Сигма-модель глобальной циркуляции океана и ее чувствительность к вариациям напряжения трения ветра

Н. А. Дианский, А. В. Багно, В. Б. Залесный
Институт вычислительной математики РАН

Опубликовано в журнале "Известия РАН. Физика атмосферы и океана". 2002. Т. 38, № 4, С. 537-556.

Аннотация

Приводится краткое описание модели общей циркуляции океана, разработанной в Институте вычислительной математики РАН. Модель основана на полной системе нелинейных (примитивных) уравнений гидротермодинамики океана в приближении Буссинеска, записанных в сферической σ-системе координат. Главная особенность модели состоит в том, что при ее численной реализации используется метод расщепления по физическим процессам и пространственным координатам. Это дает возможность использовать эффективные неявные алгоритмы. Проводится анализ и сравнение с наблюдениями среднегодового режима, полученного при интегрировании модели на 121 год с реалистичным заданием климатического годового хода атмосферного воздействия, взятого из данных реанализа NCEP. Показано, что модельные распределения океанической циркуляции и термохалинных полей в целом соответствуют данным наблюдений и хорошо согласуются с расчетами по другим моделям. Исследована чувствительность глобальной термохалинной циркуляции к изменениям напряжения трения ветра. Для этого проведено сравнение результатов двух экспериментов с разными напряжениями трения ветра, взятыми из данных реанализов NCEP и ECMWF. Изучен отклик океана на это изменение ветра в термохалинной структуре и циркуляции океана, который, в свою очередь, приводит к заметным изменениям меридиональных переносов тепла и пресной воды, важных с точки зрения формирования климата.

1 Введение

Результаты ряда работ говорят о том, что механизм формирования 10-100-летней климатической изменчивости связан с глобальной океанической термохалинной циркуляцией: конвективно-динамическими процессами, обусловленными изменениями, протекающими в цепочке температура–соленость–плотность–динамика [1]. Однако и на меньших межгодовых и внутригодовых масштабах процессы взаимодействия атмосферы и океана необходимо учитывать при изучении формирования климатических изменений.

Таким образом при создании модели климата Земли, способной описывать основные параметры климатических изменений, создание численной модели крупномасштабной динамики глобального океана становится необходимой задачей. Эта модель и глобальная модель общей циркуляции атмосферы должны служить основными блоками модели общей климатической системы Земли. При этом необходимым условием сопряжения атмосферного и океанического блоков в совместной модели без искусственной коррекции потоков на границе атмосфера–океан служит требование адекватного описания ими средне климатических (близких к равновесным) режимов крупномасштабной циркуляции как атмосферы, так и океана.

В последние годы в Институте вычислительной математики РАН разработан комплекс моделей общей циркуляции атмосферы и океана, на базе которых проводятся исследования различных аспектов проблемы глобальных изменений климата [2, 3]. Основу этого комплекса составляют модели общей циркуляции атмосферы [4] и океана [5, 6]. Цель данной статьи - дать краткое описание глобальной модели океана, используемой в совместной модели климата, и привести результаты моделирования циркуляции океана, сформированной при заданном климатическом сезонном ходе атмосферного воздействия.

Работа по настройке параметров модели океана, с целью получения адекватного модельного климата, является необходимой перед включением модели океана в совместную модель климата. Так, модель общей циркуляции океана Национального центра атмосферных исследований (NCAR), созданная на основе версий модели MOM (Modular Ocean Model) [7], неоднократно проходила тестирование и использовалась для изучения климатической циркуляции Мирового океана [8, 9], прежде чем была включена в модель климатической системы (Climate System Model) NCAR [10].

В настоящее время известен ряд численных моделей крупномасштабной циркуляции Мирового океана (см., например, [11, 8, 9], а также обзор [12]), на основе которых проводятся исследования глобальной термохалинной циркуляции. По своей физической структуре различные модели крупномасштабной циркуляции Мирового океана близки друг к другу. Наша модель относится к так называемому классу сигма-моделей океана. В ней в качестве вертикальной переменной используется безразмерная переменная $\sigma \in [0, 1]$, задаваемая с помощью соотношения

$$\sigma = z/H, \tag{1}$$

где H – полная глубина океана, а z– физическая вертикальная координата по глубине. Преимущество данной системы координат состоит в возможности "гладкого"представления топографии дна и хорошего описания течений в глубоких слоях океана, на континентальном шельфе и склоне.

При решении задач исследования долгопериодной динамики океана все модели используют невысокое пространственное разрешение с шагом около 2-5 градусов по горизонтали и 10-40 уровнями по вертикали. Это связано с тем, что для анализа квазиравновесной циркуляции необходимо проводить расчеты на весьма большой срок – сотни и тысячи лет. Следует отметить, что эти же модели иногда реализуются и при более высоком разрешении, если длительного интегрирования по времени не требуется.

Использование моделей позволяет проводить исследования чувствительности океанических процессов к малым возмущениям внешнего воздействия. Эти исследования могут улучшить понимание изменчивости климата Земли. В работе [8] изучается чувствительность модельной глобальной циркуляции океана к изменению потоков тепла и пресной воды на поверхности океана. В отличие от цитируемой, наша работа направлена на изучение чувствительности термохалинной циркуляции океана к изменениям трения ветра на поверхности океана, при неизменных условиях для температуры и солености.

В следующих разделах статьи приводятся описания основных особенностей модели и постановки численных экспериментов. Оценивается адекватность представленной модели Мирового океана климатическим наблюдениям, проводится сравнение с результатами расчетов по другим моделям и оценивается чувствительность модели к малым изменениям трения ветра. Мы ограничимся рассмотрением лишь среднегодовых характеристик и не будем останавливаться на изучении сезонного цикла, присутствующего в модели, поскольку это выходит за рамки настоящего исследования.

В конце статьи проводится обсуждение полученных результатов и приводятся выводы относительно некоторых аспектов моделирования динамики океана.

2 Описание модели и ее особенностей

В данной работе используется одна из версий модели общей циркуляции океана, разработанной в Институте вычислительной математики [5, 13, 14, 6, 15]. Модель основывается на примитивных уравнениях океана в приближениях Буссинеска, гидростатики и "твердой крышки записанных в сферической σ–системе координат. Прогностическими переменными модели служат горизонтальные компоненты вектора скорости, потенциальная температура и соленость. Использовано уравнение состояния, учитывающее сжимаемость воды, специально предназначенное для моделей циркуляции океана [16].

Главная особенность модели, которая отличает ее от хорошо известных моделей океана таких как z-координатной Modular Ocean Model [7], основанной на пионерских работах [17, 18, 19], или σ-координатной Prinston Ocean Model [20], а также других (см., например, обзор [12]), заключается в том, что при численной реализации в нашей модели используется метод расщепления [21] по физическим процессам и пространственным координатам. Для этого уравнения гидротермодинамики океана записываются в специальной, симметризованной форме. Она позволяет представить оператор дифференциальной задачи в виде суммы более простых операторов, каждый из которых является неотрицательным в норме, определяемой законом сохранения полной энергии. Это дает возможность расщепить оператор полной задачи на ряд более простых [21] и построить пространственные аппроксимации соответствующих групп слагаемых (в разных уравнениях) так, чтобы "энергетическому"соотношению (закону сохранения), выполняющемуся для исходной дифференциальной задачи, удовлетворяли все расщепленные дискретные задачи. Данный прием во многом устраняет сложность аппроксимации слагаемых, содержащих градиенты давления, плотности и рельефа дна в уравнениях движения, записанных в σ-системе координат. Условие твердой крышки позволяет ввести функцию тока для плоской (баротропной) циркуляции, хотя возможно и использование другого подхода, связанного с расчетом уровня океана, как это сделано в работах [22] или [23]. При этом метод расщепления позволяет вводить функцию тока только на промежуточном этапе расщепления (этапе адаптации), на котором уравнение для функции тока является линейным [5].

Для полученных более простых эволюционных уравнений строятся разностные аппроксимации по геометрическим координатам и времени. В данной версии модели используются разнесенные пространственные аппроксимации на сетке "B" [24]. Метод расщепления позволяет эффективно реализовывать неявные схемы интегрирования по времени для уравнений переноса-диффузии субстанций (используется аппроксимация Кранка-Николсон для процессов переноса и неявная для диффузии и вязкости второго порядка). При интегрировании уравнения для функции тока используется итерационный метод верхней блочной релаксации (см., например, [21]). В задаче геострофического приспособления кориолисовы члены также аппроксимированы неявно. Использование неявных методов интегрирования по времени позволяет применять в модели временные шаги в несколько раз большие, чем в моделях общей циркуляции океана, основанных на явных схемах (с аналогичными пространственным разрешением и коэффициентами вязкости и диффузии). Это дает существенное увеличение быстродействия модели, что особенно важно при больших временах интегрирования, например для достижения квазиравновесного состояния.

В данной версии модели в дополнение к параметризации горизонтальной вязкости с помощью оператора 2-го порядка предусмотрена возможность использования оператора 4-го порядка с явной аппроксимацией по времени. Использование здесь явной аппроксимации не существенно ограничивает выбор шага по времени. Это, в частности, связано с использованием различных значений коэффициентов вязкости в меридиональном и зональном направлениях, при которых выполняется условие устойчивости для широкого диапазона временны́х шагов. Ниже мы будем использовать термин *боковой* диффузии или вязкости для обозначения процессов, протекающих вдоль некоторых поверхностей, отличных от вертикальных. Если не оговорено особо, то этот термин будет относится к поверхностям, задаваемым постоянным значением вертикальной σ-координаты, которые следуют изменению топографии дна океана и, следовательно, отличаются от горизонтальных поверхностей.

В отличие от ранних работ [5, 13, 14, 6], с целью более физического описания процессов динамики океана оператор боковой диффузии второго порядка для тепла и соли представлен в форме, эквивалентной горизонтальной диффузии в обычной z-системе координат.

В уравнениях движения сохранен обычный (для σ-моделей) вид боковой вязкости действующей вдоль σ-поверхностей. Это связано с тем, что за исключением узкой приэкваториальной области, течения в океане хорошо удовлетворяют приближению квазигеострофики. Они согласованы с пространственным распределением плотности, определяемым полями температуры и солености. В связи с этим вид оператора крупномасштабной турбулентной диффузии более важен в модели общей циркуляции океана по сравнению с оператором, описывающим крупномасштабную турбулентную вязкость.

Используемая в модели горизонтальная диффузия второго порядка для некоторой субстанции T (например, температуры или солености) в сферической σ-системе координат может быть выписана в форме, похожей на приближенную форму изопикнической диффузии, приведенную в работах [25, 26, 27] в пренебрежении членами второго порядка малости:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{H} div(\mathbf{K} H grad\, T) , \tag{2}$$

где λ – географическая долгота, ϑ– географическая широта; $m = n/\cos\vartheta,\ n = 1/a$ – коэффициенты сферичности, a – радиус Земли. В нашей системе координат операторы градиента и дивергенции имеют вид:

$$grad = \left(m\frac{\partial}{\partial\lambda} , n\frac{\partial}{\partial\vartheta} , \frac{1}{H}\frac{\partial}{\partial\sigma} \right),\ div = \left(m\frac{\partial}{\partial\lambda} , m\frac{\partial}{\partial\vartheta}\frac{n}{m} , \frac{1}{H}\frac{\partial}{\partial\sigma} \right). \tag{3}$$

Оператор поворота $\mathbf{K}$ представляет собой тензор второго порядка, включающий в себя коэффициенты диффузии A_λ и A_ϑ в меридиональном и зональном направлениях. Элементы $\mathbf{K}$ связаны с наклонами σ поверхностей, обусловленными наклонами дна:

$$
\mathbf{K} = \begin{pmatrix} A_\lambda & 0 & -A_\lambda m\sigma \dfrac{\partial H}{\partial \lambda} \\ 0 & A_\vartheta & -A_\vartheta n\sigma \dfrac{\partial H}{\partial \vartheta} \\ -A_\lambda m\sigma \dfrac{\partial H}{\partial \lambda} & -A_\vartheta n\sigma \dfrac{\partial H}{\partial \vartheta} & A_\lambda \left(m\sigma \dfrac{\partial H}{\partial \lambda} \right)^2 + A_\vartheta \left(n\sigma \dfrac{\partial H}{\partial \vartheta} \right)^2 \end{pmatrix}. \tag{4}
$$

Следует отметить, что (2), (3) и (4) представляют собой точную форму преобразования оператора горизонтальной диффузии из z- в σ-систему координат. Пространственная дискретизация (2) выполнена таким образом, что все требования к такого рода диффузии, введенные в [28, 29], с учетом гладкости σ поверхностей автоматически выполняются.

