



УДК 551.46+519.6

*А. В. Щербаков***ЗАВИСИМОСТЬ УСТАНОВИВШЕГОСЯ СОСТОЯНИЯ
ОТ НАЧАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПРИ ЧИСЛЕННОМ
МОДЕЛИРОВАНИИ ГЛОБАЛЬНОГО КЛИМАТА ОКЕАНА**

Исследована чувствительность крупномасштабной численной модели климата Мирового океана (пятиградусная широтно-долготная сетка и 24 уровня по вертикали) к начальным данным по температуре и солености при моделировании установившегося климатического состояния.

Sensitivity of large-scale numerical model of climate of the World Ocean (a five degree latitude-longitudinal grid and 24 levels in the vertical) from initial data on temperature and salinity is investigated in numerical global ocean climate model.

61

Ключевые слова: численная модель, климат океана, установившееся состояние, параметризация конвекции.

Key words: numerical model, climate of the ocean, the established state, convection parameterization.

При численном исследовании долгосрочных изменений климата Земли большое значение имеет адекватное моделирование океанского климата. Численное моделирование бароклинного океана началось с работ А. С. Саркисяна [1; 2], К. Брайена и М. Кокса [3; 4], Г. И. Марчука [5; 6]. Прогресс в численном моделировании климата океана напрямую зависит от прогресса в развитии вычислительной техники. Если первые модельные расчеты проводились с разрешением порядка 5 градусов, то в настоящее время эксперименты могут проводиться по вихререзрешающим моделям Мирового океана с шагом $1/10^\circ$ [7].

Если используется математическая модель, основанная на полных термогидродинамических уравнениях, то даже при грубом пространственном разрешении (3–5 градусов по широте, долготе и 24–30 уровней по вертикали) на современных быстродействующих компьютерах не удастся провести длительный эксперимент на сроки порядка нескольких десятков тысяч лет. Такой большой период интегрирования связан с воспроизведением ледникового цикла длиной 100–120 тысяч лет. Возможный срок интегрирования еще больше уменьшается при использовании «тонких» пространственных сеток, с широтно-долготным шагом от одного градуса и меньше и более 30 уровней по вертикали. При этом в обоих случаях встает вопрос об инициализации, или о начальных данных, для численных моделей. Если это климатические данные наблюдений, то при небольшом времени интегрирования непонятно, что дает модель, кроме сглаживания начальных полей. Кроме того, качество данных наблюдений из-за их недостаточности, особенно на больших глубинах, может сильно повлиять на результат



моделирования. Если же счет начинается с однородных значений по температуре и солености, то, как оказалось [8–10], рассчитанное установившееся климатическое состояние может быть разным при одинаковых атмосферных воздействиях.

Выпишем систему уравнений динамики океана в сферической системе координат, используя традиционные приближения, принятые при моделировании общей циркуляции океана: приближения Буссинеска, гидростатики, несжимаемости морской воды [2; 6]:

$$R_1 u + l v = \frac{g}{a \sin \theta} \frac{\partial \xi}{\partial \lambda} - \frac{g}{\rho_0 \sin \theta} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} dz + \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (1)$$

$$-l u + R_1 v = \frac{g}{a} \frac{\partial \xi}{\partial \theta} - \frac{g}{\rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial \theta} dz + \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{a \sin \theta} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial v \sin \theta}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{u}{a \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \theta} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} + \mu \Delta T, \quad (4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{u}{a \sin \theta} \frac{\partial S}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial S}{\partial \theta} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial S}{\partial z} + \mu \Delta S, \quad (5)$$

$$\rho = f(T, S). \quad (6)$$

Решение системы уравнений (1)–(6) ищется в области Мирового океана со следующими граничными условиями.

