россби появляются не только при вполне определенных начальных волновых возмущениях, но также и для различных волновых профилей.

4. ГЕНЕРАЦИЯ АНОМАЛЬНО ВЫСОКИХ ВОЛН РОССБИ ИЗ СЛУЧАЙНОГО ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

В общем случае случайное волновое поле представимо набором спектральных компонент со случайными амплитудами и фазами, причем каждая реализация может быть представлена в виде частотно – модулированного волнового пакета [17]

$$A = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} a_{nm} \exp i \left(K_n x + K_m y - \left(\frac{K_n^2}{2} - K_m^2 \right) t + \varphi_{nm} \right) \quad (6)$$

с несоизмеримыми амплитудами, волновыми числами и фазами

$$a_{nm} = \frac{0.0625 \times (-1)^{n+m}}{1 + 0.25n + 0.3m^{1.3}}, \quad \varphi_{nm} = 1.5n^{2.7} + 1.5m^{3.7},$$

$$K_{xn} = \frac{(2n)^{2.7}}{n + 1.3}, \quad K_{ym} = 0.7 \frac{(2m)^{2.3}}{m + 1.7}.$$

Мы ограничились двадцатью четырьмя гармониками в ряде (6). Разумеется, данное волновое поле нельзя считать случайным процессом, одна-

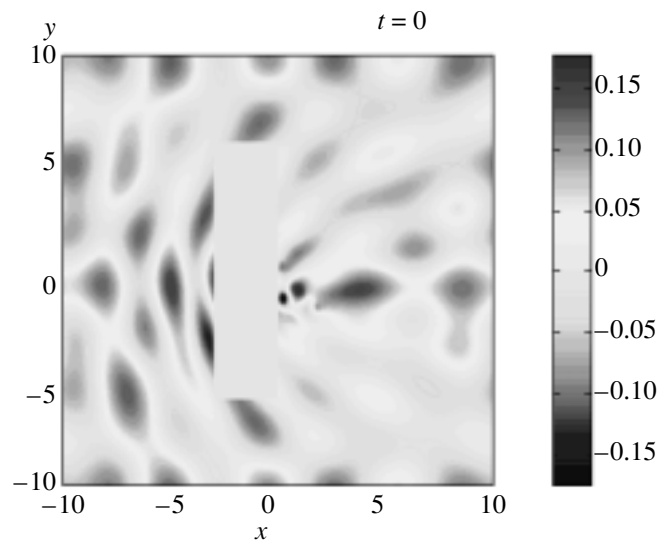
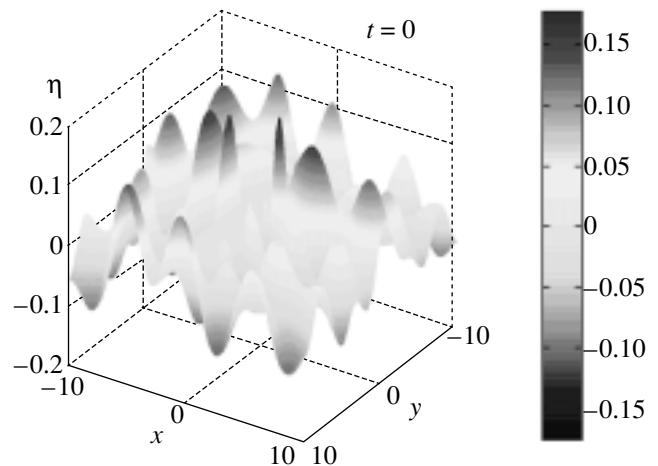
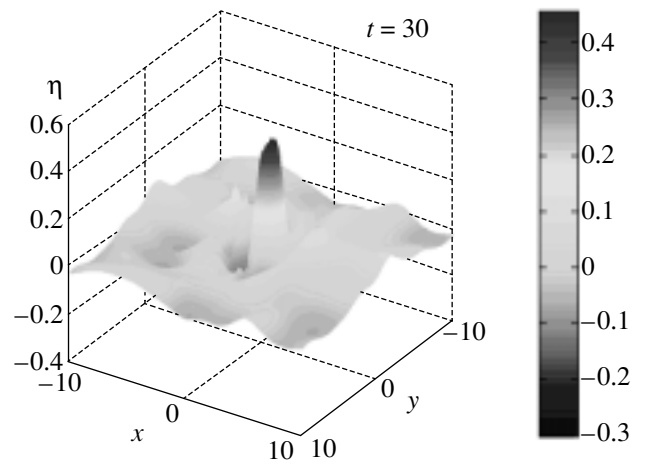


