

Генерация сейш при перемещении барических образований

Рассматривается плоская задача о генерации баротропных сейш при переносе области возмущений атмосферного давления над ограниченным бассейном. Нелинейная система уравнений длинных волн с учетом квадратичного донного трения решалась методом конечных разностей. Расчеты выполнены для трех бассейнов переменной глубины, соответствующих прямолинейным разрезам Черного и Азовского морей. Показано, что прохождение над бассейном барической аномалии сопровождается генерацией низших сейш. Колебания жидкости наиболее интенсивны в мелководных зонах бассейнов. Сейши имеют тенденцию к усилению с ростом скорости переноса атмосферного возмущения. Зависимость от ширины барической аномалии носит немонотонный характер. В шельфовой зоне амплитуда колебаний уровня может в несколько раз превышать чисто гидростатическую реакцию поверхности моря. Влияние нелинейности на сейши в рассмотренных бассейнах мало.

Введение. Изменение атмосферного давления является одной из причин пространственно-временной изменчивости гидрофизических полей в Мировом океане [1]. Колебания океанических полей на синоптических масштабах в наибольшей степени определяются ветровыми напряжениями, а передача энергии из атмосферы в океан, связанная с действием барического поля и потока плавучести на поверхности океана, мала [2, 3]. Относительный вклад изменений барического поля в колебания уровня океана зависит от масштабов процесса. Анализ данных измерений и результатов численного моделирования указывает на доминирующий вклад барического поля в непривлинные колебания уровня океана на периодах от десятков часов до десятка суток на пространственных масштабах 200 – 1000 км [4 – 7]. Поэтому изучение отклика океана на изменения барического поля представляет не меньший интерес для понимания динамики Мирового океана, чем анализ воздействия на морскую среду флуктуаций ветрового поля. В последние годы интерес к механизмам формирования изменений уровня океана существенно возрос в связи с развитием альтиметрических методов регистрации уровня морской поверхности для решения фундаментальных и прикладных задач океанологии, включая разработку спутниковых методов раннего предупреждения о катастрофических волнах цунами [8].

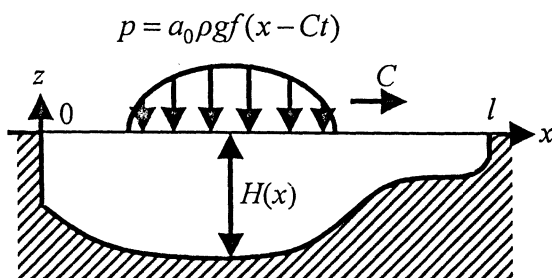
В течение года в циклогенезе над Мировым океаном участвует до 10^4 циклонов и антициклонов [4]. Прохождение интенсивных метеорологических образований сопровождается изменениями уровня океана, превышающими равновесные значения в 3 – 4 раза [4]. Представляет интерес изучение отклика поверхности океана на перемещающиеся барические образования, включая анализ условий применимости приближения обратного барометра для прогноза смещений уровня океана.

При переносе барических аномалий над поверхностью безграничного океана возникает асимметричная чаша прогиба, параметры которой зависят

от интенсивности аномалии, глубины бассейна, скорости перемещения и диаметра зоны атмосферных возмущений. Различные вопросы, касающиеся реакции океана на движущиеся барические образования, обсуждаются в работах [4, 9 – 11] и др.

При перемещении барической аномалии над ограниченными и полуограниченными бассейнами возможна генерация сейш, что подтверждено как данными наблюдений [12 – 15], так и результатами численного моделирования, например, реакции Черного и Азовского морей на прохождение атмосферных циклонов [16, 17]. В то же время вопросы генерации сейш движущимися барическими аномалиями в замкнутых бассейнах и условий применимости приближения обратного барометра для прогноза смещений уровня океана исследованы недостаточно.

Ниже рассматривается плоская задача о генерации баротропных сейш при переносе над ограниченным бассейном области возмущений атмосферного давления. Нелинейная система уравнений длинных волн с учетом квадратичного донного трения решается численно. Расчеты выполнены для трех бассейнов переменной глубины, соответствующих разрезам Черного и Азовского морей. Предшествующие исследования по генерации сейш дополнены более детальным анализом зависимости эффективности возбуждения баротропных колебаний от особенностей геометрии бассейнов, скорости и ширины барической аномалии.



Р и с. 1. Схема задачи

в рамках нелинейной теории длинных волн с учетом квадратичного донного трения исследуем отклик жидкости на прохождение над бассейном в положительном направлении оси x с постоянной скоростью $C > 0$ ограниченной области возмущений атмосферного давления. Барическое возмущение зададим в виде

$$p = a_0 \rho g f(\xi), \quad \xi = x - Ct, \quad (1)$$

где x – горизонтальная координата; t – время; a_0 – амплитуда возмущений атмосферного давления (в метрах); ρ – плотность жидкости; $f(\xi)$ – безразмерная функция, описывающая горизонтальное распределение возмущений атмосферного давления; g – ускорение свободного падения.

Формула

$$z = -\frac{p}{\rho g} = -a_0 f(\xi) \quad (2)$$

Постановка задачи.

Рассмотрим ограниченный бассейн длины l ($0 \leq x \leq l$) переменной глубины $H(x) > 0$, заполненный однородной несжимаемой жидкостью (рис. 1). В начальный момент времени ($t = 0$) жидкость неподвижна, а ее свободная поверхность горизонтальна. В

описывает чисто гидростатическое смещение свободной поверхности жидкости под областью давлений, где z – вертикальная координата, отсчитываемая вверх от положения равновесия $z = 0$ свободной поверхности жидкости. Соотношение (2) между внешним давлением и вертикальными смещениями поверхности жидкости известно в океанологии как приближение обратного барометра [4, 9].

