

Численное моделирование волновых движений в канале постоянной глубины

В работе исследуется точность описания волновых движений с помощью численной модели. Решение проводится для бассейна простой геометрической формы — канала постоянной глубины. Для задания начальных и граничных условий, а также для сравнения с результатами численного моделирования привлекаются аналитические решения дифференциальной и конечно-разностной задач. Рассматриваются два варианта жидкости — однородной и стратифицированной. Численное интегрирование проводится на время, составляющее несколько десятков периодов волны. При использовании аналитического решения дискретной задачи точность численного решения очень высока в течение всего расчета. Получено, что использовавшаяся численная модель хорошо описывает волновые движения и может быть применена для описания гидрофизических процессов в тех областях Мирового океана, где существенны волновые движения.

Появившиеся в последнее время данные спутниковых альтиметров имеют достаточно хорошую точность [1, 2] и могут быть использованы для ассимиляции в численных моделях динамики морей и океанов. В частности, в работах [2 – 4] спутниковые альтиметрические данные использовались при моделировании циркуляции в Черном море. Полученные поля позволяют изучить динамику Черного моря, исследовать сезонный ход Основного Черноморского течения, а также синоптическую изменчивость моря. Рассчитанные гидрофизические поля сравнивались с данными гидрографических наблюдений и показали неплохое количественное соответствие. Особенностью Черного моря является отсутствие в нем приливных движений.

При моделировании гидрофизических процессов в регионах, примыкающих к открытому океану, важную роль играют приливы. В этом случае численная модель должна хорошо описывать волновые движения (приливные в частности). В экспериментах по ассимиляции спутниковых альтиметрических измерений для Черного моря [4] использовалась численная вихре-разрешающая модель, основанная на примитивных уравнениях гидродинамики океана [5]. В нашей работе эта модель (в линейном варианте) исследуется для описания волновых движений. Выбрана расчетная область простой геометрической формы, что дает возможность сравнить получаемые в модели поля с аналитическим решением. В работе рассматриваются два варианта постановки задачи: с однородной и линейно стратифицированной жидкостью.

Рассмотрим бассейн, представляющий собой зональный канал постоянной глубины. Начало координат расположено в юго-западном углу бассейна. В случае однородной жидкости система уравнений сводится к линеаризованным уравнениям мелкой воды:

© В.Л. Дорофеев, Л.И. Сухих, 2004

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где u, v — зональная и меридиональная компоненты скорости, f — параметр Кориолиса, ζ — возвышение свободной поверхности, g — ускорение свободного падения, H — глубина канала.

На зональных границах ставится условие непротекания $v = 0$, на меридиональных — задается зональная компонента скорости $u_*(t)$.

Система (1) имеет решение в виде свободной волны Пуанкаре [6, 7]:

$$\begin{aligned} u(x, y, t) &= A \left(\frac{gk}{\sigma} \cos ly - \frac{fg}{lc^2} \sin ly \right) \cos(kx - \sigma t), \\ v(x, y, t) &= -A \frac{g(f^2 k^2 + \sigma^2 l^2)}{\sigma l(\sigma^2 - f^2)} \sin ly \sin(kx - \sigma t), \\ \zeta(x, y, t) &= A \left(\cos ly - \frac{kf}{\sigma l} \sin ly \right) \cos(kx - \sigma t). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь A — амплитуда волны, k и l — зональное и меридиональное волновые числа ($l = n \frac{\pi}{L_y}$, $n = 1, 2, 3, \dots$, L_y — ширина канала), $c^2 \equiv gH$, σ — частота волны, определяемая дисперсионным соотношением

$$\sigma^2 = c^2(k^2 + l^2) + f^2. \quad (3)$$

Решение (2) используется для задания начальных условий и зональной скорости в граничных точках. Расчетная область представляет собой канал длиной $L_x = 150$ км, шириной $L_y = 40$ км и глубиной $H = 40$ м, покрытый равномерной сеткой с шагом $h = 1$ км. Параметры волны $l = \frac{\pi}{L_y}$, $k = \frac{2\pi}{L_x}$ выбирались таким образом, чтобы длина канала равнялась длине волны. В численной модели применяется сетка C : уровень рассчитывается в центре ячейки, u — в середине меридиональной стороны, v — в середине зональной стороны ячейки. Таким образом, вся область покрыта сеткой с количеством ячеек $N \times M$, где $N = L_x / h$, $M = L_y / h$. Левая сторона первой ячейки совпадает с западной границей, а правая сторона N -й ячейки — с восточной. Аппроксимация по времени осуществляется по схеме «чехарда».

