

УДК 551.466

## Влияние особенностей рельефа шельфовой зоны и геометрии береговой линии на береговые захваченные волны

Г.А. Платов

Институт вычислительной математики и математической геофизики Сибирского отделения Российской академии наук,  
просп. Акад. М.А. Лаврентьева, 6, Новосибирск, 630090  
E-mail: Platov.G@gmail.com

**Платов Г.А.** Влияние особенностей рельефа шельфовой зоны и геометрии береговой линии на береговые захваченные волны // Сиб. журн. вычисл. математики / РАН. Сиб. отд-ние. — Новосибирск, 2016. — Т. 19, № 3. — С. 297–316.

Представлены результаты численных экспериментов с моделью береговых захваченных волн, благодаря которым удалось выявить две особенности, важные в плане регионального моделирования взаимодействия шельфовой зоны с открытым океаном. Первая связана с тем, что цуг волн этого типа может формироваться в результате ветрового воздействия на значительном удалении от места, где их влияние может проявиться. Распространение вдоль береговой линии происходит без существенных потерь энергии волны при условии, что береговая линия и рельеф шельфовой зоны не содержат особенностей, сравнимых с радиусом Россби, однако волна теряет свою энергию при огибании мысов, при прохождении над каньонами и в случае, когда ширина шельфа уменьшается. Для регионального моделирования возможность удаленной генерации волн должна быть хорошо изучена и взята в расчет. Вторая особенность заключается в том, что распространяющаяся волна способна реализовать часть своей энергии на формирование аномалий плотности на шельфе путем подъема промежуточных вод из примыкающих к шельфовой зоне районов открытого океана. Таким образом, береговые захваченные волны являются переносчиками ветровой энергии из районов действия ветра в другие прибрежные районы, где она может реализоваться посредством формирования аномалий плотности в другие виды движения.

DOI: 10.15372/SJNM20160305

**Ключевые слова:** *береговые захваченные волны, шельфовая зона, окраинные моря.*

**Platov G.A.** The influence of the shelf zone relief and the coastline geometry on coastal trapped waves // Siberian J. Num. Math. / Sib. Branch of Russ. Acad. of Sci.—Novosibirsk, 2016. — Vol. 19, № 3. — P. 297–316.

This paper presents the results of numerical experiments with a model of the coastal trapped waves, which made it possible to identify two features that are important in terms of the regional modeling of the shelf zone interaction with the open ocean. The first feature is the fact that the wave train of this type may be formed as a result of the wind action at a considerable distance from the place where their impact may occur. The propagation of waves along the coastline takes place without significant loss of wave energy, provided that the coastline and topography of the shelf zone contain no features comparable to the Rossby radius. However, the wave loses its energy while passing capes, submarine canyons and in the case when the width of a shelf decreases. For the regional modeling, the possibility of remote wave generation should be well understood and taken into account. The second feature is that a propagating wave is able to spend part of its energy on the formation of density anomalies on a shelf by raising the intermediate waters of the adjoining offshore areas of the open ocean. Thus, the coastal trapped waves carry the wind energy from the areas of the wind impact to other coastal areas, where it can bring about the formation of density anomalies and other types of motion.

**Keywords:** *coastal trapped waves, shelf zone, marginal seas.*

## 1. Введение

Существует ряд волн, распространяющихся вдоль береговой линии. Наиболее часто обсуждаемыми являются береговые волны Кельвина. Они зависят от существования береговой линии, однако для них не требуется, чтобы существовала шельфовая зона. Присутствие шельфа порождает другой класс береговых волн, называемых береговыми захваченными волнами (БЗВ). Вызываемое ветром движение водной массы развивается (помимо прочего) в условиях вращающейся Земли и изменяющейся глубины водяного столба. Если бы глубина шельфа была постоянной, любое (вынужденное) перемещение воды в направлении берега или от него не сопровождалось бы изменением вертикальных размеров вихревых трубок. В условиях, когда глубина  $H$  увеличивается во время перемещения, столб воды становится длиннее и, следовательно, уже. Так как это перемещение происходит в условиях вращения с сохранением потенциальной завихренности (следствие теоремы Кельвина), а столб жидкости всегда имеет некоторую завихренность, связанную с вращением Земли, то локальное вращение  $\zeta$  возрастает с ростом  $H$ . Наоборот, в случае уменьшения глубины  $H$  столб воды становится короче и шире, что замедляет его вращение, а величина локального вихря  $\zeta$  убывает или становится отрицательной. Как и в случае с волнами Кельвина, подобная несимметрия свойств вод, движущихся к берегу и от берега, приводит к боковому смещению всей структуры, порождая таким образом береговые захваченные волны.

Подобно волнам Кельвина БЗВ способны распространяться только к экватору вдоль западного берега океана и к полюсу вдоль восточного берега. У них похожие периоды (от нескольких дней до 2–3 недель) и похожие длины волн (до 2000 км), определяемые картиной атмосферной погоды, но отличающиеся профили волн (с относительным максимумом осцилляции, приходящимся на край шельфовой зоны). Если принять во внимание также стратификацию шельфовых вод, то их форма и соответствующие течения будут еще более сложными и могут приводить к образованию сильных течений на средних глубинах. Так как стратификация в шельфовой зоне подвержена сильному влиянию сезонных колебаний, роль БЗВ в формировании шельфовых течений и вариаций урвненной поверхности может изменяться в зависимости от времени года.

Пионерскими в области исследования БЗВ считаются работы [1–4], хотя существуют и более ранние работы, в которых отмечались присущие БЗВ особенности, однако сам термин “coastal trapped waves” (береговые захваченные волны) в то время еще не был обозначен. В отечественной литературе наиболее полно опыт исследования этих волн суммирован в работе [5]. Вслед за этими работами последовал целый ряд исследований с использованием численного моделирования, однако лишь немногие уделяли специальное внимание изучению влияния геометрических особенностей береговой линии и рельефа шельфа. Основы этих исследований были заложены в работах [6, 7], где изучаются эффекты ослабления или усиления волны в условиях изменчивости рельефа шельфа. В ряде работ (например [8, 9]) указывается, что локальные особенности могут являться источниками аномалий, возникающих вследствие прохождения БЗВ, сгенерированных на удалении до нескольких сотен километров.

Нашей ближайшей задачей будет убедиться в возможности адекватного описания береговых захваченных волн с помощью численного моделирования и в их способности распространять начальное ветровое возмущение на значительные расстояния вдоль береговой линии. Убедившись в этом, мы получим возможность более детального изучения роли БЗВ в процессе взаимодействия прибрежной зоны с открытым океаном, а также оценить влияния неоднородностей береговой линии. Будем при этом использовать идеализированный рельеф и гидрологическую структуру, а решение получать при помощи Принстонской океанической модели [10].

## 2. Моделирование береговых захваченных волн

### 2.1. Береговые захваченные волны

В результате анализа, проведенного в рамках квазигеострофического приближения, в работах [2, 12] было получено аналитическое решение, ограниченное случаем однородного океана при условии однородности рельефа вдоль берега. Основные особенности данного решения можно сформулировать следующим образом:

- 1) решение имеет вид волны, распространяющейся вдоль берега (оставляя его справа в северном полушарии и слева в южном) и имеющей характерный профиль в перпендикулярном к берегу направлении с затуханием при удалении от шельфовой зоны в сторону открытого океана;
- 2) профиль волны представим в виде ряда собственных ортогональных функций оператора задачи, получающихся в результате решения задачи на собственные значения, при этом наиболее значимые изменения проявляются на шельфе и континентальном склоне, а профиль отклонения уровня имеет соответствующее номеру моды количество пересечений нуля и смен знака;
- 3) собственные значения одновременно задают скорость распространения данной моды вдоль берега, таким образом, фракции волнового пакета довольно быстро разделяются, и во фронте пакета оказывается первая мода решения;
- 4) ветровое воздействие может являться основным источником формирования и трансформации этих волн во время их распространения.

### 2.2. Проблема граничных условий в региональном моделировании

Учитывая характер распространения БЗВ, возникает проблема задания боковых граничных условий шельфовой региональной модели. Дело в том, что источник возмущения может находиться далеко за пределами моделируемой области, а сигнал от него поступать через границу в виде отклонения уровня поверхности и компонент скорости. Два вопроса, которые при этом возникают, состоят в следующем: каковы возможные последствия прохождения пакета БЗВ через моделируемый район и, в случае если последствия существенны, каким образом можно было бы оценить возмущения граничных значений уровня поверхности и компонент скорости течения.

Ответ на второй вопрос, казалось бы, дает решение [2], с помощью которого, зная достаточно подробно динамику локальных ветров, можно восстанавливать граничные значения указанных величин. Однако само выражение в [2] было получено в предположении вдольбереговой однородности геометрии и топографии шельфа, что делает его менее пригодным на практике.

Рассматривая более сложное взаимодействие между различными модами БЗВ, в работе [12] показано, что решение выражается в аналогичном виде, однако позволяет в большей степени учитывать неоднородность береговой линии, хотя по-прежнему не учитывает стратификацию вод.