При указанных выше ограничениях плоское движение жидкости в ограниченном бассейне описывается системой уравнений [18]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -k \frac{u |u|}{H + \zeta} - g \frac{\partial \tilde{\zeta}}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [u(H + \zeta)] = 0 \quad (4)$$

с начальными условиями

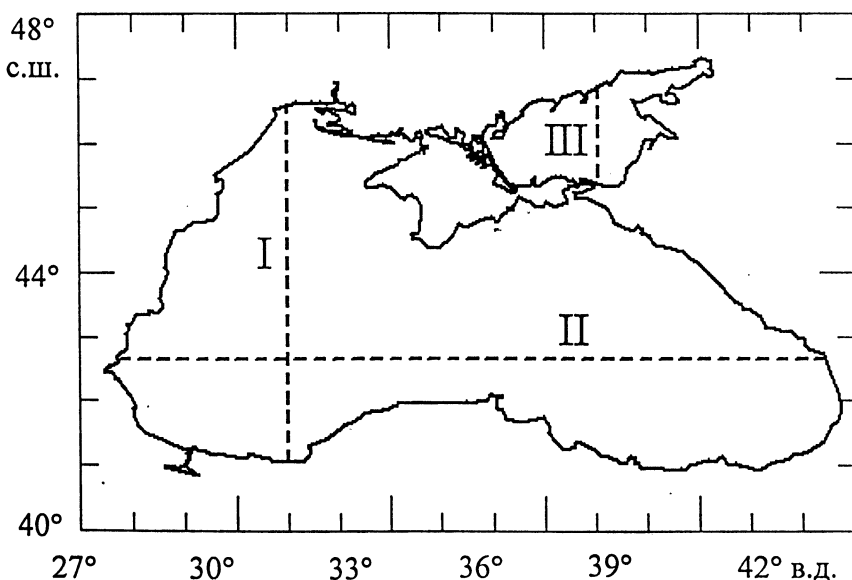
$$u = \zeta = 0 \quad (t = 0), \quad (5)$$

где $u(x, t)$ – средняя по глубине горизонтальная скорость; $\zeta(x, t)$ – смещения свободной поверхности от горизонтального положения; $\tilde{\zeta} = a_0 f$; k – коэффициент донного трения.

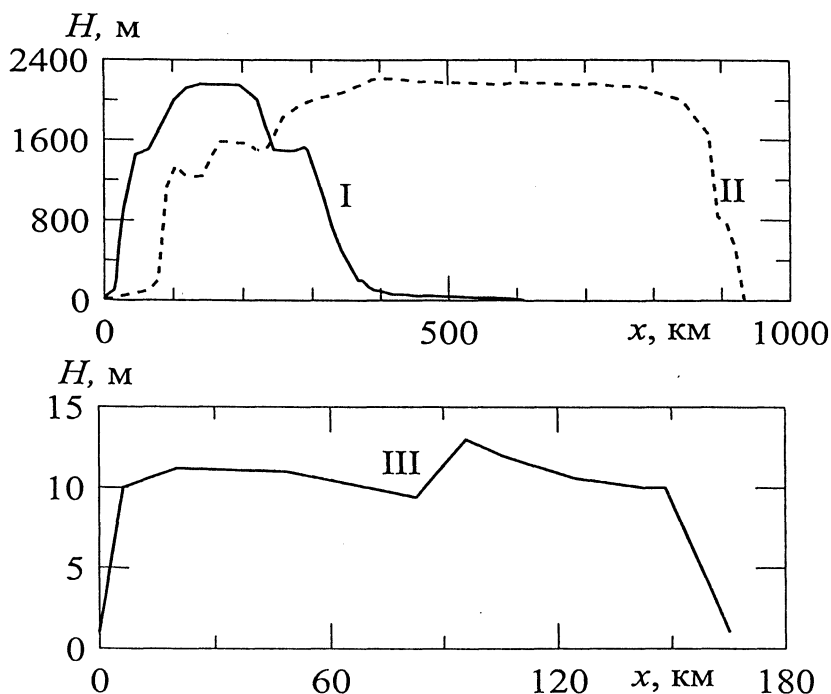
На боковых границах бассейна $x = 0$ и $x = l$, представляющих вертикальные твердые стенки, задаются условия непротекания жидкости

$$u(0, t) = 0, \quad u(l, t) = 0. \quad (6)$$

В дальнейшем рассматриваются распределения глубин вдоль трех сечений Азово-Черноморского бассейна (I – 31° в. д., II – $42,66^\circ$ с. ш., III – 37° в. д.). Положение разрезов и распределения глубин $H(x)$ для них показаны на рис. 2 и 3.