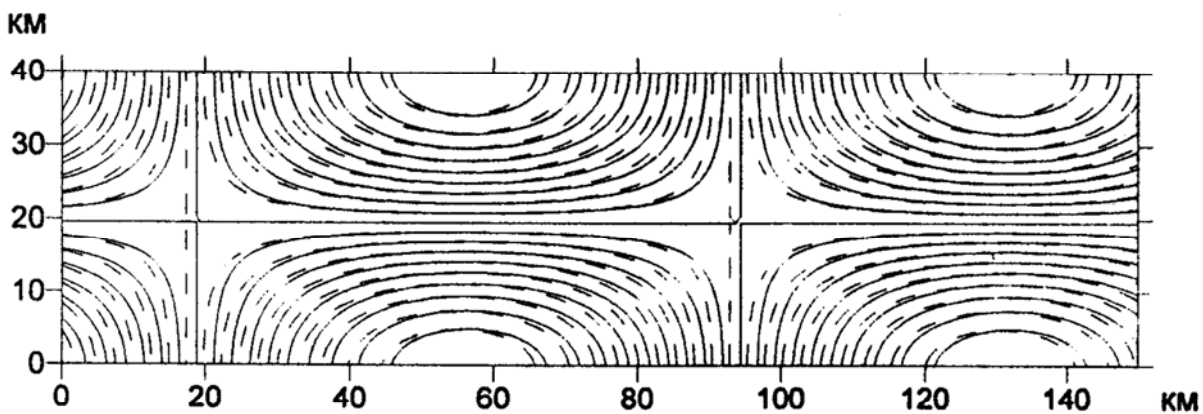
Конечно-разностный аналог системы (1) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2\tau}(u_{i-1/2,j}^{n+1} - u_{i-1/2,j}^{n-1}) &= f v_{i-1/2,j}^n - g \frac{1}{h}(\zeta_{i,j}^n - \zeta_{i-1,j}^n), \\
i &= 2 \dots N, j = 1 \dots M, n = 1, 2, \dots; \\
\frac{1}{2\tau}(v_{i,j+1/2}^{n+1} - v_{i,j+1/2}^{n-1}) &= -f u_{i,j+1/2}^n - g \frac{1}{h}(\zeta_{i,j+1}^n - \zeta_{i,j}^n), \\
i &= 1 \dots N, j = 1 \dots M-1, n = 1, 2, \dots; \\
\frac{1}{2\tau}(\zeta_{i,j}^{n+1} - \zeta_{i,j}^{n-1}) + H \left[\frac{1}{h}(u_{i+1/2,j}^n - u_{i-1/2,j}^n) + \frac{1}{h}(v_{i,j+1/2}^n - v_{i,j-1/2}^n) \right] &= 0, \\
i &= 1 \dots N, j = 1 \dots M, n = 1, 2, \dots
\end{aligned} \tag{4}$$

где

$$\begin{aligned}
v_{i-1/2,j}^n &= \frac{1}{4}(v_{i,j+1/2}^n + v_{i,j-1/2}^n + v_{i-1,j-1/2}^n + v_{i-1,j+1/2}^n), \\
u_{i,j+1/2}^n &= \frac{1}{4}(u_{i-1/2,j}^n + u_{i-1/2,j+1}^n + u_{i+1/2,j}^n + u_{i+1/2,j+1}^n),
\end{aligned}$$

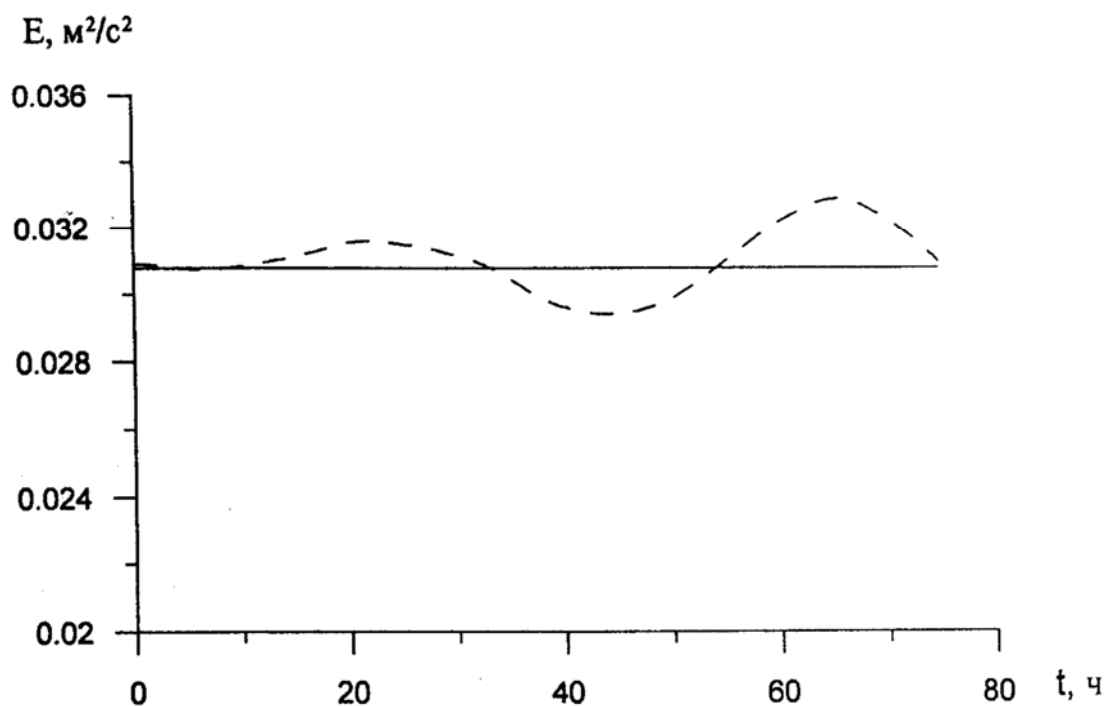
τ — шаг по времени.