На поверхности океана при $z = 0$:

$$v \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\tau_\lambda}{\rho_0}, \quad v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\tau_\theta}{\rho_0}, \quad w = 0, \quad (7)$$

$$T = T^*(t, \lambda, \theta, 0), \quad S = S^*(t, \lambda, \theta, 0). \quad (8)$$

На дне океана при $z = H(\lambda, \theta)$:

$$v \frac{\partial u}{\partial z} = -R_2 \int_0^H u dz, \quad v \frac{\partial v}{\partial z} = -R_2 \int_0^H v dz, \quad w = \frac{u}{a \sin \theta} \frac{\partial H}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad (9)$$

$$k \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad k \frac{\partial S}{\partial z} = 0. \quad (10)$$

На боковой поверхности Γ :

$$\mu \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \quad \mu \frac{\partial S}{\partial n} = 0, \quad u_n = 0. \quad (11)$$

В начальный момент времени

$$t = 0: \quad T = T^0, \quad S = S^0. \quad (12)$$

Здесь использованы традиционные обозначения: u, v, w — компоненты вектора скорости по координатам λ, θ, z , где λ — долгота, θ — ко-



широта, то есть дополнение широты до 90° , и ось z направлена вертикально вниз; t – время; ρ_0, ρ – среднее значение и аномалия плотности; $z = \xi(\lambda, \theta)$ – уровенная поверхность океана; $R_1 u, R_1 v$ – параметризация горизонтальной турбулентной вязкости; ν – коэффициент вертикальной турбулентной вязкости; k, μ – коэффициенты вертикальной и горизонтальной турбулентной диффузии тепла и соли; $l = 2\omega \cos \theta$ – параметр Кориолиса; a, ω, g – соответственно радиус, угловая скорость и ускорение силы тяжести Земли; $\tau_\lambda(t, \lambda, \theta), \tau_\theta(t, \lambda, \theta)$ – известные напряжения трения ветра; $T^*(t, \lambda, \theta, 0), S^*(t, \lambda, \theta, 0)$ – сезонно изменяющиеся на поверхности океана данные по температуре и солености из атласа Левитуса [11], осредненные по пятиградусным трапециям; R_2 – коэффициент трения о дно; n – нормаль к боковой поверхности Γ ; $\rho = f(T, S)$ – уравнение состояния для вычисления плотности по температуре и солености; Δ – лапласиан в сферической системе координат. Значения коэффициентов турбулентного обмена и диффузии, входящие в уравнения, следующие:

$$\nu = 75 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}, k = 0,2 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}, \mu = 75 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}, R_1 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}, R_2 = 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}.$$

Метод решения системы (1–12) и некоторые результаты моделирования глобального океанского климата подробно описаны в [12–15].

В таблице 1 и на рисунках 1–2 приведены результаты 12 численных экспериментов на модели (1–12) по восстановлению крупномасштабного климата Мирового океана с одинаковыми параметрами, но с разными начальными данными по температуре и солености. Продолжительность всех экспериментов 15 тыс. лет, хотя в большей части экспериментов установление или достижение равновесного состояния происходило за время около 5 тыс. лет. После этого средние параметры температура осциллируют в 3–4-м знаке после запятой, а средней солености – в 6–7-м знаке.

Таблица 1

Начальные и конечные параметры численных экспериментов

№	T^0	S^0	\overline{ACC}^{st}	\overline{S}^{st}	\overline{T}^{st}
1	3,62	34,73	92,21917	34,44198	3,691924
2	3,62	30,0	92,19902	34,44216	3,691821
3	10,0	34,73	92,22497	34,442	3,692144
4	3,62	37,0	100,4131	34,70116	5,397697
5	0,0	34,73	100,4029	34,70248	5,413858
6	$T^*(0, \lambda, \theta, z)$	$S^*(0, \lambda, \theta, z)$	92,18927	34,44217	3,691723
7	3,62	34,8	92,19827	34,44216	3,691886
8	3,62	34,9	92,17819	34,44204	3,691948
9	3,62	35,0	100,5069	34,71858	5,498037
10	3,62	34,95	90,78172	34,79423	5,727715
11	$\overline{T^*}(z)$	$\overline{S^*}(z)$	100,4355	34,70121	5,398584
12	8,0	30,0	91,04007	34,7971	5,761767