Р и с. 2. Положение разрезов I, II и III в бассейнах Черного и Азовского морей, распределения глубин вдоль которых использованы в вычислительных экспериментах



Р и с. 3. Распределения глубин Черного и Азовского морей вдоль разрезов I (с юга на север), II (с запада на восток) и III (с юга на север)

Линейные сейши. Полагая $k = 0$ и $\tilde{\zeta} = 0$ в (3), после линеаризации уравнений (3) и (4) получим краевую задачу, описывающую свободные волны (сейши) в ограниченном бассейне переменной глубины:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial (Hu)}{\partial x} = 0, \quad u(0, t) = 0, \quad u(l, t) = 0. \quad (7)$$

Рассмотрим гармонические по времени колебания жидкости

$$u = A(x) \cos \sigma t, \quad \zeta = B(x) \sin \sigma t \quad (\sigma > 0), \quad (8)$$

где $A = U(x)/H(x)$; $U(x)$ – полный горизонтальный поток жидкости; σ – частота свободных колебаний жидкости. Подстановка (8) в (7) приводит к краевой задаче Штурма – Лиувилля для нахождения частот сейш σ и соответствующих им распределений $U(x)$:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{\sigma^2}{gH(x)} U = 0, \quad U(0) = U(l) = 0. \quad (9)$$

В соответствии со свойствами задачи Штурма – Лиувилля [19] все собственные частоты свободных колебаний жидкости вещественны. Существует счетное множество положительных частот колебаний жидкости $\sigma = \sigma_s > 0$ ($s = 1, 2, \dots$), занумерованных в порядке возрастания, которым соответствуют горизонтальные распределения полного потока жидкости

$U = U_s(x)$ с $(s - 1)$ нулями внутри интервала $0 < x < l$. Система собственных функций $U_s (s = 1, 2, \dots)$ полна и ортогональна на отрезке $[0, l]$ в пространстве квадратично интегрируемых функций со скалярным произведением

$$(\varphi, \psi) = \int_0^l \frac{1}{gH(x)} \varphi(x) \psi(x) dx .$$

По известным функциям U_s находятся распределения смещений свободной поверхности и горизонтальной скорости для s -й сейши:

$$u_s = A_s(x) \cos \sigma_s t, \quad A_s = \frac{U_s(x)}{H(x)}, \tag{10}$$

$$\zeta_s = B_s(x) \sin \sigma_s t, \quad B_s = -\frac{1}{\sigma_s} \frac{dU_s(x)}{dx} . \tag{11}$$

Пять низших сейш были рассчитаны для бассейнов с распределениями глубин, показанными на рис. 3. Рельефы дна бассейнов существенно различаются.

На равномерной сетке $x = x_i = \delta i \ (i = 0, \dots, N)$ с шагом $\delta = l/N$ задача (9) заменялась конечно-разностным аналогом

$$U_0 = 0, \ U_1 = \gamma \delta, \ U_{i+1} = \left(2 - \frac{\mu}{gH_i} \right) U_i - U_{i-1} \ (i = 1, \dots, N-1), \ U_N = 0 ,$$

где $U_i = U(x_i)$, $H_i = H(x_i)$, $\mu = \sigma^2 \delta^2$, $\gamma = dU(0)/dx$ – фиксированная константа, которая при расчетах была принята равной 10^{-4} . Для решения полученной разностной краевой задачи, которая сводится к нахождению корней уравнения $U_N(\sigma) = 0$, был применен метод пристрелки по параметру μ , начиная со значения $\mu = 0$ и шага $\Delta \mu = 10^{-4}$.

Периоды $T_s = 2\pi / \sigma_s$ сейш приведены в таблице ($s = 1, \dots, 5$). Их значения охватывают диапазон от 1 до 10 ч. Для принципиально различных распределений глубин бассейнов I и III периоды T_s соответствующих сейш относительно близки. Они существенно больше периодов баротропных колебаний жидкости в бассейне с распределением глубины вдоль разреза II.

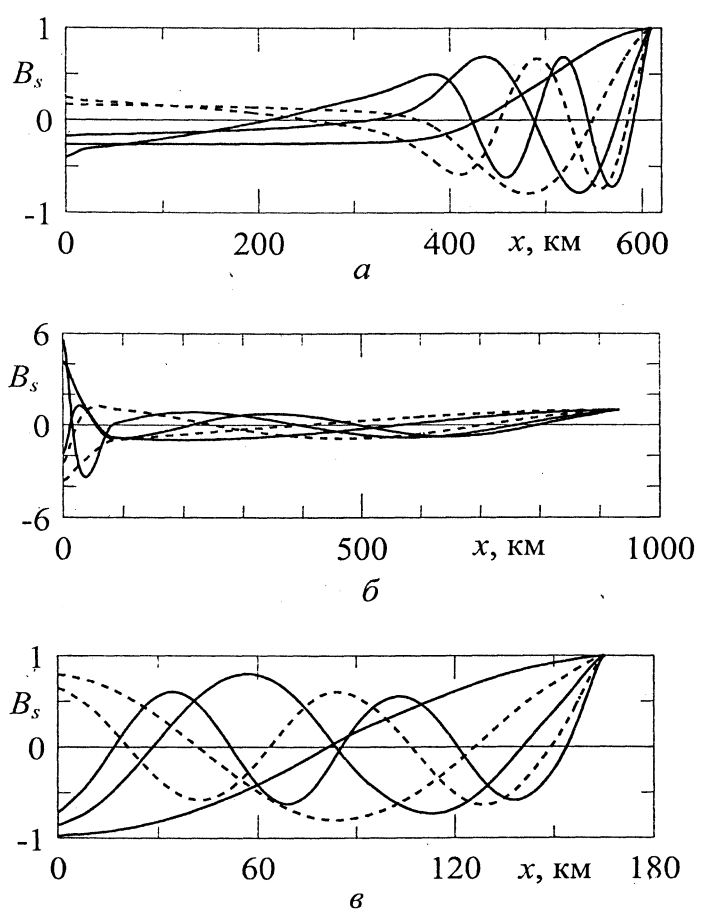
Периоды пяти низших сейш в бассейнах I – III