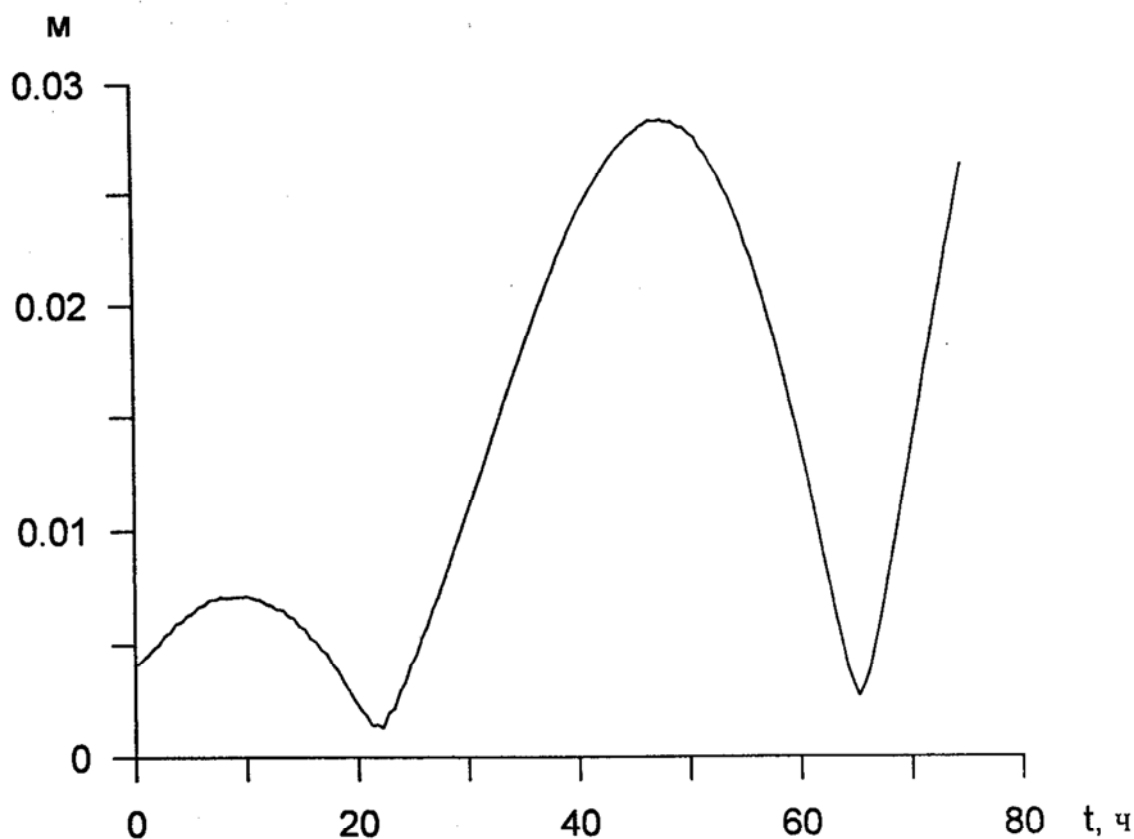
Р и с. 1. Поле уровня в момент времени $t = 75$ ч, рассчитанное по модели (сплошные линии) и полученное по аналитическим формулам (штриховые)

Линейный анализ устойчивости системы (4) показывает, что при выбранных параметрах сетки система устойчива при $\tau < \tau_*$, где $\tau_* \approx 17$ с. Период же волны при выбранных параметрах равен примерно 1 ч. Так как схема аппроксимации по времени в (4) трехслойная, задаются начальные поля, рассчитанные по формулам (2), на первых двух шагах. На каждом временном шаге на меридиональных границах используются значения зональной скорости. Расчет выполнен на время 75 периодов волны. В целом поля скорости и уровня довольно хорошо воспроизводятся моделью (рис. 1). К концу расчета отличие аналитического решения от численного незначительно. В то же время, если проанализировать изменения средней по объему кинетической энергии (рис. 2), то видно, что примерно с момента времени, соответствующего 5 периодам, начинаются колебания. Кроме того, на рис. 3 представлено поведение со временем среднеквадратичного отклонения уровня от аналитического решения, нормированного на амплиту-

ду поля. Эти отличия рассчитанных полей от аналитических решений связаны с тем, что фазовая скорость волны, получаемая как решение системы сеточных уравнений (4), не совпадает с фазовой скоростью волны, описываемой формулами (2).