Представляемая версия модели Мирового океана имеет пространственное разрешение $2.5° \times 2°$ (по долготе и широте) и 33 неравномерных уровней по вертикали. Последние в σ-системе координат задаются с помощью эмпирической формулы:

$$
\sigma_k = 1.92^{(k/K)^{2.718}} + 0.08(k/K) - 1.0,
$$

где $k = 1, 2, ..., K$ - номер уровня. Неравномерное распределение уровней, задаваемое этой формулой таково, что при глубине океана в 3500 м и количестве уровней, равном 33, верхний слой глубиной 150 м содержит 9 уровней. Модельные уровни сосредоточены в верхнем слое для лучшего отражения стратификации и процессов перемешивания в нем, а также структуры экваториальных, поверхностных и подповерхностных течений.

Модельная область охватывает весь Мировой океан, простираясь по широте от берегов Антарктиды до 89°N. Точка Северного полюса выкалывается. При используемом сеточном разрешении это выражается в том, что в окрестности Северного полюса располагается искусственный круглый остров с радиусом в 111 км. Модельная область включает в себя также следующие острова: Австралию, Антарктиду, Исландию, Кубу, Мадагаскар, Новую Зеландию, Шпицберген и Японию. На твердых границах Евразии, Африки, Северной и Южной Америк, объединенных в один континент, задается нулевое значение функции тока. На контурах вышеназванных островов значения функции тока рассчитываются по методике, изложенной в [30]. Для бароклинных составляющих скорости на твердых границах ставится условие прилипания, а для температуры и солености ставятся условия отсутствия потоков.

Используемое пространственное разрешение не позволяет в полном объеме рассчитывать обмены через Берингов и Гибралтарский проливы, важные с точки зрения циркуляции в северной части Тихого океана и Атлантики. Поэтому в модели обмены теплом и солью через эти проливы осуществляются только за счет боковой диффузии, что, однако, позволяет существенно улучшить распределение температуры и солености в этих акваториях.

При длительном интегрировании модели необходимо учитывать сток основных рек, влияющих на распределение солености. В данной версии модели такой учет введен простым образом: в районах впадения основных рек модельные значения солености на каждом шаге интегрирования задаются по данным наблюдения Левитуса [31] по всей глубине. Таким способом произведен учет стоков основных сибирских рек (Енисей, Лена и Обь), а также Амазонки, Брахмапутры, Ганга и Инда, дающих значительный вклад в распределение солености в близких к ним регионах. Кроме того, таким же образом проводится учет вкладов обменов соленостью с Красным морем и Персидским заливом в распределение солености в Аравийском море.

Топография дна Мирового океана взята из пяти минутного массива данных ETOPO5. Модельная глубина на нашей сетке была ограничена минимальной величиной в 150 м и сглажена с помощью нелинейной фильтрации. Это необходимо для σ-модели океана, поскольку здесь используется преобразование вертикальной координаты (1), и следовательно, функция $H(\lambda, \vartheta)$ должна быть отличной от нуля и достаточно гладкой на выбранной пространственной сетке. На дне океана ставилось условие отсутствия трения для скорости и изолированности для тепла и соли (условия равенства нулю нормальных производных для всех этих переменных).

В численных экспериментах коэффициенты горизонтальной диффузии для температуры T и солености S брались одинаковыми. В меридиональном направлении A_ϑ задается как функция широты и глубины:

$$A_\vartheta = A\left[0.2 + 0.8\exp(-\frac{\sigma H}{D})\right]\left[0.5 + 0.5(\cos\vartheta)^{10}\right], \tag{5}$$

где $A = 1.5\times 10^3$м^{2}с$^{-1}$ – максимальная величина, которую A_ϑ достигает на поверхности океана и экваторе одновременно. $D = 300$ м – параметр экспоненциального затухания по глубине; на глубинах больше этой величины коэффициент диффузии стремится к 1/5 части от своего максимального значения на поверхности океана. Степень 10 от косинуса широты выбрана так, что максимальное значение коэффициент диффузии принимает на экваторе, плавно уменьшаясь до половины величины на расстоянии 30° от него и оставаясь далее практически неизменным по направлению к высоким широтам. Такой способ задания коэффициентов диффузии связан с тем, что наибольших значений скорость и завихренность достигают в приэкваториальной области. Поэтому значения коэффициентов крупномасштабной диффузии, параметризующей подсеточную мезомасштабную вихревую активность, этой области повышаются.

Коэффициент диффузии в зональном направлении A_λ выбирается в виде:

$$A_\lambda = A_\vartheta \Delta\lambda \cos(\vartheta)/\Delta\vartheta,$$

где $\Delta\lambda$ и $\Delta\vartheta$ – шаги пространственной сетки в соответствующих направлениях. Согласно этой формуле A_λ уменьшается по отношению к A_ϑ пропорционально уменьшению шага сетки вдоль меридиана с увеличением абсолютного значения широты.

Коэффициенты боковой вязкости второго порядка в меридиональном и зональном направлениях выбирались похожим образом, как и коэффициенты диффузии, но без уменьшения по глубине. В данной версии модели вязкость второго порядка играет вспомогательную роль. Величина коэффициента вязкости в меридиональном направлении задается малым фоновым значением, не превышающим 2 м^{2}с$^{-1}$. Основную нагрузку по подавлению численного шума в поле горизонтальной скорости $\vec{u}$ – несет вязкость четвертого порядка вида:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{1}{H^2}\left(m\frac{\partial}{\partial\lambda}B_\lambda^{1/2}Hm\frac{\partial}{\partial\lambda} + n\frac{\partial}{\partial\vartheta}B_\vartheta^{1/2}Hm\frac{\partial}{\partial\vartheta}\frac{n}{m}\right)^2\vec{u}, \tag{6}$$

с постоянным значением коэффициента в меридиональном направлении $B_\vartheta = 5.0\times 10^{14}$м^{4}с$^{-1}$ и с переменным в зональном направлении:

$$B_\lambda = B_\vartheta(\Delta\lambda\cos(\vartheta)/\Delta\vartheta)^4.$$

При данных параметрах условие устойчивости заведомо удовлетворяется при используемом в модели шести часовом шаге интегрирования по времени.

Коэффициенты вертикальных вязкости и диффузии выбирались согласно параметризации Пакановского и Филандера [32] как функции числа Ричардсона Ri. Коэффициент вязкости увеличивался от 15×10^{-4}м^{2}с$^{-1}$ до 90×10^{-4}м^{2}с$^{-1}$, а диффузии – с фонового значения 0.15×10^{-4}м^{2}с$^{-1}$ до 50.15×10^{-4}м^{2}с$^{-1}$ с уменьшением Ri от больших величин до нуля. Чтобы избежать возможных ситуаций "выклинивания"вертикальных профилей температуры и солености в приповерхностном слое океана, в верхнем 15-и метровом слое к коэффициенту диффузии добавлялась величина 1×10^{-4}м^{2}с$^{-1}$. В случае неустойчивой стратификации, когда Ri< 0, коэффициент вертикальной диффузии увеличивался до значения 500×10^{-4}м^{2}с$^{-1}$, а коэффициент вязкости брался равным 90×10^{-4}м^{2}с$^{-1}$ (как для случая максимальной сдвиговой неустойчивости).

При приближении к Северному полюсу в модели возникает численный шум. Чтобы не уменьшать временной шаг, прогностические переменные модели – температура, соленость и компоненты горизонтальной скорости – сглаживались вдоль кругов параллелей выше 79°N с помощью трех точечного весового фильтра Нансена.

Быстродействие программной реализации модели на FORTRAN 90 для выбранной сеточной области размерностью $148 \times 88 \times 33$ при шаге 6 час. составляет приблизительно 12 мин. процессорного времени на один месяц модельного времени при расчетах на рабочей станции COMPAQ с тактовой частотой 650 Мгц.

3 Условия на поверхности океана и описание экспериментов

Атмосферное воздействие на океан рассчитывалось по данным реанализа NCEP [33]. Мы использовали среднемесячные климатические значения полей метеохарактеристик, рассчитанных за период с января 1982 г. по декабрь 1994 г. Все поля связанные с потоками тепла и пресной воды интерполировались на модельную "В" -сетку, в узлы расположения температуры и солености. На поверхности океана для температуры и солености задавались краевые условия второго рода в виде потоков тепла Q и пресной воды F следующего вида:

$$\begin{aligned} Q &= Q_{sen} + Q_{lat} + Q_{lw} + 0.6Q_{sw} + \Gamma_Q(T_L - T_1), \\ F &= P - E - \Gamma_F(S_L - S_1). \end{aligned} \tag{7}$$

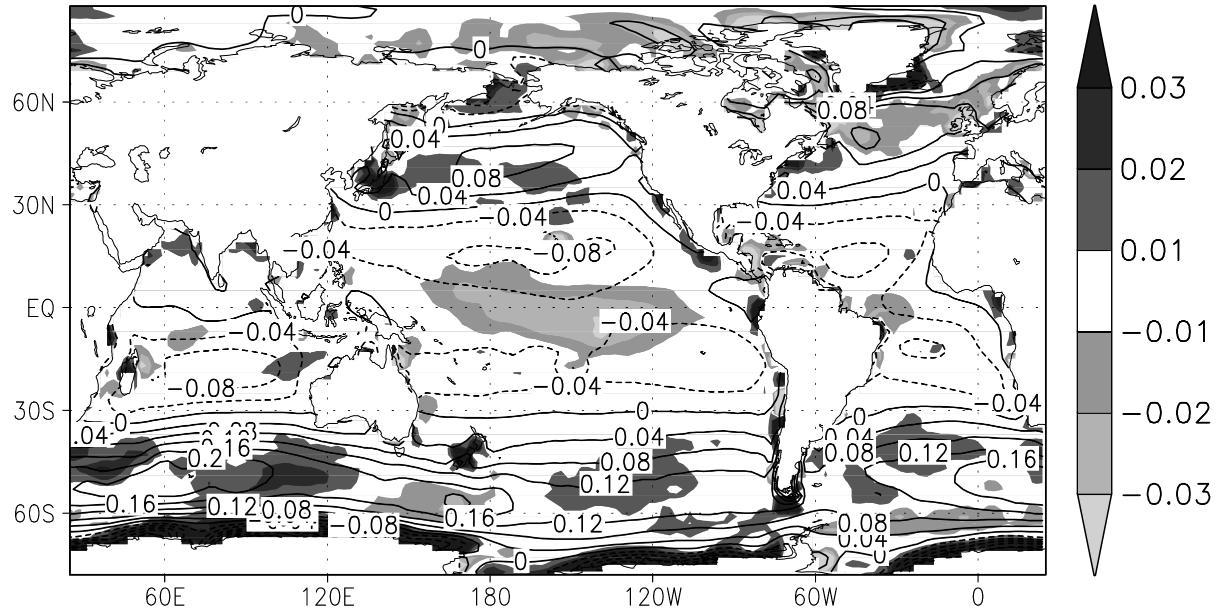
Здесь Q_{sen} и Q_{lat} – потоки явного и скрытого тепла; Q_{lw} и Q_{sw} – суммарные потоки длинноволновой и коротковолновой радиации; $P - E$ – осадки минус испарение. Коэффициент 0.6 при Q_{sw} объясняется тем, что именно эта часть потока коротковолновой радиации добавляется к полному потоку тепла на поверхности океана. Остальная часть имеет проникающую природу с экспоненциальным затуханием по глубине с параметром 20 м и описывается в модели особо. Такой способ учета коротковолновой радиации является упрощением известных моделей поглощения (см., например, [34, 35]). Последние члены в (7) представляют собой отрицательную обратную связь, возвращающую модельные температуру и соленость поверхности океана (ТПО и СПО) к наблюдаемым значениям климатического годового хода этих характеристик. Здесь T_L и S_L – ТПО и СПО, восстановленные по среднемесячным данным Левитуса [31], а T_1 и S_1 – температура и соленость, взятые с первого модельного уровня. Выбранные значения коэффициентов Γ_Q и Γ_F, можно интерпретировать как релаксацию модельных температуры и солености, осредненных по 50-ти метровому верхнему слою, к наблюдаемым значениям с 12-ти суточным временным масштабом. В (7) мы воспользовались уже рассчитанными значениями потоков тепла и пресной воды из реанализа NCEP [33]. Поэтому эти потоки представляют собой независимое от параметров модели океана внешнее атмосферное воздействие, соответствующее климатическому состоянию на поверхности раздела атмосфера–океан. Если использовать только их в качестве атмосферного воздействия, то модель океана значительно отклонится от наблюдаемого климата. Поэтому добавление "возвращающих сил" необходимо для того, чтобы модельный климат не удалялся от наблюдаемого. Следует отметить также, что данные реанализа NCEP, так же как и любые другие данные, содержат в себе погрешности (см., например, [36]). Добавление релаксационных добавок к потокам тепла и пресной воды есть один из методов учета отрицательных обратных связей, присутствующих в совместной системе атмосферы и океана, при моделировании процессов в океане отдельно.

В представленных расчетах климатическое распределение льда задается таким образом, что если лед, согласно данным NCEP, занимает менее половины площади температурной ячейки, то его наличие не учитывается и граничное условие для температуры и солености на поверхности океана задается согласно (7). Если лед занимает более половины площади ячейки, то ставится граничное условие первого рода, т.е. на поверхности океана задаются значения солености согласно данным Левитуса, а для температуры задаются значения точки замерзания при данной солености.