Рис. 4. Формирование волны большой амплитуды из “неоптимального” волнового поля (область с максимальной амплитудой удалена).

ко каждая реализация достаточно нерегулярна и может аппроксимировать реальное случайное поле. Характерная амплитуда волнового поля равна 0.5 – 0.6 безразмерных единиц.

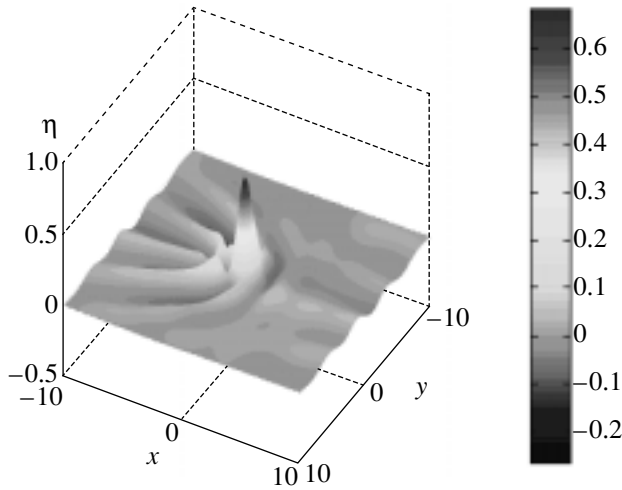


Рис. 5. Форма anomalно высокой волны Россби сгенерированной для “оптимального” линейного волнового поля в рамках уравнения Обухова–Чарни.

Физически процесс генерации anomalно высокой волны из случайного волнового поля тот же самый, что и в детерминированном поле, но мы рассматриваем случайное волновое поле лишь как фон для механизма фокусировки детерминированных компонент.

Формально, чтобы найти форму волны, эволюция которой ведет к формированию anomalно высоких волн, мы снова можем использовать предыдущую схему: решить уравнение Обухова–Чарни с начальными условиями, соответствующими ожидаемой anomalно высокой волне, а затем решить обратную задачу. В нашем случае мы рассматриваем anomalно высокую волну (гауссов импульс) на фоне случайной реализации. Для больших времен эволюция приводит к тому, что Гауссов импульс теряется на фоне случайного волнового поля. Инвариантная (с измененным знаком координаты) форма волны для $t = 30$ теперь рассматривается как начальное решение для одного из решений уравнения Обухова–Чарни. Эволюция этого решения показана на рис. 6. Как и ожидалось, волновое поле превращается в anomalно высокую волну, и большая амплитуда волны видима в случайном поле только в течение короткого промежутка времени. Этот пример показывает, что полное волновое поле, включающее детерминированную и случайную компоненты, может генерировать anomalно высокую волну для определенных (оптимальных) условий расположения каждой индивидуальной волны.

Рассмотрим эволюцию начальной волны при отклонении условий от оптимальных. В этих экспериментах все фазы спектральных компонент реализации сдвигаются на определенную величину $\Delta\phi$. Результаты формирования anomalно высокой волны для трех различных смещений фазы