Р и с. 2. Средняя по объему кинетическая энергия (сплошная линия – начальные и граничные условия рассчитываются по (5), (6); штриховая – начальные и граничные условия рассчитываются по (2), (3))



Р и с. 3. Нормированное среднеквадратичное отклонение уровня, рассчитанного по модели, от аналитического решения

Для проверки этого утверждения получено аналитически решение конечно-разностной задачи (4). Опуская громоздкие выкладки, выпишем окончательное решение дискретной задачи:

$$\begin{aligned} u_{i-1/2,j}^n &= A \frac{1}{\kappa} \left[\frac{4c^2}{h^2} \sin \frac{\pi}{N} \sin \frac{\pi}{2M} \cos y_j - af \cos \frac{\pi}{N} \cos \frac{\pi}{2M} \sin y_j \right] \sin(kx_{i-1/2} - \sigma t_n), \\ v_{i,j+1/2} &= A \sin y_{j+1/2} \cos(kx_i - \sigma t_n), \\ \zeta_{i,j}^n &= A \frac{H}{h\kappa} \left[2\omega \sin \frac{\pi}{2M} \cos y_j - f \sin \frac{2\pi}{N} \cos \frac{\pi}{2M} \sin y_j \right] \sin(kx_i - \sigma t_n), \\ i &= 1..N, j = 1..M, n = 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (5)$$

где k и l — те же, что и в формулах (2), $\kappa = \omega^2 - \frac{4c^2}{h^2} \sin^2 \frac{\pi}{N}$, $\omega = \frac{\sin \sigma \tau}{\tau}$, τ — временной шаг. Частота волны, описываемая формулами (5), определяется из дисперсионного соотношения:

$$\frac{\sin^2 \sigma \tau}{\tau^2} = \frac{4c^2}{h^2} \sin^2 \frac{\pi}{N} + 2 \frac{c^2}{h^2} \left(1 - \cos \frac{\pi}{M} \right) + \frac{f^2}{2} \cos^2 \frac{\pi}{N} \left(1 + \cos \frac{\pi}{M} \right). \quad (6)$$

При $h, \tau \rightarrow 0$ решение (5), (6) переходит в (2) и (3). Так как решение (5), (6) — это точное решение конечно-разностной задачи, то численные расчеты должны в точности восстанавливать это решение. Единственным источником ошибок здесь служат ошибки округления компьютера. Был проведен расчет, где в качестве начальных и граничных условий использовалось решение (5), (6). Расчет проводился также на время 75 периодов волны. По сравнению с аналитическим решением колебания кинетической энергии со временем отсутствуют (рис. 2). Поля уровня и скорости в конце расчета практически совпадают с начальными полями. Нормированное среднеквадратичное отклонение рассчитанного поля уровня от поля, полученного по формулам (5), (6), к концу расчета достигло величины порядка $5 \cdot 10^{-5}$ (на три порядка меньше, чем при использовании решения дифференциальной задачи). То есть модель, основанная на уравнениях (4), точно воссоздает поле волны, описываемой формулами (5), (6), при довольно длительном интегрировании.

В реальных условиях, как правило, отсутствуют данные о скорости, необходимые для задания граничных условий на жидких боковых границах. В то же время имеется альтиметрическая информация об уровне. Используя эти данные, краевую задачу для (4) можно модифицировать так, что значения $u_{1/2,j}$ и $u_{N+1/2,j}$ на меридиональных границах будут рассчитываться по значениям $\zeta_{1,j}$ и $\zeta_{N,j}$ в приграничных ячейках. Для этого рассмотрим третье уравнение из системы (4) в приграничной ячейке (для примера при $i = 1$) на n -м шаге:

$$\frac{1}{2\tau}(\zeta_{1,j}^{n+1} - \zeta_{1,j}^{n-1}) = H \left[\frac{1}{h}(u_{3/2,j}^n - u_*^n) + \frac{1}{h}(v_{1,j+1/2}^n - v_{1,j-1/2}^n) \right],$$

откуда получим выражение для скорости на границе u_*^n :

$$u_*^n = u_{3/2,j}^n + (v_{1,j+1/2}^n - v_{1,j-1/2}^n) - \frac{h}{2\tau H}(\zeta_{1,j}^{n+1} - \zeta_{1,j}^{n-1}).$$

Таким образом, сначала на n -м шаге рассчитываются u, v, ζ во внутренних точках (в приграничных ячейках ζ , в отличие от (4), не рассчитывается, а считается известным). Затем на меридиональных границах вычисляется u_*^n по приведенной выше формуле. Проведенный с таким модифицированным граничным условием расчет показал такое же хорошее соответствие с решением (5), (6), как и основной. Таким образом, имея альтиметрические данные об уровне, можно определить граничные значения для баротропной компоненты скорости на открытых границах расчетной области, которые, как правило, отсутствуют при расчетах реальных течений.

Следующая серия численных экспериментов связана с моделированием волновых движений в том же канале, но со стратифицированной жидкостью. Линейные движения в стратифицированной по плотности жидкости описываются системой уравнений [8]:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial p}{\partial z} = g\rho, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (7)$$

где w — вертикальная компонента скорости, ρ — плотность, $\rho_0 = \text{const}$ — средняя плотность у поверхности, $\bar{\rho} = \bar{\rho}(z)$ — средняя стратификация плотности, p — давление. Ось z направлена от поверхности вниз.

Граничные условия:

$$\begin{aligned}
z=0: \quad p &= \rho_0 g \zeta, \quad w = -\frac{\partial \zeta}{\partial t}; \\
z=H: \quad w &= 0; \\
y=0, L_y: \quad v &= 0; \\
x=0, L_x: \quad u &= u_*(y, z, t).
\end{aligned} \tag{8}$$

При $\frac{d\rho}{dz} = r \equiv \text{const}$ (r — градиент плотности) легко получается аналитическое решение в виде бегущей волны Пуанкаре. При этом горизонтальная структура волны такая же, как и в случае однородной задачи, а вертикальная структура описывается дискретным набором мод, являющихся решениями задачи на собственные функции дифференциального оператора с граничными условиями из (8) [6, 8].