Климатические среднемесячные значения ветрового напряжения трения интерполировались в узлы расположения горизонтальных скоростей "В"сетки. Мы провели два эксперимента, длительностью 121 год каждый, в которых в качестве начальных условий для T и S выбирались данные Левитуса, а скорости полагались равными нулю. Различие между экспериментами заключалось в том, что в первом – среднемесячные климатические поля напряжения трения ветра брались из того же массива реанализа NCEP, что и потоки в (7), а во втором – из данных реанализа Европейского центра среднесрочного прогноза (ECMWF). Причем климат в этом массиве данных рассчитывался за период 1979–1993 гг., т.е. приблизительно за тот же период, что и климат реанализа NCEP. На рис.1а в виде изолиний показано среднегодовое поле зональной компоненты трения ветра по данным NCEP. На этом же рисунке с помощью различных оттенков серого цвета показана разность (для этой же компоненты) между среднегодовыми данными ECMWF и NCEP со значениями по модулю более 0.01 $н \cdot м^{-2}$. На рис.1б то же самое показано для меридиональной компоненты напряжения трения ветра. Из рис.1а и б видно, что в целом данные реанализа и Европейского центра довольно похожи. Однако существуют и области существенных различий, главные из которых находятся в приэкваториальных областях и акватории Южного океана. Ниже будет показано, что именно эти различия в напряжении трения ветра приводят к значимому различию климатического состояния океана в двух экспериментах.

Все компоненты среднемесячных атмосферного воздействия, ТПО и СПО Левитуса интерполировались на модельный временной шаг с помощью процедуры, которая позволяет сохранять среднемесячное значение проинтерполированного поля равным исходному. Эта процедура использует реальное распределение количества дней месяцев в году, с учетом високосных лет. Она имеет следующий вид:

а



б

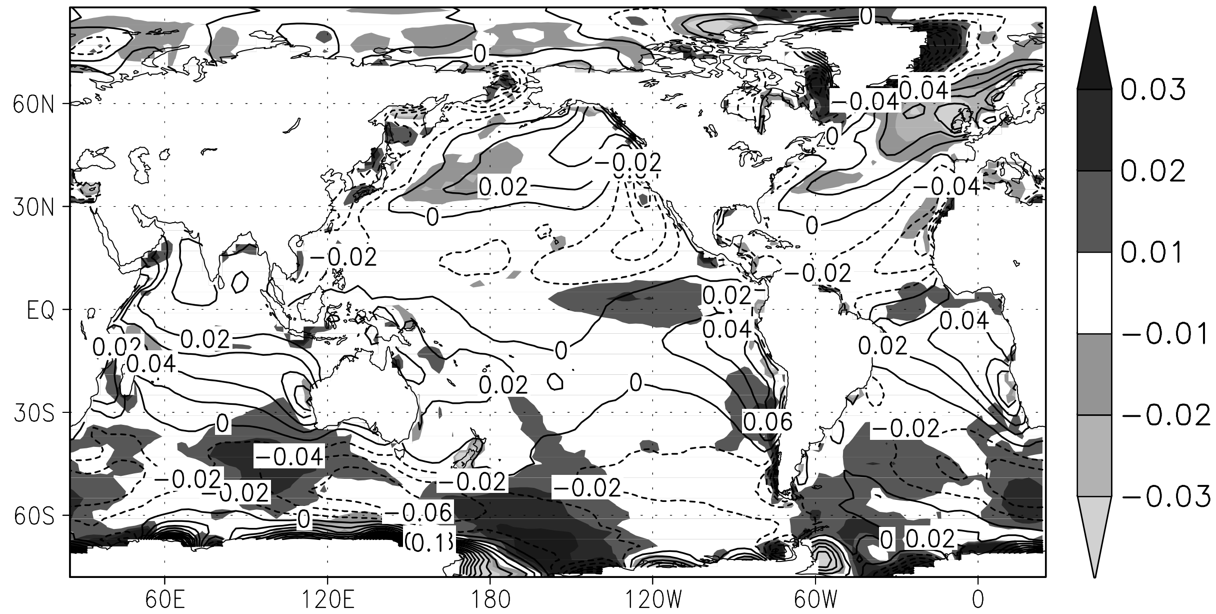


Рис. 1. а – Среднегодовое поле зональной компоненты напряжения трения ветра по данным NCEP (изолинии с шагом 0.04 н·м$^{-2}$) и разность этой же компоненты ветрового напряжения между среднегодовыми данными ECMWF и NCEP (области отрицательных и положительных величин по модулю более 0.1 н·м$^{-2}$ показаны с помощью различных оттенков серого цвета со шкалой градаций, расположенной справа). б – То же, но для меридиональной компоненты напряжения трения ветра (изолинии проведены с шагом 0.2 н·м$^{-2}$).

$$f(t_m) = \begin{cases} f_{m-1}\left(-\dfrac{3t_m}{2T_m}+\dfrac{1}{2}\right)+f_m\left(\dfrac{2t_m}{T_m}+\dfrac{1}{2}\right)+f_{m+1}\left(-\dfrac{t_m}{2T_m}\right), & 0<t_m\le T_m/2, \\ f_{m-1}\left(\dfrac{t_m}{2T_m}-\dfrac{1}{2}\right)+f_m\left(-\dfrac{2t_m}{T_m}+\dfrac{5}{2}\right)+f_{m+1}\left(\dfrac{3t_m}{2T_m}-1\right), & T_m/2<t_m\le T_m. \end{cases} \tag{8}$$

Здесь $f(t_m)$ – проинтерполированное поле на момент времени t_m, отсчитываемого от начала текущего месяца с номером m и продолжительностью T_m; f_{m-1}, f_m и f_{m-1} – среднемесячные значения исходного поля для предыдущего, текущего и последующего месяца. Легко убедиться, что для (8) справедливо следующее выражение $\int_0^{T_m} f(t_m)dt_m = f_m$, так что ее использование позволяет воспроизводить среднемесячную климатологию ТПО и СПО с достаточно высокой точностью.

4 Основные характеристики среднегодового состояния модели океана с атмосферным воздействием из данных NCEP

В первом эксперименте напряжение трения ветра задавалось по данным реанализа NCEP. Будем называть его основным, так как в этом эксперименте данные по потокам тепла и напряжения трения ветра согласованы, поскольку брались из одного и того же массива данных. Во втором эксперименте ветровое напряжение трения, взятое из данных реанализа ECMWF, необязательно согласовано с данными по потокам в океан тепла и пресной воды. Качественно, основные характеристики климатического состояния океана в двух проведенных экспериментах отличаются не очень сильно. Количественные отличия климатических состояний 1-го и 2-го эксперимента будут обсуждаться в следующем разделе статьи с точки зрения анализа чувствительности модели океана к заданным вариациям ветра. Здесь мы ограничимся рассмотрением лишь среднегодовой климатологии, полученной по результатам 1-го эксперимента. Следует отметить, однако, что не удается достичь правильного формирования среднегодовых характеристик без учета сезонного хода. Это связано с тем, что важную роль в формировании циркуляции океана играет глубоководная конвекция, происходящая зимой в высоких широтах Северного и Южного полушарий.

а) Функция тока. На рис.2 приведена среднегодовая функция тока вертикально осредненного движения. Расход Антарктического циркумполярного течения (АЦТ) в проливе Дрейка составляет 180 Св, что несколько выше чем получено в работах [9] и [8]. Расходы в главных среднеширотных круговоротах Северного полушария – в Гольфстриме и Куросио составляют 21 Св и 52 Св, соответственно.

В модельном решении хорошо проявляются субполярные круговороты в Атлантическом и Тихом океанах. В Атлантике его интенсивность, достигающая 30 Св, несколько завышена по сравнению с [9] и [8]. Наличие этого круговорота может быть связано с особенностями атмосферного воздействия в этом районе, примыкающем к зоне штормтреков с севера, а также сложной топографией дна и характером береговой черты, обусловленным близостью Гренландии и Исландии. Следует отметить, что в работе [37] интенсивность этого круговорота достигает 40 Св. Этот результат получен с помо-

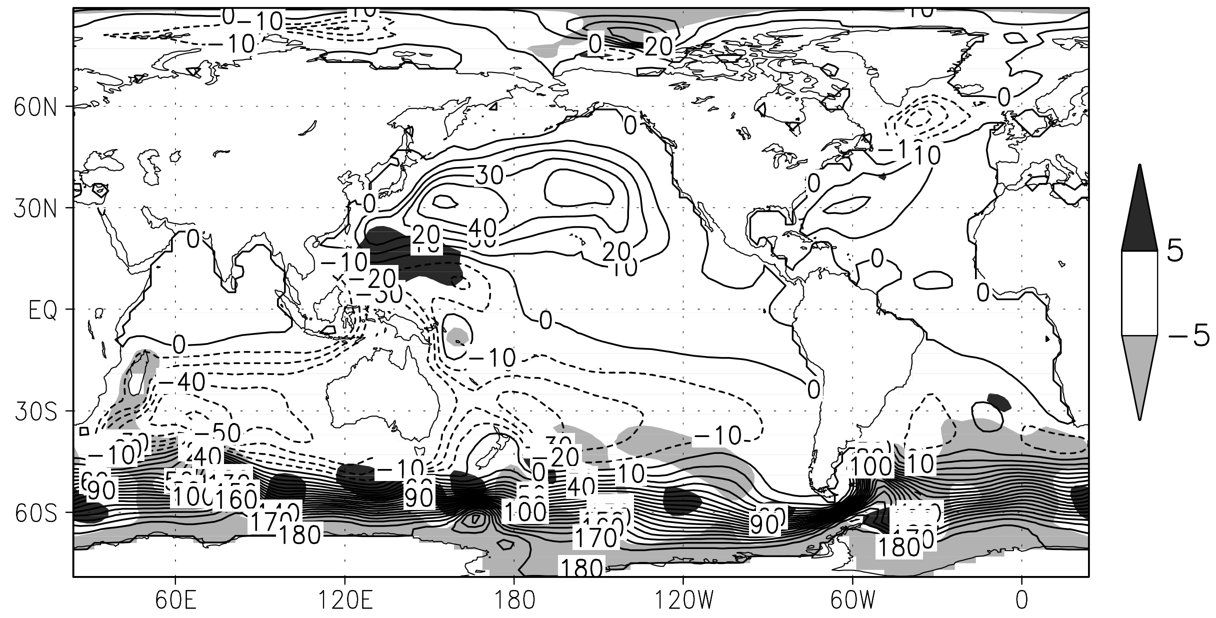


Рис. 2. Среднегодовая функция тока вертикально–осредненной циркуляции (изолинии с шагом 10 Св). Штриховыми изолиниями показаны отрицательные значения, соответствующие движению против часовой стрелки. С помощью различных оттенков серого цвета со шкалой градаций, расположенной справа, показаны области разности функций тока по результатам 2-го и 1-го экспериментов с величинами более 5 Св.

щью σ–модели океана [20] при краткосрочном моделировании циркуляции в Северной Атлантике с пространственным разрешением 30-40 км по методу диагноза и прогноза (адаптации). Ранее подобный метод исследования циркуляции океана применялся в работах [22] и [23].

Сильный среднеширотный круговорот с западной интенсификацией величиной до 61 Св наблюдается в южной части Индийского океана в районе Агульясского течения. Индонезийские проливы в модели были аппроксимированы одним широким протоком. Расход в нем равен 36 Св, что несколько выше максимального значения 26 Св по данным наблюдений [38]. Среднегодовой расход в Мозамбикском проливе достигает 19 Св.

По результатам расчетов можно отметить также слишком интенсивную баротропную циркуляцию в Северном ледовитом океана, достигающую 20 Св. Ее завышенные значения могут быть связаны с имеющимися ошибками в распределении солености в этом районе (см. рис.8), обусловленными, по-видимому, отсутствием процессов намерзания и таяния льда в данной версии модели океана.

В заключение можно отметить, что в целом среднегодовая функция тока, приведенная на рис.2, довольно близка к полученным в работах [8, 9].

б) Горизонтальные поля течений. На рис.3а, в виде линий тока, приведены среднегодовые горизонтальные скорости на поверхности, соответствующей первому уровню модели. Величины скоростей отмечены затемнением разной интенсивности.

На рисунке хорошо видны западные пограничные течения в Северном полушарии – Гольфстрим и Куросио. В центре экваториального Тихого океана наблюдается интенсивное западное течение со скоростью 50 см$\cdot$с$^{-1}$, соответствующее Южному пассатному течению. На глубинах более 60-и м направление течения меняет знак. Более подробно структура экваториальных течений Тихого океана будет описана ниже. В экваториальной Атлантике скорость течений на поверхности достигает 35 см$\cdot$с$^{-1}$, а противотечение имеет наибольшую величину 22 см$\cdot$с$^{-1}$ на глубине 100 м.

