

# Моделирование климата и его изменений

*В.П. Дымников, В.Н. Лыкосов, Е.М. Володин,  
В.Я. Галли, А.В. Глазунов, А.С. Грицун,  
Н.А. Дианский, М.А. Толстых, А.И. Чаверо*

## Содержание

Введение . . . . .	37
<b>1. Физико-математические основы построения климатических моделей . . . . .</b>	<b>41</b>
1.1. Основные уравнения гидротермодинамики климатической системы . . . . .	41
1.2. Горизонтальная диффузия . . . . .	48
1.3. Вертикальный турбулентный перенос . . . . .	49
1.4. Гравитационно-волновое сопротивление . . . . .	54
1.5. Конвекция, конденсация и осадки . . . . .	57
1.6. Радиационный перенос . . . . .	64
1.7. Взаимодействие атмосферы с деятельным слоем суши и криосферой . . . . .	70
1.8. Региональные аспекты . . . . .	75
1.9. Численная реализация . . . . .	80
<b>2. Воспроизведение современного климата . . . . .</b>	<b>85</b>
2.1. Моделирование общей циркуляции атмосферы при заданных пространственно-временных распределениях температуры поверхности океана . . . . .	85
2.2. Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели . . . . .	97
<b>3. Теория чувствительности климатической системы к малым внешним воздействиям . . . . .</b>	<b>112</b>
3.1. Устойчивость аттракторов атмосферных моделей к постоянно действующим воздействиям . . . . .	112
3.2. Регуляризация атмосферных моделей по Зеemanу . . . . .	116
3.3. Численные эксперименты с моделями общей циркуляции атмосферы . . . . .	118
3.4. Построение оператора отклика по реальным данным . . . . .	131

<b>4. Моделирование изменений климата, обусловленных изменениями атмосферной концентрации малых газовых составляющих</b> . . . . .	133
4.1. Отклик климатической модели на увеличение содержания углекислого газа . . . . .	134
4.2. Экстремальные климатические проявления на территории России для современного климата и при удвоении содержания углекислого газа . . . . .	146
<b>Заключение</b> . . . . .	162
<b>Литература</b> . . . . .	166

## Введение

Одной из наиболее важных проблем, стоящих перед наукой в XXI столетии, является проблема предсказания климатических изменений, вызываемых человеческой деятельностью. В качестве антропогенных воздействий на климатическую систему можно рассматривать сжигание ископаемого топлива, приводящее к изменению концентрации углекислого газа в атмосфере, изменение концентрации малых газовых примесей, контролирующей концентрацию озона в атмосфере, вырубку лесов, приводящую к изменению альбедо и процессу опустынивания, и многие другие воздействия.

Согласно определению Всемирной метеорологической организации [124], климатическую систему планеты Земля образуют следующие, взаимодействующие между собой, компоненты: 1) атмосфера — газовая оболочка Земли сложного состава (кислород, азот, углекислый газ, водяной пар, озон и т.д.), воздействующая на перенос к поверхности Земли солнечной радиации, поступающей на ее верхнюю границу, и являющаяся наиболее изменчивой составляющей рассматриваемой системы; 2) океан — главный водный резервуар в системе, состоящий из соленых вод Мирового океана и прилегающих к нему морей, поглощающий основную часть поступающей на его поверхность солнечной радиации и представляющий собой, благодаря высокой теплоемкости воды, мощный аккумулятор энергии; 3) суша — поверхность континентов с ее гидрологической системой (внутренние водоемы, болота и реки), почва (в том числе, с грунтовыми водами) и криолитозона (“вечная мерзлота”); 4) криосфера — континентальные и морские льды, горные ледники и снежный покров; 5) биота — растительность на суше и океане, а также живые организмы в воздухе, море и на суше, включая человека.

Климатическая система характеризуется конечным множеством параметров (компоненты скорости ветра и течений в океане, температура и

соленость, водяной пар, концентрация газовых составляющих, плотность, давление и др.), значения которых в фиксированный момент времени определяют ее состояние. Эта система глобальна, поскольку ее состояния характеризуются пространственными неоднородностями с масштабами от планетарных (порядка  $10^4$  км по горизонтали и порядка  $10^1$ - $10^2$  км по вертикали) до размеров мельчайших турбулентных неоднородностей в атмосфере и океане, элементов растительности и структурных неоднородностей почвы. Характерные временные масштабы энергозначимых физических процессов лежат в диапазоне от минут до десятков и сотен лет.

Математически климат определяется как статистический ансамбль состояний, принимаемый климатической системой за достаточно большой интервал времени, который удобно выбрать очень большим (в пределе бесконечным). В этом случае собственная (внутренняя) изменчивость климата отсутствует и можно лишь говорить об изменениях климата под воздействием внешних сил на климатическую систему. В общем случае, под ансамблем понимается не только множество состояний, но и некоторая вероятностная мера, заданная на этом множестве и определяющая вероятность того, что система может находиться на некотором подмножестве данного множества [18]. В практических приложениях часто под климатом понимаются некоторые характеристики части траектории климатической системы, проходимой ею за определенный промежуток времени  $\sim 30$  лет.

Сформулированные выше проблемы в отличие от других проблем физики имеют одну отличительную особенность: они не допускают прямого физического эксперимента. Более того, в силу специфических особенностей климатической системы адекватные лабораторные эксперименты представляются также весьма проблематичными. Действительно, с точки зрения рассмотрения крупномасштабных атмосферных процессов атмосфера есть тонкая пленка с отношением вертикального масштаба к горизонтальному  $H/L \sim 10^{-3}$ . Таким образом, на этих масштабах климатическую систему можно считать квазидвумерной, однако, вертикальная стратификация по плотности очень важна и крупномасштабные вертикальные движения ответственны за бароклинные преобразования энергии. Более того, с физической точки зрения для изучения климата реальной климатической системы в наличии имеется лишь часть траектории протяженностью в несколько десятков лет, в течение которых проводились достаточно полные натурные измерения.

Все перечисленное позволяет сделать вывод, что главным средством изучения климатической системы (более точно, исследования проблемы предсказуемости и предсказания изменений климата) является математическое (численное) моделирование с помощью глобальных климатических моделей, основу которых составляют глобальные модели общей циркуляции атмосферы и океана. Разработка моделей климата требует проведения

натурных экспериментов, анализ результатов которых позволяет формулировать все более точные модели конкретных физических процессов, определяющих динамику климатической системы. Вместе с тем, такие эксперименты не решают главной задачи — определение чувствительности реальной климатической системы к малым внешним воздействиям [18]. Необходимо ответить на вопрос: что и с какой точностью должна воспроизводить климатическая модель, чтобы ее чувствительность к разнообразным малым внешним воздействиям была близка к чувствительности реальной климатической системы? Важно подчеркнуть, что каждая современная модель конкретного физического явления есть отражение современного его понимания. Не исключением в этом смысле являются и глобальные климатические модели, включающие в себя описание большого числа разнообразных физических процессов и их взаимодействий.

В 1956 году опубликованы результаты первого численного эксперимента по воспроизведению общей циркуляции атмосферы с помощью двухслойной, квазигеострофической, полусферной модели [100], а уже в начале 60-х годов появилась первая 9-уровневая модель, основанная на полных (неупрощенных) уравнениях [112]. В 1969 г. появилась публикация [91], в которой были изложены результаты численных экспериментов с первой совместной моделью общей циркуляции атмосферы и океана. В России создание гидродинамических климатических моделей началась в 70-х годах. В 1973 г. по инициативе Г.И. Марчука Отделением океанологии, физики атмосферы и географии АН СССР было принято решение о разработке математических моделей климата, основанных на моделях общей циркуляции атмосферы и океана. Такого рода модель, базирующаяся на использовании законов сохранения и методов расщепления, была построена в Вычислительном центре СО АН СССР [29]. Однако, возможности вычислительной техники того времени и недостаточная детализированность параметризаций физических процессов в атмосфере и океане не позволили тогда добиться необходимого качества воспроизведения климата, достигнутого в настоящее время. Тем не менее, эти работы послужили заделом представленных в данной работе исследований.

Климатические модели в настоящее время переживают период интенсивного развития, определяемого в конечном итоге бурным развитием вычислительной техники. Процесс их создания происходит повсеместно. Связанный с этим "параллелизм" необходим для контроля воспроизводимости получаемых с их помощью результатов. В рамках международных программ AMIP (Atmospheric Model Intercomparison Project), CMIP (Coupled Model Intercomparison Project) и др., описание и результаты которых можно найти в Интернете (см. <http://www-pcmdi.llnl.gov>), проводится целенаправленное сравнение моделей, разработанных различными группами исследователей в разных странах мира, как между собой, так

и с данными наблюдений. Это дает возможность исследовать систематические ошибки в воспроизведении современного климата и оценить диапазон возможных его изменений, обусловленных, например, антропогенными воздействиями. В России, в частности, такого рода климатические модели разрабатываются в Институте вычислительной математики РАН (ИВМ РАН) и Главной геофизической обсерватории [34]. При верификации моделей на основе сравнения их результатов с данными наблюдений используются различные источники, в частности: реанализы Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (Великобритания) ERA-15 (1979-1993 г.г.) и ERA-40 (1957-2001 г.г.), информация о которых содержится по Интернет-адресу <http://www.ecmwf.int/research/era>; реанализы NCEP/NCAR (Национальный центр охраны окружающей среды / Национальный центр атмосферных исследований, США) за период 1958-1997 г.г. (<http://wesley.wvb.noaa.gov/reanalysis.htm>); осадки за период с 1979 г. и по настоящее время (<http://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/globalprecip>); архив NDP048, содержащий ряды многолетних наблюдений на 225 метеорологических станциях бывшего СССР (<http://cdiac.esd.ornl.gov/ftp/ndp048>). Следует заметить, что в ходе проведения численных экспериментов с современными глобальными климатическими моделями генерируется большой объем данных (вплоть до 1 Гб при расчете на 1 месяц), что требует специальных усилий по их визуализации, обработке и анализу.

В Институте вычислительной математики РАН разработан современный комплекс моделей общей циркуляции атмосферы и океана с наиболее полным на настоящее время описанием основных климатообразующих процессов. С помощью этого комплекса проводятся исследования различных аспектов проблемы глобальных изменений климата и на его основе построена модель климатической системы. Коллектив разработчиков этих моделей принимает участие в проектах АМIP и СМIP. Настоящая работа носит обзорный характер и посвящена с одной стороны — моделированию конкретных характеристик современного климата и его изменчивости, а с другой стороны — исследованию его чувствительности по отношению к малым внешним воздействиям. Вначале в разделе 1 формулируются основные уравнения общей циркуляции атмосферы и океана, рассматриваются вопросы их замыкания и обсуждаются принципы сопряжения автономных моделей атмосферы и океана в климатической модели. Далее (раздел 2) представлены результаты расчетов по воспроизведению современного климата в сравнении с данными наблюдений. В следующем разделе 3 излагаются основные положения теории чувствительности, а в разделе 4 приводятся результаты численных экспериментов по моделированию отклика климатической системы на удвоение содержания углекислого газа. В заключении сформулированы основные выводы проведенных исследований.