В работе [8] сделана оценка, согласно которой первая мода БЗВ содержит большую часть энергии пакета БЗВ, так что энергия второй моды составляет не более 20% от энергии первой моды. Поэтому в качестве некоторого приближения достаточно рассмотрения только главной моды.

Для нахождения амплитуды первой моды БЗВ на границе области можно либо воспользоваться решением [2, 12], либо использовать результаты инструментальных измерений береговых станций, фиксирующих изменения уровня поверхности. В случае

последнего необходима достаточно аккуратная фильтрация сигнала, поскольку помимо БЗВ он содержит также колебания уровня, вызванные другими причинами, например приливами.

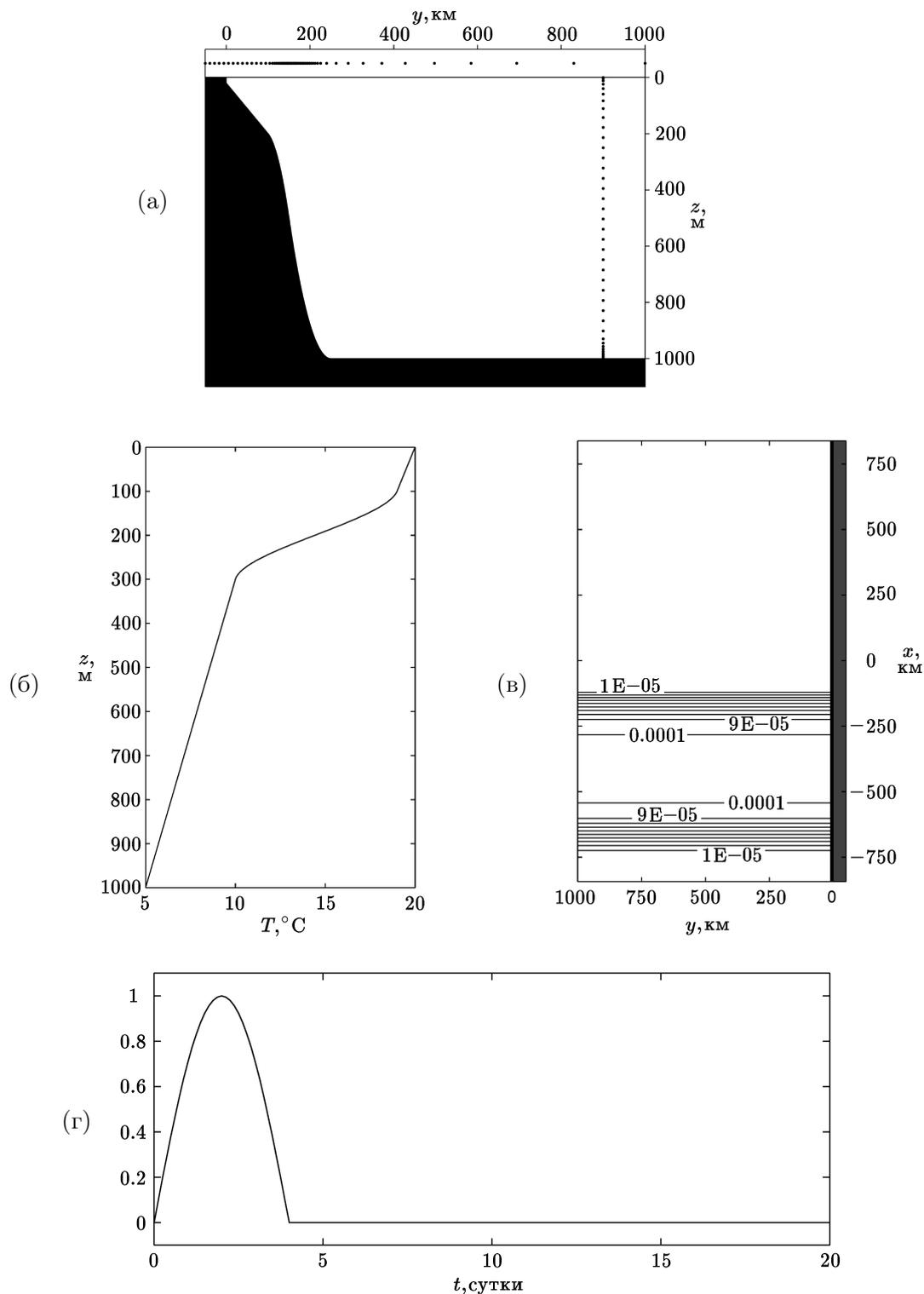
### 2.3. Выделение главной моды БЗВ

Первая мода БЗВ имеет наибольшую фазовую скорость, и, тем самым, облегчается задача нахождения ее структурной функции  $F_1(y)$  (первая собственная функция профиля волны), где  $y$  — расстояние до берега. В рамках численного моделирования ее можно получить в результате генерации БЗВ с помощью ветрового воздействия. В этом случае первый распространяющийся сигнал будет ничем иным как первой модой БЗВ.

Для проведения серии последующих экспериментов необходимо выделить первую моду БЗВ с тем, чтобы в дальнейшем использовать ее структурную функцию для задания боковых граничных условий. В качестве области моделирования берется прямоугольный бассейн с береговой линией вдоль одной из сторон прямоугольника.

Размер области вдоль берега (ось  $x$ ) выбран равным 1680 км, что достаточно для рассмотрения БЗВ, имеющей длину около 500 км. При этом  $x$  (расстояние вдоль берега) меняется от  $-L_x = -840$  до  $L_x = 840$ , так что  $x = 0$  расположен посередине области, и здесь в дальнейших экспериментах мы будем размещать различные топографические особенности. Ширина прибрежной зоны предполагается около 1000 км, при этом сам берег имеет ширину около 55 км, имея в виду возможность дальнейшей организации здесь небольшого залива. Координата  $y$  меняется от  $-55$  до  $L_y = 1000$ , так что  $y = 0$  приходится на границу океана и суши. Топография дна бассейна вдоль координаты  $x$  однородна, а в поперечном направлении представлена на рисунке 1(а) и состоит из наклонного шельфа шириной 100 км, где происходит увеличение глубины с 20 до 200 м. Вслед за шельфом располагается зона материкового склона с максимальной скоростью заглубления на глубине 500 м и на расстоянии 150 км от берега. На расстоянии 250 км от берега происходит плавный переход от материкового склона к максимальному значению глубины дна бассейна (1000 м). На рис. 1(а) представлено также расположение узлов сетки в направлении, перпендикулярном к берегу, и по глубине. Наибольшее сгущение узлов сетки в горизонтальном направлении имеет место в зоне наибольшего изменения глубины, в этом месте максимальное разрешение составляет 2 км и постепенно увеличивается при движении к открытому океану до 190 км. Вертикальное разрешение максимально у поверхности и у дна. Используемая модель имеет сигма-координатную систему, что позволяет иметь хорошее разрешение поверхностного и придонного слоев одновременно.

В качестве рабочей используется Принстонская океаническая модель [10]. Уравнения модели представляют собой систему примитивных уравнений гидродинамики океана, основанную на приближении Буссинеска, гидростатики и бездивергентности потока и записанную в криволинейной системе координат. Вертикальная координата выражается в виде  $\sigma = z/(H + \eta)$ , где  $H$  — глубина дна океана,  $\eta$  — возвышение уровня поверхности над невозмущенным уровнем океана. Численное решение системы осуществляется методом выделения баротропной и бароклинической мод с применением расщепления по физическим процессам. Более полное описание модели и ее численной реализации можно найти в [10]. В качестве переменных в модели рассматриваются уровенная поверхность, три компоненты скорости, потенциальная температура, соленость и турбулентные характеристики схемы замыкания Меллора–Ямады [13]. В описываемых далее численных экспериментах в качестве граничных условий для баротропной части переменных на жидких границах приняты следующие:  $x = -L_x$  — граничные условия Флэттера [14],  $x = L_x$  — характеристические граничные условия [15],  $y = L_y$  — граничные условия Флэттера.



**Рис. 1.** Конфигурация модели и численного эксперимента: (а) топография дна бассейна на поперечном сечении (точками сверху и справа обозначена схема расположения горизонтальных и вертикальных узлов сетки); (б) начальное вертикальное распределение температуры; (в) вдольбереговая компонента трения ветра ( $\text{H}/\text{m}^2$ ); (г) временной ход множителя, определяющего максимальное значение трения ветра

Граничные условия для горизонтальных компонент полной скорости  $(u, v)$  получаются в результате приравнивания оценок числа Куранта для фазовой скорости волны в граничной точке и в соседней к ней точке внутри области [16]. Для температуры и солености граничные условия зависят от направления нормальной компоненты скорости на границе. Если нормальная компонента направлена внутрь области, то принимаются условия сохранения значений с предыдущего шага по времени, в противном случае условие обеспечивает адвекцию величины из внутренней части области. В качестве начальных условий приняты нулевые значения скорости и урвенной поверхности. Соленость полагается константой, равной 35 промилле, а температура — горизонтально однородной с вертикальным распределением, представленным на рис. 1(б). Слой наибольшего вертикального изменения температуры (100–300 м) частично распространяется на шельфовую зону, но в основном приходится на ее край и начало материкового склона.