Бассейн	$T_1, \text{ ч}$	$T_2, \text{ ч}$	$T_3, \text{ ч}$	$T_4, \text{ ч}$	$T_5, \text{ ч}$
I	10,20	4,37	2,75	2,07	1,68
II	4,08	2,84	1,78	1,39	1,15
III	8,95	4,49	3,05	2,29	1,87

Периоды колебаний двумерных баротропных сейш в Черном море, найденные численно, приведены в работе [20]. Первые 10 из них равны 10,9; 7,5; 6,3; 5,5; 4,6; 4,4; 3,7; 3,3; 3,1 и 2,9 ч. Сопоставим их с периодами сейш в одномерных бассейнах. Периоды первой и второй сейш для бассейна I близки к периодам колебаний первой и шестой сейш в двумерном Черноморском бассейне. Периоды колебаний первой и второй сейш для бассейна II наиболее близки к периодам седьмой и десятой двумерных сейш.

Периоды двумерных баротропных сейш в Азовском море (бассейн III) найдены численно в работе [21]. Первые 11 из них равны 27,8; 16,3; 12,5; 10,9; 8,7; 8,2; 7,4; 6,5; 6,1; 5,9 и 5,5 ч. С учетом горизонтальной структуры колебаний уровня моря можно предположить, что одномерная низшая сейша соответствует двумерной сейше с периодом 8,2 ч.

Смещения свободной поверхности жидкости $B_s(x)$ для $s = 1, \dots, 5$ в бассейнах I – III для указанных выше пяти сейш, найденные с использованием формулы (10), показаны на рис. 4. Они нормированы таким образом, что $B_s(l) = 1$. Число узлов сейши совпадает с ее порядковым номером s . Очевидно, что структура сейш взаимосвязана с рельефом дна: амплитуда смещений уровня моря наибольшая в шельфовых зонах. Этот эффект ярко выражен для бассейнов I и II (рис. 4, а, б), поскольку бассейн I характеризуется протяженной мелководной зоной, соответствующей северо-западной части Черного моря, а у бассейна II наименьшие глубины приходятся на его западную часть. Наконец, профиль дна бассейна III близок к зеркально симметричному относительно средней точки $x = l/2$ бассейна (рис. 3), что приводит к квазисимметрии горизонтальной структуры сейш относительно середины бассейна (рис. 4, в).



Р и с. 4. Горизонтальная структура смещений свободной поверхности жидкости для пяти низших сейш: а – для бассейна I; б – II; в – III

Численная процедура расчета вынужденных колебаний жидкости. Для численного решения задачи (3) – (6) на отрезке $0 \leq x \leq l$ использована явно-неявная конечно-разностная схема [22]. Поле скорости в момент времени $t = t_n$ ($n = 0, 1, \dots$) вычисляется в узлах сетки $x = x_i$ ($i = 0, \dots, N$), а смещения свободной поверхности жидкости – в средних точках $x = x_i - \delta/2$ ($i = 1, \dots, N-1$) ячеек. Положим

$$x_i = i\delta \quad (i = 0, \dots, N), \quad t_n = n\tau;$$

$$u_0^n = 0, \quad u_i^n = u(x_i, t_n), \quad u_N^n = 0, \quad \zeta_i^n = \zeta(x_i - \delta/2, t_n) \quad (i = 1, \dots, N-1),$$

где τ – шаг по времени. Глубина бассейна H задается в узлах сетки, а между узлами интерполируется по линейному закону.

Разностный аналог уравнения (3) по явной схеме записывается в виде

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\tau} + u_i^n \frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\delta} + g \frac{\zeta_{i+1}^n - \zeta_i^n}{\delta} = -k \frac{u_i^n |u_i^n|}{D_i^n} - g \frac{\tilde{\zeta}_{i+1}^n - \tilde{\zeta}_i^n}{\delta},$$

или

$$u_i^{n+1} = u_i^n - \frac{1}{2} \beta u_i^n (u_{i+1}^n - u_{i-1}^n) - k\tau \frac{u_i^n |u_i^n|}{D_i^n} - g\beta [(\zeta_{i+1}^n - \zeta_i^n) + (\tilde{\zeta}_{i+1}^n - \tilde{\zeta}_i^n)], \quad (12)$$

где $D_i^n = H_i + 0,5(\zeta_{i+1}^n + \zeta_i^n)$ – полная глубина жидкости в узле $x = x_i$, $\beta = \tau/\delta$, $i = 1, \dots, N-1$. Разностный аналог (4) по неявной схеме имеет вид

$$\frac{\zeta_i^{n+1} - \zeta_i^n}{\tau} = -\frac{1}{\delta} (u_i^{n+1} D_i^n - u_{i-1}^{n+1} D_{i-1}^n),$$

или

$$\zeta_i^{n+1} = \zeta_i^n - \beta (u_i^{n+1} D_i^n - u_{i-1}^{n+1} D_{i-1}^n). \quad (13)$$