# 1. Физико-математические основы построения климатических моделей

В основу построения современных моделей климата положен ряд принципов. Во-первых, такая модель должна базироваться на современных моделях общей циркуляции атмосферы и океана, центральным направлением развития которых является все более точное описание всех физических процессов, участвующих в формировании климата. Далее, принимается, что локально справедливы уравнения классической равновесной термодинамики. Предполагается также, что для описания динамики атмосферы и океана справедливы уравнения Навье-Стокса для сжимаемой жидкости. Поскольку в современных моделях в силу, главным образом, вычислительных возможностей используются уравнения Рейнольдса — осредненные по некоторым пространственным и временным масштабам уравнения Навье-Стокса, то считается, что существует принципиальная возможность их замыкания. Процедура замыкания предполагает, что эффекты процессов подсеточных масштабов (масштабов меньших, чем масштаб осреднения) могут быть выражены через характеристики процессов крупных масштабов. Наконец, для описания крупномасштабных атмосферных и океанических движений справедливо приближение гидростатики: вертикальный градиент давления уравновешивается силой тяжести. Использование такого приближения требует дополнительных упрощений (постоянный радиус Земли, пренебрежение составляющими силы Кориолиса с вертикальной компонентой скорости) с тем, чтобы в системе уравнений при отсутствии внешних источников энергии и диссипации выполнялся закон сохранения энергии. Приближение гидростатики сводит систему трехмерных уравнений Навье-Стокса к системе "2.5" измерений, что весьма существенно для формулирования теорем однозначной разрешимости этих уравнений на произвольном конечном интервале времени.

## 1.1. Основные уравнения гидротермодинамики климатической системы

Принимая в качестве вертикальной координаты давление, нормированное к его значению на поверхности Земли, и используя гидростатическое приближение, система нелинейных уравнений гидротермодинамики атмосферы может быть записана в сферической  $\sigma$ -системе координат в следующей форме [29]:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - \left( f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) v + \frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \frac{RT}{p_s} \frac{\partial p_s}{\partial \lambda} \right) &= F_u, \\ \frac{dv}{dt} + \left( f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) u + \frac{1}{a} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \frac{RT}{p_s} \frac{\partial p_s}{\partial \varphi} \right) &= F_v, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} &= -\frac{RT}{\sigma}, \\
\frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial p_s u}{\partial \lambda} + \frac{p_s v \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial p_s \dot{\sigma}}{\partial \sigma} &= 0, \\
\frac{dT}{dt} - \frac{RT}{c_p \sigma p_s} \left[ p_s \dot{\sigma} + \sigma \left( \frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial p_s}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial p_s}{\partial \varphi} \right) \right] &= F_T + \epsilon, \\
\frac{dq}{dt} &= F_q - (C - E),
\end{aligned} \tag{1.1}$$

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \dot{\sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma},$$

а  $\lambda$  — долгота;  $\varphi$  — широта;  $\sigma$  — вертикальная координата ( $\sigma = p/p_s$ ,  $p$  — давление,  $p_s$  — его значение на поверхности Земли);  $t$  — время;  $u, v, \dot{\sigma}$  — составляющие скорости ветра по долготе, широте и вертикальной координате, соответственно;  $T$  — абсолютная температура;  $q$  — удельная влажность воздуха;  $\Phi$  — геопотенциал ( $\Phi = gz$ ,  $g$  — ускорение свободного падения,  $z$  — высота над уровнем моря);  $f$  — параметр Кориолиса ( $f = 2\omega \sin \varphi$ ,  $\omega$  — угловая скорость вращения Земли);  $R$  — газовая постоянная воздуха;  $c_p$  — его теплоемкость при постоянном давлении;  $F_u, F_v$  — скорости изменения импульса за счет напряжений Рейнольдса;  $F_T, F_q$  — слагаемые, описывающие процессы мелкомасштабной диффузии тепла и влаги;  $\epsilon$  — неадиабатические притоки тепла ( $\epsilon = \epsilon_r + \epsilon_f$ ;  $\epsilon_r$  — радиационный приток тепла,  $\epsilon_f$  — фазовый);  $C, E$  — члены, описывающие процессы конденсации и испарения влаги, соответственно. Атмосферу можно трактовать как бароклинную жидкость (плотность воздуха  $\rho$  зависит как от давления  $p$ , так и от температуры  $T$ ). Поэтому при выводе приведенных выше уравнений использовано уравнение Клапейрона состояния идеального газа  $p = \rho RT$ , а также уравнение квазистатики  $\partial p / \partial z = -g\rho$ . Уравнения движения (первые два из системы (1.1)) могут быть также записаны в форме Громеки-Лэмба [1]:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial t} + \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - Q p_s v + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[ \frac{\partial}{\partial \lambda} \left( \Phi + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) + \frac{RT}{p_s} \frac{\partial p_s}{\partial \lambda} \right] &= F_u, \\
\frac{\partial v}{\partial t} + \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} + Q p_s u + \frac{1}{a} \left[ \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \Phi + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) + \frac{RT}{p_s} \frac{\partial p_s}{\partial \varphi} \right] &= F_v,
\end{aligned} \tag{1.2}$$

где

$$Q = \frac{1}{p_s} \left[ f + \frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{\partial u \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) \right].$$

Слагаемые, записанные в правой части уравнений (1.1), возникают в результате реализации процедуры замыкания и отражают эффекты процессов подсеточных масштабов.

В качестве краевых условий для системы уравнений (1.1) предполагается периодичность решения по долготе, а также условие ограниченности решения на полюсах. Подстилающая поверхность как твердое тело одновременно является  $\sigma$ -координатной поверхностью ( $\sigma=1$ ). Соответствующее кинематическое условие записывается в виде:

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{при} \quad \sigma = 1. \quad (1.3)$$

Аналогичное условие ставится на верхней границе атмосферы ( $p = 0$ ):

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{при} \quad \sigma = 0. \quad (1.4)$$

При  $\sigma = 1$ , кроме условия (1.3), задается также распределение геопотенциала

$$\Phi_s = gz_s \quad \text{при} \quad \sigma = 1, \quad (1.5)$$

где  $z_s$  — превышение земной поверхности над уровнем моря.

Уравнения гидротермодинамики океана в сферической  $\sigma$ -системе координат в приближении Буссинеска, гидростатики и "твердой" крышки могут быть записаны следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - \left( f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) v + \frac{1}{a \cos \varphi \rho_0} \left( \frac{\partial p}{\partial \lambda} - \frac{\sigma}{H} \frac{\partial H}{\partial \lambda} \frac{\partial p}{\partial \sigma} \right) &= F_u, \\ \frac{dv}{dt} + \left( f + \frac{u}{a} \operatorname{tg} \varphi \right) u + \frac{1}{a \rho_0} \left( \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{\sigma}{H} \frac{\partial H}{\partial \varphi} \frac{\partial p}{\partial \sigma} \right) &= F_v, \\ \frac{\partial p}{\partial \sigma} &= gH\rho', \\ \frac{1}{a \cos \varphi} \left( \frac{\partial u H}{\partial \lambda} + \frac{\partial v H \cos \varphi}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} &= 0, \\ \frac{dT}{dt} = F_T, \quad \frac{dS}{dt} = F_S, \\ \rho' &= \rho(T, S, p) - \rho_0, \end{aligned} \quad (1.6)$$

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\dot{\sigma}}{H} \frac{\partial}{\partial \sigma}.$$

Здесь  $\sigma = z/H$ ;  $z$  — глубина, отсчитываемая от невозмущенного уровня океана,  $H = H(\lambda, \varphi)$  — рельеф дна океана (предполагается, что  $0 < H_{min} \leq H \leq H_{max}$ );  $u, v, \dot{\sigma}$  — компоненты вектора скорости течения вдоль долготы, широты и вертикальной координаты, соответственно;  $T, S, p, \rho'$  — температура, соленость, давление и отклонение плотности от значения  $\rho_0 = 1200 \text{ кг/м}^3$  (при этом  $\rho(T, S, p)$  — известная нелинейная функциональная зависимость, определяющая состояние морской воды, в том числе ее сжатие с увеличением глубины); слагаемые  $F_u, F_v, F_T$  и  $F_S$  в правой



части уравнений (1.6) имеют тот же самый смысл, что и соответствующие члены в правой части уравнений атмосферной циркуляции (1.1), и ответственны за параметризацию процессов турбулентной диссипации и турбулентного обмена теплом и солью. Система (1.6) записана для цилиндрической неодносвязной области, ограниченной сверху невозмущенной поверхностью океана ( $\sigma = 0$ ), а снизу — его дном ( $\sigma = 1$ ). Краевые условия для аналога вертикальной скорости  $\dot{\sigma}$  на этих горизонтах имеют вид (1.3), (1.4).

Модельная область охватывает весь Мировой океан, простираясь по широте от берегов Антарктиды до  $89^\circ\text{N}$ . Эта область включает в себя также следующие "острова": Австралию, Антарктиду, Исландию, Кубу, Мадагаскар, Новую Зеландию, Шпицберген и Японию. Приближение "твердой крышки" (1.4) позволяет ввести функцию тока для плоской (баротропной) циркуляции океана. На твердых границах Евразии, Африки, Северной и Южной Америки, объединенных в один континент, задается нулевое значение функции тока. На контурах вышеназванных островов значения функции тока рассчитываются по методу, изложенному в [30]. Для бароклинных составляющих скорости на твердых границах (в том числе, и на дне) ставится условие прилипания, а для температуры и солености принимаются условия отсутствия их потоков. На границе раздела "атмосфера-океан" записываются условия теплового и водного баланса, а вертикальные потоки импульса считаются непрерывными.

При интегрировании климатической модели на длительный срок необходимо также рассчитывать сток больших рек, влияющих на распределение солености в акваториях, близких к местам впадения этих рек. С этой целью на границах раздела рек и соответствующих акваторий в модели ИВМ РАН задаются значения солености по всей глубине в соответствии с данными из атласа Левитуса [89]. Таким способом учитываются стоки основных сибирских рек (Енисей, Лена и Обь), а также Амазонки, Брахмапутры, Ганга и Инда. Кроме того, аналогичным образом параметризуется влияние Красного моря и Персидского залива на распределение солености в Аравийском море. В океаническом блоке климатической модели реализован также расчет эволюции морского льда, позволяющий реалистично описать сезонную изменчивость ледового покрова в Арктике и Южном океане.