Для генерации БЗВ используется поле напряжения трения ветра, направленное вдоль берега и однородное в направлении оси  $y$ . Вдольбереговая компонента может быть представлена в виде  $\frac{X}{\rho} = \mu(t)\tau(x)$ . Его источник  $\tau(x)$  расположен в нижней половине бассейна (рис. 1(в)) и действует в виде четырехдневного импульса по времени  $\mu(t)$  с максимумом на второй день (рис. 1(г)). Все остальные потоки на поверхности океана полагаются нулевыми. Направление ветра соответствует ситуации, способствующей возникновению даунвеллинга или опускания поверхностных вод вдоль шельфового и материкового склонов. Однако вследствие кратковременности ветрового импульса, ситуация даунвеллинга не успевает развиться, поэтому имеет место исключительная генерация БЗВ.

В данном эксперименте предполагались нулевые значения урвенной поверхности и компонент баротропной скорости на всех жидких границах. Как только структурные функции первой моды будут получены, эти граничные условия можно задавать, моделируя набегание волны первой моды БЗВ.

Поле урвенной поверхности, полученное на третий день модельного времени, представляет типичную структуру БЗВ с максимумом первой моды в районе  $x = 200$  как видно из рис. 2(а). Сечение вдоль оси  $y$  урвенной поверхности было нормировано так, чтобы максимальное значение равнялось единице, и представлено на рис. 2(б). Структурная функция  $F_1(y)$  имеет локальный минимум при  $y \approx 180$ , что соответствует подошве материкового склона.

В дальнейшем будем использовать полученную структурную функцию  $F_1$  для задания граничных условий на нижней боковой границе в виде  $\eta_w = A(t)F_1(y)$ . Амплитуда первой моды  $A(t)$  представлена на рис. 2(г) с минимальным значением  $-5$  см, достигаемым за первые сутки интегрирования, с дальнейшим выходом на нуль в течение последующих суток.

Второе граничное значение  $U_w$  получается из условия геострофического баланса с  $\eta_w$ :

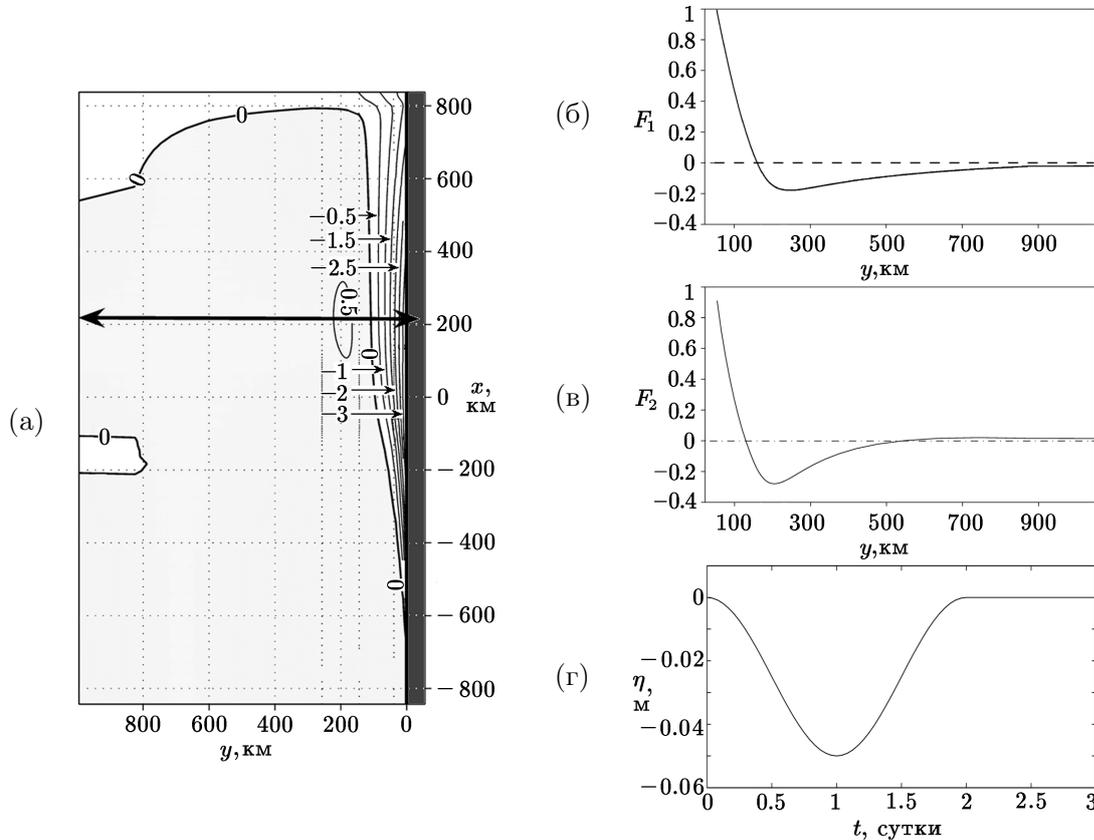
$$U_w = -\frac{g}{f} \frac{\partial \eta_w}{\partial y} = -\frac{gA(t)}{f} \frac{dF_1}{dy}.$$

Таким образом, граничное условие Флатера для урвенной поверхности на следующем шаге по времени  $\eta_1$  можно записать в виде

$$\eta_1 = (\eta_b + \eta_w) - (U_0 - (U_b + U_w)) \frac{H}{\sqrt{gH}},$$

где  $U_0$  — компонента баротропной скорости вдоль оси  $x$  с предыдущего шага,  $\eta_b$  и  $U_b$  — превышения уровня и компоненты баротропной скорости регулярного движения, которые в нашем случае считаются отсутствующими:  $\eta_b = V_b = 0$ ,  $\eta_w$  и  $U_w$  — задаются с

помощью двух предыдущих выражений и являются превышениями уровня и вдольбереговой баротропной скорости первой моды БЗВ,  $\sqrt{gH}$  — скорость гравитационной волны.



**Рис. 2.** Выделение 1-й моды БЗВ: (а) горизонтальное распределение урениной поверхности (измеряемое в см) при  $t = 3$  дня (максимум 1-й моды БЗВ выделен линией с двойными стрелками); (б) горизонтальная структура 1-й моды урениной поверхности БЗВ; (в) горизонтальная структура 2-й моды урениной поверхности БЗВ; (г) временной ход амплитуды урениной поверхности для 1-й моды БЗВ, задаваемой в качестве граничного условия

### 3. Особенности распространения БЗВ

Начальное распределение плотности является горизонтально однородным, и потому потенциальную энергию этого состояния, поскольку само по себе оно не способно вызвать какого-либо движения, будем использовать как нулевой уровень доступной потенциальной энергии. В результате возмущения, вызванного прохождением волны, происходит некоторое перераспределение, в результате которого часть энергии волны переходит в потенциальную и кинетическую энергии. Изменение потенциальной энергии происходит в результате перераспределений тяжелых и легких вод внутри бассейна, а также в результате возмущения урениной поверхности. Для того, чтобы оценить внутреннее изменение потенциальной энергии, рассмотрим некоторую частицу жидкости с потенциальной плотностью  $\rho(z_0)$ , перемещаемую в вертикальном направлении на расстояние  $\Delta z$ . Работа, затраченная на такое перемещение, и будет потенциальной энергией этой частицы. Сила, действующая на единицу объема такой частицы, равна  $\mathcal{F} = F/V = -g(\rho(z_0) - \rho(z))$ , а дифференциал работы по перемещению составляет величину  $dA = \mathcal{F} dz = -g(\rho(z_0) - \rho(z)) dz$ . Таким образом,

$$A = -g \int_{z_0}^{z_0 + \Delta z} (\rho(z_0) - \rho(z)) dz.$$

При малых перемещениях  $\rho(z) = \rho(z_0) + \frac{d\rho(z_0)}{dz} (z - z_0)$ , откуда

$$A = g \frac{d\rho(z_0)}{dz} \int_{z_0}^{z_0 + \Delta z} (z - z_0) dz = g \frac{d\rho(z_0)}{dz} \frac{(\Delta z)^2}{2}.$$

Полученную величину работы можно аппроксимировать следующим образом:

$$A \approx \frac{g}{2} \frac{\Delta \rho}{\Delta z} (\Delta z)^2 = \frac{g}{2} \Delta \rho \Delta z = \frac{g}{2} \frac{(\Delta \rho)^2}{\frac{\Delta \rho}{\Delta z}} \approx \frac{g}{2} \frac{d\rho}{dz} (\Delta \rho)^2,$$