Рассмотрим конечно-разностную аппроксимацию задачи (7), (8). По горизонтали сетка остается такой же, как и в случае однородной задачи. По вертикали разбиваем область на $L=10$ ячеек одинаковой высоты Δz . Значения u, v, ρ рассчитываются в центре, а w и p — по краям вертикальной ячейки:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2\tau}(u_{i-1/2,j,k}^{n+1} - u_{i-1/2,j,k}^{n-1}) &= f_{i-1/2,j,k}^n - \frac{1}{2\rho_0 h}[(p_{i,j,k-1/2}^n - p_{i-1,j,k-1/2}^n) + (p_{i,j,k+1/2}^n - p_{i-1,j,k+1/2}^n)], \\
\frac{1}{2\tau}(v_{i,j+1/2,k}^{n+1} - v_{i,j+1/2,k}^{n-1}) &= -f_{i,j+1/2,k}^n - \frac{1}{2\rho_0 H}[(p_{i,j+1,k-1/2}^n - p_{i,j,k-1/2}^n) + (p_{i,j+1,k+1/2}^n - p_{i,j,k+1/2}^n)], \\
\frac{1}{\Delta z}(p_{i,j,k+1/2}^n - p_{i,j,k-1/2}^n) &= g\rho_{i,j,k}^n, \\
\frac{1}{2\tau}(\rho_{i,j,k}^{n+1} - \rho_{i,j,k}^{n-1}) + \frac{1}{2}r(w_{i,j,k+1/2}^n + w_{i,j,k-1/2}^n) &= 0, \\
\frac{1}{h}(u_{i+1/2,j,k}^n - u_{i-1/2,j,k}^n) + \frac{1}{h}(v_{i,j+1/2,k}^n - v_{i,j-1/2,k}^n) + \frac{1}{\Delta z}(w_{i,j,k+1/2}^n - w_{i,j,k-1/2}^n) &= 0.
\end{aligned} \tag{9}$$

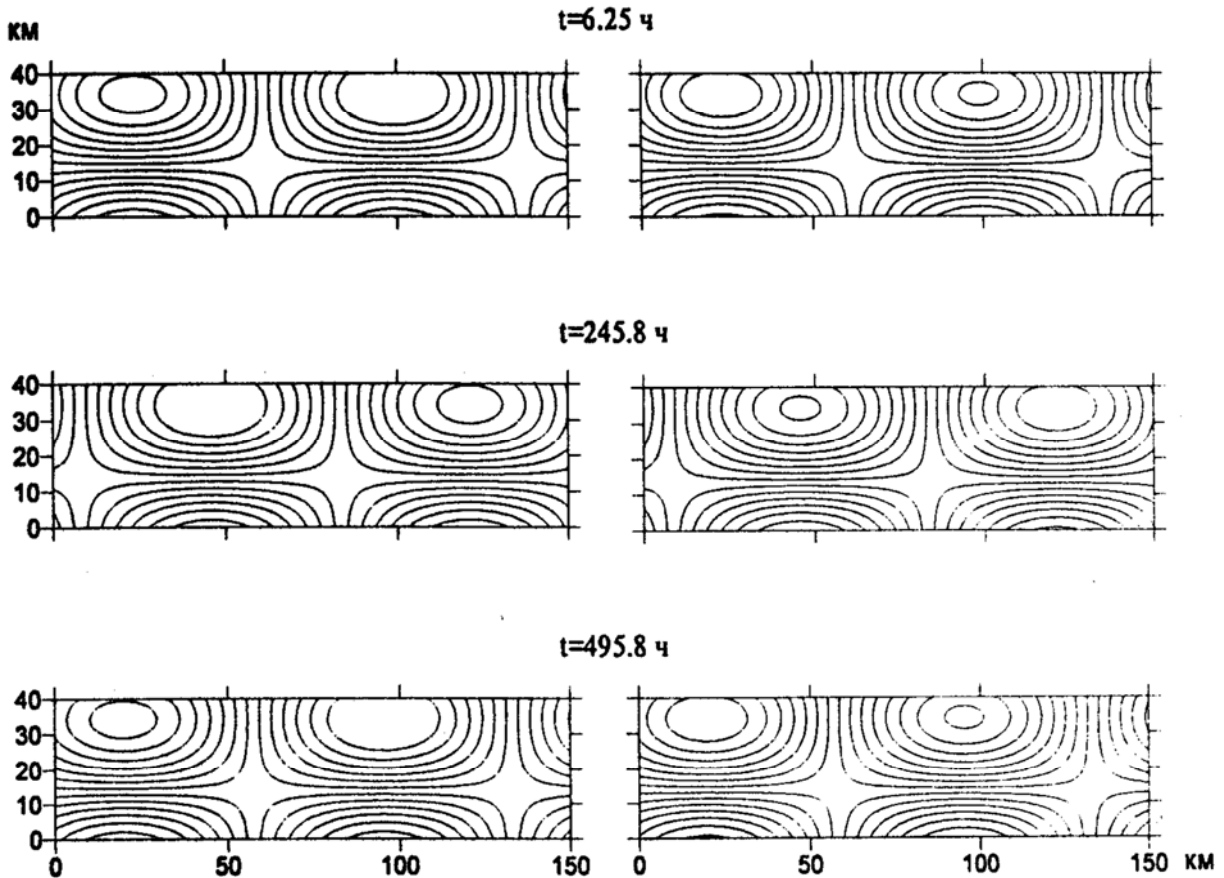
Граничные условия на поверхности $z=0$ из (8) в конечно-разностном виде будут выглядеть так:

$$p_{i,j,1/2}^n = \rho_0 g \zeta_{i,j}^n, \quad w_{i,j,1/2}^n = -\frac{1}{2\tau}(\zeta_{i,j}^{n+1} - \zeta_{i,j}^{n-1}). \tag{10}$$

Второе из этих условий используется для расчета поля уровня.

Так же как и в дифференциальной задаче, дискретные поля из системы (9) можно разбить на множители, зависящие от вертикальной координаты и горизонтальных соответственно:

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} u_{i-1/2,j,k}^n \\ v_{i,j+1/2,k}^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_{i-1/2,j}^n \\ \tilde{v}_{i,j+1/2}^n \end{pmatrix} \frac{1}{2} (P_{k+1/2} + P_{k-1/2}), \\ p_{i,j,k+1/2}^n = \tilde{p}_{i,j}^n P_{k+1/2}, \\ \rho_{i,j,k}^n = \tilde{\rho}_{i,j}^n \frac{1}{\Delta z} (P_{k+1/2} - P_{k-1/2}), \\ w_{i,j,k+1/2}^n = \tilde{w}_{i,j}^n W_{k+1/2}. \end{cases} \quad (11)$$



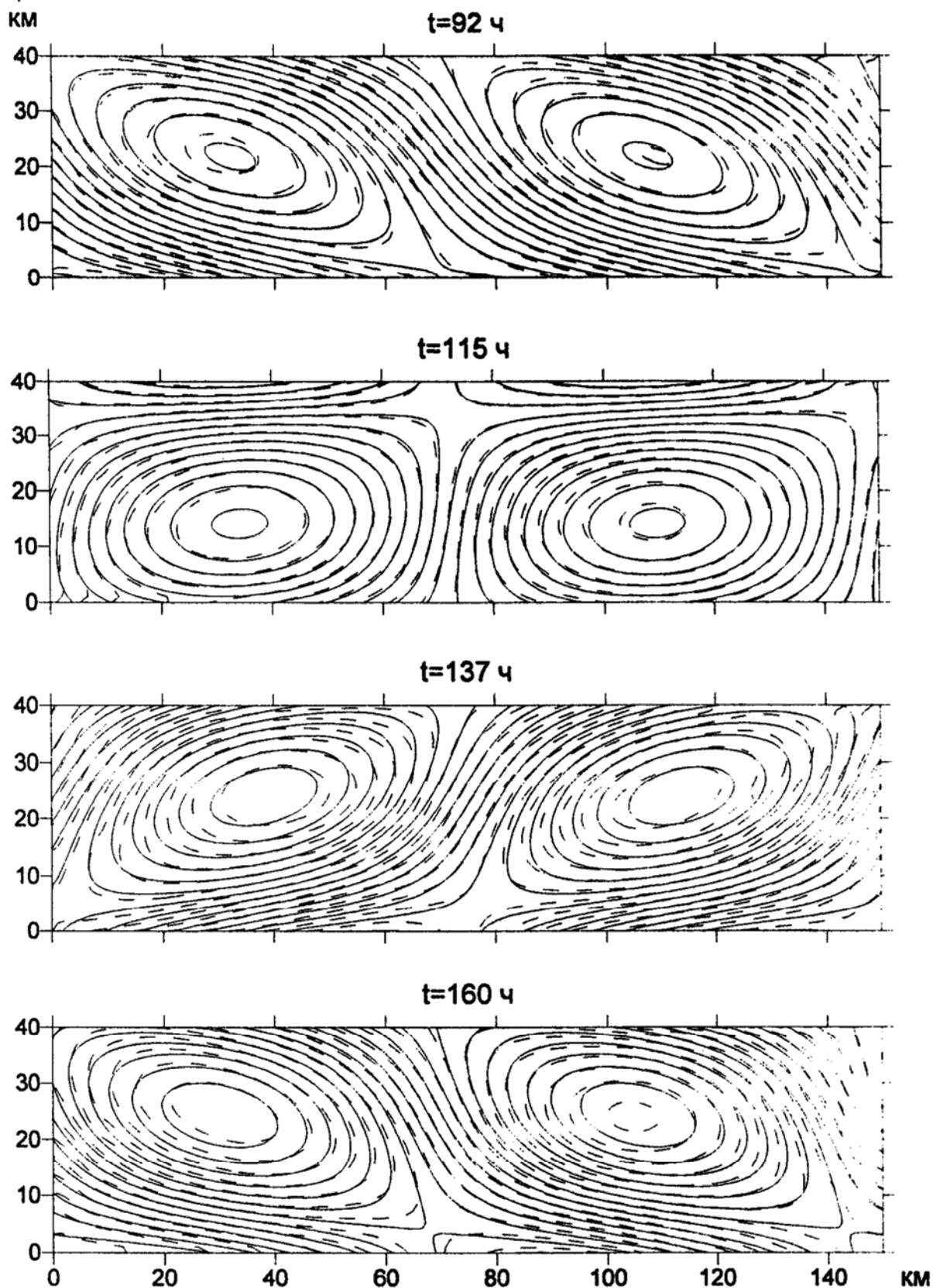
Р и с. 4. Поля уровня (справа) и плотности (слева) на верхнем горизонте в разные моменты времени (бароклинная мода)