Как уже отмечалось, слагаемые, записанные в правой части уравнений (1.1), (1.2) и (1.6), возникают в результате реализации процедуры замыкания и отражают эффекты процессов подсеточных масштабов, к которым относятся, например, турбулентность в пограничном слое атмосферы, в верхнем и придонном слоях океана, конвекция и орографические волны в атмосфере. Расчет неадиабатических источников тепла, связанных с радиационными и фазовыми процессами, облачности и осадков также связан с необходимостью разработки параметризации соответствующих

физических процессов. Наконец, во внимание должны быть приняты такие процессы как цикл углерода, фотохимические трансформации, тепловлагоперенос в растительном и снежном покрове, образование и перенос метана в почве и т.п. Основные идеи, используемые при параметризации процессов подсеточных масштабов, иллюстрируются далее на примере климатической модели, разрабатываемой в Институте вычислительной математики РАН [29, 1, 19]. Информацию об особенностях параметризаций, используемых в других моделях, участвующих в проектах AMIP и CMIP, можно найти на сайте <http://www-pcmdi.llnl.gov> (см., в частности, работу [101]).

Очевидно, что получить аналитические решения при произвольных начальных данных сложных нелинейных уравнений гидротермодинамики атмосферы и океана практически невозможно, поэтому ищутся их приближенные решения с помощью конечномерных аппроксимаций. Как известно [29], при отсутствии диссипации и источников для рассматриваемой системы уравнений существует квадратичный закон сохранения энергии (или закон, который с помощью некоторых нелинейных преобразований искомым функций можно сделать квадратичным). Необходимо, чтобы конечномерные аппроксимации строились таким образом, чтобы (при отсутствии стоков и источников энергии) в них также был квадратичный закон сохранения — аналог исходного закона. Этот закон сохранения автоматически приводит к вычислительной устойчивости решения разностной задачи, если под устойчивостью понимается непрерывная зависимость нормы решения от нормы правой части и нормы начальных данных [30].

Важно отметить также, что в отличие от задач прогноза погоды, где необходимо воспроизвести как можно точнее решение задачи на конечном промежутке времени, в задачах климата требуется аппроксимировать аттрактор исходной модели как множество и меру на нем или статистическое стационарное решение (см. раздел 3). Имеется доказательство глобальной разрешимости конечномерных моделей климата и существования для них глобального аттрактора не вызывает особых затруднений [67]. Проблема же состоит в доказательстве сходимости аттракторов конечномерных аппроксимаций к аттрактору исходной модели при стремлении параметров аппроксимации к нулю. Поскольку теорем сходимости нет, то при моделировании климатической системы используется подход, связанный с аппроксимацией наиболее значимых физических процессов, участвующих в формировании климата [30].

Так как атмосфера и океан квазидвумерны, то каскад энергии по спектру в этих средах определяется законами двумерной жидкости. Известно, что в идеальной несжимаемой двумерной жидкости имеется два квадратичных инварианта — энергия и энстрофия, которые запрещают

каскад энергии по спектру в сторону больших волновых чисел. Вместе с тем, распределение энергии в инерционном интервале по существу определяется каскадом энстрофии в сторону высоких волновых чисел. Конечномерный аналог модели должен быть построен таким образом, чтобы в ее двумерной асимптотике также имели место оба закона сохранения энергии и энстрофии. Это обстоятельство играет особую важную роль в случаях, когда имеются мощные источники генерации волн различного масштаба, например, связанные с орографическими неоднородностями поверхности Земли. Построение конечномерного аналога модели в этом случае удобно проводить, используя исходную систему дифференциальных уравнений гидротермодинамики в форме Громеки-Лэмба.

Если же дискретная система обладает лишь одним квадратичным инвариантом (энергией), то при наличии генерирующего источника возникает проблема параметризации подсеточной диссипации с тем, чтобы скомпенсировать избыточный каскад энергии по спектру и правильно описать ее трансформацию. Каскад энергии в сторону длинных волн принципиально определяется рэлеевской диссипацией в планетарном пограничном слое, что накладывает требования на правильное его описание. Закон сохранения момента количества движения относительно оси вращения Земли (углового момента) по существу определяет распределение скорости ветра у поверхности Земли (наличие пассатов). Важным также является закон сохранения энтропии в адиабатическом приближении.

Кроме того, следует отметить конкретные физические явления типа циклогенеза, правильное воспроизведение которого требует хорошей аппроксимации по спектру некоторых линейных операторов (по собственным и сингулярным числам), 30-60-дневных колебаний в тропиках, распространения квазистационарных волн и многих других процессов, ответственных за климатические характеристики. Особое значение имеет решение уравнений переноса малых примесей, имеющих большие пространственные градиенты, что накладывает очень сильное требование на условие монотонности разностных схем. Более подробно эти вопросы будут рассмотрены в разделе, посвященном численной реализации климатических моделей.

При моделировании совместной циркуляции атмосферы и океана возникает определенная трудность, связанная с тем, что характерные времена термической релаксации атмосферы и океана отличаются на два порядка. Поскольку время релаксации совместной модели должно быть не меньше максимального из этих двух времен, то прямое моделирование совместной циркуляции требует значительных вычислительных ресурсов. В первых климатических моделях использовался метод искусственной синхронизации времен термической релаксации атмосферы и океа-

на [91, 29], исходя из предположения, что один модельный атмосферный год соответствует примерно ста модельным океаническим годам. Характерное время обмена информацией между атмосферой и океаном выбирается в этом случае равным характерному времени (примерно 14 суток) перемешивания в верхнем квазиоднородном слое океана. Для того, чтобы синхронизировать характерные времена обмена информацией в атмосфере и океане, все атмосферные характеристики, используемые в качестве граничных условий для системы уравнений гидротермодинамики океана, с помощью экспоненциального фильтра осреднялись за этот двухнедельный период.

При использовании изложенной процедуры несогласованность приводных потоков тепла, влаги и импульса ( $H_s$ ,  $E_s$  и  $\vec{\tau}_s$ , соответственно), вычисляемых в атмосферном блоке климатической модели, и потоков, которые требует модель океана для адекватного воспроизведения океанической циркуляции (в том числе, температуры поверхности океана), порождает так называемый "дрейф климата" — систематическое отклонение модельных характеристик климата от реально наблюдаемых. Чтобы преодолеть эту трудность, в работе [107] был предложен метод "коррекции потоков":

$$(\tilde{H}_s, \tilde{E}_s, \tilde{\tau}_s) = (H_s, E_s, \vec{\tau}_s) + (\delta H_s, \delta E_s, \delta \vec{\tau}_s),$$

где корректирующие величины  $\delta H_s$ ,  $\delta E_s$ ,  $\delta \vec{\tau}_s$  выбираются пропорциональными разности между модельными и наблюдаемыми значениями температуры и солёности поверхности океана. В моделях, не использующие процедуру коррекции потоков, ошибки воспроизведения климата, как правило, превышают те, что генерируют модели без использования таковой процедуры. Однако, по мере совершенствования моделей (в частности, схем параметризации процессов в пограничном слое атмосферы и в верхнем слое океана) происходит уменьшение как величины корректирующих поправок, так и ошибок воспроизведения климата в моделях без коррекции потоков. В климатической модели ИВМ РАН процедура коррекции потоков не используется.

Начальные условия для совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана в обсуждаемых в последующих главах экспериментах брались в виде климатических распределений прогностических атмосферных и океанических переменных на 1-е января, рассчитанных в отдельных экспериментах с моделью атмосферы [1] (при заданных в соответствии с наблюдаемыми в период с 1979 по 1996 год распределениях температуры поверхности океана и границ морских и континентальных льдов) и с моделью океана [14] (при заданном годовом цикле атмосферного воздействия согласно климатическим данным реанализа NCEP [79]). Для модели атмосферы длительность такого эксперимента составляла 17 лет, а для модели океана — 50 лет.

## 1.2. Горизонтальная диффузия

Скорости изменения импульса, температуры и удельной влажности (солености), обусловленные подсеточной турбулентностью, можно представить в виде суммы:

$$F_\psi = F_\psi^h + F_\psi^v,$$

где  $\psi$  — любая из переменных  $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $q$  или  $S$ , а верхними индексами  $h$  и  $v$  обозначены вклады горизонтальной диффузии и вертикального перемешивания, соответственно. При описании турбулентной горизонтальной диффузии целесообразно потребовать выполнения двух условий: 1) соответствующее слагаемое в уравнениях должно обеспечивать интегральную диссипацию энергии; 2) глобальный угловой момент системы должен сохраняться. Вывод такого замыкания, в основе которого лежат идеи теории двумерной турбулентности [85] и использование оператора Лапласа, приведен в монографии [29].

Однако, выбор того или иного замыкания для описания эффектов подсеточной горизонтальной диффузии в конкретной модели в значительной степени зависит от "согласованности" всех ее блоков. Ошибки, возникающие при воспроизведении каких-либо физических процессов и обусловленные как недостаточным их знанием или чересчур упрощенным описанием, так и имеющие вычислительный характер, могут приводить в конечном итоге к ложному каскаду энергии в коротковолновой части ее спектра. Для воспроизведения нелинейных по своей природе колебаний в климатической системе (в первую очередь, в атмосфере) необходимо правильно воспроизвести не только уровень генерации вихревой кинетической энергии (и цикл преобразований энергии в целом), но и перераспределение этой энергии по спектру. Использование в этом случае замыканий и с оператором Лапласа может оказаться не эффективным для подавления избыточного накопления энергии в коротких масштабах.

В работе [1] для описания горизонтальной диффузии использован оператор типа бигармонического. Вводится оператор  $\Delta_k$

$$\Delta_k \psi = \frac{1}{a^2 \cos^2 \varphi} \left( \frac{\partial}{\partial \lambda} k \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} k \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right),$$

где  $k(\lambda, \varphi)$  — коэффициент горизонтальной диффузии. Обозначив через  $\Delta_1$  оператор  $\Delta_k$  с тождественно единичным коэффициентом  $k$ , соответствующее замыкание для импульса записывается в виде

$$F^h(u, v) = -\Delta_k \Delta_1(u, v).$$

Здесь оператор горизонтальной диффузии используется для описания этого процесса вдоль поверхностей  $\sigma = \text{const}$ . Экспериментальным путем было

установлено, что для температуры и влажности более адекватной оказалась диффузия вдоль поверхностей равного давления. Соответствующее замыкание имеет вид

$$F^h(T, q) = -\Delta_k \Delta_p(T, q),$$

где

$$\Delta_p \psi = \Delta_1 \psi - \frac{\partial \psi}{\partial \ln \sigma} \Delta_1 p_s,$$

то есть учтена поправка, связанная с несовпадением  $\sigma$ - и  $p$ -поверхностей.