Поскольку течения на поверхности океана существенно зависят от экмановской циркуляции, то основные известные течения градиентного типа лучше проявляются на глубине 50 м (в статье не приводятся). На этой глубине хорошо просматриваются интенсивные течения вдоль Южной и Центральной Америк и в Мексиканском заливе. Максимальная величина скорости в Гвианском течении равна 33 см$\cdot$с$^{-1}$, в Гольфстриме – 28 см$\cdot$с$^{-1}$. В результатах расчета отчетливо выражена рециркуляция Гольфстрима – противотечение, примыкающее к основному потоку, а также интенсивное Северо–Атлантическое течение. Наибольшая скорость в Куросио равна 34 см$\cdot$с$^{-1}$. Скорость Антарктического циркумполярного течения составляет 8–10 см$\cdot$с$^{-1}$.

Распределение вертикальной скорости на глубине 50 м (не приводится) отражает интенсивный аппвеллинг в экваториальном поясе Тихого океана и Атлантики, а также подъем вод в областях, где ветер дует с материка. В частности, в Атлантике это – побережье Северной Америки и у Западной Африки.

Величины скоростей в западных пограничных течениях определяются пространственным разрешением модели и, по-видимому, будут расти при уменьшении горизонтальных сеточных шагов и коэффициентов боковой крупномасштабной вязкости и диффузии.

На глубине 2.5 км (рис.3б) хорошо видны течения у западного берега Атлантического океана, возвращающие водные массы, сформированные в зоне глубокой конвекции. Их величины составляют 4–5 см$\cdot$с$^{-1}$. В Антарктическом циркумполярном течении скорости на этой глубине достигают величин 3–4 см$\cdot$с$^{-1}$.

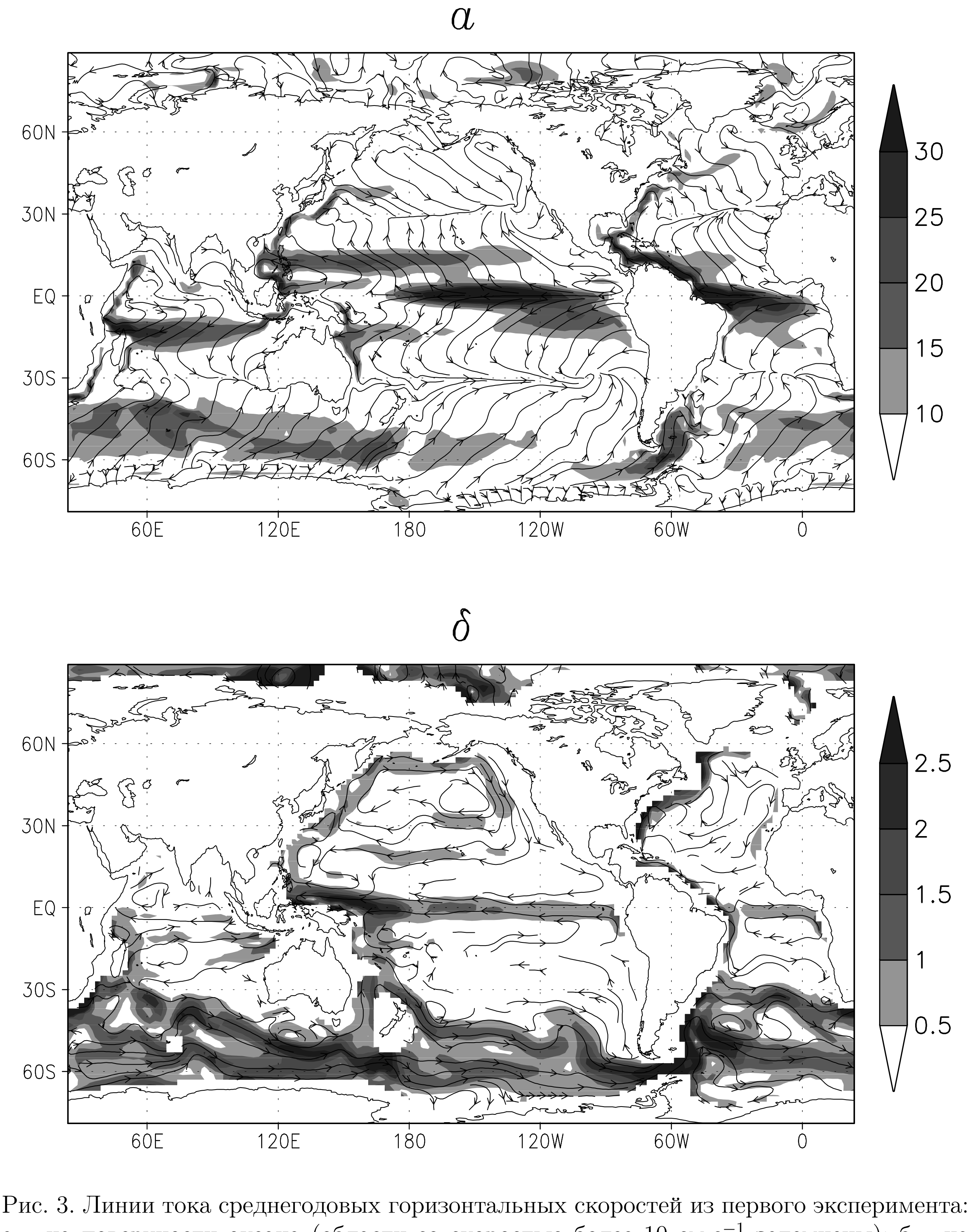


Рис. 3. Линии тока среднегодовых горизонтальных скоростей из первого эксперимента: а – на поверхности океана (области со скоростью более 10 см·с$^{-1}$ затемнены); б – на глубине 2500 м (области со скоростью более 1 см·с$^{-1}$ затемнены). Шкалы градаций затемнений расположены справа от рисунков.

Полученные поля горизонтальной скорости соответствуют результатам расчетов по моделям аналогичного разрешения и уровня сложности [8, 9]. Имеющиеся отличия могут быть связаны с индивидуальными особенностями моделей и различием в используемых схемах параметризаций подсеточных процессов.

в) Экваториальная циркуляция Тихого океана. Несмотря на невысокое пространственное разрешение модели, основная вертикальная структура динамики Экваториальных течений воспроизводится достаточно хорошо, что демонстрирует рис.4. На рис.4а показано вертикальное распределение меридионально осредненной (в поясе 5°S-5°N) среднегодовой зональной скорости в экваториальной части Тихого океана, полученное по данным усвоения наблюдений ODAS (Ocean Data Assimulation) [39] путем осредненния за период усвоения 1980–1999 гг. На рис.4б показана аналогичная структура течений, полученная по результатам 1-го эксперимента. Сравнение данных усвоения и модельных результатов показывает, что пространственная структура и величины приповерхностных западных течений воспроизводятся достаточно точно. Достаточно хорошо воспроизводится также структура восточного подповерхностного противотечения. Однако величина его приблизительно в два раза меньше наблюдаемого, которое составляет немногим более 20 см$\cdot$с$^{-1}$. Следует отметить, что по результатам работы [8] максимальная величина противотечения еще меньше (немногим более 5 см$\cdot$с$^{-1}$). Численные расчеты показывают, что использование вязкости 4-го порядка позволяет лучше воспроизводить сложную структуру экваториальных течений.

Адекватное воспроизведение структуры экваториальных течений в Тихом океане необходимо для успешного воспроизведения апвеллинга у Южноамериканского побережья, изменчивость которого является важным фактором явления Эль-Ниньо. В работе [40], в которой использовалась эта же версия модели океана, реализованная для экваториальной части Тихого океана с разрешением 0.5° по широте, структура Экваториального противотечения воспроизводится более точно. Это говорит о том, что главная ошибка в величине противотечения в наших расчетах связана с грубым меридиональным разрешением тропической области.

г) Меридиональная циркуляция. На рис.5 приведена рассчитанная функция тока зонально – осредненной циркуляции для всего Мирового океана. Характерной особенностью вертикальных круговоротов является дипольная структура у экватора, связанная с интенсивным экваториальным апвеллингом. Величина расхода в северной от экватора ячейке достигает 30 Св, а в южной – 35 Св. Центры этих круговоротов расположены на глубине 75 м на расстоянии около 5° к северу и югу от экватора.

В Северном полушарии меридиональная функция тока достигает своего максимума 22 Св на глубине около 1.2 км и широте 47°N. В Южном полушарии существует дополнительная циркуляционная ячейка с вращением против часовой стрелки. Ее центр расположен в Южном океане на глубине около 3 км и широте около 50°S. Ее интенсивность немного превышает 30 Св.

Следует отметить, что до глубин $\sim$2 км рассчитанная меридиональная циркуляция хорошо совпадает с результатами [8] и [9]. Однако в более глубоких слоях наблюдается отличие, связанное с наличием вышеописанного глубинного круговорота под АЦТ. Его появление связано, по-видимому, с тем, что в расчетах использовалась σ–модель, поэтому меридиональная функция тока имеет особенности, отличающие ее от z–моделей.

д) Меридиональный перенос тепла. Одной из важных характеристик цирку-

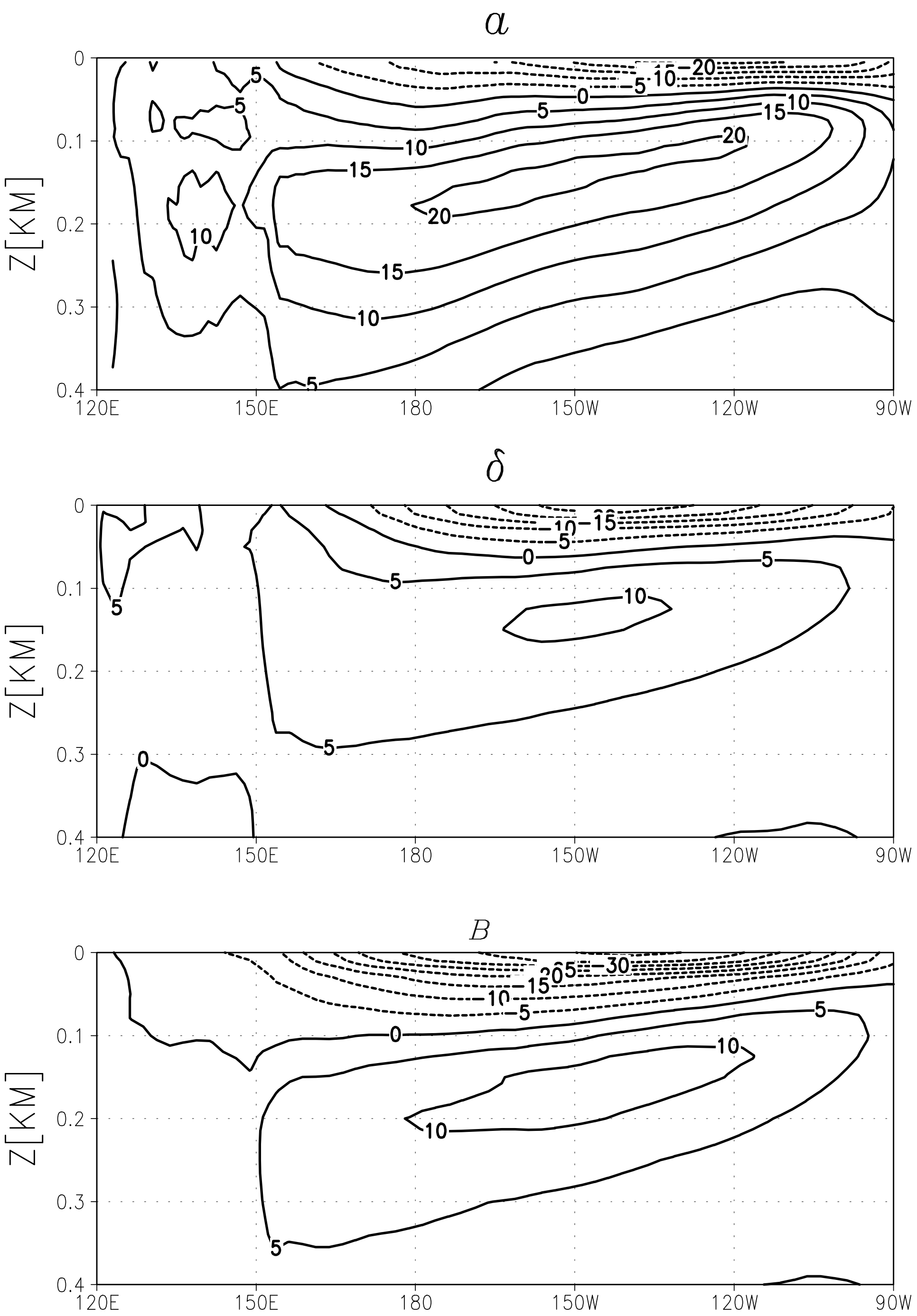


Рис. 4. Вертикальные распределения меридионально осредненных (в поясе 5°S–5°N) среднегодовых зональных скоростей в экваториальной части Тихого океана: а – данные усвоения ODAS [39]; б – результаты 1-го эксперимента, в – 2-го. Шаг изолиний – 5 см·с$^{-1}$, непрерывные изолинии соответствуют восточному направлению течений, пунктирные – западному.