В правой части формулы (13) использованы скорости в узлах на временном шаге $n+1$, а смещения свободной поверхности жидкости – на предыдущем шаге n . В соответствии с (5) начальные условия для системы разностных уравнений (12) и (13) записываются в виде

$$u_i^0 = \zeta_i^0 = 0 \quad (i = 0, \dots, N). \quad (14)$$

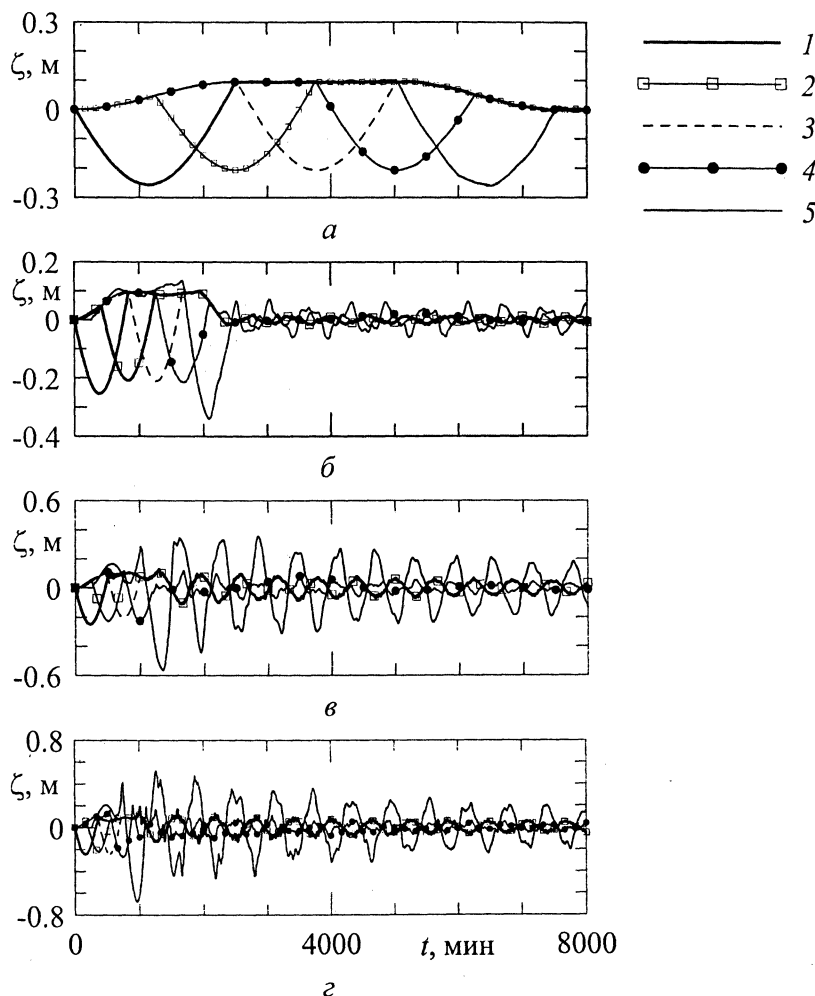
Результаты численного анализа. Анализ отклика колебаний уровня моря в ограниченных бассейнах I, II и III (рис. 3) на изменения барического поля проводился по формулам (12) – (14) для различных скоростей переноса C , горизонтальной протяженности W и интенсивности a_0 барической аномалии. Функция $f(\xi)$, описывающая известное горизонтальное распределение возмущений атмосферного давления (1), задавалась в виде полуволны синусоиды:

$$f = \sin(\pi\xi/W) \quad (-W \leq \xi \leq 0), \quad f = 0 \quad (\xi < -W, \quad \xi > 0). \quad (15)$$

На рис. 5 представлены колебания свободной поверхности в пяти равноотстоящих точках бассейна I при прохождении над ним с различными скоростями области возмущений атмосферного давления. При перемещении области поверхностных давлений от левой боковой границы бассейна к правой возникает неравномерное по акватории и перемещающееся вместе с атмо-

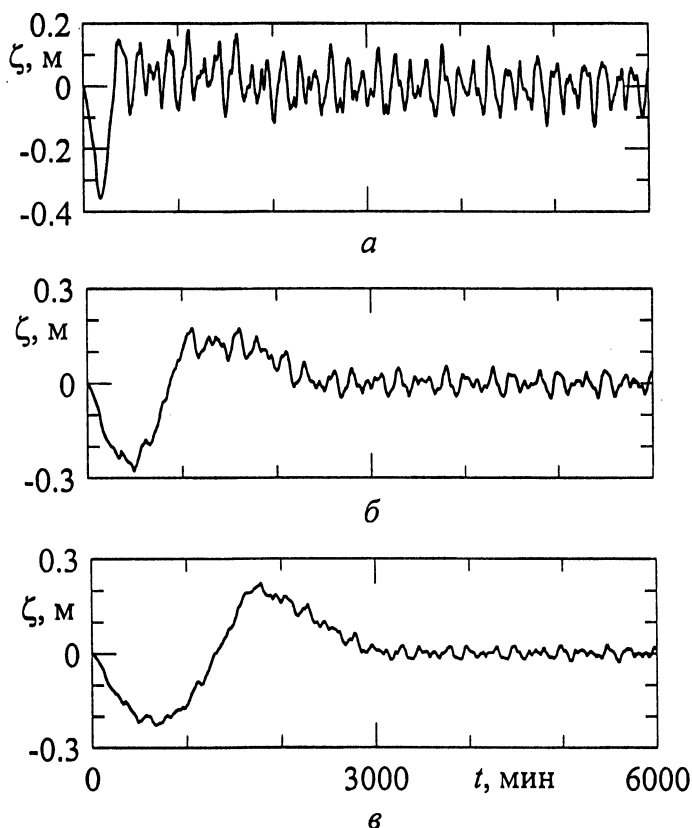
сферным возмущением смещение уровня моря. Оно является трансформированным гидростатическим смещением поверхности жидкости (2) и четко прослеживается при всех скоростях переноса барической аномалии. Отличия от гидростатического прогиба существенны и обусловлены как ограниченностью бассейна, препятствующей излучению волн, так и перемещением зоны поверхностных давлений.

