

УДК 551.468

© А. А. Родионов^{1,3}, Р. Е. Ванкевич¹, М. К. Клеванная^{2*}, Н. Е. Вольцингер¹, 2024

¹Институт океанологии им. П.П. Шишова, РАН, 117997, Нахимовский пр., д. 36, Москва

²ООО «Кардинал-софт», 192212, Белградская ул., д. 16, Санкт-Петербург

³Санкт-Петербургский научный центр РАН, 199034, Университетская наб., д. 5, Санкт-Петербург

*marin-kl@ya.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ БАРОТРОПНОЙ ПРИЛИВНОЙ ДИНАМИКИ КУРИЛЬСКОГО РЕГИОНА

Статья поступила в редакцию 06.07.2023, после доработки 25.10.2023, принята в печать 05.03.2024

Аннотация

Решается 3D краевая задача расчета баротропной приливной динамики Курильского региона, включающего южную область Охотского моря, проливы Курильской гряды и ее материковый склон.

Краевая задача в гидростатическом приближении реализуется в постановке для контравариантных потоков программного комплекса Cardinal.

Моделирование приливной динамики проливов курильской гряды и ее материкового склона имеет особое значение в связи с высоким геостратегическим престижем региона. Исключительная сложность рельефа области, содержащей десятки подводных вулканов, требует решения задачи в полной негидростатической постановке; это делает необходимым многопроцессорную реализацию модели с высоким сеточным разрешением для ее репрезентативности. С целью кардинального уменьшения вычислительных затрат предложена рациональная методика рассмотрения и воспроизведения приливной динамики на 2D вертикальных разрезах области при решении на разрезах краевой задачи с повышенным сеточным разрешением.

Приводится постановка краевых задач на продольных и поперечных вертикальных разрезах в негидростатической формулировке и в гидростатическом приближении.

Приводятся результаты расчета полей уровня и скорости приливных течений, генерируемых доминирующей лунно-солнечной волной K_1 и суммарным приливом в подобластях региона, результаты расчета структуры вертикальной скорости на разрезах области; приводятся результаты сравнения придонной вертикальной скорости над подводной горой и на свале глубин в гидростатической и негидростатической постановках, расчет частотного спектра и энергии приливных течений.

Ключевые слова: Курильские проливы; материковый склон; баротропный прилив; гидростатика/негидростатика; вертикальные разрезы области; поля приливных характеристик

UDC 551.468

© А. А. Rodionov^{1,3}, R. E. Vankevich¹, M. K. Klevannaya^{2*}, N. E. Voltzinger¹, 2024

¹Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nakhimovsky Prosp., Moscow, 117997, Russia

²LLC CARDINAL-Soft, 16/2 Belgradskaya Str., St. Petersburg, 192212, Russia

³St. Petersburg Research Center, RAS, 5 Universitetskaya Nab., St. Petersburg, 199034, Russia

*marin-kl@ya.ru

MODELING THE BAROTROPIC TIDAL DYNAMICS OF THE KURIL REGION

Received 06.07.2023, Revised 25.10.2023, Accepted 05.03.2024

Abstract

A 3D boundary-value problem for computation barotropic tidal dynamics is solved at Kuril region, including southern part of the Okhotsk Sea, the Kuril Straits and its continental slope.

The model is realised in statement for the contravariant components of velocity vector of the Programmed Complex “Cardinal”.

Modeling the tidal dynamics of the straits of the Kuril Chain and its continental slope is of particular importance due to the high geostrategic prestige of the region. The exceptional complexity of the relief of the area containing dozens of underwater

Ссылка для цитирования: Родионов А.А., Ванкевич Р.Е., Клеванная М.К., Вольцингер Н.Е. Моделирование баротропной приливной динамики Курильского региона // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 23–38. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-2

For citation: Rodionov A.A., Vankevich R.E., Klevannaya M.K., Voltzinger N.E. Modeling the Barotropic Tidal Dynamics of the Kuril Region. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 23–38. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-2

volcanoes requires solving the problem in a complete non-hydrostatic formulation; this necessitates a multiprocessor implementation of the model with a high grid resolution for model representativity. An efficient methods for tidal dynamic reproduction at the 2D vertical cross-cuts domain is described.

A statement of boundary problem at vertical cross-cuts is considered both in non-hydrostatic formulation and hydrostatic approximation.

The results of computation contain the field of level tidal currents generated by the dominant wave K_1 and summary wave in the synodic period; results of comparison the bottom vertical velocity at submarine mountain and on sharp depth changes in the hydrostatic and non-hydrostatic statements, result related to structure vertical velocity at cross-cut, the frequency spectrum and energy of tidal currents.

Keywords: Kuril Straits, continental slope, barotropic tide, hydrostatic/non-hydrostatic, vertical cuts of the domain, fields of tidal characteristics

1. Введение

Топография региона. Курильский регион простирается на многие сотни километров от полосы островов Курильской гряды до ложа Тихого океана глубиной 6000 м, включая глубоководный желоб 9000 м (рис. 1).

Регион отличается чрезвычайной изрезанностью топографии дна. Почти все проливы гряды имеют sill при глубине до 600 м за исключением пролива Буссоль глубиной до 2300 м и Крузенштерна 1900 м. Особенной сложностью отличается топография дна пролива Буссоль, содержащего подводный вулканический массив и полтора десятка подводных вулканов при крутизне склона до 20–25°. Подводная часть Курильской гряды состоит из двух параллельных хребтов, отстоящих на 100 км. Вершины внутреннего хребта образуют гряду Курильских островов, протянувшихся от о. Хоккайдо до Камчатки. Внешний хребет, хребет Витязь, скрыт под водой. К юго-востоку эта зона обрывается глубоким Курило-Камчатским желобом, протяженностью по изобате 6000 м на 2000 км и шириной 20–60 км при максимальной глубине свыше 9 км. Далее к югу у ложа Тихого океана протягивается вал Зенкевича высотой около 300 м над дном и шириной до 400 км. На склонах вала разбросано более десятка подводных гор с высотой до 3400 м, с вершинами до поверхности на глубине 1800 м.

Моделирование приливной динамики на склоне. Рельеф дна материкового склона к югу от желоба имеет умеренный уклон, понижаясь в среднем от 3-х до 7-ми км на расстоянии нескольких сотен км. Если принять такую среднюю глубину региона за его характерную глубину H_0 , а его протяженность L_0 за характерную длину, то $\varepsilon = \frac{H_0}{L_0} = O(10^{-2})$. Число Фридрихса ε^2 является главной частью критерия, определяющего

отношение динамической компоненты давления и его статической компоненте [1] и при $\varepsilon^2 = O(10^{-4})$ моделирование можно выполнить в гидростатическом (Гс) приближении. Но дело в том, что такая оценка лишена смысла, ибо на горном рельефе глубина локальна и понятие характерной глубины заменяется не- которой ее мерой H_0 , отношение $\varepsilon = \frac{H_0}{L_0} = \text{tg}\alpha$, выражая уклон, выступает в целостном виде и число Фридрихса возрастает на несколько порядков. Это означает желательность, а иногда и необходимость — в зависимости от значения ε^2 — решения краевой задачи в негидростатической (Нг) постановке.

Моделирование приливной динамики на всем материковом склоне Курил в Нг постановке требует многопроцессорной реализации. Альтернативная возможность: решение в Гс приближении при выделении подобластей Нг, осуществимо на персональном компьютере только при относительно небольших размерах области, например, пролива с подводной горой [2] либо одного Четвертого пролива гряды [3]. Для материкового склона Курил с множеством Нг подобластей реализация модели при высоких вычислительных затратах тоже требует параллелизации счета.

Для практической однопроцессорной реализации модели требуется свой метод.

Открытую область Q со сложным рельефом дна можно задавать вертикальными прямоугольными гранями и при использовании вертикальной σ -координаты, спрямляющей дно и свободную поверхность, Q — параллелепипед. Такое задание области можно считать простым случаем преобразования к гранично-согласованным координатам при контравариантном представлении только вертикальной скорости и без изменения метрики. Преобразование $(\xi, \eta, \sigma) \Rightarrow (x, y, \sigma)$, не меняет горизонтальных декартовых координат, изменяя их градиенты. Оно легко обобщается на случай гладких криволинейных граней, когда $\xi = \xi(X)$, $\eta = \eta(y)$.

Моделирование в (ξ, η, σ) -координатах упрощает реализацию, но в Нг постановке 3D краевая задача по-прежнему нереализуема без параллелизации вычислений. Однако ее 2D варианты — краевые задачи в вертикальных плоскостях (ξ, σ) и (η, σ) представляют рациональную и эффективную методику изучения динамики региона на таких его вертикальных разрезах.