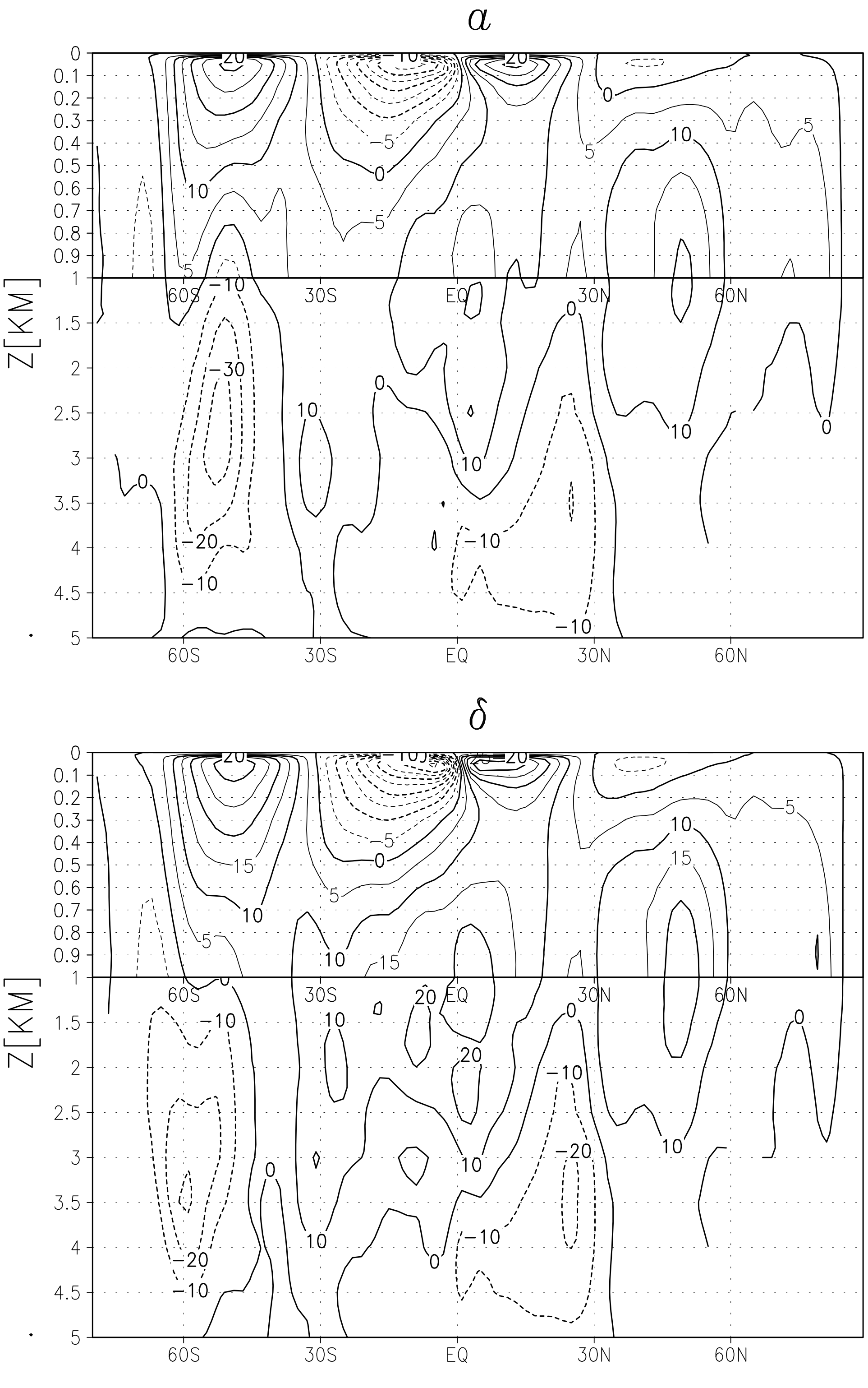


Рис. 5. Среднегодовая функция тока зонально–осредненной циркуляции, построенная по результатам 1-го эксперимента (а) и 2-го – (б). Изолинии проведены с шагом 5 Св в верхнем километровом слое и 10 Св в нижележащих. Положительные значения соответствуют циркуляции по часовой стрелке, а отрицательные – против.

ляции Мирового океана служит меридиональный перенос тепла (МПТ), оказывающий большое влияние на состояние общей климатической системы Земли. Рассчитанный по нашей модели глобальный среднегодовой МПТ (рис.6, сплошная кривая) имеет максимум 1.34 ПВт на широте 18°N и минимум -0.88 ПВт на 15°S. В Северном полушарии, выше 40-й параллели, перенос тепла к полюсу осуществляется, в основном, за счет переноса тепла в Атлантическом океане, который связан с западным пограничным течением вдоль всего Американского континента.

Величина теплопереноса в Атлантике (рис.6, длинный пунктир) возрастает с 0.38 до 0.73 ПВт в области Гвианского течения. На широте 19°N МПТ достигает максимума 0.86 ПВт и далее убывает вместе с поворотом на восток и уменьшением интенсивности Гольфстрима и Северо–Атлантического течения.

Особенностью рассчитанного МПТ в Атлантике является его относительное постоянство от 0.34 ПВт у южной оконечности Африки до 0.36 ПВт на 11°S и дальнейший заметный рост на 0.3 ПВт в районе экватора. Перенос тепла на север в области южнее экватора до 35°S вызван тем, что в Атлантике южная приэкваториальная ячейка (в статье не приводится), отвечающая за перенос тепла в Южном направлении, несколько подавлена. Она имеет максимальный расход всего 5 Св (северная более 10 Св), что может быть вызвано направленным на север экмановским переносом в Южной Атлантике. К тому же на глубине около 1-го км располагается вытянутая вдоль всей Атлантики ячейка циркуляции с направлением по часовой стрелке и величиной расхода, достигающей 15 Св, которая также ответственна за перенос тепла на север.

В Южном полушарии перенос тепла определяется, главным образом, процессами в Тихом и Индийском океанах. Совместный перенос тепла в этих океанах на юг (рис.6, короткий пунктир) достигает максимума 1.21 ПВт на 15°S.

В целом рассчитанный в модели МПТ хорошо согласуется с результатами моделирования [8, 9]. Главным отличием может служить локальный минимум в районе АЦТ на широте 60°, который обусловлен наличием вышеописанного глубинного круговорота под АЦТ (см. рис.5).

Для сравнения на рис.6а приведены значения оценок (с границами ошибок) меридионального переноса тепла из [41] для глобального океана (кружки), Атлантики (треугольники), Индийского и Тихого океанов (ромбики), которые согласуются с редкими прямыми оценками по данным наблюдений [42]. Можно отметить некоторое занижение абсолютных величин модельного МПТ. Предположительно, одной из причин такого занижения может служить ограниченность расчетов климатической циркуляции океана при предписанном атмосферном воздействии. Предварительные расчеты совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана [3], в которой используется данная модель океана, показывают увеличение МПТ.

е) Меридиональный перенос пресной воды. Наряду с МПТ важной характеристикой служит перенос пресной воды, который противоположен по знаку переносу солей в океане. Перенос пресной воды в модели рассчитывается через перенос соли. Использование переноса пресной воды удобно потому, что его можно оценить путем косвенных оценок по данным наблюдений (осадки минус испарение). На рис.7а показан среднегодовой перенос пресной воды, полученный в [43] путем косвенных оценок для глобального океана, Атлантики, и Индийского и Тихого океанов вместе.

Рассчитанные меридиональные переносы пресной воды по результатам 1-го эксперимента (рис.7б) качественно совпадают с косвенными оценками. Еще более они близки к результатам моделирования [8, 9]. Широтное распределение глобального переноса

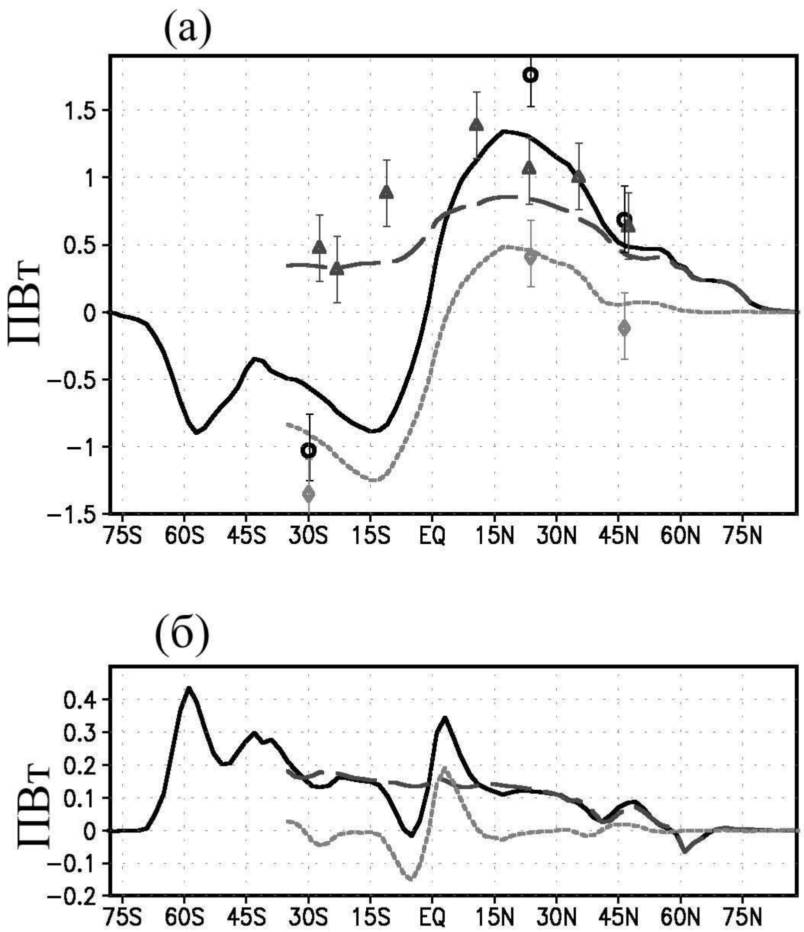


Рис. 6. Среднегодовые меридиональные переносы тепла из 1-го эксперимента в ПВт (а) и их разности (б) по результатам 2-го и 1-го экспериментов: Мировой океан (сплошная линия), Атлантический океан (длинный пунктир), суммарный перенос в Тихом и Индийском океане (короткий пунктир). На рис. (а) приведены значения оценок (с границами ошибок) меридионального переноса тепла из [41] для глобального океана (кружки), Атлантики (треугольники), Индийского и Тихого океанов (ромбики). Положительные значения МПТ соответствуют переносу тепла на север, а отрицательные – на юг.