Подставляя это представление в (9) и (10), после определенных преобразований получим горизонтальную задачу, описываемую системой (4) (вместо H в третьем уравнении будет стоять другой коэффициент), и дискретную задачу для определения функций $P_{k-1/2}$, $k=1,2,\dots,L+1$. Опуская выкладки, выпишем окончательное выражение для $P_{k-1/2}$:

$$P_{k-1/2} = \cos \lambda_1 z_{k-1/2} + \alpha \varepsilon \operatorname{ctg} \varepsilon \kappa_1 \sin \lambda_1 z_{k-1/2}, \quad (12)$$

где $z_{k-1/2} = (k-1) \Delta z$, $\alpha = \frac{rH}{\rho_0}$, $\varepsilon = \frac{\Delta z}{2H}$, $\lambda_1 = \frac{\kappa_1}{H}$, а κ_1 находится из уравнения

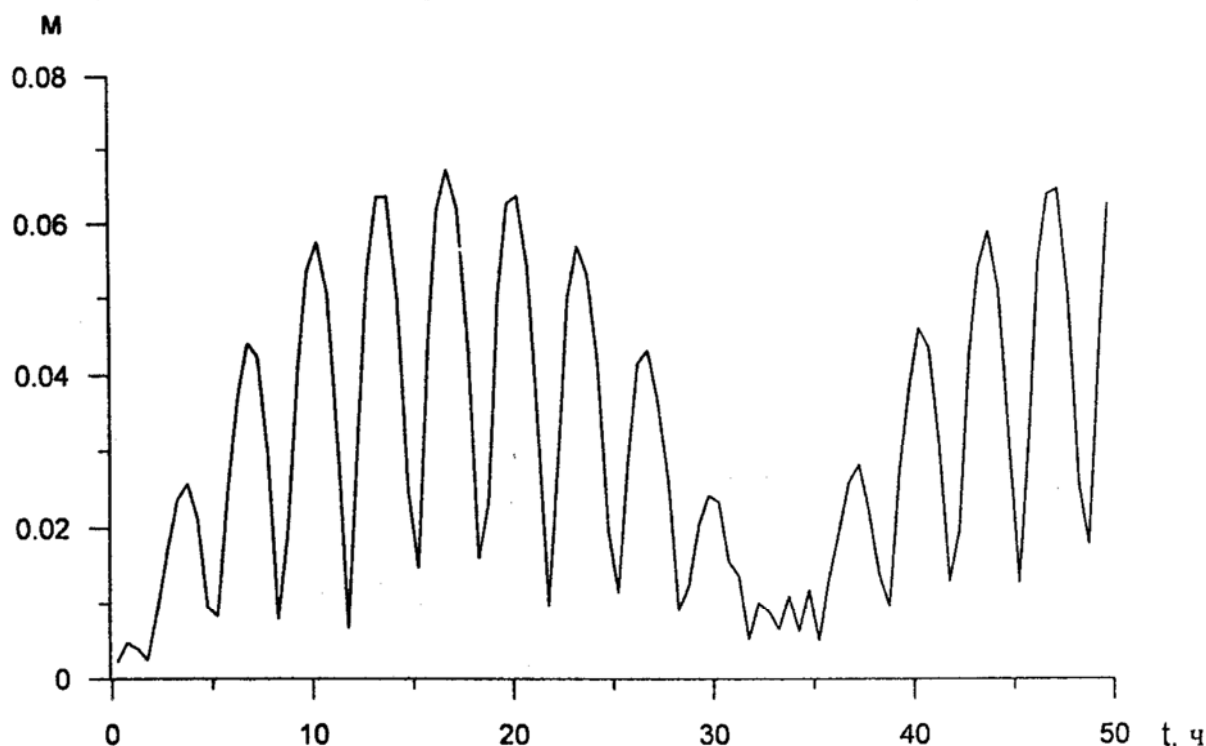
$$\operatorname{tg} \kappa_1 \operatorname{tg} \varepsilon \kappa_1 = \alpha \varepsilon. \quad (13)$$



Р и с. 5. Поля зональной компоненты скорости в разные моменты времени (сплошные линии – расчет без учета нелинейности, штриховые – с учетом нелинейности)

Для горизонтальной задачи вместо H в третьем уравнении будет стоять $H \frac{\text{tg}^2 \kappa_1}{\alpha}$. Уравнение (13) дает счетный набор значений κ_1 , который дает соответствующий набор дискретных собственных функций (12). Первый корень