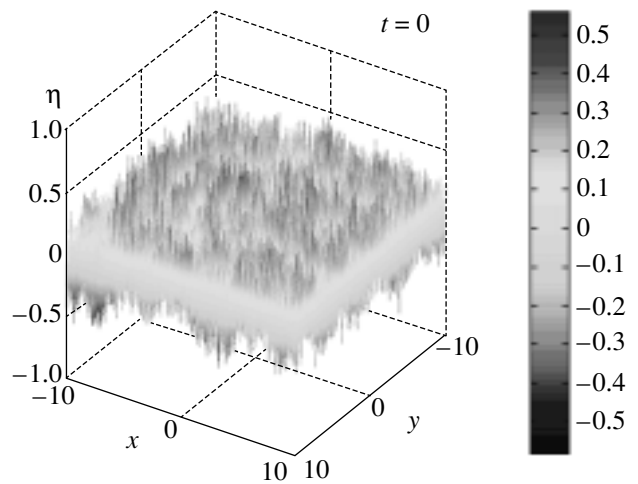
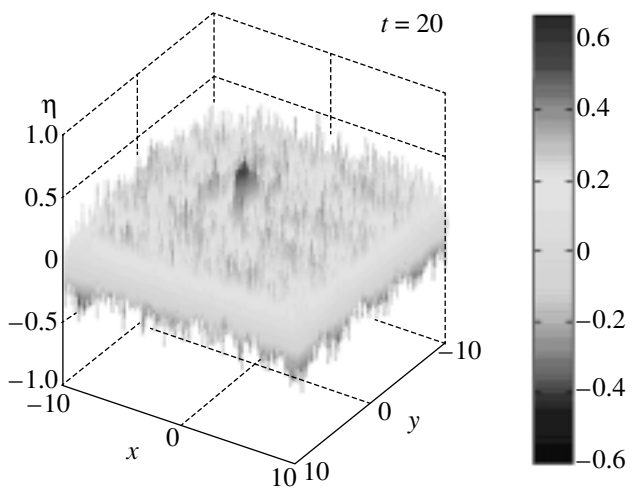
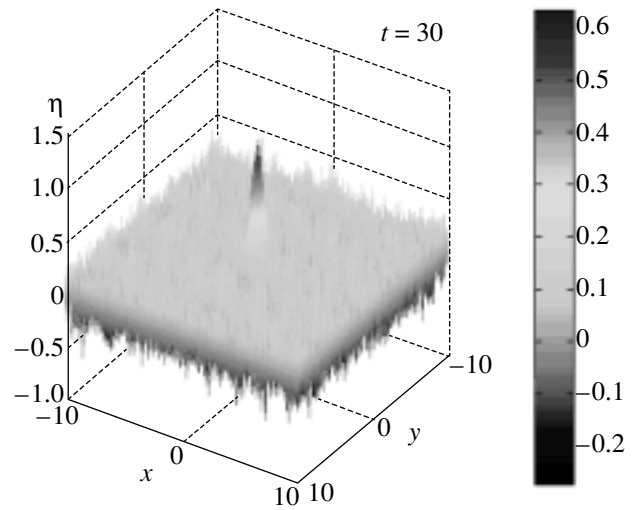


Рис. 6. Формирование anomalно высокой волны из случайного волнового поля в момент $t = 30$.

случайного волнового поля представлены на рис. 7 для $t = 30$.

Различные реализации случайного поля изменяют амплитуду anomalно высокой волны, но