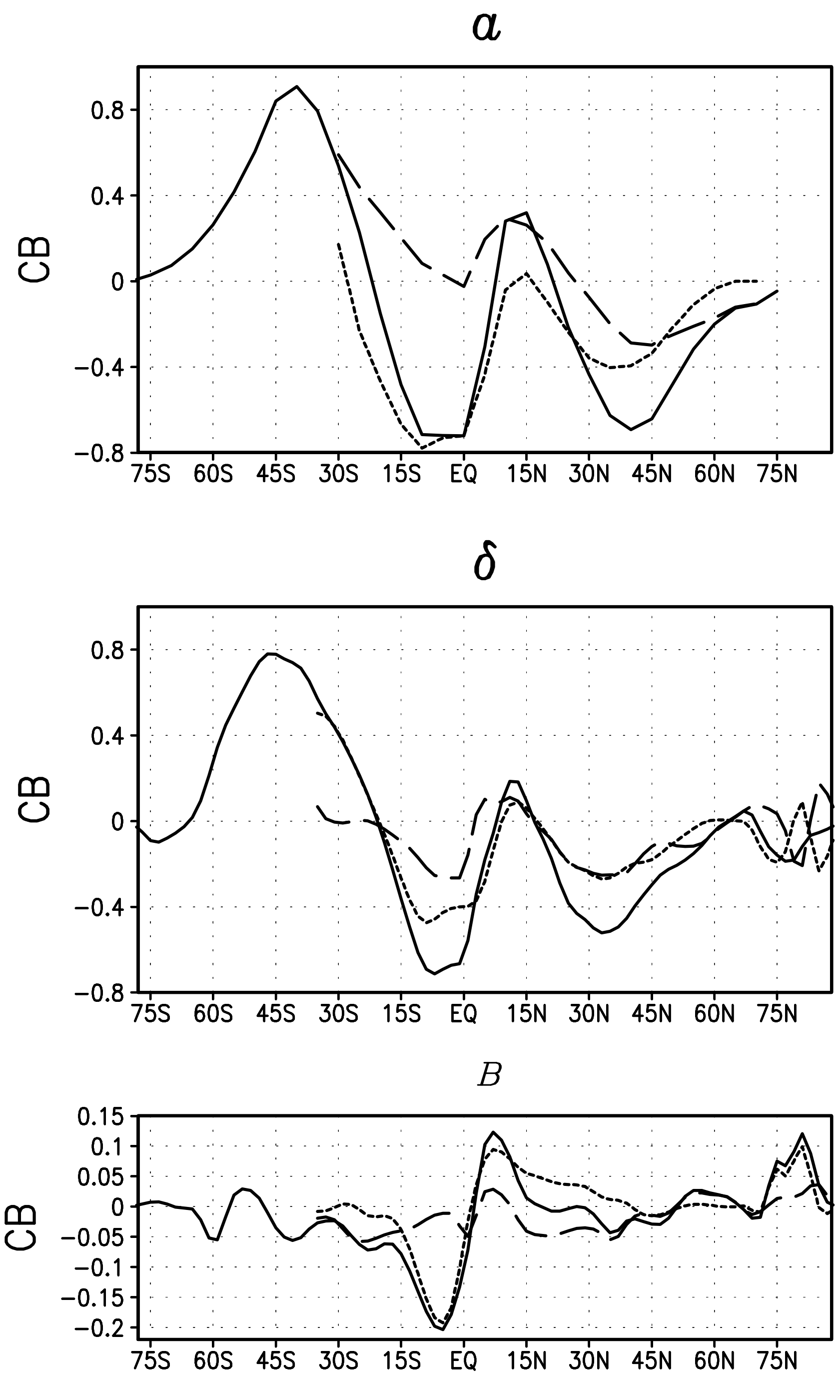


Рис. 7. Среднегодовые меридиональные переносы пресной воды в Св по косвенным оценкам из [43] (а), из 1-го эксперимента (б) и их разности (в) по результатам 2-го и 1-го экспериментов: Мировой океан (сплошная линия), Атлантический океан (длинный пунктир), суммарный перенос в Тихом и Индийском океане (короткий пунктир).Положительные значения соответвуют перносу пресной воды на север, а отрицательные – на юг.

пресной воды отражает, с одной стороны, отток пресной воды от экватора в тропики Северного и Южного полушарий, т.е. из зоны интенсивных осадков в зоны интенсивного испарения. С другой – приток пресной воды из средних широт Северного и Южного полушарий в те же тропические зоны интенсивного испарения. При этом переносы в Южном полушарии имеют большие величины из-за несимметричного расперделения площадей Мирового океана в Северном и Южном полушариях. В Северном полушарии поток пресной воды на юг создается равновеликими вкладами Атлантики и остальной части Мирового океана. В Южном полушарии основной перенос приходится на Тихий и Индийский океаны.

Следует отметить, что в отличие от [8, 9] наша модель воспроизводит глобальный перенос пресной воды на север на широте 10°N, как это имеет место в наблюдениях, а также чуть более интенсивный и, следовательно, более близкий к наблюдениям минимум в Южном полушарии. Однако в тропиках наша модель, как и [8] и [9], не воспроизводит однонаправленный на север перенос пресной воды в Атлантике. В модели наблюдаются также погрешности в Северном Ледовитом океане (выше 70°N). Их наличие, как будет показано ниже, связано со значительным расхождением модельных значений с наблюдениями в распределении солености в этом районе.

ж) Термохалинная структура. Численные эксперименты показывают, что если в качестве начального условия для температуры и солености выбраны данные Левитуса, то основные переходные процессы в динамике океана заканчиваются приблизительно к 50-му году. Однако в средних по объему температуре и солености остаются слабые тренды, значения которых после 100 лет интегрирования составляют $0.002°C \cdot \text{год}^{-1}$ и $0.0002^o/_{oo} \cdot \text{год}^{-1}$ соответственно. Наличие этих трендов показывает, что модель океана не выходит на полностью равновесный режим за время интегрирования в 121 г. Они могут также отражать и более долгопериодные крупномасштабные термохалинные колебания океана [44], изучение которых остается за рамками наших исследований.

На рис.8а и б с помощью изолиний показаны среднегодовые среднезональные распределения по глубине потенциальной температуры и солености по результатам 1-го эксперимента. Там же, с помощью различных оттенков серого цвета со шкалой градаций, расположенной справа, показаны их отклонения от данных Левитуса.

Температурные отклонения имеют, в основном , положительные значения. Их пространственное распределение по широте и глубине имеет ярко выраженный подковообразный вид с максимумами порядка +2.5°C, расположенными на глубине ∼800 м в Южном полушарии и на глубине ∼500 м – в Северном. Оба максимума находятся приблизительно на 40-ых параллелях Северного и Южного полушарий. Еще один экстремум с величиной порядка +1.5°C, находится на глубине ∼200 м в районе экватора. В высоких широтах, выше 60°, наоборот, модельная температура – ниже наблюдаемой. Ошибка в Северном ледовитом океане достигает −1.5°C. Возможно это обусловлено отсутствием модели намерзания и таяния льда в нашей версии модели океана.

Среднегодовое среднезональное распределение солености также показывает рост солености в целом по океану и особенно в Северном Ледовитом океане, где отклонения от данных Левитуса достигают $+0.8^o/_{oo}$. Данное расхождение может быть опять-таки связано с отсутствием в нашей модели адекватной параметризации процессов таяния и намерзания льда. Следует отметить, что данные Левитуса по солености в этом районе являются менее репрезентативными, чем, например, для акватории Атлантики. Пространственное распределение ошибки для солености показывает, что в Северном Ледовитом океане она существенно превышает ошибку в средних и низких широтах.

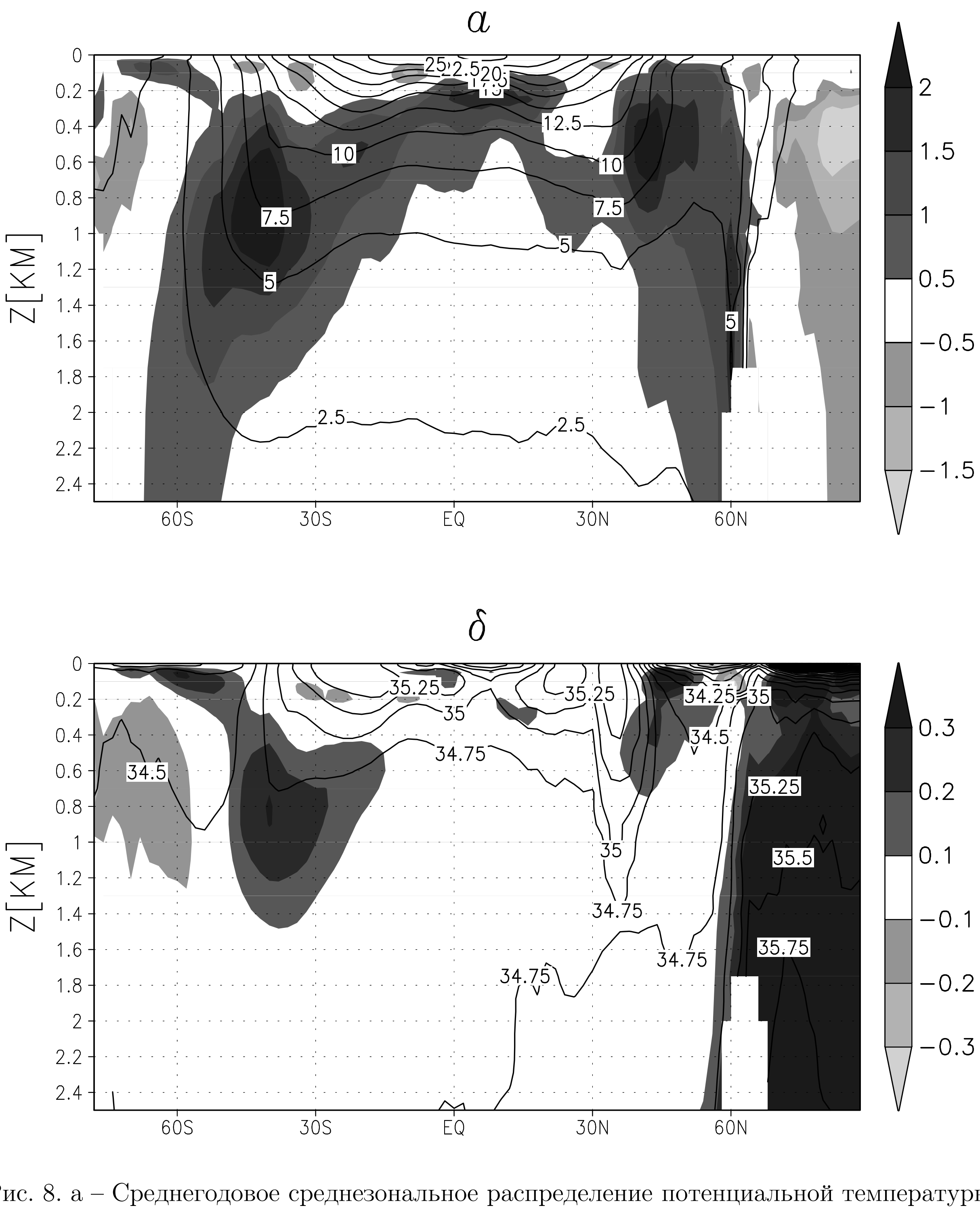


Рис. 8. а – Среднегодовое среднезональное распределение потенциальной температуры по результатам 1-го эксперимента (изолинии с шагом 2.5 °C) и ее отклонения от данных Левитуса (области отрицательных и положительных величин по модулю более 0.5 °C показаны с помощью различных оттенков серого цвета со шкалой градаций, расположенной справа от рисунка). б – То же для солености (изолинии проведены с шагом $0.5^{o}/_{oo}$, а отклонения затемнены начиная от $\pm 0.1^{o}/_{oo}$).

Поскольку для ошибки по температуре это не так, то можно сделать заключение, что при данной постановке эксперимента процессы ледообразования в высоких широтах более существенны для формирования поля солености, нежели поля температуры.

В низких и средних широтах отклонение модельной солености от данных Левитуса хотя и, в известной степени, повторяет картину температурных ошибок, но уже не носит такого ярко выраженного подковообразного распределения. Максимальные отклонения достигают величин порядка $+0.3^{o}/_{oo}$.

5 Чувствительность характеристик модельной циркуляции океана к изменениям напряжения трения ветра

Мы провели два эксперимента, длительностью 121 год каждый. Различие между ними заключалось в том, что в первом эксперименте среденемесячные климатические поля напряжения трения ветра брались из того же массива реанализа NCEP, что и потоки в (7), а во втором эксперименте – из данных реанализа ECMWF. Из рис.1 видно, что хотя в целом данные реанализов NCEP и ECMWF довольно похожи, существуют и области существенных различий, главные из которых находятся в приэкваториальной области Тихого океана и в Южном океане. Первая из этих областей указывает на существенно большую интенсивность пассатов Тихого океана в данных ECMWF по сравнению с NCEP. Здесь увеличение напряжения трения ветра достигает величин более 0.03 н$\cdot$м$^{-2}$. Основным отличием меридиональной компоненты служит уменьшение величин южного направления в области Южного океана. Здесь в секторе Тихого океана меридиональная компонента даже меняет знак на противоположный.

На рис.2 с помощью различных оттенков серого цвета показана разность функций тока (по результатам 2-го и 1-го экспериментов) со значениями более 5 Св. Из рисунка видно, что основные отличия расположены в юго-восточной части круговорота, вызванного течением Куросио, и в области АЦТ. Очевидно, что первая особенность вызвана усилением пассатов Тихого океана, способствующим увеличению интенсивности пассатных течений, что, в свою очередь, приводит к усилению антициклонической циркуляции в районе Куросио. Вторая особенность связана с уменьшением расхода АЦТ, которое соответствует ослаблению южно-направленной составляющей напряжения трения ветра (см. рис.2б) в Южном океане. Однако на этом фоне имеются несколько пятен локального усиления струй АЦТ. Поскольку величины изменений в картине среднегодовой функции тока только в отдельных районах несколько превышают 5 Св, то можно констатировать, что баротропная циркуляция при данном изменении трения ветра меняется слабо.

Основные изменения в структуре течений в верхнем слое океана при замене напряжения трения ветра произошли в зоне пассатных течений. В картине глубинных течений на горизонте 2500 м заметные изменения произошли лишь в зоне АЦТ. Однако они носят нерегулярный характер, и значимость их по-видимому, не велика. Поэтому мы не будем на них останавливаться и перейдем к рассмотрению изменений в вертикальной структуре приэкваториальной циркуляции, где усиление пассатов привело к существенным изменениям.