$\kappa_1^0 \approx \sqrt{\alpha} \ll 1$ описывает баротропную моду. Остальные $\kappa_1^n \approx \pi n + \Delta$ ($n = 1, 2, \dots, \Delta \ll 1$) описывают бароклинные моды. Для выбранных параметров период баротропной моды равен примерно 1 ч, а период первой бароклинной моды — примерно 15,3 ч. В расчетах для задания начальных и краевых условий мы использовали эти две моды волн. При этом горизонтальная структура описывалась формулами (5), (6), где вместо H задавалось соответствующее модифицированное значение, а вертикальная структура вычислялась по формуле (12). Расчеты выполнялись с шагом по времени $\tau = 15$ с. Продолжительность расчетов составляла для первой бароклинной моды 50 периодов, а для баротропной моды 100 периодов. На рис. 4 представлены поля уровня и плотности на верхнем горизонте для расчета движения бароклинной моды. Видно, что рассчитанные по модели поля хорошо держат структуру волны длительное время. Нормированное среднеквадратичное отклонение рассчитанного поля уровня от того, которое определяется формулами (12), (5), (6), к концу расчета достигает величины порядка 10^{-5} .



Р и с. 6. Нормированное среднеквадратичное отклонение уровня, рассчитанного по модели с учетом нелинейности и без нее

Кроме моделирования полей каждой моды, были проведены расчеты с двумя модами, когда в уравнениях движения учитывалась слабая нелинейность (число Кибеля – Россби составляло 0,05). В этом случае решение, полученное по модели, уже не совпадало так хорошо с аналитическим, что естественно, так как оно не является точным решением решаемых уравнений. Но важно то, что структура решения хорошо сохраняется при довольно длительном сроке интегрирования. Численное решение не уходит от аналитического, а лишь колеблется вокруг него. На рис. 5 представлены поля зональной компоненты скорости в разные моменты времени внутри периода бароклинной моды для решения, рассчитанного по уравнениям с учетом нелинейности и без нелинейности, а на рис. 6 — поведение нормированного среднеквадратичного отклонения уровня. Максимальное значение отклонения примерно соответствует параметру нелинейности — числу Кибеля – Россби.

Выводы. Проведена серия численных экспериментов по изучению того, насколько точно модель, применяемая при ассимиляции данных спутниковой альтиметрии, описывает волновые движения. Использовался бассейн простой геометрической формы, позволяющей получить аналитически волновые решения. Рассматривались как варианты с однородной жидкостью, так и со стратифицированной. Помимо известных волновых решений для дифференциальной задачи, были получены аналитические решения для дискретной конечно-разностной задачи. Аналитические решения использовались в качестве начальных полей и для задания граничных условий при численном моделировании. При использовании решения дифференциальной задачи наблюдалось заметное отличие численного решения от аналитического. Это отличие невелико, и численное решение довольно хорошо держит структуру волны в течение времени порядка нескольких десятков периодов волны. При применении аналитического решения дискретной задачи совпадение с численным решением почти полное. В случае, когда модель слабо нелинейна, отличие становится заметным, однако модель продолжает довольно хорошо сохранять структуру волны в течение десятков периодов. Таким образом, исследуемая численная модель хорошо описывает волновые движения и может применяться для описания гидрофизических процессов в регионах, где волновые процессы (в частности приливные) существенны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Korotaev G.K., Saenko O.A., Koblinsky C.J. Satellite altimetry observations of the Black Sea level // *J. Geophys. Res.* — 2001. — 106, № C1. — P. 917 — 933.
2. Коротаев Г.К., Саенко О.А., Коблински Ч.Ж. и др. Точность, методология и некоторые результаты ассимиляции альтиметрических данных *TOPEX/Poseidon* в модели общей циркуляции Черного моря // *Исследование Земли из космоса.* — 1998. — № 3. — С. 3 — 17.
3. Коротаев Г.К., Огуз Т., Никифоров А.А. и др. Динамика антициклонов в Черном море по данным спутниковых альтиметрических измерений // Там же. — 2002. — № 6.
4. Дорофеев В.Л., Коротаев Г.К. Ассимиляция данных спутниковой альтиметрии в вихреразрешающей модели циркуляции Черного моря // *Морской гидрофизический журнал.* — 2004. — № 1. — С. 52 — 68.
5. Демьшев С.Г., Коротаев Г.К. Численная энергосбалансированная модель бароклинных течений океана с неровным дном на сетке *C* // Численные модели и результаты калибровочных расчетов течений в Атлантическом океане. — М.: Ин — т вычислительной математики РАН, 1992. — С. 163 — 231.
6. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане. Т.1. — М.: Мир, 1981. — 480 с.
7. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т.1. — М.: Мир, 1984. — 398 с.
8. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т.1. — М.: Мир, 1986. — 396 с.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 12.09.02
После доработки 14.10.02

ABSTRACT Accuracy of the numerical model simulation of wave motions is studied in the paper. A basin of a simple geometric form — a channel of constant depth — is considered. Analytical solutions of differential and finite-difference problems are used for prescribing initial and boundary conditions as well as for comparison with the results of numerical modeling. Two types of water — homogeneous and stratified — are considered. Numerical simulation is carried out for the time of about a few dozens of wave periods. When the analytical solution of the discrete problem is used the accuracy of the numerical simulation is very high in course of the whole computation. It is found out that the used numerical model describes well the wave motions and can be applied for simulating hydrophysical processes in the regions of the World ocean where wave motions are important.