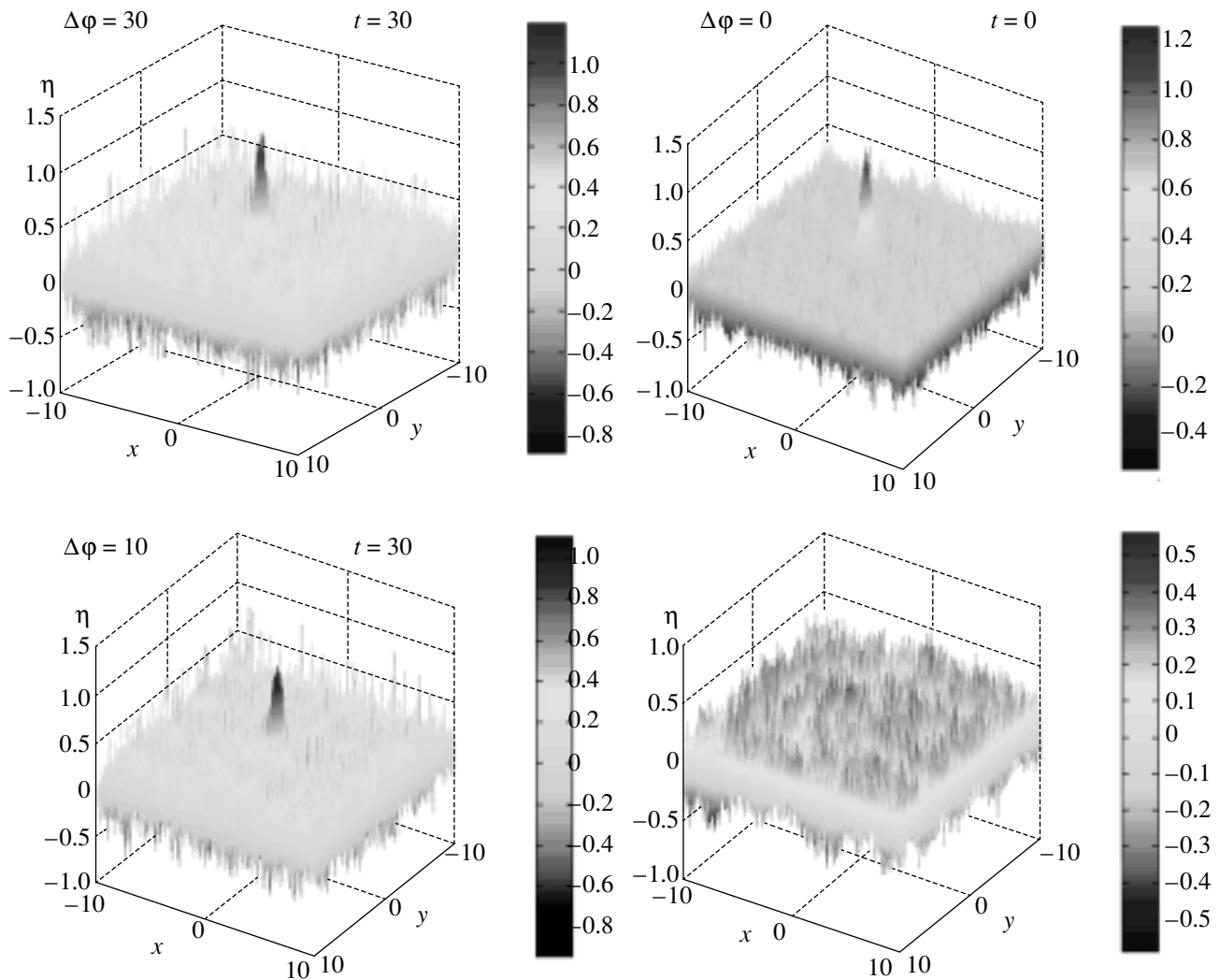


Рис. 7. Влияние изменения фазы спектральных компонент случайного волнового поля на формирование anomalно высокой волны.

волновой импульс все равно превосходит все индивидуальные волны, составляющие случайное поле. Отметим, что при неоптимальных условиях амплитуда anomalно высокой волны уменьшается, если увеличивается энергия случайного волнового поля.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом данной работы является демонстрация возможности формирования anomalно высоких волн Россби в рамках нелинейного уравнения Обухова–Чарни. Основной механизм формирования anomalно высоких волн – это пространственно-временная фокусировка волновых пакетов и объединение индивидуальных волн с различной скоростью распространения. Показано, что изолированное возмущение большой амплитуды может появляться как из детермини-

рованного волнового поля, так и из случайного волнового поля. Предложен метод нахождения возможных волновых пакетов, эволюция которых ведет к формированию anomalно высокой волны предложенной формы. Он основан на решении уравнения Обухова–Чарни с начальными условиями, соответствующими ожидаемой anomalно высокой волне: все решения после “инвертации” (замены x на $-x$) дают волновые реализации, развивающиеся в anomalно высокую волну. Исследовано влияние отклонения начальных условий от оптимальных на процесс формирования anomalно высоких волн. Показано, что такие отклонения приводят к уменьшению амплитуды anomalно высокой волны. Предложенный механизм формирования anomalных планетарных волн предполагает редкость их появления и короткое время существования данного явления.