На рис.4в показана вертикальная структура течений, полученная по результатам 2-го эксперимента, в котором ветровое напряжение бралось из данных ECMWF. Срав-

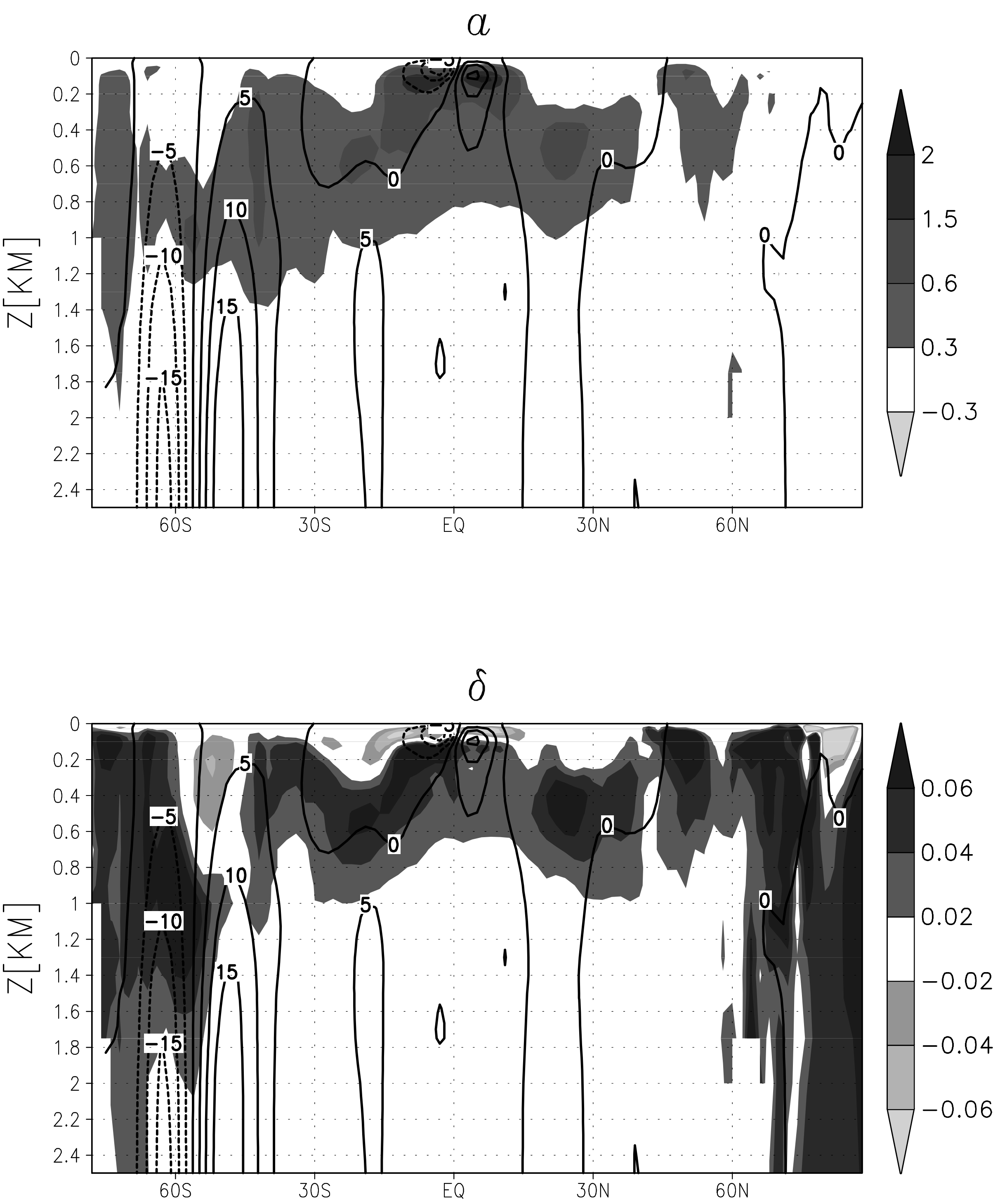


Рис. 9. а – Разность среднегодовых среднезональных распределений потенциальной температуры по результатам 2-го и 1-го экспериментов (области отрицательных и положительных величин по модулю более 0.3 °C показаны с помощью различных оттенков серого цвета со шкалой градаций, расположенной справа от рисунка). Изолиниями с шагом 5 Св показана разность меридиональных функций тока по результатам 2-го и 1-го экспериментов. б – Тоже самое для солености (отклонения затемнены начиная от $\pm 0.03^{o}/_{oo}$).

нивая данные усвоения (рис.4а) и модельные результаты двух экспериментов (рис.4б,в), можно отметить следующее. Усиление пассатов привело к завышению скоростей пассатных течений, как по сравнению с данными усвоения, так и сравнимым с ними результатам 1-го эксперимента на 15–20 см$\cdot$с$^{-1}$. Область направленных на восток течений существенно увеличилась, так что результаты модели стали хуже отражать вертикальную структуру экваториальных течений. Однако величина противотечения несколько увеличилась и, следовательно, приблизилась к данным наблюдений.

Сравнивая среднегодовые функции тока зонально–осредненной циркуляции из 1-го (рис.5а) и 2-го (рис.5б) эксперимента, легко обнаружить изменения в меридиональной циркуляции, обусловленные изменением ветра. Главное отличие заключается в усилении подповерхностных приэкваториальных ячеек меридиональной циркуляции и смещении их центров ближе к экватору. На разности меридиональных функций тока из двух экспериментов, показанной на рис.9 с помощью изолиний, видно, что за счет усиления пассатных течений формируются дополнительные приэкваториальные ячейки циркуляции с расходами, достигающими величин порядка 15 Св. Другим важным отличием служит изменение в структуре глубинной циркуляции в Южном полушарии. Максимум глубинной ячейки циркуляции, расположенной под АЦТ с направлением против часовой стрелки, смещается почти на 10° к югу и в глубь на 0.5 км. Между 45°S и 30°N на глубинах 1-го–2-х км заметно общее усиление циркуляции с направлением по часовой стрелке. Севернее 15°N изменения слабы и не превышают 5 Св.

Отмеченные выше изменения в климатической циркуляции, образовавшиеся вследствие изменения напряжения трения ветра, отразились и в изменении термохалинной структуры (рис.9). Здесь (с помощью различных оттенков серого цвета) показаны области отрицательных и положительных величин разности среднегодовых среднезональных распределений потенциальной температуры (а) и солености (б) по результатам 2-го и 1-го экспериментов. На распределения отклонений температуры и солености наложены изолинии разности меридиональных функций тока по результатам 2-го и 1-го экспериментов.

Из этого рисунка видно, что как для температуры, так и для солености наблюдаются, в основном, положительные отклонения, природу которых в низких и средних широтах можно объяснить следующим образом. Усиление пассатов индуцирует почти симметричные относительно экватора меридиональные ячейки циркуляции с максимумами на глубинах порядка 50–100 м, на расстоянии около 3° от экватора. Эти ячейки циркуляции образуют приэкваториальные подповерхностные области термохалинных аномалий, появляющихся во 2-м эксперименте по отношению к 1-му. Особенно это заметно для температуры. Циркуляция образовавшихся ячеек "закачивает" поверхностные теплые воды вглубь, образуя максимумы температурных аномалий на глубинах 100–150 м на расстоянии около 5° от экватора. То же самое можно сказать и о солености, за исключением того, что образовавшиеся отклонения солености носят более сложный характер, обусловленный перемежающейся структурой ее климатического распределения (см. рис.8б). Далее процессами адвекции и диффузии эти термохалинные аномалии разносятся в область средних широт. Следует также обратить внимание на большую положительную аномалию солености в районе 60°S на глубинах около 1-го км. По-видимому, она сформирована подъемом вод, индуцируемым отрицательной глубоководной циркуляционной ячейкой меридионального переноса.

Изменения в меридиональной циркуляции и термохалинной структуре нашли свое отражение в изменении меридиональных переносов тепла и пресной воды. Отмеченное усиление приэкваториальных подповерхностных ячеек в Тихом океане, в комбинации с изменениями в термохалинной структуре, индуцировали дополнительный вынос тепла и пресной воды из экваториального района. Это отражается в зигзагообразных изменениях переносов тепла и пресной воды в приэкваториальной области Тихого океана (см. разность меридиональных переносов на рис.6б и 7в). Размахи этих зигзагообразных изменений достигают 0.4 ПВт для переноса тепла и 0.35 Св для переноса пресной воды.

В глобальном переносе тепла заметно повсеместное увеличение в среднем на 0.15 ПВт переноса на север, которое объясняется усилением в толще океана направленной по часовой стрелке меридиональной циркуляции. Главный вклад в этот процесс вносит Атлантика. В Южном океане зигзагообразное увеличение переноса тепла на север, достигающее 0.4 ПВт, объясняется дипольным изменением в структуре меридиональной циркуляции на глубинах 1–3 км.

В переносах пресной воды, кроме отмеченного зигзагообразного изменения в приэкваториальной области, другие изменения менее значимы. Следует отметить только изменения в Арктике, которые обусловлены, по-видимому, бо́льшими ошибками в солености во 2-м эксперименте (см. рис.9б).

6 Выводы и обсуждения

1. Проведенные расчеты показывают, что модельные распределения океанической циркуляции и термохалинных полей соответствуют данным наблюдений и хорошо согласуются с расчетами по другим моделям [8, 9].

Среднегодовое значение расхода АЦТ в проливе Дрейка составляет 180 Св, что несколько выше, чем получено в [8, 9]. Расходы в среднеширотных круговоротах – в Гольфстриме и Куросио составляют 21 Св и 52 Св соответственно.

В поле горизонтальных течений на поверхности океана и глубине 50 м хорошо просматриваются западные пограничные течения в Северном полушарии. На глубинах около 50 м в Гольфстриме достигается скорость 28 см$\cdot$с$^{-1}$, в Куросио – 34 см$\cdot$с$^{-1}$. Скорости АЦТ на этой глубине составляют 8 – 10 см$\cdot$с$^{-1}$.

На глубине 2.5 км хорошо выражено течение у западного берега Атлантического океана, возвращающее в низкие широты водные массы, сформированные в зоне глубокой конвекции. В Антарктическом циркумполярном течении величины скоростей падают по сравнению с поверхностными в 2–3 раза.

Несмотря на невысокое пространственное разрешение модели, достаточно хорошо воспроизводится вертикальная структура экваториальных течений. Однако величина подповерхностного противотечения приблизительно в 2 раза меньше наблюдаемой.

До глубин 2 км рассчитанная среднегодовая меридиональная циркуляция соответсвует расчетам других авторов [8, 9]. Хорошо воспроизводится дипольная структура у экватора, связанная с интенсивным экваториальным апвеллингом. Однако, в более глубоких слоях наблюдается отличие, связанное с наличием под АЦТ глубинного круговорота с направлением против часовой стрелки.

В целом рассчитанный в модели среднегодовой МПТ хорошо согласуется с результатами моделирования других авторов и данными наблюдений. Главным отличием от работ [8, 9] может служить локальный минимум в районе АЦТ на широте 60°S, который обусловлен наличием вышеописанного глубинного круговорота под АЦТ.

Среднегодовой меридиональный перенос пресной воды также хорошо согласуется с результатами моделирования и данными наблюдений. Следует отметить, что в отличие от [8, 9] наша модель воспроизводит глобальный перенос пресной воды на север на широте 10°N, как это имеет место по косвенным оценкам из наблюдений [43]. Однако в тропиках наша модель, как и [8, 9], не воспроизводит однонаправленный на север перенос пресной воды в Атлантике.

Отклонения модельной потенциальной температуры от данных Левитуса в основном имеют положительные значения. Их пространственное распределение по широте и глубине имеет ярко выраженный подковообразный вид с максимумами порядка +2.5°C, расположенными на глубине ∼800 м в Южном полушарии и на глубине ∼500 м – в Северном. Оба максимума находятся приблизительно на 40-ых параллелях Северного и Южного полушарий.

В низких и средних широтах среднегодовое среднезональное отклонение модельной солености от данных Левитуса хотя и, в известной степени, повторяет картину температурных ошибок, но уже не носит ярко выраженного подковообразного распределения. За исключением Арктики, отклонения не превышают величин порядка $0.3^o/_{oo}$. Максимальные ошибки по солености наблюдаются в Северном Ледовитом океане, где они достигают $0.8^o/_{oo}$ и обусловлены, по-видимому, отсутствием в данной версии модели океана присоединенной модели процессов таяния и намерзания льда.

Представленные в данной работе расчеты выполнены с невысоким пространственным горизонтальным разрешением $2.5° \times 2°$ (по долготе и широте). Очевидно, что с улучшением горизонтального разрешения (особенно по широте в области экватора) и уменьшением коэффициентов вязкости и диффузии общая картина циркуляции будет улучшаться.