При моделировании общей циркуляции океана в настоящее время также используется диффузия четвертого порядка для составляющих скорости течений [14]. В то же время для скалярной субстанции  $\psi$  (температуры и солёности) оказалось предпочтительным применение диффузии второго порядка, представляющей собой точную форму преобразования оператора горизонтальной диффузии из  $z$ - в  $\sigma$ -систему координат.

### 1.3. Вертикальный турбулентный перенос

Пограничный слой атмосферы, располагающийся вблизи поверхности Земли и имеющий характерный вертикальный размер  $h_a \sim 100$ - $1000$  м, верхний слой океана ( $h_o \sim 10$ - $100$  м) и придонный слой океана ( $h_b \sim 1$ - $10$  м) являются ключевыми звеньями климатической системы, обеспечивая: преобразование энергии солнечной радиации, поглощенной подстилающей поверхностью, в энергию крупномасштабных движений в атмосфере и океане (с помощью турбулентного переноса); контроль уровня диссипации кинетической энергии всей климатической системы и тепловлагоперенос между атмосферой и почвой и между океаном и нижерасположенным грунтом. Важно также и то, что пограничный слой атмосферы — это среда обитания человека, не только непосредственно воздействующая на его жизнедеятельность, но и сама зависящая от результатов этой деятельности.

Условно пограничный слой атмосферы можно разбить на две области: непосредственно примыкающий к подстилающей поверхности слой, именуемый слоем постоянных потоков, и расположенный над ним переходный к свободной атмосфере. Динамика пограничного слоя в его переходной к свободной атмосфере области описывается теми же самыми уравнениями, что и динамика свободной атмосферы, но с включением дополнительных слагаемых, представляющих собой вертикальный турбулентный перенос соответствующей субстанции. Пусть  $\psi$  — любая из метеорологических переменных: горизонтальные компоненты скорости ветра, потенциальная температура или удельная влажность. Имеем тогда

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = F_\psi^v + (\dots) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho \psi' w'}}{\partial z} + (\dots), \quad (1.7)$$

где  $z$  — относительная высота, отсчитываемая от высоты подстилающей поверхности над уровнем моря; черта сверху является знаком турбулентного осреднения; штрихи означают отклонения от этих средних (турбулентные флуктуации); точками представлены слагаемые, отвечающие за вклад других (не турбулентных) процессов в динамику пограничного слоя. В уравнениях типа (1.7) фигурируют новые неизвестные функции (турбулентные потоки)  $\overline{\psi'w'}$ , которые должны быть выражены через характеристики осредненного течения. В настоящее время в моделях принято, как правило, следующее замыкание

$$\overline{\psi'w'} = -K_\psi \frac{\partial \psi}{\partial z} + (\dots), \quad (1.8)$$

где предполагающиеся положительными коэффициенты  $K_\psi$  имеют смысл коэффициентов турбулентной вязкости, теплопроводности и диффузии. Уравнение (1.7) принимает при этом следующий вид

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} K_\psi \rho \frac{\partial \psi}{\partial z} + (\dots). \quad (1.9)$$

Известно, что в слое постоянных потоков наблюдаемые вертикальные распределения метеорологических величин имеют логарифмические асимптотики при приближении к поверхности Земли. При подходящем выборе коэффициентов турбулентного обмена уравнения типа (1.9) обеспечивают эти асимптотики, но при их численном решении возникают чрезвычайно жесткие ограничения на вертикальное разрешение в слое постоянных потоков. В современных моделях принят компромиссный подход: для расчета эволюции переходного слоя используются конечномерные аналоги уравнений (1.9), а решение в слое постоянных потоков выражается в виде аналитических зависимостей, полученных в результате анализа экспериментальных данных на основе теории подобия Монина-Обухова [36]. "Склейка" решений на границе раздела между слоем постоянных потоков и переходным слоем проводится на основе предположения о непрерывности рассчитываемых метеорологических величин (скорость ветра, потенциальная температура и удельная влажность) и их потоков.

Согласно теории подобия Монина-Обухова, безразмерные вертикальные профили скорости ветра, температуры и влажности в приземном слое описываются некоторыми универсальными функциями, зависящими от безразмерной переменной  $z/L_{mo}$ , где  $L_{mo}$  — так называемый масштаб длины Монина-Обухова. В практическом плане, эта процедура эквивалентна аэродинамическому методу, сводящемуся к расчету приповерхностных потоков импульса, тепла и влаги с помощью коэффициентов обмена, значений скорости ветра и дефицитов соответствующих субстанций. Асимптотическое поведение универсальных функций (при сильно устойчивой

или сильно неустойчивой стратификации плотности) изучено достаточно подробно, но требуются данные наблюдений, чтобы восстановить их поведение для промежуточных режимов. Этот подход хорошо зарекомендовал себя в условиях статистически однородной подстилающей поверхности, прост в реализации и было вполне естественным использовать его в моделях общей циркуляции атмосферы (см., например, [109]). Вместе с тем, в размерах элементарной ячейки сетки модели подстилающая поверхность редко бывает однородной, а наличие растительного и снежного покрова, специфика турбулентного перемешивания внутри растительности, особенно, в лесу, радиационные процессы, сальтация и диффузия частиц почвы и снега в атмосферу, перенос брызг с поверхности океана в штормовых условиях — все это существенно воздействует на процессы турбулентного взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью.

Турбулентные потоки импульса ( $\tau_\lambda, \tau_\varphi$ ), явного  $H_s$  и скрытого тепла  $LE_s$  на поверхности земли определяются с помощью аэродинамического метода

$$\begin{aligned}\tau_\lambda &= \overline{\rho u'w'} = -\rho_h C_D V_h u_h, & \tau_\varphi &= \overline{\rho v'w'} = -\rho_h C_D V_h v_h, \\ H_s &= c_p \rho \overline{\theta'w'} = -c_p \rho_h C_H V_h (\theta_h - \theta_s), \\ LE_s &= L \rho \overline{q'w'} = -L \rho_h C_E V_h (q_h - r q_{max}(p_s, T_s)),\end{aligned}$$

где  $V = (u^2 + v^2)^{1/2}$ ;  $\rho$  — плотность;  $\theta$  — потенциальная температура;  $r$  — относительная влажность;  $q_{max}$  — насыщающее значение удельной влажности;  $C_D, C_H, C_E$  — коэффициенты сопротивления, тепло- и влагообмена, соответственно;  $L$  — скрытая теплота испарения. Индекс  $h$  указывает, что соответствующие величины рассчитываются на верхней границе слоя постоянных потоков; индекс  $s$  относится к функциям, определенным при  $\sigma = 1$ . Коэффициенты сопротивления  $C_D$  и тепло- и влагообмена  $C_H = C_E$  связаны с интегральными коэффициентами переноса  $C_m$  и  $C_\theta = C_q$  соотношениями

$$C_D = C_m^2, \quad C_H = C_m C_\theta, \quad C_E = C_m C_q.$$

В свою очередь, интегральные коэффициенты переноса в соответствии с теорией подобия Мони́на-Обухова [36] представляются в виде

$$C_i = \frac{\kappa}{\ln(h/z_{0i}) - \Psi_i(\zeta)}, \quad (i = m, \theta, q),$$

где  $\zeta = z/L_{mo}$ ,  $\Psi_i$  — соответствующие универсальные функции,  $z_{0i}$  — параметр шероховатости,  $\kappa$  — постоянная Кармана. По определению, масштаб Мони́на-Обухова имеет вид

$$L_{mo} = \frac{u_*^3}{\kappa B_s},$$



где  $u_* = [(\tau_\lambda^2 + \tau_\phi^2)/\rho^2]^{1/4}$  — скорость трения,  $B_s$  — поток плавучести. В модели общей циркуляции ИВМ РАН [29, 1]) использованы универсальные функции, представляющие собой комбинацию [21] получивших широкое распространение эмпирических интерполяционных функций Бусинджера-Дайера [55] с законом "степени -1/3". Эти функции асимптотически описывают режим свободной конвекции и позволяют избежать нереально заниженных значений турбулентных потоков при малых скоростях ветра.

Необходимо сделать одно замечание по поводу универсальных функций. Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью в высоких широтах в зимний период времени происходит на фоне как правило устойчивой стратификации пограничного слоя. В условиях дефицита коротковолновой радиации поверхность снега выхолаживается (особенно интенсивно — при безоблачном небе), что приводит к дальнейшему усилению устойчивости приземного слоя и, как следствие, к ослаблению компенсирующего этот процесс турбулентного переноса явного и скрытого тепла. В рамках традиционного подхода интегральные универсальные функции  $\Psi_i$  при устойчивой стратификации, то есть при  $\zeta > 0$ , задаются следующим образом:

$$\Psi_i = -\beta(\zeta - \zeta_{0i}), \quad (1.10)$$

где  $\zeta_{0i} = z_{0i}/L_{mo}$ , а  $\beta \approx 5$  — эмпирический безразмерный коэффициент. Заметим, что как показывают результаты обработки данных наблюдений [55], эти формулы справедливы лишь для относительно небольших значений  $0 < \zeta < 2$ . В работе [50] предложены более общие выражения для универсальных функций:

$$\begin{aligned} -\Psi_m &= a\zeta + b\left(\zeta - \frac{c}{d}\right)e^{-d\zeta} + \frac{bc}{d}, \\ -\Psi_\theta &= \left[\left(1 + \frac{2}{3}a\right)\zeta\right]^{3/2} + b\left(\zeta - \frac{c}{d}\right)e^{-d\zeta} + \frac{bc}{d} - 1, \end{aligned} \quad (1.11)$$

где  $a = 1$ ,  $c = 5$ ,  $d = 0.35$ , а  $b = (c - a)/(c + 1)$ . Нетрудно видеть, что эти функции, нелинейные по  $\zeta$ , близки к традиционным линейным формулам (с  $\beta = c$ ) при малых значениях  $\zeta$ .

Особый интерес представляет так называемое потоковое число Ричардсона  $Rf$ , связанное с  $\zeta$  и функцией  $\Psi_m$  соотношением

$$Rf = \frac{\zeta}{1 - \zeta d\Psi_m/d\zeta}.$$

Легко убедиться, что  $\lim_{\zeta \rightarrow \infty} Rf = Rf_\infty$ , причем "критическое значение"  $Rf_\infty = \beta^{-1}$  для функции  $\Psi_m$ , задаваемой формулой (1.10), и  $Rf_\infty = a^{-1}$  — в более общем случае (1.11). Согласно теоретическим представлениям [36], стационарная развитая турбулентность над статистически однородной подстилающей поверхностью не может существовать при  $Rf > 1$ . Приведен-

ные выше значения констант  $\beta$  и  $a$  удовлетворяют этому требованию. Следует, правда, заметить, что в реальных условиях подстилающая поверхность редко бывает однородной, а происходящие над ней процессы — стационарными.