После выхода барической аномалии за пределы бассейна ($t > (l + W)/C$) в нем возникают колебания уровня с периодом $T \approx 9,6$ ч. Колебания поверхности жидкости на правой и левой боковых границах бассейна происходят в противофазе, и это указывает на преобладание низшей (одноузловой) сейши. Амплитуда остаточных колебаний уровня в мелководной части бассейна возрастает при увеличении скорости переноса C барической аномалии (рис. 5) и может превышать в 1,5 и более раз гидростатическую реакцию поверхности моря на пространственно неравномерное внешнее давление (рис. 5, в, г).



Р и с. 5. Колебания свободной поверхности при прохождении над бассейном I барической аномалии ($a_0 = 0,3$ м, $W = 300$ км) со скоростью: а – $C = 2$ м·с⁻¹; б – $C = 6$ м·с⁻¹; в – $C = 10$ м·с⁻¹; г – $C = 14$ м·с⁻¹ (кривые соответствуют точкам бассейна: 1 – $x = 0$; 2 – $x = l/4$; 3 – $x = l/2$; 4 – $x = 3l/4$; 5 – $x = l$)

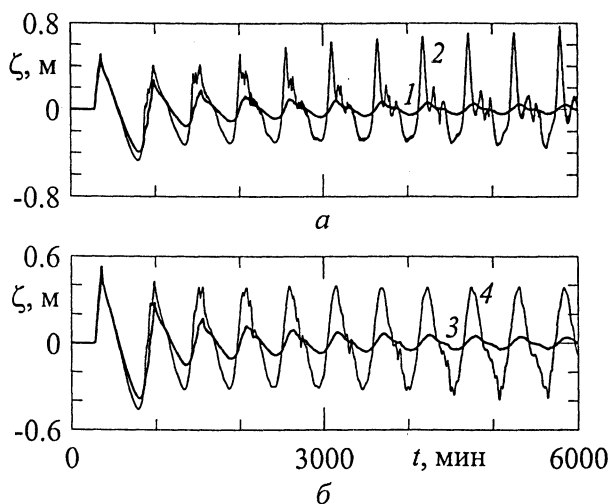
У бассейна II, протяженность которого превышает длину бассейна I, зона наименьших глубин располагается в его левой части. Поэтому наиболее интенсивные колебания, вызванные прохождением барической аномалии, возбуждаются в левой части бассейна, и это вполне согласуется с горизонтальной структурой сейш (рис. 4, б). Глубины бассейна II в левой половине значительно превышают глубины мелководной северо-западной части Черного моря (правая часть бассейна I). Как следствие, амплитуды генерируемых в бассейне II сейш малы (рис. 6) и не превышают чисто гидростатического смещения поверхности моря под областью атмосферного воздействия. По результатам вычислительных экспериментов нелинейность волн и диссипация волновой энергии за счет донного трения слабо влияют на динамику сейш в бассейне II.



Р и с. 6. Колебания уровня моря у левой границы бассейна II при прохождении со скоростью $C = 10 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ барической аномалии ширины $W = 200 \text{ км}$ (а), $W = 600 \text{ км}$ (б), $W = 1000 \text{ км}$ (в) (перепад атмосферного давления в аномалии $a_0 = 0,3 \text{ м}$)

Бассейн III является мелководным по сравнению с бассейнами I и II: его глубина не превышает 13 м. Можно ожидать, что влияние донного трения и нелинейности на сейши в таком бассейне будет более существенным. Это подтверждает рис. 7. Представленные на нем колебания уровня моря у правой границы соответствуют низшей сейше с периодом $T_1 \approx 9 \text{ ч}$. В результате потерь энергии на донное трение колебания жидкости монотонно затухают

вне зависимости от учета (кривая 1) или пренебрежения (кривая 3) нелинейностью модели. Начиная с третьего колебания (рис. 7, а), диссипация уменьшает амплитуду колебаний уровня моря в 3 и более раз.



Р и с. 7. Колебания уровня моря у правой границы бассейна III при прохождении со скоростью $C = 8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ барической аномалии ширины $W = 300 \text{ км}$ с перепадом атмосферного давления $a_0 = 0,3 \text{ м}$: 1 – учет донного трения и нелинейности; 2 – пренебрежение трением, учет нелинейности; 3 – учет трения, пренебрежение нелинейностью; 4 – пренебрежение трением и нелинейностью

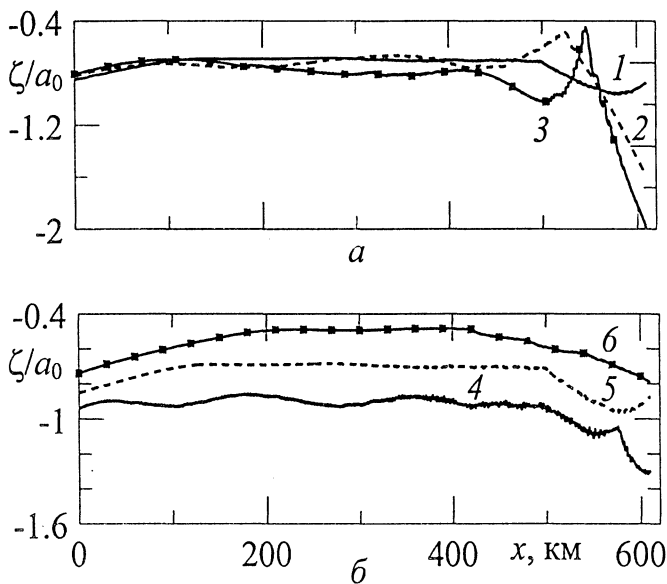
Нелинейность процесса влияет на сейши в значительно меньшей степени, чем донное трение, что следует из сопоставления как кривых 1 и 3, так и кривых 2 и 4 на рис. 7. Нелинейность приводит к асимметрии колебаний, приближая их к пилообразным: подъемы уровня моря происходят быстрее, чем опускания.