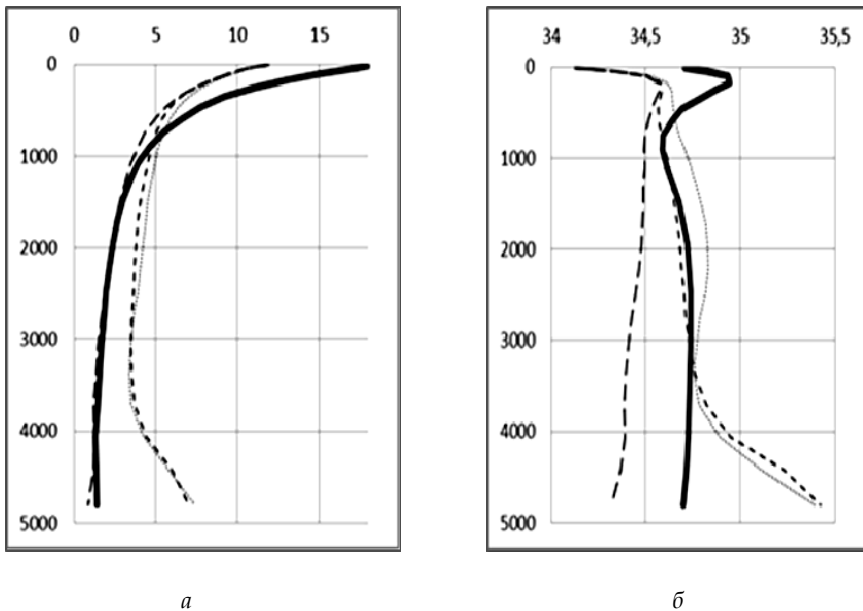


Рис. 1. Горизонтально осредненные вертикальные профили температуры (а) и солёности (б) в сравнении с данными наблюдений (жирная линия): длинный пунктир — в первом состоянии (эксперименты №1, 2, 3, 6, 7, 8); короткий пунктир — во втором состоянии эксперименты № 4, 5, 9, 11); точечная кривая — в третьем состоянии (эксперименты №6, 12)

Первый эксперимент, назовем его «базовый», начинался со средней температуры и солёности Мирового океана. Надо заметить, что с этими же начальными данными ранее проводились все расчеты по этой модели в [12–15]. Горизонтально осредненный вертикальный профиль температуры достаточно реалистичен в слое от 1000 м до дна океана (рис. 1). Но главный термоклин получился более холодным и весь океан менее солёный, чем должен быть. Зонально-осредненное распределение тепла и соли на меридиональной плоскости удовлетворительно совпадает с данными наблюдений (рис. 2).

Эксперимент №2 с начальной слабосоленой водой дал точно такое же установившееся состояние. Эксперимент №3 с теплой и среднесоленой водой также привел к тому же установившемуся состоянию. А вот эксперимент №4 с начальной высокосоленой водой привел уже к другому установившемуся состоянию глобального климата, которое характеризуется существенно более теплой и более солёной водой (рис. 1 и 2). Такое состояние получилось и в следующем эксперименте №5, который был начат с холодной среднесоленой воды. Таким образом, модель воспроизводит два разных климатических состояния Мирового океана.

Эксперимент №6 был начат с заданных трехмерных полей температуры и солёности по данным наблюдений, взятых из атласа Левитуса [11]. Результат совпал с «базовым» экспериментом.