Поэтому часто вместо теоретических универсальных функций, зависящих от  $\zeta$ , для расчета непосредственно коэффициентов сопротивления и теплообмена используются экспериментальные (“подгончные”) зависимости от характеристик состояния атмосферы (скорости ветра, в первую очередь) или от динамического числа Ричардсона

$$Ri = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial\theta/\partial z}{(\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2}.$$

При описании переходного слоя в моделях общей циркуляции атмосферы необходимо принять во внимание, что имеют место три типа движений: полностью упорядоченное среднее течение; когерентные структуры типа крупных вихрей или внутренних волн; хаотическая трехмерная турбулентность. В ранних моделях турбулентное замыкание уравнений Рейнольдса осуществлялось с помощью классической гипотезы Буссинеска, согласно которой турбулентный поток какой-либо субстанции предполагался пропорциональным градиенту соответствующей средней величины, взятому с обратным знаком. Коэффициент пропорциональности либо задавался в виде той или иной зависимости от числа Ричардсона, либо для его расчета привлекалось дополнительное уравнение для кинетической энергии турбулентности и гипотезы подобия Колмогорова. В дальнейшем была учтена специфика конвективного пограничного слоя, в ядре которого процесс переноса тепла и влаги имеет противогradientный характер. Но все еще остается необходимость учета специфики, связанной с мезомасштабными орографическими неоднородностями подстилающей поверхности (катабатический ветер, горно-долинная циркуляция и т.п.), инверсионными слоями, слоистыми и слоисто-кучевыми облаками, образующими облачность достаточно высокого балла, и мелкими кучевыми облаками, формирующими, как правило, сильно разреженную облачность.

Для расчета коэффициентов турбулентности  $K_\psi$ , используемых в уравнениях (1.9), в модели общей циркуляции атмосферы, разрабатываемой в Институте вычислительной математики РАН [1], привлекается следующее хорошо известное соотношение из [37]

$$K_\psi = l_\psi^2 \left| \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right| F_\psi(Ri), \quad (1.12)$$

где  $l_\psi$  — масштаб турбулентности,  $\vec{V}$  — вектор горизонтальной скорости, а  $F_\psi$  — “универсальная” безразмерная функция числа Ричардсона  $Ri$ , опре-

деляемая на основе теоретических рассмотрений и анализа экспериментальных данных. В частности, функции  $F_\psi$  должны стремиться к 1 в случае нейтральной стратификации ( $Ri = 0$ ), иметь линейную зависимость от  $Ri$  при сильной устойчивости ( $Ri > 0$ ) и отражать асимптотику режима свободной конвекции (закон степени  $-1/3$ ) в случае сильно неустойчивой стратификации ( $Ri < 0$ ). Конкретный вид функций  $F_\psi$  приведен в [1]. Для расчета же масштаба турбулентности  $l_\psi$  ( $\psi = m, h$ ) используется модифицированное соотношение типа формулы Блэкадара [53]

$$l_\psi = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z/l_{\psi\infty}} F_l(Ri, z/h_{bl}) \quad (1.13)$$

$$F_l = \begin{cases} 1 - z/z_i, & \text{если } Ri > 0; \\ 1, & \text{если } Ri \leq 0, \end{cases} \quad (1.14)$$

в котором асимптотически учтено, что  $l_\psi \approx \kappa z$  при  $z \rightarrow 0$ ,  $l_\psi \rightarrow l_{\psi\infty}$  при  $z \rightarrow \infty$  в случае нейтральной или неустойчивой стратификации и  $l_\psi \rightarrow 0$  при  $z \rightarrow h_{bl}$  ( $h_{bl}$  — высота пограничного слоя) в противном случае.

В качестве высоты пограничного слоя выбирается следующая величина

$$h_{bl} = \max(h_d, h_c),$$

$h_d = u_*/2f$  — толщина слоя Экмана (параметр Кориолиса  $f$  ограничен по модулю снизу величиной  $0.00005^{-1}$ ), а высота конвективного пограничного слоя  $h_c$  определена как ближайший к поверхности Земли уровень, на котором  $\theta_v > \theta_{v,13}$ . Предполагается, что на данной высоте отсутствуют турбулентные потоки всех рассматриваемых в модели прогностических переменных:

$$K_\psi \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=h_{bl}} = 0. \quad (1.15)$$

В океаническом блоке модели [14] использован аналогичный подход: коэффициенты вертикальной вязкости и диффузии рассчитываются с помощью зависящих от числа Ричардсона функций. Детали параметризации горизонтальной диффузии и турбулентных процессов в верхнем и придонных слоях океана изложены в отдельной статье данного издания.

#### 1.4. Гравитационно-волновое сопротивление

Параметризации гравитационно-волнового сопротивления представляют собой учет переноса импульса и энергии гравитационными волнами, которые генерируются, в основном, в тропосфере и разрушаются в более высоких слоях — стратосфере и мезосфере. Известны параметризации двух типов. К первому из них относится параметризация орографического сопротивления, представляющая собой учет эффекта волн, генерируемых

взаимодействием крупномасштабного потока с неоднородностями поверхности Земли. В параметризации второго типа (неорографического сопротивления) рассматриваются гравитационные волны, генерируемые другими источниками, например вертикальным сдвигом скорости ветра и конвекцией.

#### 1.4.1. Неорографическое гравитационно-волновое сопротивление

Учет неорографического волнового сопротивления необходим при моделировании стратосферы и особенно мезосферы, где обрушение гравитационных волн решающим образом влияет на средний поток. Первые попытки учесть это влияние были связаны с введением так называемого поглощающего слоя — ньютоновского трения на верхних модельных уровнях. Более детальный способ учета гравитационных волн (с заданными пространственными и временными волновыми числами), следует из результатов работы [90], в которой рассматриваются теоретические основы описания гравитационно-волнового сопротивления. Наиболее физически полной на настоящий момент является предложенная в работах [73, 74] параметризация, в которой рассматривается спектр распространяющихся волн с различными вертикальными волновыми числами. Предполагается, что гравитационные волны генерируются на заданном уровне и распространяются вверх, перенося импульс и энергию. Конвергенция потоков импульса и энергии из-за разрушения волн приводит к изменению горизонтального импульса и температуры. Именно эта параметризация используется в модели Института вычислительной математики РАН.

Все горизонтальные направления, в которых могут распространяться гравитационные волны, разбиты на  $N$  азимутов (далее  $\xi$  — индекс азимута). Порождаемый ими вертикальный поток горизонтального импульса в направлении  $\xi$  записывается в виде

$$F_\xi = \rho \overline{v'_\xi w'}, \quad (1.16)$$

где  $v_\xi$  — компонента скорости горизонтального ветра в рассматриваемом направлении;  $w$  — вертикальная скорость, рассчитываемая в  $z$ -системе координат; штрихи означают возмущения, наведенные гравитационными волнами, а черта сверху — осреднение по времени. Зональная и меридиональная компоненты волнового потока импульса рассчитываются с помощью следующих соотношений

$$F_E = \sum_{\xi=1}^N \cos \alpha_\xi F_\xi,$$

$$F_N = \sum_{\xi=1}^N \sin \alpha_\xi F_\xi,$$

где  $\alpha_\xi$  — угол между вектором горизонтальной скорости основного движения и направлением  $\xi$ . Тенденции для соответствующих компонент скорости ветра  $u$  и  $v$  вследствие разрушения гравитационных волн вычисляются затем как

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{GW} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_E}{\partial z}, \\ \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{GW} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_N}{\partial z}.\end{aligned}$$

Аналогичным образом получается выражение для источника тепла и коэффициента вертикальной диффузии, обусловленных разрушением гравитационных волн. В рассмотрение вводится вертикальный поток тепловой энергии через единичную площадку

$$E = \overline{p'w'}, \quad (1.17)$$

где  $p'$  — возмущение давления за счёт гравитационных волн. Предполагается, что этот поток формируется за счёт суммарного эффекта процессов вертикального переноса энергии гравитационными волнами, распространяющимися в различных горизонтальных направлениях  $\xi$ . Тенденция температуры, обусловленная конвергенцией потока  $E$ , вычисляется как

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{GW} = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial E}{\partial z}. \quad (1.18)$$

В модели ИВМ РАН количество азимутов, на которые разбиваются все горизонтальные направления, положено равным 12. Значения "подгоночных" параметров выбраны в диапазонах, рекомендованных в [73, 74], и близки к тем, что используются в работах [92, 93].

#### 1.4.2. Орографическое гравитационно-волновое сопротивление

Параметризация орографического гравитационно-волнового сопротивления построена на основе метода, предложенного в [98]. Вводятся квадрат частоты Вейселя-Брента

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z},$$

число Ричардсона

$$Ri = \frac{N^2}{|\partial \vec{V} / \partial z|^2} = \left( \frac{N}{g\rho |\partial \vec{V} / \partial p|} \right)^2$$

и операция осреднения (обозначаемая далее индекс  $av$ ) по столбу воздуха, заключенного между некоторым уровнем  $z_i$  и поверхностью Земли. Тогда

$$u_p = \frac{u_{av}u + v_{av}v}{\sqrt{u_{av}^2 + v_{av}^2}}$$

есть проекция осредненного вектора скорости ветра на его направление в приземном слое. Если обозначить

$$\mu = 2 + \sqrt{1/Ri}, \quad h^2 = [u_p(2\sqrt{\mu} - \mu)]^2/N^2, \quad d_s^2 = \min(\delta, h^2),$$

где  $\delta$  — величина, характеризующая подсеточную дисперсию орографии, то напряжение трения на поверхности, вызванное гравитационными волнами, может быть записано как

$$\tau_{ws} = K \rho_{av} d_s^2 N_{av} \sqrt{u_{av}^2 + v_{av}^2},$$

где числовой коэффициент  $K$  в модели ИВМ РАН принят равным  $4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ .

Принимается, что в слое ниже уровня  $z_i$  напряжение  $\tau_w$  не меняется с высотой (используется его значение на поверхности), а выше этого уровня оно вычисляется в зависимости от волнового числа Ричардсона

$$Ri_w = \frac{Ri(1 - \alpha)}{(1 + \alpha\sqrt{Ri})^2},$$

где  $d = \sqrt{\tau/(K\rho N|u_p|)}$  и  $\alpha = Nd/|u_p|$ . При этом, тенденции составляющих скорости и температуры, обусловленные орографическим волновым сопротивлением, могут быть вычислены следующим образом:

$$\frac{\partial(u, v)}{\partial t} = -\frac{g(u_{av}, v_{av})}{\sqrt{u_{av}^2 + v_{av}^2}} \frac{\partial\tau_w}{\partial p},$$

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = [u^2 - (u + 2\frac{\partial u}{\partial t})^2 + v^2 - (v + 2\frac{\partial v}{\partial t})^2]/4.$$

## 1.5. Конвекция, конденсация и осадки

Решение проблемы параметризации процессов выделения тепла при конденсации в случае кучковой конвекции и нагревания атмосферы за счет этого тепла (особенно, в низких широтах) является одной из ключевых задач в моделировании климата. Можно выделить три основных подхода к решению этой проблемы. Первый из них [91] базируется на идее согласования полей метеорологических элементов, исходя из некоторых энергетических принципов; второй метод основан на принципе условной неустойчивости второго рода [86], а третий подход связан с описанием ансамбля кучевых облаков [46].