где  $\Delta \rho = \rho(z_0 + \Delta z) - \rho(z_0)$ . Так как в рассматриваемом случае плотность зависит только от температуры, то полученная величина работы будет пропорциональна квадрату изменения температуры

$$A = -k \frac{(\Delta T)^2}{\frac{dT}{dz}},$$

где коэффициент пропорциональности  $k = \frac{g \left| \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|}{2} \approx 1$ . Полученную величину после суммирования по всей области можно использовать для сравнения количества произведенной внутренней потенциальной энергии в различных экспериментах

$$\Pi_i = -k \int \frac{(\Delta T)^2}{\frac{dT}{dz}} dV.$$

Величина потенциальной энергии, полученной в результате возмущения урениной поверхности, равна интегралу по поверхности

$$\Pi_s = \int \rho g \frac{\eta^2}{2} dS,$$

а произведенная кинетическая энергия интегралу по объему

$$K = \int \rho \frac{u^2 + v^2}{2} dV.$$

Заметим также, что большая часть энергии БЗВ представлена в виде кинетической энергии движения. Это следует из геострофических оценок

$$V = \frac{g}{f} \frac{\partial \eta}{\partial x}.$$

Тогда

$$K = \int \rho \frac{v^2}{2} dV \approx \int H \rho \frac{V^2}{2} dS,$$

а с другой

$$K \approx \int H \rho \frac{g^2}{2f^2} \left( \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 dS \approx \int \rho g \frac{\eta^2}{2} dS \left( \frac{gH}{f^2 L^2} \right) = \frac{\Pi_s}{\epsilon^2},$$

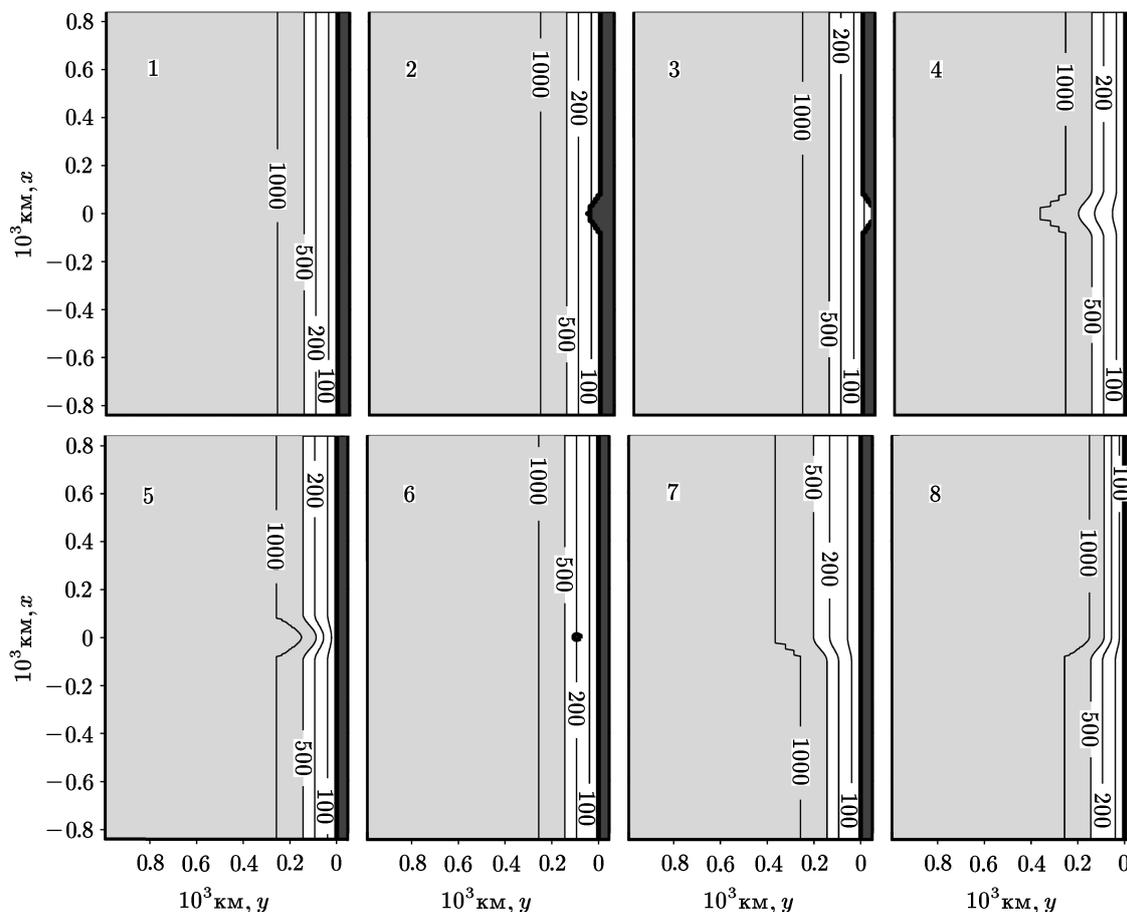
где  $L$  — характерный горизонтальный масштаб изменения структурной функции уровенной поверхности, т. е. ширина шельфа. Как уже было сказано ранее, для большинства шельфов выполнено условие  $\epsilon^2 \ll 1$ . Дело в том, что  $\epsilon$  является отношением характерного размера ширины шельфа  $L$  к радиусу внутренней деформации Россби  $a = \sqrt{gH}/f$ , который, как правило, гораздо больше  $L$ . В рассматриваемом случае величина  $\epsilon^2 \approx 0.01$ , что говорит о том, что величина кинетической энергии волны примерно на два порядка превосходит ее потенциальную энергию. Можно поэтому говорить, что кинетическая энергия волны и есть ее энергия.

### 3.1. Геометрические особенности береговой линии

Чтобы изучить, каким образом проходящая через некоторый регион волна влияет на гидродинамические характеристики региона и какую трансформацию при этом испытывает сама волна, рассмотрим следующий ряд численных экспериментов, в которых будем задавать некоторые особенности поведения береговой линии или топографии шельфа. На рис. 3 показаны данные особенности. В первом эксперименте береговая линия прямая и шельф однороден в направлении оси  $x$  (вдоль береговой линии). Во втором эксперименте береговая линия несколько выпукла в сторону открытого океана в центральной части области, как бы изображая утес, топография дна при этом по-прежнему однородна вдоль  $x$ . В третьем эксперименте выпуклость береговой линии заменена на вогнутость, изображая залив, глубина залива при этом постоянна и равна минимальной глубине бассейна (20 м). В четвертом эксперименте береговая линия прямая как и в первом эксперименте, но топография дна такова, что в центральной части ширина шельфа несколько увеличивается и уменьшается крутизна материкового склона. Таким образом, имеет место некоторый подводный выступ или хребет. В пятом эксперименте, наоборот, имеет место сужение шельфа и усиление крутизны материкового склона, что несколько напоминает каньон (хотя при обсуждении проблемы подводных каньонов, как правило, имеют в виду подобные образования с гораздо меньшими поперечными размерами (см., например, [17, 18])). Шестой эксперимент имеет конфигурацию, подобную первому, однако на краю шельфа помещен небольшой остров. В седьмом эксперименте ширина шельфа увеличивается подобно четвертому эксперименту, но после этого не возвращается к первоначальному значению, а остается увеличенной для всей оставшейся части области. Подобным образом уменьшение ширины шельфа в восьмом эксперименте, произошедшее в средней части области, распространяется на всю оставшуюся половину области.

Из анализа результатов первого эксперимента следует, что структура движущейся волны такова:

- 1) центр волны характеризуется минимальным значением уровенной поверхности вблизи берега и локальным максимумом на расстоянии около 180 км от берега;
- 2) во фронте волны происходит нагон воды с глубины на шельф, так что наиболее существенные изменения происходят при движении воды вдоль дна, так как при этом происходит подъем холодных вод, их вынос на шельф и формирование холодной аномалии температуры в районе  $y = 110$  км;
- 3) в центральной части волны поперечное движение почти полностью отсутствует, в то время как вдольбереговая компонента скорости имеет максимальное значение на мелкой части шельфа, направленная против направления распространения волны, и сонаправлена с ним в глубоководной части бассейна;
- 4) в тылу волны происходит обратное движение воды с шельфа в сторону глубокого океана, что опять-таки наиболее интересно вблизи дна, холодная аномалия при этом исчезает.