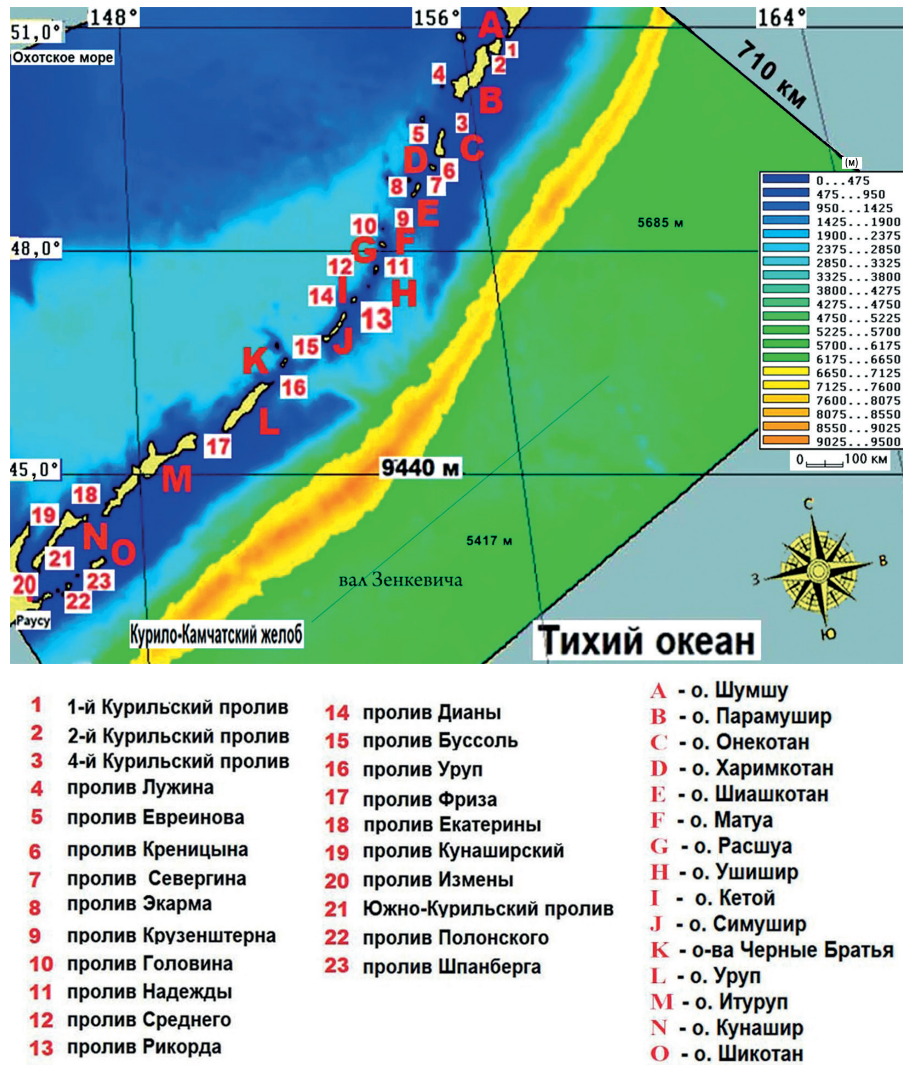


Рис. 1. Курильский регион

Fig. 1. Region of the Kuril

Гидродинамика региона. Основной водообмен между граничными регионами осуществляется через следующие проливы гряды: Буссоль, Крузенштерна и Четвертый. Приливной транспорт, превышающий 8 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$, направлен через различные проливы либо на юго-запад в Тихий океан, либо на северо-восток в Охотское море; при этом существует и огибающее гряду сильное антициклоническое течение. В водообмене доминируют суточные приливные волны: лунно-солнечная K_1 и главная лунная O_1 с периодами соответственно $T = 23,93$ и $T = 26,87$ ч, главная солнечная P_1 с $T = 24,07$ ч, а также полусуточные волны: главная лунная M_2 с $T = 12,42$ ч и главная солнечная S_2 с $T = 12,00$ ч.

Обзор библиографии. В работе [4] установлено, что динамика региона в основном определяется приливными волнами из Тихого океана, распространяющимися вдоль гряды с фазовой скоростью 100 м/с и амплитудой до 1 м, со скоростью приливного течения 15 см/с, в проливах амплитуда увеличивается до 2,5 м, а скорость — до 2,5 м/с. В изменчивой схеме течений проливы южной гряды являются стоковыми для Охотского моря, а северные — для океана. В работе [5] приводятся результаты расчета баротропной волны K_1 в 2D постановке на сетке 5×5 км. Нг комплекс MIT (Massachusetts Institute of Technology) использовался в [6] для изучения роли диапикнического перемешивания в водообмене; полученное значение транспорта -26 Sv (знак минус означает направление в Тихий океан) значительно выше, чем у других авторов [6, 7]. Генерация мезомасштабных вихрей, одной из важнейших сторон динамики региона, изучалась в [7] в 3D Гс постановке в прямоугольной области 900×500 км с 37 уровнями по вертикали и постоянной глубине 2900 м. В работе [8] в такой же постановке рассматривались сезонные вариации переноса; в частности, получено, что скорости течений через пролив Буссоль на глубине 750 м варьируют в пределах $-6, -17$ см/с,

а на глубине 15 м — от -15 см/с до -50 см/с. Моделирование в постановке двухслойных уравнений [9] показало, что наибольшее значение вытока из Охотского моря в океан через проливы приходится на февраль—март, достигая 9 Sv. Влияние временных изменений процесса вертикального перемешивания на термохалинную составляющую переноса изучалось в [10] в области, включающей обширные зоны Охотского моря и материкового склона, на модели с разрешением 50 км и 51-м уровнем по вертикали на сетке с шагом от 1 до 1000 м. Расчет на 60 лет выявил значительное влияние суточных, двухнедельных и полугодовых интервальных осреднений на термохалинную циркуляцию.

Моделирование приливной динамики проливов Курильской гряды и ее материкового склона имеет особое значение в связи с высоким геостратегическим значением региона. Исключительная сложность рельефа области, содержащей десятки подводных вулканов, требует решения задачи в полной Нг постановке, что сложно реализуемо на существующих вычислительных мощностях. С целью кардинального уменьшения вычислительных затрат предложена рациональная методика рассмотрения и воспроизведения приливной динамики на 2D вертикальных разрезах области при решении на разрезах краевой задачи с повышенным сеточным разрешением. Основное внимание в исследовании уделяется изучению нелинейных аспектов взаимодействия баротропного прилива с подводным рельефом.

Результаты расчета приливной динамики региона Северных проливов гряды представлены в [3]. Краевая задача решалась в Гс приближении $\Delta_{\min} = 245$ м, $\Delta_{\max} = 1050$ м и $\tau = 35$ с. Результаты содержат поля скоростей волны M_2 в ее приливном цикле. Приведено сравнение хода вертикальной скорости решения задач в Гс и Нг постановках; показано, что учет динамической компоненты давления необходим для корректного представления транспорта через Курильские проливы.

В следующем п. 2 приводятся постановки Нг задач во всей области и на ее вертикальных разрезах в (ξ, η, σ) координатах. В п. 3 представлен численный метод решения уравнений модели, реализуемый при использовании программного комплекса Cardinal [11].

В п. 4 содержится информация о базе данных и параметрах модели. В п. 5 приводится совокупность результатов моделирования приливной динамики региона. В п. 6 обсуждаются результаты и формулируются выводы работы.

2. Постановка краевой задачи баротропной динамики

2.1. Негидростатическая краевая задача

В области $Q_0 \subset \{Q(x, y, z); 0 \leq t \leq T; -h \leq z \leq \zeta\}$ с границей ∂Q решается система уравнений:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{v} + g \nabla_2 \zeta + \frac{1}{\rho_0} \nabla_2 q + \mathbf{f} \mathbf{v}^0 + f_r \mathbf{w}^0 = D \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \mathbf{w} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial q}{\partial z} - f_r u = D \mathbf{w}, \quad (2)$$

$$\nabla^* \mathbf{u} = 0, \quad (3)$$

где $\mathbf{v} = (u, v)$; $\mathbf{u} = (v, w)$; $\nabla_2 = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$; $\nabla = \left(\nabla_2, \frac{\partial}{\partial z} \right)$, ρ_0 — отсчетное значение плотности, q — динамическое давление, f — вертикальная компонента ускорения Кориолиса, f_r — его горизонтальная компонента, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}^* \nabla$ — оператор адвекции, $D = \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_2 (K \nabla_2)$ — оператор турбулентной вязкости; $\mathbf{v}^0 = (-v, u)$; $\mathbf{w}^0 = (w, 0)$.

Граничные условия: В области Q_m с границей $\partial Q \subset \partial Q_1 + \partial Q_2$.