В настоящее время в моделях общей циркуляции атмосферы реализовано несколько видов параметризации глубокой конвекции. В параметризациях типа конвективного приспособления считается, что если в каком-то вертикальном столбе имеет место влажная неустойчивость, то в результате процесса конвекции профили температуры и влажности становятся либо влажноадиабатическими, либо имеют заранее заданный вид, несколько отличающийся от влажноадиабатического распределения. Известны также параметризации, в которых с некоторым характерным временем, составляющим как правило несколько часов, осуществляется приближение модельных профилей температуры и влажности к заданным (реперным) распределениям. К числу таких параметризаций относится схема [51].

В параметризации конвекции типа Куо [86] полагается, что в случае влажной неустойчивости формируется конвективная облачность от верхней границы пограничного слоя до уровня нулевой плавучести. При этом конвективные притоки тепла в облачном слое зависят от конвергенции водяного пара и от некоторого параметра  $\beta$  (см. ниже), характеризующего перемешивание облачного воздуха с окружением.

Наиболее физически полными являются схемы конвекции типа Аракавы-Шуберта [46], а также модифицированный вариант этой схемы [99]. В этих параметризациях считается, что существует ансамбль конвективных облаков с одинаковой нижней границей, совпадающей с высотой пограничного слоя, и с различной верхней границей. Каждое такое облако создает свой поток массы, вследствие которого происходят изменения температуры, влажности и импульса в рассматриваемой области.

В схеме параметризации Тидтке [117] также используется предположение о вертикальном потоке массы вследствие развития конвективной облачности, однако, эта схема не предусматривает спектрального представления облачного ансамбля, а учитывает лишь интегральные соотношения.

В настоящий момент нет однозначного мнения о том, какой тип параметризации конвекции является наилучшим при использовании в качестве блока атмосферной модели. Тем не менее, следует отметить, что схему Аракавы-Шуберта, несмотря на физическую полноту описания конвективного облачного ансамбля, труднее настроить на то, чтобы модель с использованием этой схемы воспроизводила реалистичный климат. Более того, модели, наиболее реалистично описывающие климатические параметры, связанные с конвекцией, чаще всего используют упрощенную схему Тидтке для расчета потока массы (см., например, [35]).

В модели ИВМ РАН используется не очень распространенная схема конвективного приспособления [51]. В ранней версии модели, в которой эта схема была использована с параметрами, рекомендованными в [51], имели место недостатки, связанные с воспроизведением функции распределения относительной влажности в тропиках, а также амплитуды низ-

кочастотной изменчивости, в частности 30-60-дневных колебаний. После настройки параметров конвекции, а именно, увеличения характерного времени конвекции с 2 до 12 часов, а также изменения реперных профилей температуры и влажности таким образом, чтобы большая часть скрытого тепла реализовывалась бы в средней тропосфере, модель стала воспроизводить климат тропиков более реалистично. На настоящий момент по большинству параметров модель ИВМ РАН воспроизводит климат тропиков на уровне современных моделей, в том числе и использующих параметризацию глубокой конвекции Тидтке [117]. Кроме параметризации глубокой конвекции, в рассматриваемой модели реализована также схема расчета мелкой конвекции и, кроме того, проводится конвективное согласование двух расположенных один под другим слоев. Все детали излагаемых вычислительных процедур, связанных с излагаемыми ниже алгоритмами, представлены в [1].

### 1.5.1. Конвективное согласование

Исторически при создании модели ИВМ РАН для параметризации конвекции первой была использована идея о согласовании полей метеоэлементов, которая ниже излагается следуя работе [29].

Пусть кучевая облачность формируется в области между двумя уровнями  $z_b$  (нижний) и  $z_t$  (верхний). Предполагается, следуя работе [45], что в облаке сохраняется статическая энергия

$$h = c_p T + Lq + \Phi.$$

Поскольку облачный воздух насыщен паром, то

$$h = h^* \equiv c_p T + Lq_{max} + \Phi.$$

Считая, что воздух в облако поступает только через его основание, можно записать необходимое условие его существования:

$$h(z_b) \geq h^*(z_t),$$

или

$$c_p T(z_b) + Lq(z_b) + \Phi(z_b) \geq c_p T(z_t) + Lq_{max}(z_t) + \Phi(z_t).$$

Учитывая, что  $\Phi = gz$ , это соотношение приводится к следующему виду:

$$\frac{T(z_b) - T(z_t)}{z_b - z_t} \geq \frac{g}{c_p} - \frac{L}{c_p} \left[ \frac{q_{max}(z_b) - q_{max}(z_t)}{z_t - z_b} + \frac{(1-r)q_{max}(z_b)}{z_t - z_b} \right],$$

где  $r = q(z_b)/q_{max}(z_b)$ . Поскольку левая часть данного выражения аппроксимирует  $-\partial T/\partial z$ , а выражение  $\frac{g}{c_p} - \frac{L}{c_p} \frac{q_{max}(z_b) - q_{max}(z_t)}{z_t - z_b}$  аппроксимирует



влажноадиабатический градиент  $\gamma_{ma}$ , то условие возникновения влажной конвекции принимает вид

$$-\frac{\partial T}{\partial z} \geq \gamma_{ma} + \frac{L(1-r)q_{max}(z_b)}{c_p(z_t - z_b)}.$$

Если ввести понятие критической относительной влажности  $r_{cr}$  из условия, что градиент температуры не может быть больше сухоадиабатического ( $\gamma_a = g/c_p$ )

$$\gamma_a = \gamma_{ma} + \frac{L(1-r_{cr})q_{max}(z_b)}{c_p(z_t - z_b)}$$

и, следовательно,

$$r_{cr} = 1 - \frac{c_p}{Lq_{max}(z_b)}(\gamma_a - \gamma_{ma})(z_t - z_b),$$

то условие возникновения влажной конвекции можно записать следующим образом:

$$-\frac{\partial T}{\partial z} \geq \frac{1-r}{1-r_{cr}}\gamma_a + \frac{r-r_{cr}}{1-r_{cr}}\gamma_{ma} \equiv \gamma_{cr}.$$

Для описания состояния атмосферы после окончания конвекции привлекаются следующие уравнения, представляющие собой

1) баланс полного влагосодержания:

$$\int_{z_b}^{z_t} \rho q^{new} dz = \int_{z_b}^{z_t} \rho q dz - P_c,$$

где индексом *new* отмечены величины, полученные в результате конвективного согласования, а величина  $P_c$  представляет собой суммарное количество выпавших осадков;

2) сохранение полной энергии:

$$\int_{z_b}^{z_t} \rho T^{new} dz = \int_{z_b}^{z_t} \rho T dz + \frac{L}{c_p} P_c,$$

3) "перемешивание" температуры и относительной влажности:

$$-\frac{\partial T}{\partial z} = \gamma_{cr}, \quad r = r_{cr}.$$

Следует заметить, что алгоритм параметризации сухой конвекции представляет собой частный случай изложенного с  $\gamma_{cr} = \gamma_a$  и  $P_c = 0$ .

### 1.5.2. Глубокая конвекция

Если температура воздуха на ближайшем к поверхности Земли уровне  $Nz$  превышает пороговое значение 287.15 К, то реализуется процедура расчета проникающей конвекции, в которой также учтен обмен импульсом, отсутствующий в параметризации [51]. Здесь и ниже индексом  $b$  обозначены величины на нижней границе конвективного слоя,  $m$  — на уровне таяния,  $t$  — на верхней границе конвективного слоя,  $r$  — реперные величины. Для наступления глубокой конвекции необходимо, чтобы рассматриваемый объем воздуха обладал плавучестью, позволяющей ему переместиться с уровня  $b$  до уровня  $t$ . В столбе воздуха между этими уровнями строятся реперные профили  $T_r$  и  $q_r$ , "приближающие" исходные величины  $T$  и  $q$ :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{dc} = \frac{T_r - T}{\tau}, \quad \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{dc} = \frac{q_r - q}{\tau}, \quad (1.19)$$

где  $\tau$  — характерное время глубокой конвекции (12 час).

Реперные профили строятся по следующим правилам, полученным в результате обработки данных наблюдений. Считается, что ниже уровня таяния

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right)_r = \beta \left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right)_{ma},$$

где  $\theta$  — эквивалентно-потенциальная температура,

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right)_{ma} = p^{-\kappa} \left[ -T\kappa/p + \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{ma} \right], \quad (1.20)$$

а

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{ma} = \frac{RT}{pc_p} \left[ \left(1 + \frac{Lq_{max}}{RT}\right) / \left(1 + \frac{L}{c_p} \frac{\partial q_{max}}{\partial T}\right) \right]. \quad (1.21)$$

Здесь  $\kappa = c_p/c_v$ . Выше уровня таяния  $\left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right)_r$  не зависит от давления, так что  $\theta_r(p_t) = \theta(p_t)$ .

Вводится величина  $\delta p$ , представляющая собой разность давлений, соответствующую расстоянию, на которое надо переместить адиабатически данную частицу воздуха, чтобы в ней началась конденсация. Задаются реперные значения  $\delta p$  на нижней границе конвективного слоя, на уровне таяния и на верхней границе конвективного слоя:  $\delta p_b = -90$  гПа,  $\delta p_m = -70$  гПа и  $\delta p_t = -40$  гПа. Значения  $\delta p$  в других областях конвективного слоя получаются линейной интерполяцией в  $p$ -координатах.

Из этих условий можно однозначно найти реперные значения температуры и влажности, если привлечь дополнительно условие сохранения энергии:

$$\int_{p_t}^{p_b} (c_p T + Lq) dp = \int_{p_t}^{p_b} (c_p T_r + Lq_r) dp.$$

При этом количество влаги, выпавшей в виде осадков, вычисляется следующим образом

$$P_{dc} = \Delta t \int_{p_t}^{p_b} \frac{q^{old} - q_r}{\tau} dp,$$

где  $\Delta t$  — шаг по времени, с которым рассчитывается конвекция (1 час). Если осадки получаются отрицательными, то считается, что не хватает влаги для реализации процесса глубокой конвекции и имеет место мелкая конвекция.