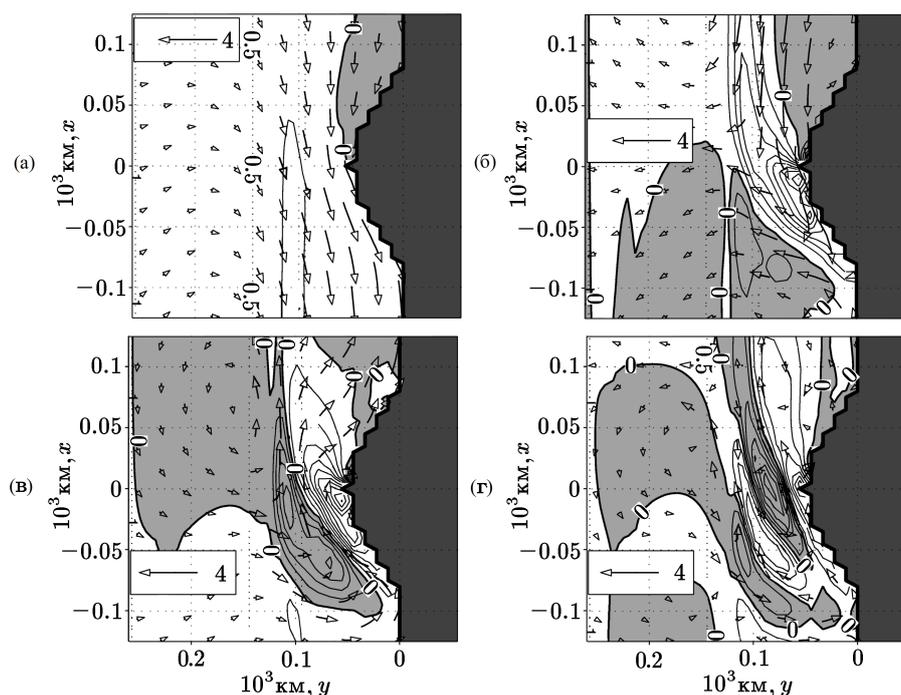
**Рис. 3.** Конфигурация формы береговой линии и топографии дна в экспериментах 1–8: прямая линия берега и однородный по  $y$  рельеф (1), “утес” (2), “залив” (3), “подводный хребет” (4), “каньон” (5), “остров” (6), “расширение шельфа” (7), “сужение шельфа” (8). Затененная область соответствует глубине более 500 м

Таким образом, наиболее важные термодинамические последствия прохождения волны в экспериментах с неоднородностями береговой линии и топографии шельфа могут иметь место в придонном слое воды, так как именно здесь происходит подъем и опускание разнородных водных масс, что в случае упомянутых неоднородностей может вызывать остаточные аномальные движения, непосредственно не принадлежащие береговой волне. Поэтому удобно в плане анализа последствий рассматривать аномалию температуры и возникающие течения на некоторой сигма-поверхности, проходящей в непосредственной близости вдоль дна бассейна. В качестве таковой была выбрана поверхность  $\sigma = -0.97$ , которая находится на расстоянии 0.6 м от дна в самой мелкой части бассейна и на расстоянии 30 м от дна в самой глубокой его части.

Сразу же вслед за основной волной, соответствующей первой моде БЗВ, идет наведенная волна БЗВ, соответствующая второй моде. На профиле сечения вдоль координатной линии  $x = -100$  км (рис. 2(в)) видно, что в отличие от первой моды (рис. 2(б)), структурная функция  $F_2$  имеет 2 корня и два экстремума, один экстремум расположен на расстоянии около 140 км от берега, а другой — на расстоянии примерно 700 км. Вблизи берега эта волна подобна волне первой моды с меньшей в 4–5 раз и противоположной по знаку амплитудой.

Вследствие этого оказываемое ею действие противоположно, т. е. во фронте этой волны происходит опускание вод вдоль шельфового склона и формирование положительной аномалии температуры на расстоянии около 120 км от берега и обратное поднятие вод в тылу волны и разрушение положительной аномалии. Далее возникают волны более высокого порядка с совершенно незначительными амплитудами. После прохождения первых двух мод практически восстанавливается начальное распределение температуры с минимальными отклонениями от нее и незначительными остаточными скоростями.

Наличие небольшой выпуклости в береговой линии в эксперименте 2 уже во фронте первичной волны приводит к формированию небольшой положительной аномалии (рис. 4(а)). В дальнейшем вдольбереговое течение, сопутствующее первой моде, при взаимодействии с береговой линией фактически переносит вдоль нижней части выпуклости ( $0 \leq y \leq 100$ ) более холодные воды из глубокой части шельфа на мелководье (рис. 4(а)), формируя очень сильную отрицательную аномалию (рис. 4(б)). Обратные движения в тылу первичной и в начале вторичной волн практически не влияют на величину сформированного минимума, но в качестве компенсации формируется положительная аномалия сразу же вслед за отрицательной (рис. 4(б, в)) с лишь немногим меньшей амплитудой. В дальнейшем сформированный диполь испытывает самостоятельные трансформации, формируя новую череду положительных и отрицательных аномалий с меньшими, по сравнению с начальной, амплитудами (рис. 4(в, г)).



**Рис. 4.** Скорость течения и изменение температуры у дна ( $\sigma = -0.97$ ) в эксперименте 2 (“утес”): (а) во фронте волны  $t = 1.7$  дня; (б) на гребне волны  $t = 3.2$  дня; (в) в тылу волны  $t = 4$  дня; (г) остаточное распределение  $t = 7$  дней. Затененная область соответствует положительным аномалиям температуры

В случае небольшого залива (эксперимент 3) эффект оказался не столь заметным по сравнению с предыдущим случаем. В начальной стадии (рис. 5(а)) возникает положительная аномалия внутри залива, так что в тылу первичной волны в нем формируется циклоническая циркуляция (рис. 5(б)). В дальнейшем эти черты практически исчезают или становятся несущественными (рис. 5(в, г)).

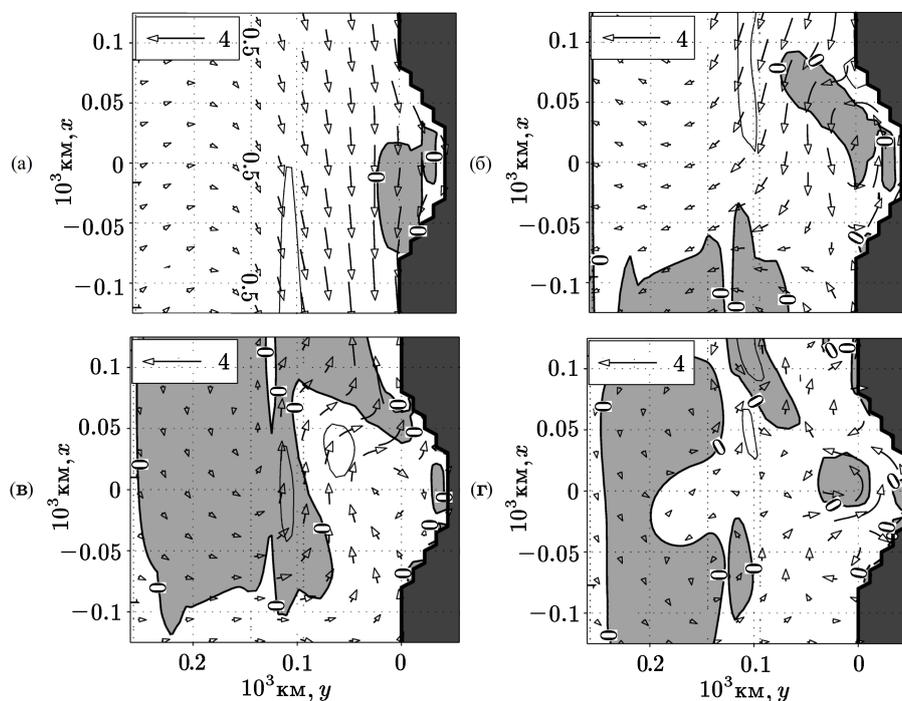


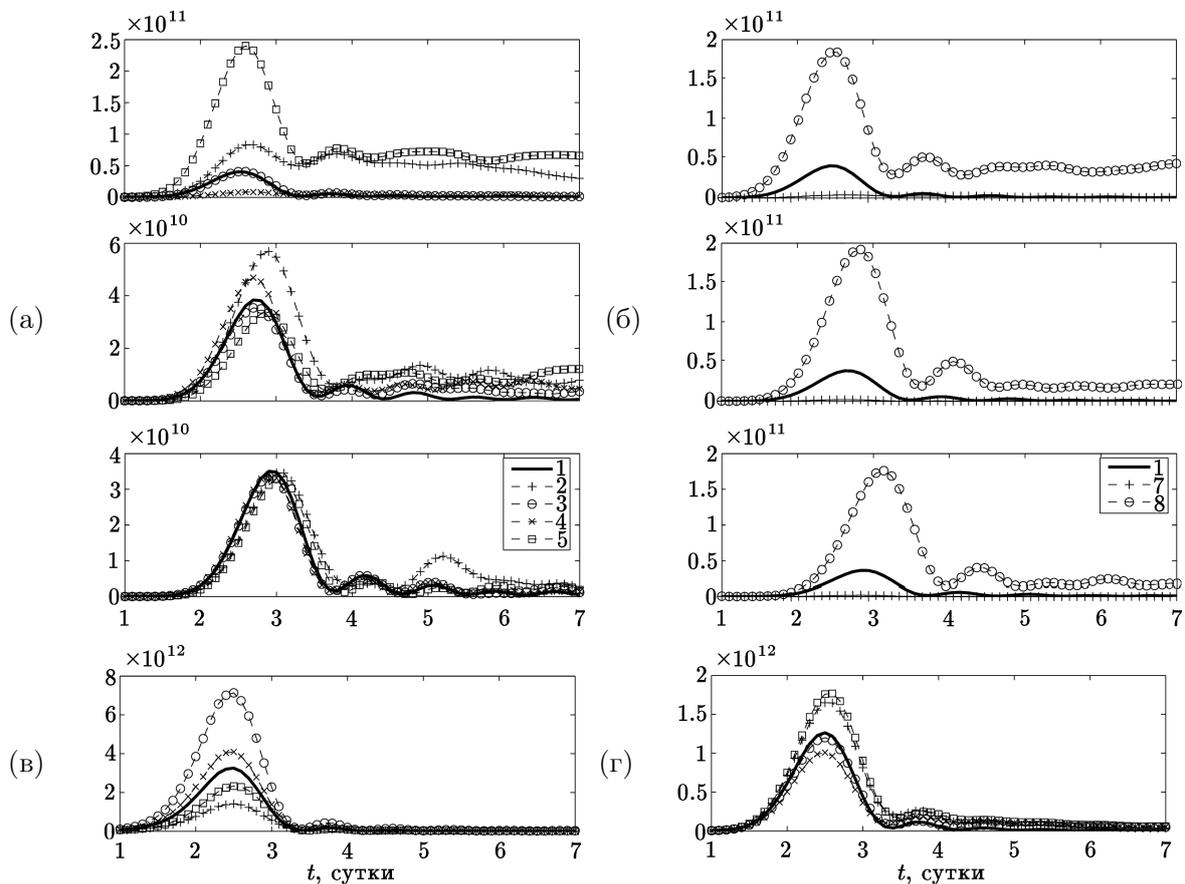
Рис. 5. То же, что на рис. 4, для эксперимента 3 (“залив”)