Условия по вертикали:

$$\left. \frac{\partial w}{\partial n} \right|_{-h} = 0, \left. w \right|_{\zeta} = \frac{\partial \zeta}{\partial t}, \left. v \frac{\partial v}{\partial n} \right|_{-h} = 0, \left. v \frac{\partial v}{\partial n} \right|_{\zeta} = 0, \quad (4)$$

где n — проекция внешней нормали к поверхности; на непроницаемой части боковой поверхности ∂Q_1 ставится условие на нормальную компоненту скорости:

$$\mathbf{v}_n = 0. \quad (5)$$

На открытой границе ∂Q_2 на вытоке используется экстраполяция скорости из области; на втоке задается информация, определяющая обе компоненты скорости:

$$\mathbf{v}|_{\partial Q_2} = \gamma, \quad (6)$$

и условие на оператор горизонтальной вязкости:

$$K \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial n} \Big|_{\partial Q_2} = 0. \quad (7)$$

Краевая задача (1)–(7) решается при начальном условии $\mathbf{u}|_{t=0} = \mathbf{u}^0$. Динамическое давление определяется из краевой задачи для уравнения Пуассона, конструируемого из уравнений (1)–(3).

2.2. Гидростатическое приближение

Гс приближение следует из (1) при $q = 0$ и редукции уравнения (2) к соотношению гидростатики:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + g\rho = 0. \quad (8)$$

При этом вертикальная скорость определяется из уравнения неразрывности (3). Краевая Гс задача решается при условии $w|_{\xi} = \xi_t$ и условиях по горизонтали (5)–(7).

2.3. Уравнение в (ξ, η, σ) -координатах

Введем координаты:

$$\xi = x, \quad \eta = y, \quad \sigma = (z - \zeta)H^{-1}, \quad \tau = t. \quad (9)$$

Уравнения (1–2) примут вид:

$$\frac{d}{d\tau}u + g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \rho_0^{-1} \left(\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_x \right) - f v + f_r w = Du, \quad (10)$$

$$\frac{d}{d\tau}v + g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \rho_0^{-1} \left(\frac{\partial q}{\partial \eta} + \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_y \right) + f u = Dv, \quad (11)$$

$$\frac{dw}{d\tau} + \rho_0^{-1} \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_z - f_r u = Dw, \quad (12)$$

$$u_\xi + u_\sigma \sigma_x + v_\eta + v_\sigma \sigma_y + w_\sigma \sigma_z = 0, \quad (13)$$

здесь:

$$\frac{d}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + u \frac{\partial}{\partial \xi} + v \frac{\partial}{\partial \eta} + W \frac{\partial}{\partial \sigma}, \quad W = \sigma_t + \mathbf{u} \nabla \sigma, \quad D\mathbf{u} = H^{-2} \frac{\partial}{\partial \sigma} v \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \sigma} + \nabla_2 (K \nabla_2).$$

Уравнение неразрывности (13) преобразуется к дивергентному виду:

$$H_\tau + (uH)_\xi + (vH)_\eta + HW_\sigma = 0, \quad (14)$$

$$\text{или } (uH)_\xi + (vH)_\eta + H\hat{W}_\sigma = 0, \quad \hat{W} = u\sigma_x + v\sigma_y + w\sigma_z. \quad (15)$$

Умножая уравнения (10)–(12) на H , уравнение (14) соответственно на u , v , w , запишем уравнения движения в дивергентном виде:

$$(uH)_\tau + (u^2 H)_\xi + (uvH)_\eta + (uWH)_\sigma + gH \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \frac{H}{\rho_0} \left(\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_x \right) - Hfv + Hf_r w = HDu, \quad (16)$$

$$(vH)_\tau + (uvH)_\xi + (v^2 H)_\eta + (vWH)_\sigma + gH \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \frac{H}{\rho_0} \left(\frac{\partial q}{\partial \eta} + \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_y \right) + Hfu = HDv, \quad (17)$$

$$(wH)_\tau + (uwH)_\xi + (vwH)_\eta + (wWH)_\sigma + \frac{H}{\rho_0} \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_z - f_r Hu = HDw. \quad (18)$$

2.4. Краевые задачи на вертикальных разрезах области

Уравнения на вертикальных разрезах следует из (15–18).

На 2D вертикальном разрезе (η, σ) $0 \leq \eta \leq \hat{\eta}$ имеем:

$$(Hv)_\tau + (v^2 H)_\eta + (vWH)_\sigma + gH\zeta_y + \frac{H}{\rho_0}(q_\eta + q_\sigma \sigma_y) = HDv, \quad (19)$$

$$(Hw)_\tau + (vwH)_\eta + (wWH)_\sigma + \frac{H}{\rho_0}q_\sigma \sigma_z = HDw, \quad (20)$$

$$(vH)_\eta + H\hat{W}_\sigma = 0. \quad (21)$$

Уровень ζ определяется из вертикально осредненных уравнений:

$$\zeta_t + (H\bar{v})_y = 0, \quad \bar{v}_t + g\zeta_y = 0. \quad (22)$$

Граничные условия: В области $\Omega_\eta(\eta, \sigma, \tau)$ с границей $\partial\Omega = \partial\Omega_1 + \partial\Omega_2$ $0 \leq \eta \leq \hat{\eta}$ имеем: $\eta|_0 = \eta_0(t)$, $v_\eta|_{\partial\Omega_1} = 0$, $v|_{\partial\Omega_2} = 0$, $v|_{\partial\Omega_2}$ — экстраполяция по значениям выходящей волны;

$$\bar{W}|_{\sigma=-1} = 0, \quad \bar{W}|_{\sigma=0} = -\zeta_t/H. \quad (23)$$

Гидростатическое приближение следует из (19), (21) при определении вертикальной скорости:

$$\hat{W} = -\frac{1}{H} \int_{-1}^{\sigma} (vH)_\eta d\sigma, \quad w = H(\hat{W} - v\sigma_y). \quad (24)$$

Аналогично, краевая задача на вертикальном разрезе (ξ, σ) следует из уравнений (16), (18) при $v = 0$ в области $\Omega_\xi(\xi, \sigma, \tau)$ с границей $\partial\Omega_2$ при условиях:

$$u_\xi|_{\partial\Omega} = 0; \quad \bar{W}|_{\sigma=-1} = 0, \quad \bar{W}|_{\sigma=0} = -\frac{\zeta_t}{H}. \quad (25)$$

3. Численная реализация модели

Уравнения (16)–(18) решаются расщеплением по физическим переменным поэтапно на каждом временном шаге $k \Rightarrow k+1$, [3]. На заключительном этапе шага имеем:

$$\left[(Hu)^{k+1} - (Hu)^* \right] / \tau + \frac{H}{\rho_0} (q_\xi + q_\sigma \sigma_x)^{k+1} = 0, \quad (26)$$

$$\left[(Hv)^{k+1} - (Hv)^* \right] / \tau + \frac{H}{\rho_0} (q_\eta + q_\sigma \sigma_y)^{k+1} = 0, \quad (27)$$

$$\left[(Hw)^{k+1} - (Hw)^* \right] / \tau + \frac{H}{\rho_0} q_\sigma^{k+1} \sigma_z = 0. \quad (28)$$

Умножая первое уравнение на σ_x , второе — на σ_y , третье — на σ_z , получим:

$$\left(H\hat{W} \right)^{k+1} - \left(H\hat{W} \right)^* + H \frac{\tau}{\rho_0} \left(q_\xi \sigma_x + q_\sigma \sigma_x^2 + q_\eta \sigma_y + q_\sigma \sigma_y^2 + q_\sigma \sigma_z^2 \right)^{k+1}. \quad (29)$$

Дифференцируя уравнения (26), (27) и (29) и складывая их с учетом уравнения неразрывности (15), получим:

$$\left(Hq_\xi \right)_\xi^{k+1} + \left(Hq_\eta \right)_\eta^{k+1} + H \left(\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 \right) q_{\sigma\sigma}^{k+1} + \psi^k = \rho_0 / \tau \left[(Hu)_\xi^* + (Hv)_\eta^* + (H\hat{W}_\sigma)^* \right], \quad (30)$$

где

$$\psi = \left(Hq_\sigma \right)_\xi \sigma_x + \left(Hq_\sigma \right)_\xi \sigma_y + \left(Hq_\xi \right)_\sigma \sigma_z + \left(Hq_\eta \right)_\sigma \sigma_y = 2H \left(q_{\xi\sigma} \sigma_x + q_{\eta\sigma} \sigma_y \right).$$

Уравнение (30) решается при условиях:

$$q|_{\partial Q_1} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}|_{\partial Q_2} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}|_{\sigma=-1} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}|_{\sigma=0} = -w_t. \quad (31)$$