В столбе воздуха, где реализуется глубокая или мелкая конвекция, проводится также "перемешивание" профилей горизонтальных компонент скорости:

$$X^{new}(p) = X^{old}(p) + \alpha(\overline{X^{old}} - X^{old}(p))\Delta t/\tau,$$

где  $\overline{X} = \int_{p_t}^{p_b} X(p)dp/(p_b - p_t)$ ,  $X = u, v$  — среднее по конвективному слою значение скорости, а  $\alpha$  — числовой множитель, который пропорционален количеству конвективных осадков в случае глубокой конвекции и равен единице для мелкой конвекции.

### 1.5.3. Мелкая конвекция

Процесс мелкой конвекции может осуществиться, если в столбе воздуха есть влажная неустойчивость, но глубокая конвекция не реализуется из-за того, что верхняя граница конвективного слоя находится слишком низко или для ее работы недостаточно влаги (отрицательное количество осадков). Тенденции  $T$  и  $q$  за счет мелкой конвекции выглядят так же, как и в случае глубокой (1.19), но реперные профили строятся по другим законам. А именно, реперная эквивалентно-потенциальная температура насыщения  $\theta_{es}$  линейно меняется с давлением, а величина  $\delta p$  не зависит от давления:

$$\theta_{es}(p) = \theta_{es}(p_b) + \left( \frac{\partial \theta_{es}}{\partial p} \right)_r (p - p_b)$$

и

$$\left( \frac{\partial \theta_{es}}{\partial p} \right)_r = \frac{\theta_{e,av} - \theta_e(p_b)}{p_{sat,av} - p_{sat}(p_b)}.$$

Здесь

$$\theta_{e,av} = \left( T_{av} + \frac{L}{c_p} q_{av} \right) p_{av}^{-\kappa},$$

$p_{sat}$  — давление, при котором наступает насыщение воздуха, адиабатически поднимающегося с уровня  $p_{av}$  или  $p_b$ .

Для вычисления величин с индексом  $av$  используются полусуммы величин с верхнего и нижнего уровней:  $X_{av} = [X(p_t) + X(p_b)] / 2$ ,  $X = p, T, q$ . Величина  $\delta p$  определяется как

$$\delta p = 0.5 \left[ \delta p_{av} + \int_{p_t}^{p_b} \delta p dp / (p_b - p_t) \right],$$

где  $\delta p$  рассчитывается по формуле

$$\delta p = \frac{p [q - q_{max}(T, p)]}{\frac{RT}{c_p} \frac{\partial q_{max}(T, p)}{\partial T} - q_{max}(T, p)}, \quad (1.22)$$

причем

$$p_{sat} = p + \delta p,$$

а

$$\delta p_{av} = \delta p(T_{av}, q_{av}, p_{av}).$$

Считая, что  $(\theta_{es}(p_b))_r = \theta_{es}(p_b)$ , можно построить первоначальный реперный профиль температуры, а затем по значениям эквивалентно-потенциальной температуры насыщения  $\theta_{es}$  вычислить абсолютную температуру  $T$ , рассчитать несохранение тепла в столбе воздуха

$$\Delta T = \int_{p_t}^{p_b} (T_r(p) - T(p)) dp / (p_b - p_t),$$

и скорректировать профиль  $T_r$ :

$$T_r^{new}(p) = T_r^{old}(p) - \Delta T.$$

По значениям реперной температуры вычисляется реперный профиль влажности, рассчитывается несохранение влаги

$$\Delta q = \int_{p_t}^{p_b} (q_r(p) - q(p)) dp / (p_b - p_t)$$

и корректируется профиль  $q_r$ :

$$q_r^{new}(p) = q_r^{old}(p) - \Delta q.$$

Эти реперные профили принимаются в качестве окончательных.

#### 1.5.4. Крупномасштабные конденсация и осадки

Если влажность воздуха  $q$  превышает насыщающее значение  $q_{max}(T, p)$ , то предполагается, что весь избыток водяного пара конденсируется, что позволяет вычислить количество выпавших (крупномасштабных) осадков  $P_{ls}$  (измеряемое в сантиметрах) и изменения температуры  $\Delta T$  и влажности  $\Delta q$ :

$$\begin{aligned}\Delta q &= \frac{q_{max}(T, p) - q}{1 + \frac{L}{c_p} \frac{\partial q_{max}(T, p)}{\partial T}}, \\ \Delta T &= -\frac{L}{c_p} \Delta q, \\ P_{ls} &= -\frac{1}{g} \int_0^{p_s} \Delta q dp.\end{aligned}\tag{1.23}$$

Ниже уровня конденсации вычисляется также испарение выпадающих осадков:

$$E = \gamma \frac{q_{max}(T, p) - q}{1 + \frac{L}{c_p} \frac{\partial q_{max}(T, p)}{\partial T}}, \quad \gamma = 0.1 .$$

При этом количество рассчитанной выпавшей влаги уменьшается

$$P_{ls}^{new} = P_{ls}^{old} - \frac{1}{g} \int_0^{p_s} E dp,$$

изменяются температура и влажность воздуха

$$T^{new} = T^{old} - \frac{L}{c_p} E, \quad q^{new} = q^{old} + E.$$

#### 1.6. Радиационный перенос

Радиационный приток тепла  $\epsilon_r$ , присутствующий в соответствующем уравнении системы (1.1), может быть представлен следующим образом:

$$\epsilon_r = \epsilon_{lw} + \epsilon_{sw},$$

где  $\epsilon_{lw}$  и  $\epsilon_{sw}$  ответственны за вклад тепловой и солнечной радиации, соответственно. Радиационные источники тепла в моделях общей циркуляции атмосферы рассматриваются как результат взаимодействия теплового и солнечного излучения с атмосферными газами, аэрозолем, облаками и с подстилающей поверхностью. Из поглощающих газовых компонент атмосферы в модели ИВМ РАН включены  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ . Из

них только водяной пар является элементом динамического моделирования. Остальные газовые компоненты и аэрозоль присутствуют в модели, главным образом, в качестве фоновых. Происхождение облаков связывается с конвективными и крупномасштабными процессами, по составу допускаются жидкокапельные, кристаллические или смешанные типы облаков, а по мощности они могут занимать несколько модельных слоев по всей тропосфере. Радиационный блок является многоспектральным, а именно, в тепловой области спектра рассматриваются отдельно 10 спектральных участков, в солнечной — 18. Верхняя граница атмосферы в модели расположена примерно на высоте 90 км, при этом число атмосферных вертикальных уровней достигает 20-40. В модель включены суточный и сезонный ход высоты Солнца. Полное описание радиационного блока модели ИВМ РАН дано в [1, 10].

Для определения притоков тепла к атмосферным слоям и радиационных потоков на подстилающей поверхности, т.е. радиационных характеристик входящих в правые части соответствующих уравнений теплового баланса, требуется модель облачной атмосферы. Это относится как к количеству облаков в ячейке интегрирования, под которым обычно понимается доля горизонтального покрытия неба облаками (балл облаков), так и к взаимному вертикальному расположению облачных слоев относительно друг друга (вертикальное перекрывание облаков). Необходимо выбрать алгоритмы разделения облаков на капельные и кристаллические, задаться радиусами капель и размерами кристаллов, найти способы расчета водности и ледности облачных образований, их оптических характеристик. Эта весьма важная часть модели существенно влияет как на точность воспроизведения климата и его изменений, так и на вычислительные затраты при проведении численных экспериментов.

Облака в модели связаны с конвективными и с крупномасштабными процессами. Следуя работе [110], количество конвективных облаков определяется в зависимости от величины конвективных осадков. Высотные границы расположения конвективных облаков определяются областью конвективной активности. Широтная зона действия этого механизма расположена в основном в пределах тропической области тропосферы, но определяет в ней основную массу облаков. Наличие облаков допускается во всех тропосферных слоях. Для отдельных ярусов введены следующие границы: выше 400 гПа — верхний ярус, ниже 700 гПа — нижний ярус, между ними — средний.

Следует подчеркнуть, что схема параметризации облачности в климатических моделях построена на основе сопоставления данных моделирования и различных характеристик реальной атмосферы на предмет их близости, а не на основе анализа собственно реальных облаков. Поэтому в каждой отдельно взятой модели облачная схема содержит ряд подгоноч-

ных параметров, подобных приведенным выше. Надо сказать, что влияние этих параметров на результаты моделирования достаточно велико и выбор необходимых их значений требует большой исследовательской работы. В частности, анализ результатов различных модельных групп из программы СМІР показал, что чувствительность моделей к удвоению концентрации углекислого газа в атмосфере сильно зависит именно от схемы параметризации облачности в пограничном слое [20].

### 1.6.1. Тепловое излучение

Для расчета нисходящих и восходящих потоков теплового излучения в модельной атмосфере используются следующие формулы:

$$F_{\Delta\nu}^{\downarrow}(p) = - \int_0^p B_{\Delta\nu}[T(p')] \frac{\partial \tau_{\Delta\nu}(p, p')}{\partial p'} dp',$$

$$F_{\Delta\nu}^{\uparrow}(p) = B_{gr} \tau_{\Delta\nu}(p, p_s) + \int_p^{p_s} B_{\Delta\nu}[T(p')] \frac{\partial \tau_{\Delta\nu}(p, p')}{\partial p'} dp',$$

$$B_{gr} = \delta_{\Delta\nu} B_{\Delta\nu}(T_s) + (1 - \delta_{\Delta\nu}) F_{\Delta\nu}^{\downarrow}(p_s), \quad (1.24)$$

где  $p$ ,  $p_s$  — давление в атмосфере и на подстилающей поверхности,  $T_s$ ,  $\delta_{\Delta\nu}$  — температура и излучательная способность этой поверхности,  $B_{\Delta\nu}(T)$  — функция Планка, проинтегрированная по спектральному участку  $\Delta\nu$ ,  $\tau_{\Delta\nu}(p, p')$  — функция пропускания диффузного излучения между уровнями  $p$  и  $p'$ . Вся длинноволновая часть спектра разбита на 10 интервалов  $\Delta\nu$  согласно результатам построения функций пропускания атмосферных газов в работах [57, 58, 59].