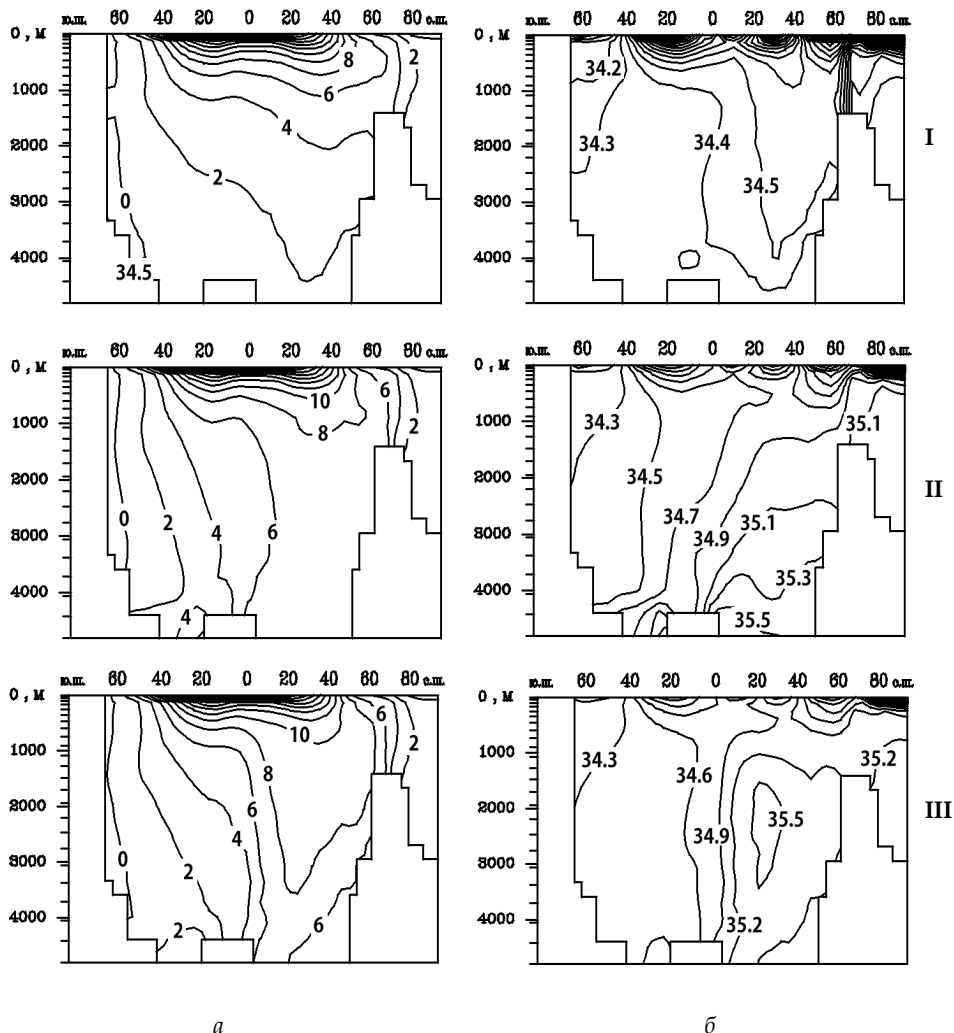


Рис. 2. Зонально-средние распределения температуры (а) и солёности (б), полученные после установления: состояния 1 (I), состояния 2 (II), состояния 3 (III)

Далее была предпринята попытка осуществить плавный переход из первого состояния во второе, начиная со средней температуры и постепенно увеличивая начальную солёность (эксперименты №7–9). Эксперименты №7 и 8 совпали с «базовым» вариантом (это первое состояние), а результат эксперимента №9 совпал с вариантами №4–5, то есть со вторым состоянием. Значит, скачок произошел при изменении начальных значений солёности от 34,9 до 35,0. Был проведен эксперимент №10 с промежуточным значением начальной солёности 34,95, который дал еще одно, третье состояние, которое характеризуется завышенными значениями средней температуры и большой средней солёностью (рис. 1 и 2).

На рисунке 1 все результаты, отнесенные к первому состоянию (длинный пунктир), совпадают между собой с точностью до сотых долей процента по средней солёности и средней температуре, а также по



средним значениям расхода Антарктического циркумполярного течения, которые видны и из таблицы 1.