Уравнения Пуассона для q на вертикальных разрезах области следуют из (30), (31). На разрезе (η, σ) решается уравнение:

$$\begin{aligned} (Hq_\eta)_{\eta}^{k+1} + H(\sigma_y^2 + \sigma_z^2)q_{\sigma\sigma}^{k+1} = -2Hq_{\eta\sigma}^k \sigma_y + \rho_0 / \tau \left[(Hv)_{\eta}^* + H\hat{W}_{\sigma}^* \right], \\ \hat{W} = v\sigma_y + w\sigma_z, \end{aligned} \quad (32)$$

при условиях:

$$q|_{\eta=0} = 0, \quad q|_{\eta=\hat{\eta}} = 0; \quad \frac{\partial q}{\partial n}\bigg|_{\sigma=-1} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}\bigg|_{\sigma=0} = -w_t. \quad (33)$$

На разрезе (ξ, σ) решается уравнение:

$$\begin{aligned} (Hq_{\xi})_{\xi}^{k+1} + H(\sigma_x^2 + \sigma_z^2)q_{\sigma\sigma}^{k+1} = -2Hq_{\xi\sigma}^k \sigma_x + \rho_0 / \tau \left[(Hu)_{\xi}^* + H\hat{W}_{\sigma}^* \right], \\ \hat{W} = u\sigma_x + w\sigma_z, \end{aligned} \quad (34)$$

при условиях для $0 \leq \xi \leq \bar{\xi}$:

$$q|_{\eta=0} = 0, \quad q|_{\eta=\hat{\eta}} = 0; \quad \frac{\partial q}{\partial n}\bigg|_{\sigma=-1} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}\bigg|_{\sigma=0} = -w_t. \quad (35)$$

Краевые задачи для уравнения Пуассона (30–35) решаются итерационно в попеременном сочетании метода верхней релаксации по горизонтали и прогонки по вертикали.

Умножая уравнения (10)–(12) — на $\mathbf{u}H$, (14) — на $|\mathbf{u}|^2 + g\xi + \frac{q}{\rho_0}$, и складывая результат, имеем уравнение кинетической энергии:

$$\frac{1}{2} \left(H|\mathbf{u}|^2 + g\xi^2 \right)_t + (ue)_{\xi} + (ve)_{\eta} + (We)_{\sigma} - \left(H\sigma_t \frac{q}{\rho_0} \right)_{\sigma} = \psi, \quad (36)$$

где $e = H \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + g\xi + \frac{q}{\rho_0}$, $\psi = HuD_{\mathbf{u}}$, $D_{\mathbf{u}}$ — оператор вязкости.

Уравнение потенциальной энергии баротропного движения $\hat{e} = \rho_0 gH$ следует из уравнения неразрывности (14):

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{e} + \nabla_2 (ve) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (W\hat{e}) = 0. \quad (37)$$

4. База данных и параметры

4.1. База данных

Область модели и поле глубин представлены на рис. 1. Поле глубин взято из глобальной модели рельефа ETOPO 2022 (30'')¹. На открытой границе с океаном задавались: приливные колебания уровня, соответствующие суточной волне K_1 , а также суммарному приливу, содержавшему 14 гармоник, полученных из глобальной баротропной приливной модели TPXO² [12]. Для суммарного прилива расчет выполнялся для периода с 01.09.2022 по 26.09.2022.

4.2. Параметры модели

Расчетный домен обозначен на рис. 1. Площадь акватории $1,5 \times 10^6$ км²; средняя глубина $\bar{h} = 3434$ м, $h_{\max} = 9440$ м. Расчеты в Гс постановке выполнены на сетке, содержащей 81921 узел со средним шагом $\Delta = 8989$, $\Delta_{\min} = 603$ м, 30 слоев по глубине и шагом по времени $t = 26$ с, продолжительность расчета — 26 суток, в подобластях, требующих повышенной разрешимости и на вертикальных разрезах области, $\Delta = 2006$ м, $\Delta_{\min} = 617$ м, при 30 уровнях по глубине и $\tau = 6$ с, продолжительность расчета — пять суток.

¹<https://www.ncei.noaa.gov/products/etopo-global-relief-model> (дата обращения: 05.01.2024)

²<https://www.tpxo.net/home> (дата обращения: 05.01.2024)

Коэффициент горизонтального турбулентного обмена K определялся по закону Ричардсона $4/3$, его значение варьирует в пределах от $20 \cdot 10^3$ до $500 \cdot 10^3$ м²/с, в зависимости от шага сетки. В пространстве сетка фиксирована по времени. Реализация Нг модели на вертикальных разрезах области использовала сетку с шагом $\Delta = 90$ м при 200 уровнях по глубине.

5. Результаты

Моделирование динамики проливов. Цепь островов Курильской гряды между о. Хоккайдо и Камчаткой служит водоразделом между водами Охотского моря и северо-западной частью Тихого океана. Водобмен осуществляется через десятки проливов шириной от 1 до 50 км при средней глубине 500 м.

Моделирование динамики проливов Курильской гряды выполнялось во многих работах — от одной из первых [5] до одной из последних [3]. Это объясняется геополитическим значением области проливов, но верно и то, что динамика проливов гряды интересна для моделирования и сама по себе.

Изолинии уровня моря в момент максимального прилива и отлива для района Четвертого Курильского пролива представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Изолинии максимальной скорости суммарной волны в области Четвертого Курильского пролива даны на рис. 4.

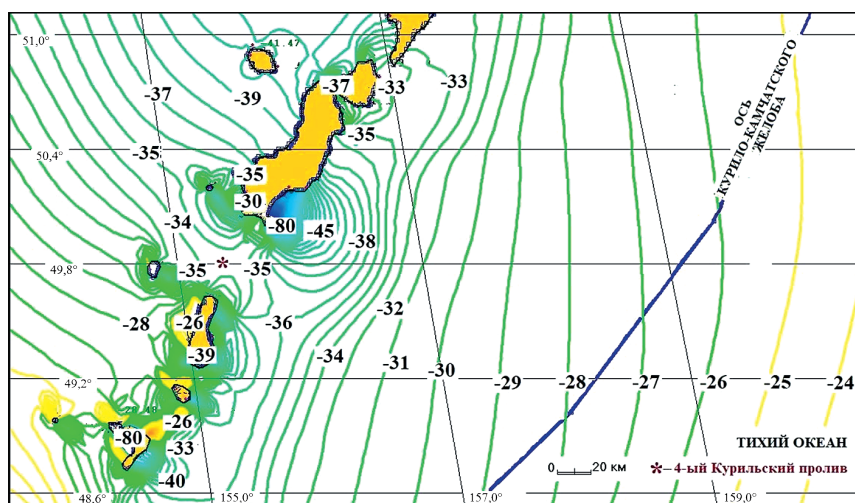


Рис. 2. Изолинии уровня суммарного прилива (см) в области Четвертого Курильского пролива; момент максимального отлива

Fig. 2. Isolines of the total tide level in domain of the Fourth Kuril Strait; moment of the maximal ebb (cm)

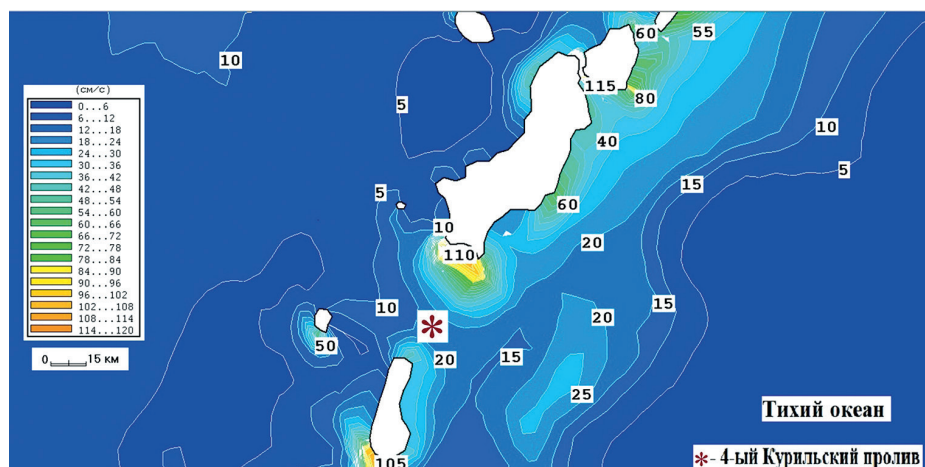


Рис. 3. Изолинии уровня суммарного прилива (см) в области Четвертого Курильского пролива; момент максимального прилива

Fig. 3. Isolines of the total tide level in domain of the Fourth Kuril Strait; moment of the maximal tide