Анализируя энергетические характеристики на шельфе и шельфовом склоне в районе начального возмущения и районах дальнейшего распространения волны (рис. 6), можно отметить, что наибольшие изменения внутренней потенциальной энергии имеют место при прохождении волны вдоль выступа береговой линии (рис. 6(a)). Ее значения почти в два раза превосходят значения этой энергии в случае отсутствия возмущения. Более того, возмущение этой энергии не исчезает (по крайней мере в течение нескольких суток) после прохождения основной части волны, остаток составляет около  $5 \cdot 10^{10}$  Дж и распространяется далее вдоль берега в направлении распространения БЗВ, о чем свидетельствует появление повторных максимумов через некоторое время после прохождения главной моды волны. В противоположность этой ситуации — картина распространения волны в случае залива. В этом случае значение внутренней потенциальной энергии почти повторяет ее изменение в случае отсутствия возмущения береговой линии.

Несколько иная картина при рассмотрении изменения потенциальной энергии, связанной с перепадом уровней поверхности (рис. 6(б)). Эта часть потенциальной энергии имеет максимальное возмущение при прохождении волны, примерно равное возмущению ее внутренней компоненты. Из рисунка видно, что потенциальная энергия внешней моды волны примерно вдвое меньше в случае выступа береговой линии и вдвое больше в случае небольшого залива, чем в случае прямого берега. Во время своего дальнейшего продвижения вдоль берега потенциальная энергия внешней моды практически не отличается от невозмущенного движения.

Обе компоненты потенциальной энергии имеют положительные возмущения при прохождении волны, источником которой является большой запас кинетической энергии. В случае выступа береговой линии большая часть расходуемой энергии идет на подъем плотной воды с больших глубин на шельф и практически не компенсируется, так как

возникающие аномалии плотности не исчезают. В случае залива почти такая же часть кинетической энергии волны (около  $5 \cdot 10^{10}$  Дж) идет на формирование перепадов уровня поверхности. Эта часть потенциальной энергии снова трансформируется в волновое движение, большая ее часть возвращается главной волне, и незначительный каскад энергии имеет место в сторону более коротковолновых мод, следующих за главной волной. Из рис. 6(в) видно, что такой каскад энергии вполне возможен, поскольку энергия второй моды (второй максимум на временном ходе) несколько выше в экспериментах с возмущением береговой линии по сравнению с экспериментом с прямым берегом. Из этих рисунков видно, что наибольшее приращение энергии 2-й моды БЗВ имеет место при огибании волной берегового выступа. В этом случае энергия 2-й моды при достаточном удалении от места возмущения почти удваивается по отношению к энергии невозмущенного случая (увеличение составляет около  $10 \cdot 10^{10}$  Дж), в то время как энергия основной моды уменьшается на соответствующую величину.



**Рис. 6.** Энергетические изменения на шельфе и его склоне (оси ординат), измеряемые в Дж и связанные с прохождением БЗВ: (а) и (б) внутренняя потенциальная энергия: в районе возмущения береговой линии или рельефа шельфа (верхние панели), в районе, примыкающем к нему по направлению распространения волны (средние панели) и в районе окончательного затухания возникающих возмущений (нижние панели) в экспериментах 1–8: 1 — без возмущения, 2 — с береговым выступом, 3 — с заливом, 4 — с подводным хребтом, 5 — с каньоном, 7 — расширение шельфа, 8 — сужение шельфа; (в) потенциальная энергия внешней моды в экспериментах 1–5; (г) кинетическая энергия в экспериментах 1–5

Кинетическая энергия волны, как было показано, на несколько порядков больше потенциальной (рис. 6(в)), в нашем случае разница составляет примерно два порядка. При прохождении выступающей части береговой линии кинетическая энергия волны возрастает примерно на 20–30%. Такое увеличение кинетической энергии на шельфе возможно только благодаря ее уменьшению в глубоководной части, т. е. энергия волны концентрируется ближе к берегу. В случае небольшого залива кинетическая энергия несколько уменьшена по сравнению со случаем прямого берега, что говорит за то, что энергия волны перераспределяется в пользу ее глубоководной части.

Таким образом, при огибании берегового выступа энергия основной моды волны падает, часть ее (около  $1/3$ ) расходуется на формирование остаточной аномалии плотности на шельфе в окрестности выступа, другая часть (около  $2/3$ ) перераспределяется в пользу второй моды БЗВ. В нашем случае падение энергии составило примерно 15% от ее невозмущенного уровня, однако в общем случае величина падения, вероятно, зависит от масштаба неоднородности береговой линии. Наоборот, в случае залива волна вдали от неоднородности береговой линии практически не изменяется. Трансформация энергии волны в потенциальную энергию уровенной поверхности, имеющая место в районе залива, полностью компенсируется теми движениями, которые возникают вследствие такого изменения уровня. В итоге энергия волны сохраняется.

### 3.2. Особенности топографии шельфа

Эксперименты 4 и 5 направлены на выявление особенностей прохождения БЗВ-возмущений топографии шельфа. В частности, в эксперименте 4 моделируется выступ шельфовой зоны (при том, что береговая линия прямая), что имитирует подводный хребет, а в эксперименте 5 — ее сужение, что имитирует каньон.

Возмущения температуры и скорости течения у дна в эксперименте 4 выражаются в виде подъема глубинных вод с обеих сторон от подводного “хребта”, тогда как в центральной части неоднородности имеет место обратное движение и формируется положительная аномалия температуры, которая в дальнейшем несколько сдвигается в сторону распространения волны. Не смотря на то, что возмущение поля температуры у дна значимы, в целом из картины временного хода потенциальной энергии внутренних возмущений (рис. 6(а)) видно, что эти возмущения в районе шельфового выступа значительно уступают энергетике внутренних возмущений в случае однородного рельефа, но при этом примерно на 20% превосходят внутреннюю потенциальную энергию сразу же позади этого выступа. Судя по последующему развитию, именно позади “хребта” происходит концентрация остаточных аномалий этого возмущения. Потенциальная энергия внешней моды несколько выше в районе возмущения, а кинетическая энергия наоборот уменьшена. В остальной части бассейна эти две компоненты практически не отличаются от невозмущенного случая.

Результаты эксперимента 5 (“каньон”) демонстрируют возмущение (поля температуры, заключающееся в подъеме глубинных вод по дну каньона в начальной стадии прохождения главной моды волны. В дальнейшем подъем вод продолжается, при этом одновременно происходит опускание вод по обеим сторонам каньона. После прохождения главной моды волны сформированная структура в целом сохраняется, смещаясь в направлении распространения волны. Амплитуда возникшей аномалии со временем затухает, ясно, что время жизни этой аномалии в несколько раз превосходит время прохождения волнового пакета. Это подтверждается также графиком временного хода внутренней потенциальной энергии (рис. 6(а)), запас которой поддерживается в районе возмущения топографии на уровне  $7 \cdot 10^{10}$  Дж, а также в районе, следующем за ним в направлении распростране-

ния волны, на уровне  $1 \cdot 10^{10}$  Дж. Интересно при этом, что возмущение поля температуры во время прохождения основного сигнала волны таково, что возникающий всплеск внутренней потенциальной энергии примерно в пять раз превосходит аналогичный всплеск при прохождении волны вдоль однородного шельфа. Что касается потенциальной энергии внешней моды (связанной с отклонением уровня поверхности), то ее значение на четверть ниже, чем в невозмущенном случае (рис. 6(в)). Приращение кинетической энергии (рис. 6(г)) аналогично случаю с выступом береговой линии. Такой прирост возможен только за счет уменьшения кинетической энергии в глубоководной части бассейна.