2. Проведенные расчеты показывают, что структура модельного климата океана чувствительна к вариациям напряжения трения ветра. Его замена с данных NCEP на ECMWF приводит к заметным изменениям в циркуляции и термохалинных полях, и, как следствие, к изменениям меридиональных переносов тепла и пресной воды.

Основные различия в напряжении трения ветра между данными NCEP и ECMWF располагаются в приэкваториальной области (усиление пассатов) и в Южном океане. Усиление пассатов Тихого океана приводит к ухудшению вертикальной структуры экваториальных течений: повышению скорости и увеличению протяженности с востока на запад пассатных течений в Тихом океане.

Существенные изменения происходят в структуре меридиональной циркуляции. Здесь главное изменение состоит в усилении подповерхностных приэкваториальных ячеек меридиональной циркуляции и смещении их центров ближе к экватору. Эти ячейки циркуляции вызывают образование приэкваториальных подповерхностных термохалинных аномалий. Далее процессами адвекции и диффузии эти аномалии выносятся в область средних широт, формируя общую картину отклика на изменение трения ветра.

Отмеченное усиление приэкваториальных подповерхностных ячеек в Тихом океане, в комбинации с изменениями в термохалинной структуре, интенсифицирует вынос тепла и пресной воды на север и юг из приэкваториальной области. В Атлантике заметно повсеместное увеличение переноса тепла на север. В Южном океане зигзагообразное увеличение переноса тепла на север объясняется дипольным изменением в структуре меридиональной циркуляции на глубинах 1–3 км.

Структура баротропной циркуляции при изменении трения ветра с данных NCEP на ECMWF меняется слабо.

3. Проведенные эксперименты показывают, что для нашей модели океана напряжение трения ветра по данным реанализа NCEP приводит к меньшим отклонениям модельного климата от наблюдаемого, чем по данным ECMWF. Отчасти это может быть следствием согласованности данных напряжения трения ветра с потоками тепла и преной воды на поверхности океана, взятыми из одного и того же массива данных NCEP. Однако в наших экспериментах расчетные поля температуры и солености в верхнем слое были в значительной степени привязаны к их наблюдаемым значениям. Поэтому задаваемые на поверхности океана потоки тепла и пресной воды играли вторичную роль в формировании модельного климата. Привязка ТПО и СПО к их наблюдаемым значениям может вступать в противоречие с используемым атмосферным воздействием с одной стороны из-за неточности модели, а с другой из-за неточности самого этого предписанного атмосферного воздействия. По-видимому, напряжение трение ветра, взятое из данных ECMWF, плохо согласуется с наблюдаемыми полями ТПО и СПО для нашей модели океана. При этом формируются дополнительные источники тепла и соли в поверхностном слое океана, которые и приводят к бо́льшим отклонениям модельного климата от наблюдаемого

Проведенные эксперименты позволяют сделать общий вывод о том, что при моделировании долгопериодной вынужденной циркуляции океана с заданным атмосферным воздействием возникает проблема корректного задания этого воздействия. Данные по ветровому и термохалинному воздействию должны быть согласованными и между собой и с расчетной ТПО. Атмосферное воздействие должно быть таковым, чтобы климатическая модельная ТПО и СПО не сильно отклонялись от наблюдаемых величин. В этом случае в граничных условиях на поверхности океана для температуры и солености можно было бы использовать малые значения релаксационных коэффициентов.

Величины отклонений модельных термохалинных полей от наблюдаемых зависят, с одной стороны, от качества данных и методик расчета атмосферного воздействия и, с другой, от качества модели океана (ее пространственного разрешения, используемых параметризаций физических процессов и т.п.). Среди последних необходимо выделить параметризацию процессов ледообразования, включение которой в модель общей циркуляции океана необходимо для улучшения качества воспроизводимого ею климата океана.

Авторы выражают свою признательность Министерству промышленности, науки и технологий РФ (государственный контракт № МО10(00)-П) и Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 99-05-64037) за финансовую поддержку настоящих исследований.

Список литературы

[1] *Osborn, T.J.* Thermohaline Oscillations in the LSG OGCM: Propagating anomalies and sensitivity to parameterizations. // J. Phys. Oceanogr. 1997. V.27, №10. P. 2233-2255.

[2] *Дымников В.П., Алексеев В.А., Володин Е.М., Галин В.Я., Дианский Н.А. Лыкосов В.Н., Эзау И.Н.* Численное моделирование совместной циркуляции атмосферы и верхнего слоя океана // Изв. АН. Физика атматмосферы и океана. 1995. Т. 31. №3. С. 324-346.

[3] *Дымников В.П., Володин Е.М., Галин В.Я., Глазунов А.В., Дианский Н.А., Лыкосов В.Н., Мошонкин С.Н., Чавро А.И.* Разработка перспективной модели климата (экспертной системы) на основе новых вычислительных методов и паралллельных вычислительных систем. Депонировано в ВИНИТИ. 2000. №02.2.00 101826. 38 с.

[4] *Алексеев В.А., Володин Е.М., Галин В.Я., Дымников В.П., Лыкосов В.Н.* Моделирование современного климата с помощью атмосферной модели ИВМ РАН. Описание модели A5421 версии 1997 года и результатов экспериментов по программе AMIP II. Препринт ИВМ РАН №2086-B98. 1998.

[5] *Алексеев В.В., Залесный В.Б.* Численная модель крупномасштабной динамики океана. Вычислительные процессы и системы. Ред. Г.И.Марчук. Вып.10. – М.: Наука, 1984. С. 232-252.

[6] *Залесный В.Б.* Численное моделирование термохалинной циркуляции Мирового океана // Метеорология и гидрология. 1998. №2, С.54-64.

[7] *Pacanovsky, R.C., Griffies, S.M.* The MOM 3 Manual. Geophysic Fluid Dynamics Laboratory. NOAA, Princenton, USA,1999. P. 680.

[8] *Large, W. G., Danabasoglu G., Doney S. C., McWilliams J. C.* Sensitivity to surface forcing and boundary layer mixing in a global ocean model: Annual-mean climatology // J. Phys. Oceanogr. 1997. V. 27, P. 2418-2447.

[9] *Gent,P.R., F.O.Bryan, G. Danabasoglu, S.C. Doney, W. R. Holland, W. G. Large, C. McWilliams.* The NCAR climate system model global ocean component // J. Climate. 1998. V.11, №6, P. 1287-1306.

[10] *Boville B.A., Gent P.R.* The NCAR climate system model, version one // J. Climate. 1998, V.11, №6, P. 1115-1113.

[11] *Weisse R., Mikolajewicz U., Maier-Reimer E.* Decadal variability of the North Atlantic in an ocean general circulation model // J. Geoph. Res. 1994, V. 99, №C6, P. 12,411-12,421.

[12] *Griffies S.M., Böning C., Bryan F.O., Chassignet E.P., Gerdes R., Hasumi H., Hirst A., Treguier A.-M., Webb D.* Developments in ocean climate modelling // Ocean Modelling. 2000. V. 2, P. 123-192.

[13] *Багно А.В.* Численное моделирование циркуляции Северной Атлантики с учетом потока пресной воды на поверхности // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1996. Т. 32. №6. С. 848-858.

[14] *Багно А.В., Гаращук Р.В., Залесный В.Б.* Модель крупномасштабной циркуляции океана и эволюции морского льда // Океанология. 1996. Т. 36, №2. С. 197-206.

[15] *Багно А.В., Залесный В.Б.* Воспроизведение структуры гидрофизических полей тропической зоны Тихого океана в модели глобальной океанской циркуляции // Метеорология и гидрология. 1999. №10. С. 75–88.

[16] *Bryden D., San S., Bleck R.* A new approximation of the equation of state for seawater, suitable for numerical ocean models// J. Geoph. Res. 1999. V.104, №C1. P. 1537-1540.

[17] *Bryan K.* A numerical method for the study of the circulation of the world ocean// J. Computational Physics. 1969. V.4. P. 347-376.

[18] *Semtner A.J.* An oceanic general circulation model with bottom topography // Numerical simulation of weather and climate. Technical report No. 9. UCLA Department of Meteorology. 1974.

[19] *Cox M.D.* A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean. GFDL Ocean Group Technical Report No. 1. Available from Geophysical Fluid Dynamical Laboratory, P.O. Box 308, Princenton, New Jersey, 08542. 1984.

[20] *Blumberg A.F., Mellor G.L.* A discription of a three-dimensional coastal ocean circulation model // Three-Dimansional Coastal Models/ Ed.: N. S. Heaps. Amer. Geophys. Union. 1987.

[21] *Марчук Г.И.* Методы вычислительной математики. - М., Наука, 1980. 535 с.

[22] *Саркисян А.С.* Моделирование динамики океана. С.-Пб.: Гидрометеоиздат, 1991. 296 с.

[23] *Ибраев Р.А.* Реконструкция климатических характеристик течения Гольфстрим // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. №6. С. 803-814.

[24] *Mesinger F., Arakawa A.* Numerical methods used in atmospheric models. Vol. I. JOC, GARP Publication Series, №17. Geneva, World Meteorological Organization, C.P. №5, CH-1211, Geneva, 1976. P. 64.

[25] *Redi M.* Isopicnal mixing by coordinates rotation. J. Phys. Oceanogr. 1982. V. 12. P. 1154-1158.

[26] *Cox M.D.* Isopicnal diffusion in z-coordinate ocean model // Ocean Modelling. 1987. V. 74. P. 1-5.

[27] *Gent P., McWilliams J.C.* Isopicnal mixing in ocean circulation models // J. Phys. Oceanogr. 1990. V. 20. P. 150-155.

[28] *Beckers J.M., Burchard H., Campin J.M., Deleersnijder E., Mathieu P.P.* Another reason why simple discretisations of rotated diffusion operators cause problems in ocean models: Comments on "Isoneutrals diffusion in a z-coordinate ocean model"// J. Phys. Oceanogr. 1998. V. 28. P. 1552-1559.

[29] *Griffies S.M., Gnanadesikan A., Pacanovski R.C., Larichev V.D., Dukowicz J.K., Smith R.D.* Isopicnal mixing in z-coordinate ocean model // J. Phys. Oceanogr. 1998. V. 28. P. 805-830.

[30] *Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.А.* Математические модели в геофизической гидродинамики и численные методы их реализаций. - Л.: Гидрометеоиздат, 1987. 296с.

[31] *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.

[32] *Pacanovsky R.C., Philander G.* Parametrization of vertical mixing in numerical models of the tropical ocean // J. Phys. Oceanogr. 1981. V. 11. P. 1442-1451.

[33] *Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., Collins W., Deaven D., Gandin L., Iredell M., Saha S., White G., Woollen J., Zhu Y., Leetmaa A., Reynolds B., Chelliah M., Ebisuzaki W., Higgins W., Janowiak J., Mo K.C., Ropelewski C., Wang J., Jenne R., Joseph D.* The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project // Bulletin of the American Meteorological Society. 1996. V. 77. P. 437-471.

[34] *Jerlov N.* Optical oceanography. Elsevier. 1968.

[35] Физика океана. Т.1, Гидрофизика океана/ Ред.: Монин А.С. - М.: Наука, 1978. 455с.

[36] *Kumar M.R., Shenoi S.S.C.* On the role of the cross Equatorial flow on summer monsoon rainfall over India using NCEP/NCAR Reanalysis Data // Meteorology and Atmospheric Physics. 1999. V. 70, P. 201-213.

[37] *Ezer T., Mellor G. L., and Greatbatch R. J.* . On the interpendantal variability of the North Atlantic Ocean: Model simulated changes in transport, meridional heat flux and coastal sea level between 1955-59 and 1970-74. J. Geophysical Research. 1995. V. 100. №C6, P. 10,559-10,556.

[38] *Fieux M., Andrie C., Delecluse P., Ilahude A.G., Kartavtseff A., Mantisi F., Molcard R., Swallow J.C.* Measurements within the Pacific–Indian oceans throughflow region // Deep–Sea Res. 1994. V. 41. PP. 1091–1130.

[39] *Ji M., Leetmaa A., Derber J.* An ocean analysis system for seasonal to interannual climate studies // Mon. Wea. Rev. 1995. V. 123. P. 460-481.

[40] *Володин Е.М.* Численная модель совместной циркуляции глобальной амтосферы и тропиков Тихого океана // Изв. АН, Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. №1. С.5-19.

[41] *Macdonald A. M., Wunsh C.* An astimate of global ocean circulation and heat fluxes // Nature. 1996. V. 382. P. 436-439.

[42] *Hall M.M., Bryden H.L.* Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport // Deep-sea res. 1982. V. 29. P. 339-359.

[43] *Wijffels S. E., Schmitt R. W., Bryden H. L., Stigebrandt A.* Transport of freshwater by the oceans // J. Phys. Oceanogr. 1992. V. 22. P.155-162.

[44] *Zalesny V.B.* Variability and equilibrium states of World ocean circulation // Russ. J. Numer. Anal. Math/ Modelling. 1997. V.12, №6. P. 547-567.