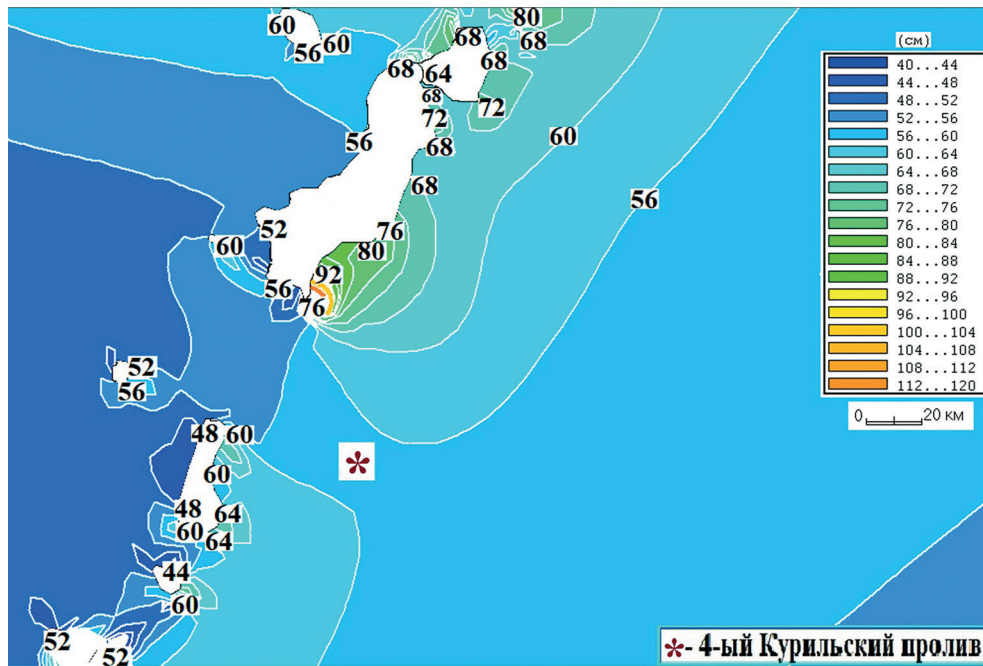


Рис. 4. Изолинии максимальной скорости суммарного прилива (см/с) в области Четвертого Курильского пролива; момент максимального прилива

Fig. 4. Isolines of the maximum velocity of total tide (cm/s) in domain of the Fourth Kuril Strait; moment of the maximal tide

На рис. 5 показаны изолинии максимальной горизонтальной придонной скорости в проливах и в желобе, генерируемой суммарным приливом.

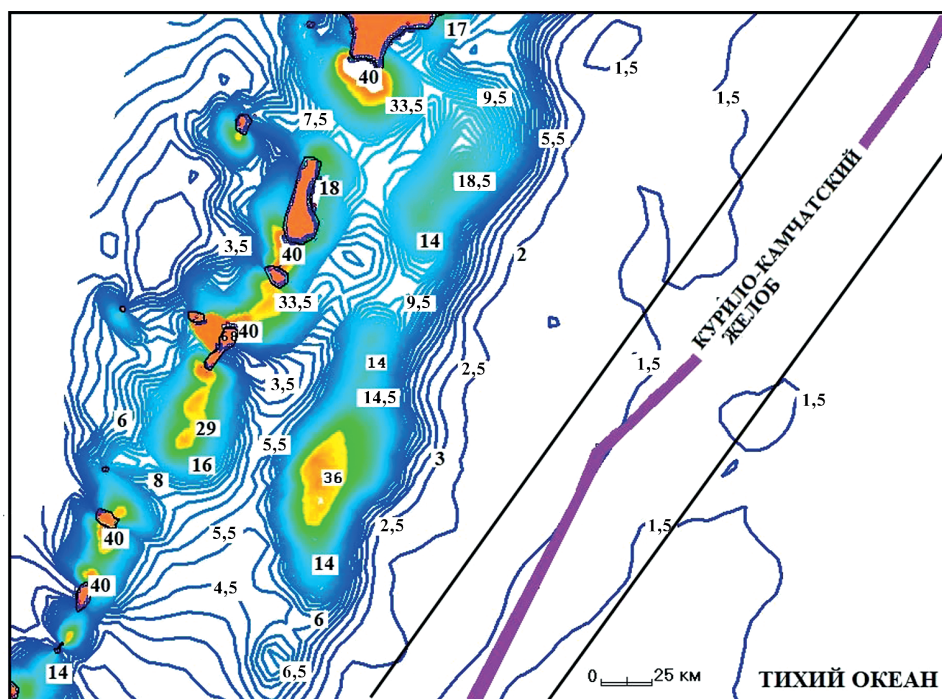


Рис. 5. Изолинии максимальной горизонтальной придонной скорости (см/с) в проливах и в желобе. Суммарная приливная волна, момент максимального отлива

Fig. 5. Isolines of the maximal horizontal bottom velocity in the straits and in the trough; the total tidal wave, moment of the maximal ebb (cm/s)

Моделирование динамики на материковом склоне. На рис. 6 представлены гармонические постоянные амплитуды приливных колебаний уровня суммарного прилива в районе 4-го Курильского пролива. Доминирует лунно-солнечная K_1 ; с равными значениями амплитуд суточная O_1 и полусуточная M_2 . Тип прилива принято определять отношением

$$R = \frac{K_1 + O_1}{M_2 + S_2}.$$

При $R \leq 0,25$ прилив имеет полусуточный характер, при $R \geq 3$ — суточный. В данном случае $R \approx 2$, т. е. тип прилива смешанный.

На рис. 7 приведен ход уровня за период расчета в проливах гряды и подобласти материкового склона. Расчет выявляет синхронность уровенных колебаний во всей подобласти и коррелирующий с ними ход уровня в проливе Буссоль.

Рассмотрим структуру полей скорости на продольно-вертикальных разрезах (η, σ области. Поля на разрезе, проходящем до пролива Буссоль, показаны на рис. 8. Вертикальное движение со скоростями от $-0,2$ до $1,7$ см/с, пронизывает всю глубину разреза при однородном поле горизонтальной скорости. Такой всплеск вертикальной скорости на кромке пролива вызван прохождением разреза над вулканическим массивом, где отношение динамической компоненты давления к его статической компоненте: $\frac{q}{p} \approx \varepsilon^2 \approx 0,06$

еще допускает моделирование в Гс приближении. Определенная ситуация необходимости моделирования в Нг постановке представлена на рис. 9, иллюстрирующем сравнение расчетов Гс и Нг. Согласно расчету Нг, при обтекании подводного вулкана в проливе Буссоль размах придонной вертикальной скорости достигает значения ± 6 см/с, что в 6 раз превышает значения расчета в Гс приближении.

На рис. 10 приводится сравнение результатов расчета придонной вертикальной скорости в Гс и Нг постановках на разрезе к Четвертому Курильскому проливу. Очевидно, что решение в Гс приближении нерепрезентативно, ибо не учитывает свала глубин в средней части разреза.

На рис. 11 приведен пример поперечного разреза в проливах с максимальной глубиной $h^* = 2300$ м и максимальной скоростью $w^* = -1,6$ см/с. Такое высокое значение вертикальной скорости обязано резкому изменению рельефа в окрестности разреза, где глубина меняется от 500 до 1000 м. На остальных трех поперечно-вертикальных разрезах поля вертикальной скорости варьируют в соответствии с рельефом на разрезе при значении $w = O\left(\pm 0,1 \frac{\text{см}}{\text{с}}\right)$.