При достаточном удалении от места возмущения рельефа кинетическая энергия волны в результате уменьшается примерно на 10 %, однако никакого заметного каскада в сторону коротковолновых мод не произошло. Большая часть израсходованной энергии пошла на формирование аномалии плотности на шельфе вслед за каньоном.

### 3.3. Роль малых островов на шельфе

Результаты введения небольшого острова говорят о формировании небольшой аномалии поля температуры в непосредственной близости к острову. Кроме того, возникающие возмущения практически исчезают сразу же после прохождения волны, и остаточное движение незначительно. Из чего можно сделать вывод, что роль малых прибрежных островов незначительна. Это вполне объяснимо, так как размер острова существенно меньше и пространственного масштаба волны, и радиуса деформации Россби.

### 3.4. Расширение и сужение шельфа

Результаты двух следующих экспериментов дают некоторую дополнительную информацию, позволяющую подробнее разобраться в том, какую роль играют вариации ширины шельфа на процесс обмена между шельфом и открытым океаном при прохождении главной моды БЗВ.

Расширение шельфа приводит к тому, что во фронте волны образуются две температурные аномалии (рис. 7(а, б)). Первая — в районе начала перехода от узкого шельфа к широкому. Здесь происходит подъем глубинных волн на шельф. Вторая аномалия температуры возникает в зоне завершения перехода к широкому шельфу. Эта аномалия положительна, а это означает, что здесь происходит опускание шельфовых вод вдоль склона. В тылу волны обе аномалии сохраняются и даже усиливаются, а кроме того, образуется еще одна положительная аномалия по другую сторону от зоны расширения. В результате три образовавшиеся аномалии существуют с небольшими вариациями достаточно долго после прохождения основного волнового пакета (рис. 7(в, г)).

Нечто похожее происходит в случае сужения шельфа (рис. 8(а, б)). Общность заключается в том, по крайней мере, что в начальной стадии образуется отрицательная аномалия в районе, где изолинии рельефа выпуклы в сторону берега и шельфа, а положительная образуется в районе выпуклости этих изолиний в противоположную сторону. В тылу волны (рис. 8(в)) эти аномалии также усиливаются, и формируется третья отрицательная аномалия в самом начале изменения ширины шельфа. Малая вначале с течением времени она усиливается (рис. 8(г)). Сложившаяся в результате структура оказалась достаточно устойчивой и сохранилась после прохождения основного волнового сигнала.

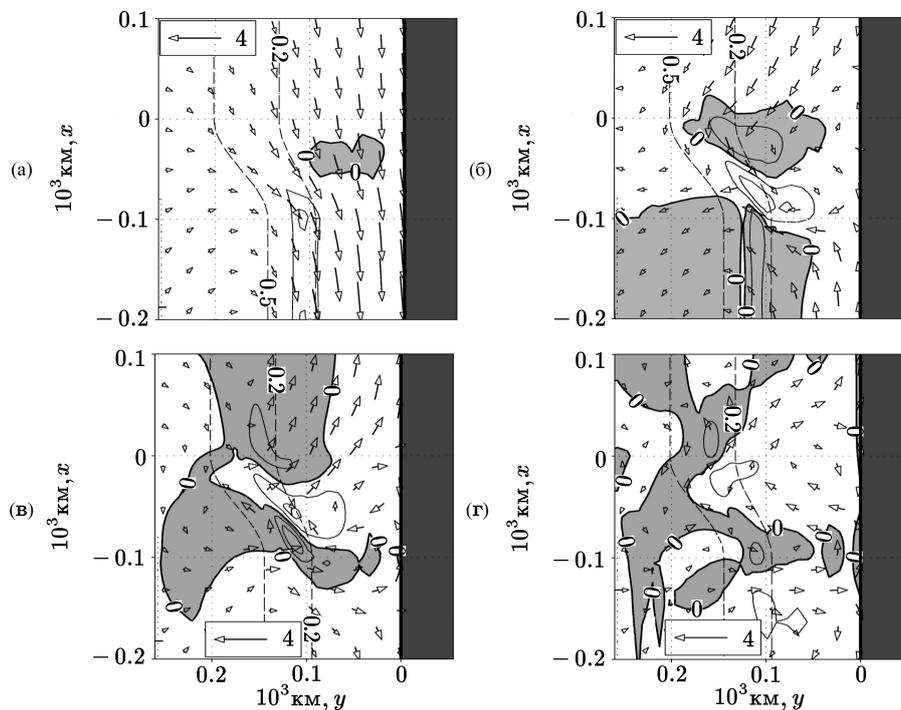


Рис. 7. Скорость течения и изменение температуры у дна ( $\sigma = -0.97$ ) в эксперименте 7 (“расширение шельфа”): (а)  $t = 1.7$  дня; (б)  $t = 3.2$  дня; (в)  $t = 4$  дня; (г)  $t = 7$  дней

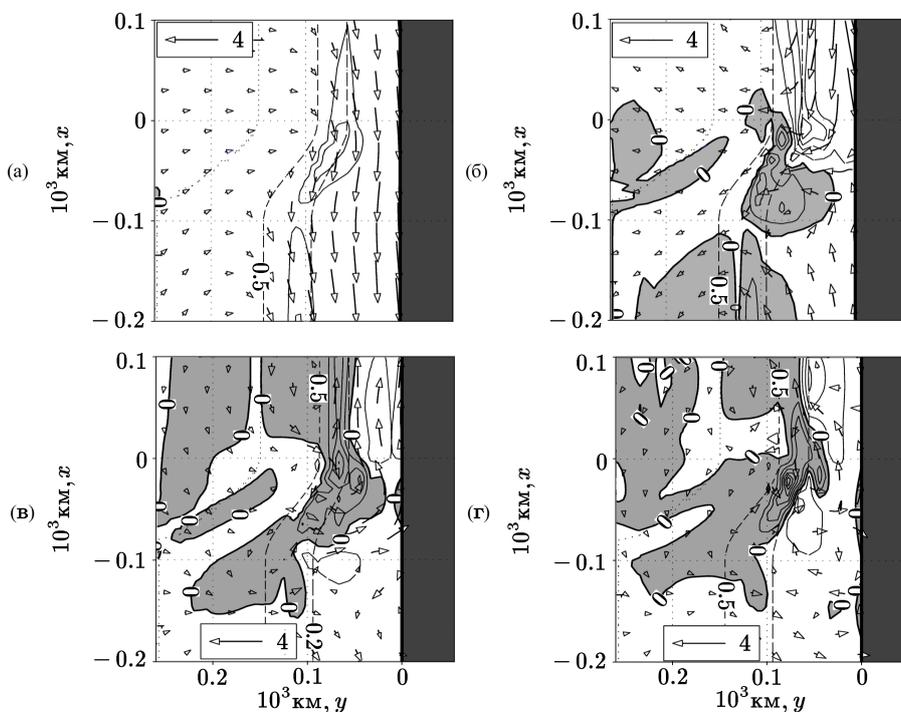


Рис. 8. То же, что на рис. 7, для эксперимента 8 (“сужение шельфа”)

Несмотря на то, что в целом картина в этих двух экспериментах похожа на симметричную, тем не менее, их энергетика различна. Связано это с тем, что при сужении шельфа волна теряет больше энергии и поэтому результирующие аномалии более интенсивны. На рис. 6(б), где представлен временной ход внутренней потенциальной энергии шельфовой зоны в трех районах, расположенных в направлении распространения волны, видно, что энергия возмущения в случае сужения шельфа при прохождении волны оказывается примерно в четыре раза больше во всех районах, чем в случае однородного шельфа, а кроме того, итоговый уровень потенциальной энергии оказывается существенно ненулевым. Так в районе самого изменения ширины шельфа энергия остаточного возмущения оказывается равной энергии основного возмущения волны в однородном случае. Энергетика остаточного возмущения заметно убывает при удалении от зоны изменения ширины шельфа в направлении распространения волны. Это означает, что, с одной стороны, на более узком шельфе большее количество кинетической энергии волны переходит в потенциальную и обратно, с другой стороны, волна теряет значительное количество своей энергии за счет формирования остаточных аномалий. Наоборот, в случае расширения шельфа переход кинетической энергии в потенциальную ослаблен и на рис. 6(б) едва заметен.

Если сопоставить подмеченную особенность о важности направления выпуклости изолиний рельефа со случаем подводного хребта и каньона, то обнаружится, что и в этих двух случаях подмеченная особенность имеет место, а именно, в случае выпуклости изобат при прохождении БЗВ происходит перемещение вод в направлении выпуклости. Поскольку это направление перпендикулярно к берегу, то одновременно происходит поднятие или опускание вод с возникновением аномалий плотности, которые не исчезают после прохождения волны, а лишь смещаются в направлении ее распространения, не успевая при этом за ней.

#### 4. Выводы

В результате изучения характера распространения береговых захваченных волн выявились две важные особенности в плане регионального моделирования взаимодействия шельфовой зоны с открытым океаном.