Представляет интерес анализ отклонений максимальных смещений уровня моря под движущейся барической аномалией от оценок, полученных с использованием приближения обратного барометра (2) [4, 9]. Отклонения от (2) в точке x зависят от отношения ширины зоны атмосферных возмущений к длине бассейна W/l , скорости переноса барической аномалии C и локальной глубины бассейна $H(x)$. Ограниченность бассейна играет здесь особую роль, поскольку при всех $t \geq 0$ должно выполняться условие сохранения массы жидкости в бассейне $\int_0^l \zeta dx = 0$, а поэтому понижения поверхности жидкости

под горизонтально-неоднородным барическим полем должны сопровождаться локальными поднятиями уровня моря.

Анализ показал, что отклонения от закона обратного барометра наиболее существенны на мелководье, при больших скоростях переноса барической аномалии и отношениях $W/l \approx 0,5$ и более. На рис. 8 даны значения ζ/a_0 в центре барической аномалии, движущейся вдоль бассейна I, для различных скоростей переноса и протяженностей атмосферного воздействия. Если $W/l \leq 0,5$, в глубоководных точках бассейна смещения уровня моря близки к найденным

по приближению обратного барометра при всех скоростях $C \leq 15 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ перемещения барической аномалии (рис. 8, а). Отклонения смещений уровня от приближения (2) существенны у правой границы бассейна, соответствующей мелководной шельфовой зоне Черного моря, и зависят от скорости движения барической аномалии. При заданной скорости переноса зоны поверхностных давлений максимальные отклонения от приближения обратного барометра (2) усиливаются с ростом ширины зоны атмосферных возмущений (рис. 8, б). При $W/l \approx 0,8$ они достигают 52 %. Лучшее выполнение приближения (2) в глубоководных частях (для Адриатического моря) установлено в работе [23] на основе анализа данных наблюдений и численного моделирования.



Р и с. 8. Изменение отношения ζ/a_0 в центре барической аномалии, движущейся вдоль бассейна I, для различных скоростей переноса (рисунок а, $W = 300 \text{ км}$) и протяженностей (рисунок б, $C = 5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$) аномалии при $a_0 = 0,3 \text{ м}$: 1 – $C = 5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 2 – $C = 10 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 3 – $C = 15 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 4 – $W = 100 \text{ км}$; 5 – $W = 300 \text{ км}$; 6 – $W = 500 \text{ км}$

В мелководном бассейне III при ширине барической аномалии 300 км, что почти в 2 раза превышает протяженность бассейна, закон обратного барометра существенно нарушается при всех $C \leq 15 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. При одинаковых параметрах барической аномалии приближение обратного барометра наилучшим образом выполняется для бассейна II.

Усилению отклонений от приближения обратного барометра способствуют также сейши, возбуждаемые движущейся барической аномалией. Частичное соответствие между особенностями отклонений от закона (2) и горизонтальной структурой сейш в океанических бассейнах установлено численно в работе [6].

Выводы. В рамках нелинейной теории длинных волн с учетом квадратичного донного трения рассмотрена плоская задача о генерации баротропных сейш при переносе над ограниченным бассейном области возмущений атмосферного давления. Задача решалась численно методом конечных раз-

стей по явно-неявной схеме. Расчеты выполнены для трех бассейнов переменной глубины, соответствующих прямолинейным сечениям Черного и Азовского морей. Определены периоды и горизонтальная структура пяти низших линейных сейш.

Показано, что при переносе над бассейном барической аномалии в бассейне генерируются баротропные сейши. Колебания уровня моря наиболее интенсивны в мелководных районах бассейнов и в значительной мере определяются низшей (одноузловой) модой колебаний. Сейши имеют тенденцию к усилению с ростом скорости переноса атмосферного возмущения. Зависимость от ширины барической аномалии носит немонотонный характер. В мелководных зонах бассейнов амплитуда колебаний уровня может в несколько раз превышать чисто гидростатическую реакцию поверхности моря.

Рассмотрено влияние на сейши диссипации и нелинейности процесса. Донное трение, параметризованное по квадратичному закону от горизонтальной скорости, приводит к затуханию сейш. Этот эффект является слабым в глубоководных бассейнах, но ярко проявляется в мелководных, в частности, в бассейне, соответствующем меридиональному сечению Азовского моря. В нем амплитуда сейш может убывать в два раза после трех полных колебаний уровня моря.

Влияние нелинейности на сейши в рассмотренных бассейнах по результатам расчетов мало. В наибольшей степени оно проявляется в мелководном бассейне, соответствующем Азовскому морю. Нелинейность вызывает асимметрию колебаний, когда подъемы уровня моря происходят быстрее, чем опускания.