Во втором состоянии (короткий пиктир) в слое от 800 до 3200 м моделируемая соленость близка к данным наблюдений, но глубже она существенно превышает наблюдаемые данные. Вертикальный профиль температуры в этом состоянии показывает практически во всей толще океана существенно более теплую воду в слое от 500 до 4000 м и нереально теплую (до 7 градусов) глубже 4000 м. То же самое видно и на рисунке 2.

Наконец, третье состояние (кривые обозначенные точками) близко ко второму, но соленость в слое от 500 до 3000 м стала еще больше и сформировался локальный максимум на глубине 2500 м в северном полушарии (рис. 2).

Интересно, что в эксперименте №11, где счет начался с горизонтально однородных вертикально стратифицированных температуры и солености, заданных по данным наблюдений, получилось второе состояние. Тогда как вариант №12 «суперлегкий океан» в терминологии [9] привел к третьему состоянию.

Причина этих разных состояний связана с используемой в модели параметризации конвективного перемешивания, которая допускает в начале счета проникновение соленых и теплых поверхностных вод на большие глубины, вплоть до дна, а далее как бы консервирует их там, не позволяя им трансформироваться.

Аналогичные результаты, полученные в [8; 9], также связываются с параметризацией нелинейных процессов глубокой конвекции.

Список литературы

1. Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Л., 1966.
2. Саркисян А. С. Численный анализ и прогноз морских течений. Л., 1977.
3. Brayn K. A numerical method for the study of the circulation of the world ocean // J. Comput. Phys. 1968. N 3. P. 347–376.
4. Brayn K., Cox M. D. A nonlinear model of an ocean driven by wind and differential heating: Part I and II // J. Atmos. Sci. N 25. P. 945–978.
5. Марчук Г. И. Об уравнениях динамики бароклинного океана // ДАН СССР. 1967. Т. 173, №6. С. 1317–1320.
6. Марчук Г. И. Численное решение задач динамики атмосферы и океана. Л., 1974.
7. Ibrayev R. A. et al. Eddy-resolving $1/10^\circ$ model of the World Ocean // Izvestiya RAS. Atmospheric and Oceanic Physics. 2012. 48(1). P. 37–46.
8. Zalesny V. B. Variability and equilibrium states of the World ocean circulation // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 1997. Vol. 12, N 6. P. 547–567.
9. Marchuk G., Schröter J., Zalesny V. Numerical study of the global ocean equilibrium circulation // Russian Journal of Numerical Analysis and Mathematical Modelling. 2003. Vol 18, N 4. P. 307–336.
10. Залесный В. Б., Ивченко В. И. Влияние аномальных режимов южного океана на динамику экваториальных вод // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41, №3. С. 1–19.
11. Levitus S. World Ocean Atlas. CD-ROM Data Set: U. S. Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, National Environmental



Satellite Data and Information Service, National Oceanographic Data Center, Ocean Climate Laboratory, 1994.

12. Щербаков А. В., Малахова В. В. Численное моделирование глобального климата океана. Новосибирск, 2008.

13. Щербаков А. В., Малахова В. В. Влияние величины шага по времени на результаты численного моделирования глобального океанского климата // Сибирский журнал вычислительной математики. 2011. №14. С. 215–230.

14. Щербаков А. В., Малахова В. В. Изучение влияния пространственного разрешения на время установления задачи при численном моделировании глобального климата океана // Вычислительные технологии. 2011. Т. 16, №5. С. 113–126.

15. Щербаков А. В., Малахова В. В. Моделирование отклика океана на изменение термохалинного состояния поверхностных вод с временным масштабом ледникового периода // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24, №8. С. 722–725.

Об авторе

Александр Валентинович Щербаков – канд. физ.-мат. наук, доц., Балтийский федеральный университет им. И. Канта.

E-mail: ALShcherbakov@kantiana.ru.

Author

Dr Aleksandr Scherbakov – associate professor, I. Kant Baltic Federal University.

E-mail: ALShcherbakov@kantiana.ru.