Данное исследование было поддержано грантами РФФИ (№ 03-05-64975, 03-05-06116, 03-05-64978), ИНТАС 03-51-4286 и научной школы член-корр. РАН Б.В. Левина НШ-2104.2003.5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rossby C.G.* Planetary flow patterns in the atmosphere // *Quart. J. Meteor. Soc. Suppl.* 1940. V. 66. P. 68–87.
2. *Rossby C.G.* On displacements and intensity changes of atmospheric vortices // *J. Marine Res.* 1948. V. 7. № 3. P. 175–187.
3. *Lavrenov I.* The wave energy concentration at the Agulhas current of South Africa // *Natural Hazards.* 1998. V. 17. P. 117–127.
4. *Dias F., Kharif C.* Nonlinear gravity and capillary-gravity waves // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1999. V. 31. P. 301–346.
5. *Dysthe K. B., Trulsen K.* Note on breather type solutions of the NLS as a model for freak-waves // *Physica Scripta.* 1999. V. T82. P. 48–52.
6. *Henderson K.L., Peregrine D.H., Dold J.W.* Unsteady water wave modulations: fully nonlinear solutions and comparison with the nonlinear Schrodinger equation // *Wave Motion.* 1999. V. 29. P. 341–361.
7. *Sand S.E., Hansen N.E., Klitting P., Gudmestad O.T., Sterndorf M.J.* Freak wave kinematics // *Water Waves Kinematics* / Eds A. Torum and O.T. Gudmestad. Kluwer: Netherlands, 1990. P. 535–549.
8. *Kjeldsen S.P.* Breaking waves // *Water Wave Kinematics* / Eds O. Torum, O.T. Gudmestad. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1990. P. 453–473.
9. *Pelinovsky E., Talipova T., Kharif C.* Nonlinear-dispersive mechanism of freak wave formation in shallow water // *Physica D.* 2000. V. 147. P.83–94.
10. *Kurkin A.A., Pelinovsky E.N.* Focusing of edge waves above a sloping beach // *European J. Mechanics B / Fluids.* 2002. V. 21. P. 561–577.
11. *Дубинина В.А., Куркин А.А., Полухина О.Е.* Фокусировка краевых волн на шельфе моря // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2003. Т. 39. № 6. С. 838–848.
12. *Незлин М.В., Снежкин Е.Н.* Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука, 1990. 238 с.
13. *Ле Блон П., Майсек Л.* Волны в океане. М.: Мир, 1981. 845 с.
14. *Rhines P.B.* The dynamics of unsteady currents // *The Sea.* / Eds E. Goldberg, I. McCave, J. O'Brien and J. Steele. Wiley-Interscience, New York. 1977. V. 6. P. 189–318.
15. *Longuet-Higgins M. S.* The response of a stratified ocean to stationary or moving wind systems // *Deep-Sea Res.* 1965. V. 12. P. 923–937.
16. *Fornberg B.* A practical guide to pseudospectral methods. Cambridge: University Press, 1998. 231 p.
17. *Пелиновский Е.Н., Хариф К.* Дисперсионное сжатие волновых пакетов как механизм возникновения аномально высоких волн на поверхности океана // *Изв. АИИ РФ.* 2000. Т. 1. С. 50–60.

Nonlinear Focussing of Anomalous Rossby Waves at Ocean (numerical experiments)

Kurkin A.A., Poloukhina O.E.

The mechanism of the anomalous high Rossby wave formation related to the spatial-temporal focusing is studied within the framework of the Obukhov – Charney equation. The method to find wave trains whose evolution leads to the anomalous high Rossby wave formation is proposed. It is based on the solution of the Obukhov – Charney equation with an initial condition corresponding to the expected anomalous high wave. All solutions of this Cauchy problem by the reversal of abscissa represent the possible forms of wave trains, which evolve into the anomalous high Rossby wave. It is shown that anomalous high Rossby waves can be generated not only for specific conditions, but also for relative wide classes of the wave trains. This mechanism explains the rare and short-lived character of the anomalous high Rossby wave.