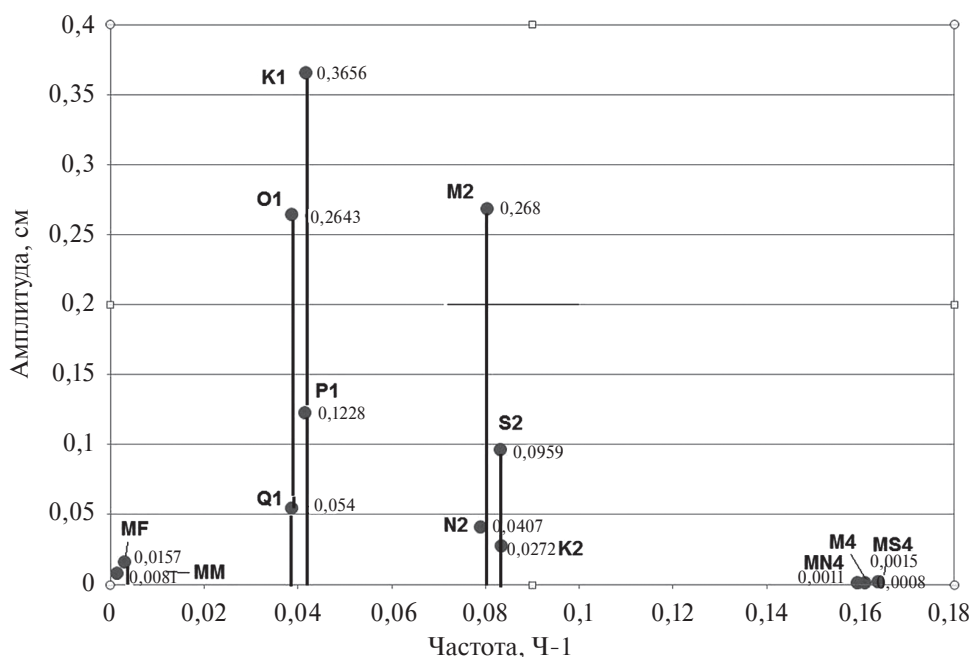


Рис. 6. Гармонические постоянные прилива в районе Четвертого Курильского пролива

Fig. 6. Harmonic constant of tide in the area of the Fourth Kuril Strait

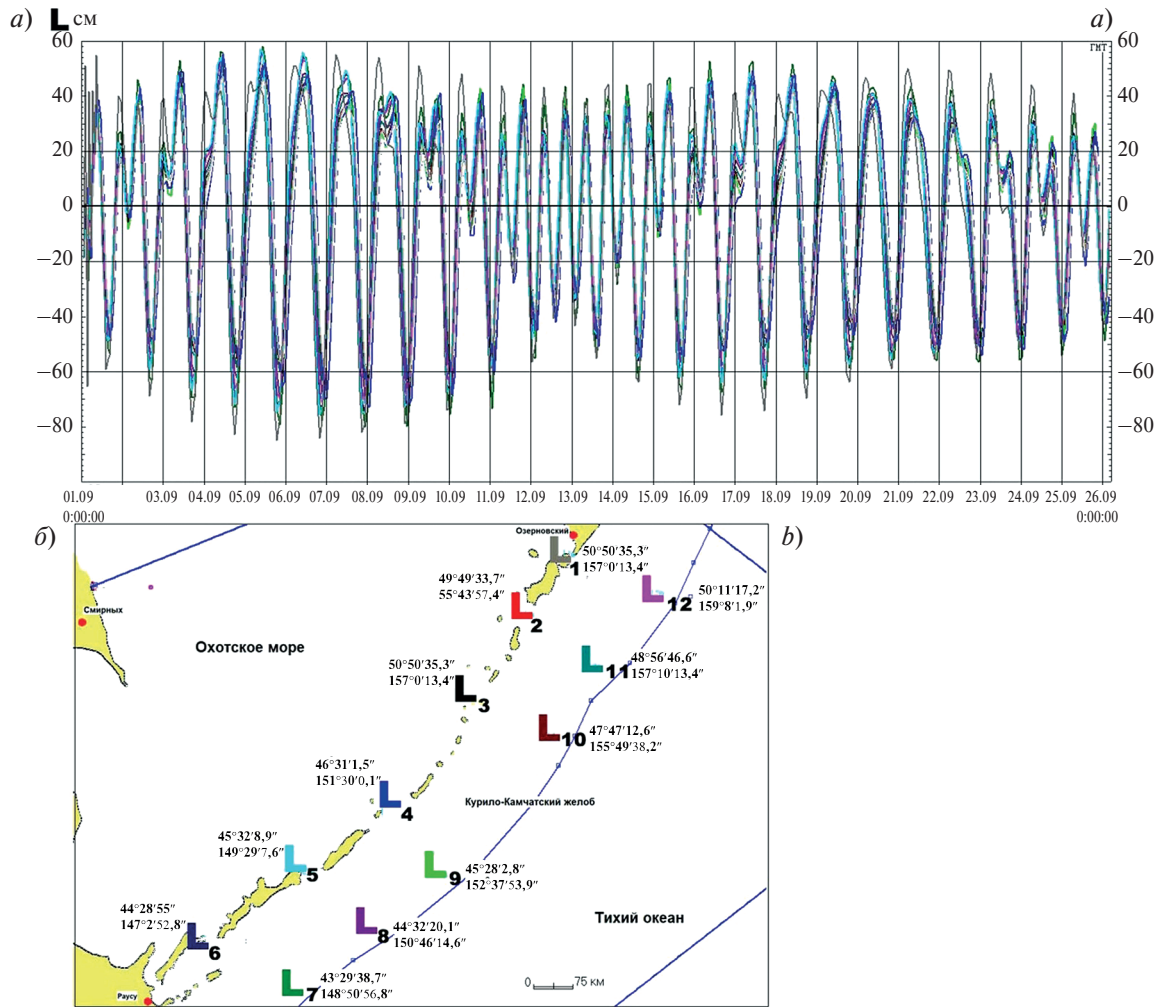


Рис. 7. Ход уровня суммарного прилива в 12-ти точках за период расчета (а), положение точек (б)

Fig. 7. The sea level of total tide in the 12 points for the simulation period (a), location of the points (b)

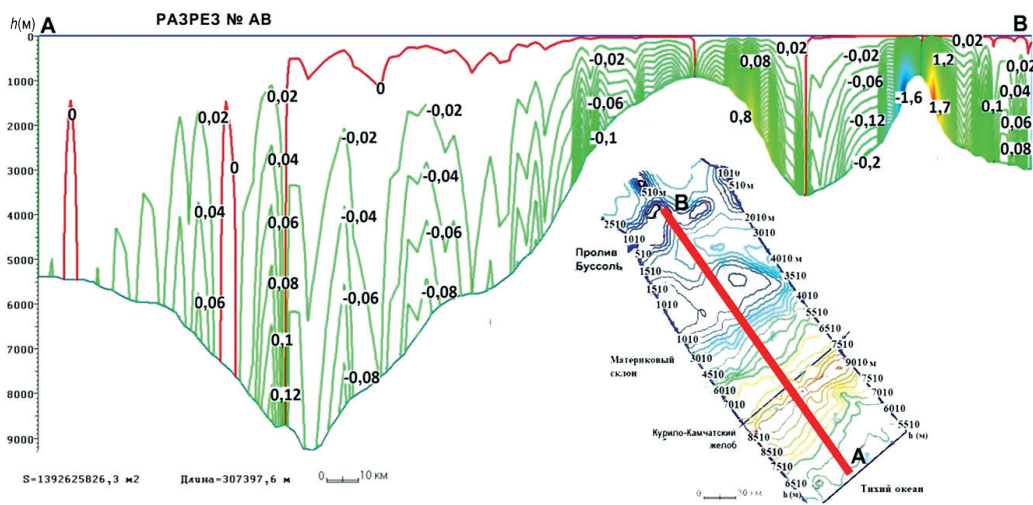


Рис. 8. Изолинии вертикальной скорости (см/с) на разрезе АВ до пролива Буссоль в момент максимального прилива (волна K_1)

Fig. 8. Isolines of vertical velocity (cm/s) on the cut AB to the Busol Strait in moment of the maximal tide (wave K_1)

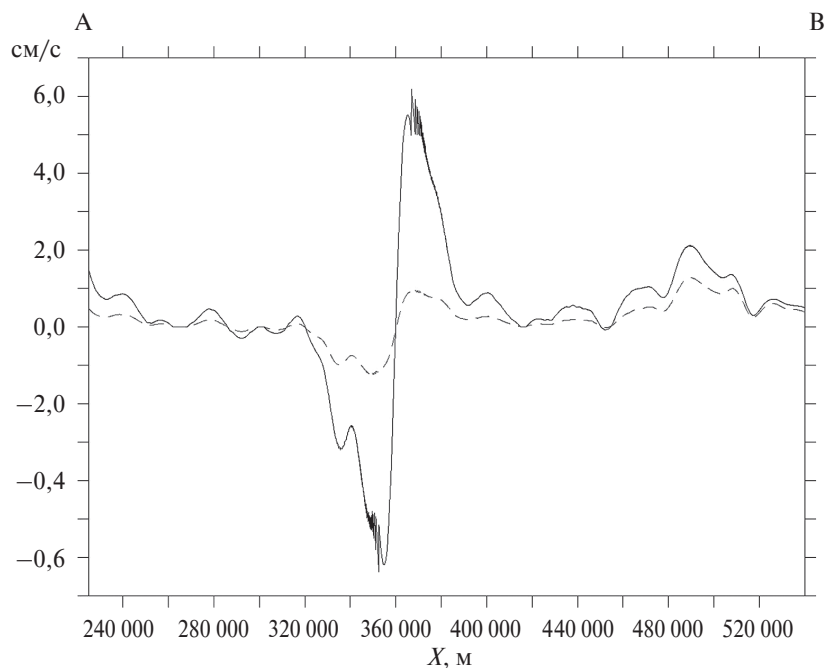


Рис. 9. Придонная вертикальная скорость (см/с) суммарного прилива на подводном вулкане пролива Бусоль в момент максимального прилива. Сплошная линия — Nh , пунктирная — Hs