Первая связана с тем, что цуг волн этого типа может формироваться в результате ветрового воздействия на значительном удалении от места, где их влияние может проявиться. Распространение вдоль береговой линии происходит без существенных потерь энергии волны при условии, что береговая линия и рельеф шельфовой зоны не содержит особенностей, сравнимых с радиусом Россби. Эксперименты показали, что волна теряет свою энергию при огибании мысов и при прохождении над каньонами. В меньшей степени такие потери возможны в случае, когда береговая линия образует залив или бухту и в случае прохождения волны над подводным хребтом. Для регионального моделирования возможность удаленной генерации волн должна быть хорошо изучена и взята в расчет. Способ учета может состоять в том, чтобы задавать амплитуду первой моды БЗВ на тех границах региональной модели, через которые возможно продвижение БЗВ внутрь области моделирования. Естественно, что для определения амплитуды первой моды нужны данные измерений уровня поверхности вблизи береговой линии на соответствующих участках границы. Особенностью такого способа учета БЗВ является то, что, во-первых, данные должны быть соответствующим образом приготовлены и не содержать колебаний уровня, вызванных другими волнами, а во-вторых, важно помнить, что первая мода БЗВ энергетически содержит хотя и большую часть энергии цуга, но не всю.

Вторая особенность для регионального моделирования, связанная с БЗВ, заключается в том, что распространяющаяся волна способна реализовать часть своей энергии на формирование аномалий плотности на шельфе путем подъема промежуточных вод из примыкающих к шельфовой зоне районов открытого океана. Естественно, что при этом часть шельфовых вод формирует противоположные аномалии в открытом океане.

Таким образом, береговые захваченные волны являются переносчиками ветровой энергии из районов действия ветра в другие прибрежные районы, где она может реализоваться посредством формирования аномалий плотности в другие виды движения. Такая особенность БЗВ не может быть проигнорирована при изучении шельфовой динамики и взаимобмена шельфовой зоны с открытым океаном посредством регионального моделирования.

## Литература

1. **Gill A.E., Clarke A.J.** Wind-induced upwelling, coastal currents, and sea level changes // *Deep-Sea Res.* — 1974. — Vol. 21. — P. 325–345.
2. **Gill A.E., Schumann E.H.** The generation of long shelf waves by the wind // *J. Phys. Oceanogr.* — 1974. — Vol. 4. — P. 83–90.
3. **Allen J.S.** Coastal trapped waves in a stratified ocean // *J. Phys. Oceanogr.* — 1975. — Vol. 5. — P. 300–325.
4. **Wang D.-P., Mooers C.N.K.** Coastal-trapped waves in a continuously stratified ocean // *J. Phys. Oceanogr.* — 1976. — Vol. 6. — P. 853–863.
5. **Ефимов В.В., Куликов Е.А., Рабинович А.Б., Файн И.В.** Волны в пограничных областях океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1985.
6. **Allen J.S.** Continental shelf waves and alongshore variations in bottom topography and coastline // *J. Phys. Oceanogr.* — 1976. — Vol. 6. — P. 864–878.
7. **Brink K.H.** Propagation of barotropic continental shelf waves over irregular bottom topography // *J. Phys. Oceanogr.* — 1980. — Vol. 10. — P. 765–778.
8. **Middleton J.F.** The coastal-trapped wave paddle and open boundary condition. — Dept. of Applied Math., University of New South Wales, Sydney, Australia, 2005. — (Technical Report № 05/02).
9. **Dukhovskoy D.S., Morey S.L., and O'Brien J.J.** Generation of baroclinic topographic waves by a tropical cyclone impacting a low-latitude continental shelf // *Cont. Shelf Res.* — 2009. — Vol. 29. — P. 333–351.
10. **Blumberg A.F., Mellor G.L.** A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model // *Three-Dimensional Coastal Ocean Models*, 4 of Coastal and Estuarine Series / N.S. Heaps. — Washington, D.C.: American Geophysical Union (AGU), 1987. — P. 1–16.
11. **Buchwald V.T., Adams J.K.** The propagation of continental shelf waves // *Proc. Roy. Soc. A.* — London, 1968. — Vol. 305. — P. 235–250.
12. **Clarke A.J., Gorder S.V.** A method for estimating wind-driven frictional, time-dependent, stratified shelf and slope water flow // *J. Phys. Oceanogr.* — 1986. — Vol. 16. — P. 1013–1028.
13. **Mellor G.L., Yamada T.** Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // *Rev. Geophys. Space Phys.* — 1982. — Vol. 20, № 4. — P. 851–875.
14. **Flather R.A.** A numerical investigation of tides and diurnal-period continental shelf waves along Vancouver Island // *J. Phys. Oceanogr.* — 1988. — Vol. 18. — P. 115–139.
15. **Jensen T.G.** Open boundary conditions in stratified ocean models // *J. Mar. Syst.* — 1998. — Vol. 16. — P. 297–322.

16. **Платов Г.А.** Численное моделирование формирования глубинных вод Северного Ледовитого океана. Часть I: идеализированные тесты // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. — 2011. — Т. 47, № 3. — С. 393–408.
17. **Chen X., Allen S.E.** The influence of canyons on shelf currents: A theoretical study // J. Geophys. Res. — 1996. — Vol. 101, iss. C8. — P. 18043–18059.
18. **Allen S.E.** On subinertial flow in submarine canyons: Effect of geometry // J. Geophys. Res. — 2000. — Vol. 105, iss. C1. — P. 1285–1297.

*Поступила в редакцию 15 сентября 2015 г.,  
в окончательном варианте 6 апреля 2016 г.*

### Литература в транслитерации

1. **Gill A.E., Clarke A.J.** Wind-induced upwelling, coastal currents, and sea level changes // Deep-Sea Res. — 1974. — Vol. 21. — P. 325–345.
2. **Gill A.E., Schumann E.H.** The generation of long shelf waves by the wind // J. Phys. Oceanogr. — 1974. — Vol. 4. — P. 83–90.
3. **Allen J.S.** Coastal trapped waves in a stratified ocean // J. Phys. Oceanogr. — 1975. — Vol. 5. — P. 300–325.
4. **Wang D.-P., Mooers C.N.K.** Coastal-trapped waves in a continuously stratified ocean // J. Phys. Oceanogr. — 1976. — Vol. 6. — P. 853–863.
5. **Efimov V.V., Kulikov E.A., Rabinovich A.B., Fayn I.V.** Volny v pograniichnykh oblastiakh okeana. — L.: Gidrometeoizdat, 1985.
6. **Allen J.S.** Continental shelf waves and alongshore variations in bottom topography and coastline // J. Phys. Oceanogr. — 1976. — Vol. 6. — P. 864–878.
7. **Brink K.H.** Propagation of barotropic continental shelf waves over irregular bottom topography // J. Phys. Oceanogr. — 1980. — Vol. 10. — P. 765–778.
8. **Middleton J.F.** The coastal-trapped wave paddle and open boundary condition. — Dept. of Applied Math., University of New South Wales, Sydney, Australia, 2005. — (Technical Report № 05/02).
9. **Dukhovskoy D.S., Morey S.L., and O'Brien J.J.** Generation of baroclinic topographic waves by a tropical cyclone impacting a low-latitude continental shelf // Cont. Shelf Res. — 2009. — Vol. 29. — P. 333–351.
10. **Blumberg A.F., Mellor G.L.** A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model // Three-Dimensional Coastal Ocean Models, 4 of Coastal and Estuarine Series / N.S. Heaps. — Washington, D.C.: American Geophysical Union (AGU), 1987. — P. 1–16.
11. **Buchwald V.T., Adams J.K.** The propagation of continental shelf waves // Proc. Roy. Soc. A. — London, 1968. — Vol. 305. — P. 235–250.
12. **Clarke A.J., Gorder S.V.** A method for estimating wind-driven frictional, time-dependent, stratified shelf and slope water flow // J. Phys. Oceanogr. — 1986. — Vol. 16. — P. 1013–1028.
13. **Mellor G.L., Yamada T.** Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // Rev. Geophys. Space Phys. — 1982. — Vol. 20, № 4. — P. 851–875.
14. **Flather R.A.** A numerical investigation of tides and diurnal-period continental shelf waves along Vancouver Island // J. Phys. Oceanogr. — 1988. — Vol. 18. — P. 115–139.
15. **Jensen T.G.** Open boundary conditions in stratified ocean models // J. Mar. Syst. — 1998. — Vol. 16. — P. 297–322.

16. **Platov G.A.** Chislennoe modelirovanie formirovaniya glubinnykh vod Severnogo Ledovitogo okeana. Chast' I: idealizirovannye testy // *Izv. RAN. Fizika atmosfery i okeana.* — 2011. — Т. 47, № 3. — S. 393–408.
17. **Chen X., Allen S.E.** The influence of canyons on shelf currents: A theoretical study // *J. Geophys. Res.* — 1996. — Vol. 101, iss. C8. — P. 18043–18059.
18. **Allen S.E.** On subinertial flow in submarine canyons: Effect of geometry // *J. Geophys. Res.* — 2000. — Vol. 105, iss. C1. — P. 1285–1297.