Отклонения от приближения обратного барометра под движущейся барической аномалией обусловлены ограниченностью бассейна и переносом барической аномалии. Первый фактор играет принципиальную роль для зон барических возмущений, ширина которых одного порядка и более длины бассейна. В глубоководных частях бассейнов приближение обратного барометра дает завышенные смещения уровня моря. На мелководье динамическая реакция уровня моря может существенно превышать гидростатические смещения поверхности жидкости в центре барической аномалии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин А. С., Каменкович В. М., Корн В. Г. Изменчивость Мирового океана. -- Л.: Гидрометеиздат, 1974. -- 261 с.
2. Mgaard L. On the generation of baroclinic Rossby waves by meteorological forces // J. Phys. Oceanogr. -- 1977. -- 7, № 3. -- P. 359 -- 364.
3. Frankignoul C., Müller P. Quasi-geostrophic response of an infinite β -plane ocean to stochastic forcing by the atmosphere // Ibid. -- 1979. -- 9, № 1. -- P. 104 -- 127.
4. Ланно С. С. Среднемасштабные динамические процессы океана, возбуждаемые атмосферой. -- М.: Наука, 1979. -- 181 с.
5. Ponte R. M., Salstein D. A., Rosen R. D. Sea level response to pressure forcing in a barotropic numerical model // J. Phys. Oceanogr. -- 1991. -- 21, № 7. -- P. 1043 -- 1057.
6. Ponte R. M. Variability in a homogeneous global ocean forced by barometric pressure // Dyn. Atmos. and Ocean. -- 1993. -- 18, № 3 -- 4. -- P. 209 -- 234.
7. Ponte R. M. Understanding the relation between wind- and pressure-driven sea level variability // J. Geophys. Res. -- 1994. -- 99, № C4. -- P. 8033 -- 8039.

8. Куликов Е. А., Медведев П. П., Ланно С. С. Регистрация из космоса цунами 26 декабря 2004 г. в Индийском океане // Докл. РАН. – 2005. – 401, № 4. – С. 537 – 542.
9. Праудмэн Дж. Динамическая океанография. – М.: Иностран. лит., 1957. – 418 с.
10. Pelinovsky E., Talipova T., Kurkin A. et al. Nonlinear mechanism of tsunami generation by atmospheric disturbances // Natur. Hazar. Earth Syst. Sci. – 2001. – 1. – P. 243 – 250.
11. Доценко С. Ф., Миклашевская Н. А. Трансформация уровня океана под движущейся областью возмущений атмосферного давления // Морской гидрофизический журнал. – 2007. – № 2. – С. 3 – 15.
12. Gomes D., Monserrat S., Tintore J. Pressure-forced seiches of large amplitude in inlets of the Balearic Islands // J. Geophys. Res. – 1993. – 98, № C8. – P. 14437 – 14445.
13. Garcies M., Gomes D., Monserrat S. Pressure-forced seiches of large amplitude in inlets of the Balearic Islands. 2. Observational study // Ibid. – 1996. – 101, № C3. – P. 6453 – 6467.
14. Rabinovich A., Monserrat S. Generation of meteorological tsunami (large amplitude seiches) near the Balearic and Kuril Islands // Natur. Hazar. – 1998. – 18. – P. 27 – 55.
15. De Jong M. P. C., Holthuijen L. H., Battjes J. A. Generation of seiches by cold fronts over the southern North Sea // J. Geophys. Res. – 2003. – 108, № C4. – P. 14 – 19.
16. Еремеев В.Н., Коновалов А.В., Черкесов Л.В. Моделирование длинных баротропных волн в Черном море, вызываемых движущимися барическими возмущениями // Океанология. – 1996. – 36, № 2. – С. 191 – 196.
17. Еремеев В.Н., Коновалов А.В., Манилюк Ю.В., Черкесов Л.В. Моделирование длинных волн в Азовском море, вызываемых прохождением циклонов // Там же. – 2000. – 40, № 5. – С. 658 – 665.
18. Вольцингер Н.Е., Клеванный К.А., Пелиновский Е.Н. Длинноволновая динамика прибрежной зоны. – Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 272 с.
19. Трикоми Ф. Дифференциальные уравнения. – М.: Мир, 1962. – 351 с.
20. Иванов В.А., Манилюк Ю.В., Черкесов Л.В. О сейшах Черного моря // Метеорология и гидрология. – 1996. – № 11. – С. 57 – 63.
21. Иванов В.А., Манилюк Ю.В., Черкесов Л.В. О сейшах Азовского моря // Там же. – 1994. – № 6. – С. 105 – 110.
22. Вольцингер Н.Е., Пясковский Р.В. Основные океанологические задачи теории мелкой воды. – Л.: Гидрометеиздат, 1968. – 300 с.
23. Pasarić M., Pasarić Z., Orlić M. Response of Adriatic sea level to the air pressure and wind forcing at low frequencies (0.01 – 0.1 cpd) // J. Geophys. Res. – 2000. – 105, № C5. – P. 11423 – 11439.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 31.05.06

ABSTRACT Plane problem on generation of barotropic seiches due to the translation of the area of atmospheric pressure disturbances above the bounded basin is considered. The non-linear system of long-wave equations with quadratic bottom friction is solved by the method of finite differences. Calculations are carried out for three basins of variable depth corresponding to the linear sections of the Black Sea and the Sea of Azov. It is shown that translation of a baric anomaly above the basin generates the lowest seiches. Fluid oscillations are most intensive in the basin shallow zones. The seiches tend to increase with the growth of speed of the atmospheric disturbance translation. Dependence on the baric anomaly width is of non-monotonic character. In the shelf zone the amplitude of level oscillations can exceed the sea surface hydrostatic deflection by a few times. Influence of non-linearity on the seiches in the basins under study is not essential.