Fig. 9. Vertical bottom velocity (cm/s) of total tide at submarine volcano in the Busol Strait; the moment of the maximal tide. Solid line — Nh , dotted line — Hs

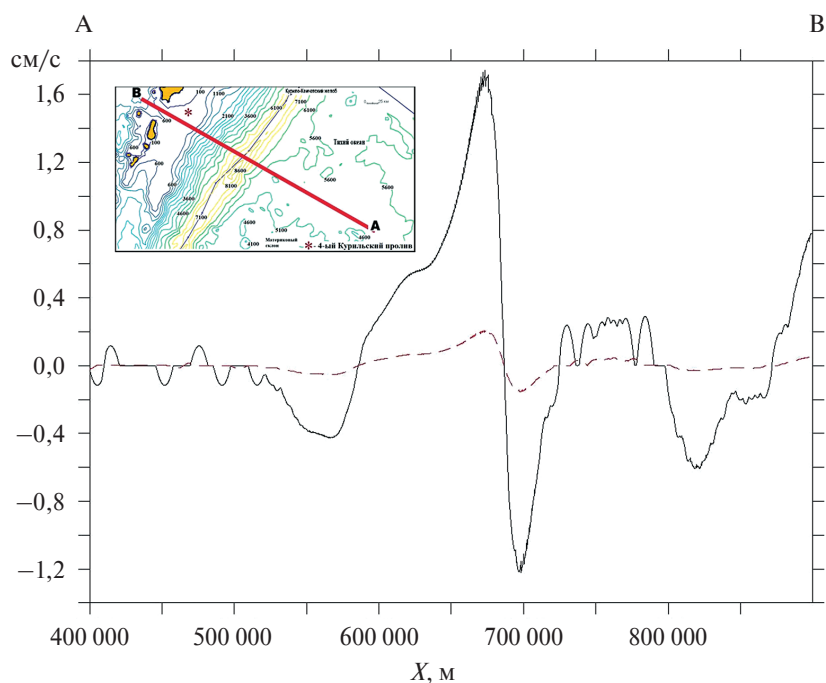
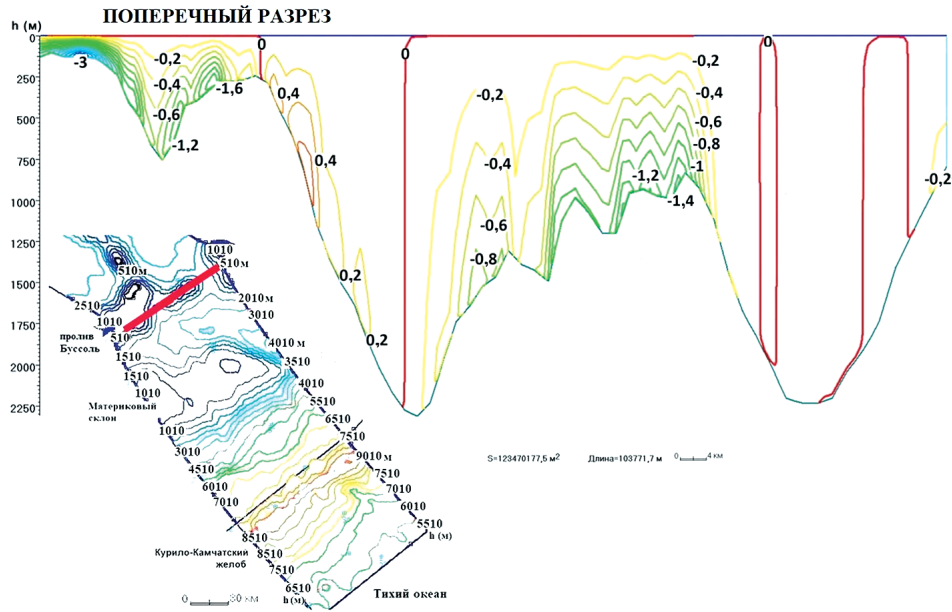


Рис. 10. Придонная вертикальная скорость (см/с) суммарного прилива на вертикальном разрезе А-В, до Четвертого Курильского пролива в момент максимального отлива. Сплошная линия — Nh , пунктирная — Hs

Fig. 10. Vertical bottom velocity (cm/s) of total tide at vertical cut A-B to the Fourth Kuril Strait; moment of the maximal ebb. Solid line — Nh , dotted line — Hs



6. Заключение

Моделирование океанских приливов обычно выполнялось в Гс постановке в единой области, включающей шельф, материковый склон и собственно океанское ложе. Однако топография этих частей океана совершенно различна, и рельеф предстает доминантой, определяющей тип модели. Основным положением при этом является постановка задачи для уравнений модели.

Моделирование прилива на шельфе, равно как и в регионах меньшего масштаба с горным рельефом, в Гс постановке нерепрезентативно, искажая решение [1]. Использование для этого Нг модели сопряжено с двумя ее особенностями: усложнением алгоритма, содержащего блок решения 3D краевой задачи для уравнения Пуассона на каждом шаге по времени и необходимостью высокого разрешения сеточной области, что требует многопроцессорной реализации. Так, модель сравнительно небольшого участка на северо-западном шельфе Гренландии использовала сетку с $\Delta_{\min} = 10$ м, $\Delta_{\max} = 1$ км в области, содержащей $O(10^5)$ узлов по горизонтали и около 100 уровней по вертикали от 2 до 200 м, причем даже на сетке с $\Delta = 0,5$ км решение в Гс постановке локально неудовлетворительно. При этом реализация Гс модели потребовала 24 ч расчета на суперкомпьютере со 145-ю ядрами, тогда как решение в Нг постановке заняло 3 месяца [13]. Примером однопроцессорной реализации Нг модели служит Четвертый пролив в Курильской гряде размерами несколько десятков километров на сетке 4×10^3 узлов по горизонтали с шагом $\Delta_{\min} = 245$ м, $\Delta_{\max} = 1050$ м, и 71 уровнем по вертикали с $t = 35$ с. На такой сетке один модельный эксперимент потребовал около недели работы компьютера [3].

Ложе открытого океана относительно ровное. Прилив, возникающий в абиссали под астрономическим воздействием, возмущающим уровень океана, оказывает слабое влияние на процессы в деятельном слое открытого океана с $h = O(10^3)$ м, которые моделируются в Гс приближении. Исключения составляют обтекание высокой изолированной подводной горы и некоторые бароклинные процессы, находящиеся вне предмета статьи.

Обратимся к рассмотрению промежуточной структуры между шельфом и открытым океаном — его материковому склону. При всем природном разнообразии таких структур их можно определить двумя геометрическими параметрами: протяженностью и крутизной. По протяженности шельф превосходит материковый склон, по крутизне — столь же уступает ему. В какой же постановке моделировать динамику на материковом склоне в Гс или в Нг? Однопроцессорное Гс моделирование выполнимо лишь на ограниченной части склона и при грубом разрешении; реализация же Нг модели даже с тысячами ядер на глубоком и протяженном $O(10^3)$ км материковом склоне потребовала бы годы. Оба типа модели здесь непригодны. Но существует возможность моделирования склоновой динамики на 2D вертикальных разрезах области. Такая методика предложена и реализована в работе.

Методика 2D вертикальных разрезов области обладает рядом привлекательных особенностей. Она допускает расчет вертикального поля скорости с необходимой точностью, дает реалистичное представление о продольной скорости однонаправленного прилива, позволяет выполнить экономичный расчет динамического давления решением 2D краевой задачи для уравнения Пуассона и тем самым реализовать модель в Нг постановке на персональном компьютере.

Приводимые результаты моделирования приливной динамики на разрезах относятся к северо-восточной части материкового склона с двумя разрезами, достигающими проливов Буссоль и Четвертого. Поля вертикальной скорости на разрезах определяют значения $w = O(10^{-1})$ см/с. Столь относительно малые значения вполне репрезентативны, если учесть, что на относительно ровном дне они на 2–3 порядка меньше, и их рост обязан изрезанному рельефу склона. Несомненно, что они еще на порядок выше там, где разрез, протянутый на юго-восток, рассекал бы какую-нибудь из многочисленных высоких подводных гор на склоне вала Зенкевича. Сравнение придонной вертикальной скорости в Нг и Гс постановках показывает, что придонная Нг скорость в максимуме волны K_1 ее приливного цикла в несколько раз превосходит придонную Гс скорость. Из других интересных результатов следует отметить расчет горизонтальной скорости в подобласти Курило-Камчатского желоба, позволивший увидеть картину трансформации поля скорости вдоль желоба к северо-востоку до глубины несколько сот метров под действием суммарного прилива, содержащего 14 волн. Особый интерес представляет Нг расчет придонной вертикальной скорости при обтекании подводного вулкана в проливе Буссоль.

Выполненная работа содержит постановку Нг и Гс задач в наиболее удобном для реализации виде, воспроизводит поля скорости и уровня на верхней части склона, предлагает рациональную методику моделирования на 2D вертикальных разрезах области для решения краевых задач в Нг постановке и, наконец, определяет тактику моделирования приливной динамики на протяженном склоне умеренной крутизны

$\alpha \leq 0\left(\frac{\pi}{10}\right)$: решения 3D задач в Гс приближении на относительно небольших участках склона при необходимом разрешении и решения 2D задачи на вертикальных разрезах области в Нг постановке при повышенном разрешении.

Благодарности

Авторы признательны Б.А. Кагану за критические замечания и К.А. Клеванному за активное участие в работе над статьей.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № FMWE-2024-0028.

Funding

The work was carried out within the framework of the state assignments under theme No. FMWE-2024-0028.

Литература

1. Вольцингер Н.Е., Андросов А.А. Моделирование длинноволновой негидростатической динамики на горном рельефе. СПб.: Политех-Пресс, 2022. 170 с.
2. Вольцингер Н.Е., Андросов А.А., Клеванный К.А., Сафрай А.С. Океанологические модели негидростатической динамики. Обзор // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2018. Т. 11, № 1. С. 3–20. doi:10.7868/S207366731801001X
3. Родионов А.А., Андросов А.А., Фофонова В.В., Кузнецов И.С., Вольцингер Н.Е. Моделирование приливной динамики северных проливов Курильской гряды // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2021. Т. 14, № 3. С. 20–34. doi:10.7868/S2073667321030023
4. Богданов К.Т., Мороз В.В. Структура, динамика и гидролого-акустические характеристики вод проливов Курильской гряды. Владивосток: Дальнаука, 2000. 152 с.
5. Nakamura T., Awaji T., Hatayama T., Kazunori A. Tidal exchange through Kuril Straits // Journal of Physical Oceanography. 2000. Vol. 30. P. 1622–1644. doi:10.1175/1520-0485(2000)030<1622: TETTKS>2.0.CO;2
6. Nakamura T., Awaji T. Tidally induced diapycnal mixing in the Kuril Straits and its role in water transformation and transport: a three-dimensional nonhydrostatic model experiment // Journal of Geophysical Research. 2004. Vol. 109, C09S07. P. 122. doi:10.1029/2003JC001850
7. Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bograd S.J. Drifter observations of anticyclonic eddies near Bussol' Strait, the Kuril Islands // Journal of Oceanography. 2002. Vol. 58. P. 661–671. doi:10.1023/A:1022890222516
8. Ohshima K., Nakanowatari T., Riser S., Wakatsuchi M. Seasonal variation in the in-and outflow of the Okhotsk Sea with the North Pacific // Deep Sea Research. II. 2010. Vol. 57. P. 1247–1256. doi:10.1016/j.dsr2.2009.12.012
9. Katsumata K., Yasuda I. Estimates of non-tidal exchange transport between the Sea of Okhotsk and the North Pacific // Journal of Oceanography. 2010. Vol. 66. P. 489–504. doi:10.1007/s10872-010-0041-9
10. Nakamura T., Takeuchi Y., Uchimoto K., Mitsudera H. Effects of temporal variation in tide-induced vertical mixing in the Kuril Straits on the thermohaline circulation originating in the Okhotsk Sea // Progress in Oceanography. 2014. Vol. 126. P. 135–145. doi:10.1016/j.pocean.2014.05.007
11. Клеванный К.А., Смирнова Е.В. Использование программного комплекса CARDINAL // Журнал Университета водных коммуникаций. 2009. Вып. 1. С. 153–162
12. Egbert G.D., Erofeeva S.Y. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2002. Vol. 19, N 2. P. 183–204. doi:10.1175/1520-0426(2002)019<0183: EIMOBO>2.0.CO;2
13. Magald M.G., Haine T.W.N. Hydrostatic and non-hydrostatic simulations of dense waters cascading of a shelf. The East Greenland case // Deep Sea Research. I: Oceanographic Research Papers. 2015. Vol. 96. P. 89–104. doi:10.1016/j.dsr.2014.10.008

References

1. Voltzinger N.E., Androsov A.A. Modeling of long-wave non-hydrostatic dynamics on a mountainous terrain. St. Petersburg, Polytech Press, 2022, 170 p. (in Russian).
2. Voltzinger N.E., Androsov A.A., Klevanny K.A., Safray A.S. Oceanological models of non-hydrostatic dynamics. Review. Fundamental and Applied Hydrophysics. 2018, 11, 1, 3–20. doi:10.7868/S207366731801001X (in Russian).

3. Rodionov A.A., Androsova A.A., Fofonova V.V., Kuznetsov I.S., Voltsinger N.E. Modeling the tidal dynamics of the northern straits of the Kuril Ridge. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2021, 14, 3, 20–34. doi:10.7868/S2073667321030023 (in Russian).
4. Bogdanov K.T., Moroz V.V. Structure, dynamics and hydrological-acoustic characteristics of the waters of the Kuril Straits. *Vladivostok, Dalnauka*, 2000. 152 p. (in Russian).
5. Nakamura T., Awaji T., Hatayama T., Kazunori A. Tidal exchange through Kuril Straits. *Journal of Physical Oceanography*. 2000, 30, 1622–1644. doi:10.1175/1520-0485(2000)030<1622: TETTKS>2.0.CO;2
6. Nakamura T., Awaji T. Tidally induced diapycnal mixing in the Kuril Straits and its role in water transformation and transport: a three-dimensional nonhydrostatic model experiment. *Journal of Geophysical Research*. 2004, 109, C09S07, 1–22. doi:10.1029/2003JC001850
7. Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bograd S.J. Drifter observations of anticyclonic eddies near Bussol' Strait, the Kuril Islands. *Journal of Oceanography*. 2002, 58, 661–671. doi:10.1023/A:1022890222516
8. Ohshima K., Nakanowatari T., Riser S., Wakatsuchi M. Seasonal variation in the in-and outflow of the Okhotsk Sea with the North Pacific. *Deep Sea Research II*. 2010, 57, 1247–1256. doi:10.1016/j.dsr2.2009.12.012
9. Katsumata K., Yasuda I. Estimates of non-tidal exchange transport between the Sea of Okhotsk and the North Pacific. *Journal of Oceanography*. 2010, 66, 489–504. doi:10.1007/s10872-010-0041-9
10. Nakamura T., Takeuchi Y., Uchimoto K., Mitsudera H. Effects of temporal variation in tide-induced vertical mixing in the Kuril Straits on the thermohaline circulation originating in the Okhotsk Sea. *Progress in Oceanography*. 2014, 126, 135–145. doi:10.1016/j.pocean.2014.05.007
11. Klevanny K.A., Smirnova E.V. Using the CARDINAL software package. *Journal of the University of Water Communications*. 2009, 1, 153–162 (in Russian).
12. Egbert G.D., Erofeeva S.Y. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2002, 19, 2, 183–204. doi:10.1175/1520-0426(2002)019<0183: EIMOBO>2.0.CO;2
13. Magald M.G., Haine T.W.N. Hydrostatic and non-hydrostatic simulations of dense waters cascading of a shelf. The East Greenland case. *Deep Sea Research I: Oceanographic Research Papers*. 2015, 96, 89–104. doi:10.1016/j.dsr.2014.10.008

Об авторах

РОДИОНОВ Анатолий Александрович, руководитель научного направления «Фундаментальная и прикладная гидрофизика», член-корреспондент РАН, профессор, ORCID ID: 0000-0002-2377-5621, Scopus AuthorID: 56223713100, WoS ResearcherID: AAT-6466–2021, SPIN-код: 5277-4598, e-mail: rodionov.aa@spb.ocean.ru

ВАНКЕВИЧ Роман Евгеньевич, старший научный сотрудник, кандидат технических наук, ORCID ID: 0000-0002-3891-3396, Scopus AuthorID: 25642198100, WoS ResearcherID: M-3215–2013, SPIN-код: 2295-6136, e-mail: rvankevich@mail.ru

КЛЕВАННАЯ Марина Константиновна, e-mail: marin-kl@ya.ru

ВОЛЬЦИНГЕР Наум Евсеевич, старший научный сотрудник, Scopus AuthorID: 6603260554, SPIN-код: 3243-7163, e-mail: lenna30@mail.ru