Функции пропускания атмосферных газов представлены в виде  $k$  распределений:

$$\tau(W) = \sum_{i=1}^6 c_i \exp(-1.66 k_i W), \quad (1.25)$$

где  $W$  — эффективная масса поглощающего вещества в слое  $(p, p')$ , определенная с учетом профилей температуры и давления в этом слое. Таблицы коэффициентов  $c_i$ ,  $k_i$  приведены в работе [59]. Эффективная масса  $W_k$  любой компоненты в слое определяется как

$$W_k = \frac{10}{9.81} q_k \Delta p_k \left( \frac{p_k}{p_r} \right)^m f(T_k, T_r), \quad (1.26)$$

где  $q_k$  — массовая доля поглощающего вещества в (г/г),  $\Delta p_k$  — толщина слоя в (гПа),  $T_k$ ,  $p_k$  — температура и давление на уровне  $k$ ,  $T_r$ ,  $p_r$  — реперные значения температуры и давления, для которых определены функции

пропускания. Функция  $f(T_k, T_r)$  имеет вид [59]

$$f(T_k, T_r) = 1 + a(T_k - T_r) + b(T_k - T_r)^2 \quad (1.27)$$

Для расчета потоков теплового излучения в облачной атмосфере применяется так называемое "черное приближение" [42], то есть облака предполагаются абсолютно черными излучателями. Для аэрозольной компоненты атмосферы используются результаты работы [24]. Поскольку аэрозоль в модели ИВМ РАН является фоновой составляющей, то удастся воспользоваться заранее подготовленными таблицами характерных для суши и океанов оптических толщин, рассчитанных с учетом того, что функция пропускания аэрозоля экспоненциальна.

Эффективные массы поглощающих компонент атмосферы вычисляются для каждого из 10 спектральных интервалов, так как каждый из них имеет индивидуальный характер зависимости от температуры и давления. Учет перекрывания полос поглощения различных субстанций в пределах отдельного спектрального участка производится простым перемножением индивидуальных функций пропускания.

Расчеты потоков нисходящего и восходящего излучений проводятся по формулам [42] (индексы  $\Delta\nu$  для простоты опущены):

$$F_n^\downarrow = - \sum_{m=1}^{n-1} B_m^* (\tau_{nm} - \tau_{nm+1}), \quad n = 2, N$$

$$F_n^\uparrow = B_{gr} \tau_{nm} + \sum_{m=n}^{N-1} B_m^* (\tau_{nm} - \tau_{nm+1}), \quad n = 1, N - 1, \quad (1.28)$$

где  $F_n^\downarrow, F_n^\uparrow$  — потоки на уровне  $n$ ,  $\tau_{nm}$  — функция пропускания всех компонент атмосферы в рассматриваемом спектральном участке между уровнями  $n$  и  $m$ ,  $N$  — число границ слоев,  $B_m^*$  — некоторая средняя величина функции Планка в слое,  $B_{gr}$  — излучение подстилающей поверхности. Легко видеть, что поток излучения на каждом уровне  $n$  складывается из суммы излучений всех слоев выше (для нисходящего потока) и ниже (для восходящего потока) с весом  $(\tau_{nm} - \tau_{nm+1})$ .

Следует отметить еще одну важную особенность радиационного блока. Чтобы избавиться от вычислительных неприятностей, связанных с заданием нулевых граничных условий для  $F_n^\downarrow$  на верхней границе расчетной области модели, а также для учета массы озона выше этой границы, в радиационном блоке введен дополнительный нулевой слой. Этот дополнительный слой содержит климатический озон и другие газовые составляющие. Хотя притоки тепла дополнительного слоя в модели не используются, но при этом учитывается очень важное влияние верхней атмосферы. Этот слой действует как в тепловой области спектра, так и в солнечной.



В результате последовательного использования описанной методики, рассчитываются потоки нисходящего и восходящего излучений в каждом из спектральных участков тепловой области. Суммируя их по всем 10 участкам, вычисляются требуемые потоки  $F_n^\downarrow$ ,  $F_n^\uparrow$  для всего теплового диапазона. Далее определяются полные (эффективные) потоки  $F = F^\uparrow - F^\downarrow$ , а затем и притоки к слоям

$$\varepsilon_{lw} = 0.97617 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta F}{\Delta p}, \quad (1.29)$$

где размерности переменных таковы:  $[F] = \text{Вт/м}^2$ ,  $[p] = \text{гПа}$ ,  $[\varepsilon] = \text{К/сек}$ . Вместе с функцией  $\varepsilon_{lw}$  рассчитывается также величина нисходящего потока излучения на подстилающей поверхности

$$F_g = F^\downarrow(p_s). \quad (1.30)$$

Моделирование состояния атмосферы в ходе численных экспериментов практически всегда сопровождается одновременными диагностическими расчетами. На каждом временном шаге в модели используются потоки и притоки только для облачной атмосферы. Для диагноза требуются также расчеты и для безоблачных условий, например, для оценки облачно-радиационного форсинга на верхней и нижней границах атмосферы. Эти характеристики заняли прочное место среди стандартных диагностических функционалов моделей. Поэтому в качестве искомым величин в радиационных блоках моделей выступают одновременно потоки как в облачных, так и в безоблачных ситуациях.

### 1.6.2. Солнечное нагревание

Для расчета потоков радиации в солнечном спектре применяются приближенные схемы учета эффектов рассеяния и поглощения в атмосфере на основе метода  $\delta$ -Эдингтона [78, 83, 61]. Поглощающие компоненты в атмосфере представлены  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$ , аэрозолем, облаками. В модель включены релеевское и аэрозольное рассеяние, рассеяние в облаках, отражение от подстилающей поверхности. Следуя результатам работы [111], солнечный спектр первоначально разбивается на 4 интервала. Предполагается, что в каждом из 4 интервалов известны вертикальные распределения оптических толщин атмосферных слоев ( $\tau$ ) для релеевского рассеяния и аэрозольного ослабления, значения альбеда однократного рассеяния ( $\omega$ ) и параметра асимметрии индикатрисы рассеяния ( $\gamma$ ). Для вычисления оптических характеристик капельных и кристаллических облаков используются формулы из работы [111].

Для учета селективного поглощения газовых компонент атмосферы  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$  введено дополнительное разбиение каждого из 4-х интервалов на частичные подинтервалы в зависимости от поглощающих свойств

рассматриваемых газов. В работе [54] приведены такие подинтервалы вместе с коэффициентами поглощения атмосферных газов, а также методы вычисления эффективных масс и оптических толщин в каждом из них. В итоге общее число интервалов в солнечном спектре вырастает до 18. Из них 8 первых охватывают область поглощения  $O_3$  в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра 0.2-0.7 мкм. Последние три интервала относятся к слабому поглощению углекислого газа. Водяной пар представлен остальными 7 интервалами, для которых коэффициенты поглощения получены из представления функции пропускания в виде  $k$ -распределений. Следует отметить, что необходимость такого способа учета поглощения газовых компонент увеличивает время расчета притоков. Альтернативным методом учета селективного поглощения является метод распределения фотонов по пробегам [42], который не требует дополнительного разбиения спектра и успешно используется в ряде современных климатических моделей [101].

Используемые в модели характеристики аэрозоля представлены в виде заранее подготовленных таблиц аэрозольных оптических толщин ( $\tau$ ) модельных слоев в 4-х спектральных интервалах из таблицы 2, рассчитанных на базе работы [24]. Задаются также альбедо однократного рассеяния аэрозоля (вероятность выживания фотонов,  $\omega$ ) в тех же спектральных интервалах и слоях, что и  $\tau$ , параметр асимметрии индикатрисы рассеяния аэрозоля ( $\gamma$ ). В солнечном спектре аэрозольное взаимодействие рассчитывается по совокупности указанных параметров  $\tau$ ,  $\omega$ ,  $\gamma$ . В тепловом диапазоне также имеется возможность учета влияния аэрозоля, но уже без рассеяния. Для этого в 10 спектральных интервалах теплового диапазона оптические толщины атмосферных слоев рассчитываются по оптической толщине первого поддиапазона коротковолнового спектра (длина волны 0.55 мкм) умножением на некие переводные коэффициенты. Однако длинноволновой эффект аэрозоля ничтожен. В качестве математического аппарата для расчета потоков солнечной радиации используется широко распространенный метод  $\delta$ -Эдингтона [78].

Система линейных дифференциальных уравнений для потоков нисходящей  $D$  и восходящей  $U$  радиации в отдельном спектральном интервале имеет вид [83]:

$$\begin{aligned}\frac{dD}{d\tau} &= \gamma_2 U - \gamma_1 D + f_1, \\ \frac{dU}{d\tau} &= \gamma_1 U - \gamma_2 D + f_2, \\ f_1 &= \pi S_0 \omega \gamma_4 e^{-\tau/\mu_0}, \\ f_2 &= -\pi S_0 \omega \gamma_3 e^{-\tau/\mu_0},\end{aligned}\tag{1.31}$$

с граничными условиями при  $\tau = 0$  и  $\tau = \tau_0$  соответственно:

$$D_1 = 0, \quad U_{L+1} = A_{dif} D_{L+1} + A_{dir} \pi S_0 \mu_0 e^{-\tau_0/\mu_0}.$$

Здесь  $A_{dif}$  и  $A_{dir}$  — альбедо подстилающей поверхности для диффузного и прямого излучений,  $S_0$  — доля солнечной энергии в рассматриваемом интервале,  $\mu_0$  — косинус зенитного угла Солнца,  $\tau_0$  — полная оптическая толщина атмосферы с учетом всех компонент ослабления, свойственных для данного спектрального интервала,  $\tau$  — оптическая толщина атмосферы, рассчитываемая от верхней границы атмосферы до данного уровня,  $L = N - 1$  — число слоев в радиационном блоке модели. Параметры  $\tau$ ,  $\omega$ ,  $\gamma$  подвергнуты преобразованию подобия [83].

В результате решения системы (1.31) находятся направленные потоки  $U$  и  $D$ , а затем вычисляются полные потоки  $S = U - D$  и притоки тепла к отдельным слоям

$$\varepsilon_{sw} = 0.97617 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta S}{\Delta p}, \quad (1.32)$$

где размерности переменных такие же, что и в тепловом диапазоне.

Вместе с функцией  $\varepsilon_{sw}$  в модели вычисляется величина полного потока солнечного излучения на подстилающей поверхности

$$S_g = D_{L+1} - U_{L+1}. \quad (1.33)$$

Для контроля точности решения системы (1.31) было предпринято сравнение с иным способом решения этой системы, который является почти полностью аналитическим [61]. В этом подходе задача решается аналитически для каждого слоя дважды: для прямого и диффузного излучений. Затем, используя метод сложения, вычисляются потоки для комбинаций слоев [61]. Такой подход применяется в большинстве зарубежных моделей [101]. Расчеты показали, что в безоблачной атмосфере результаты методов [61] и [41] идентичны, а в облачной атмосфере точность [41] выше.

## 1.7. Взаимодействие атмосферы с деятельным слоем суши и криосферой

В первых глобальных трехмерных климатических моделях (см., например, [91]) процессы тепловлагообмена между атмосферой и поверхностью суши рассматривались весьма упрощенно, следуя (интегральному) энергобалансовому подходу Будыко [3]). Использовалось лишь уравнение теплового баланса, связывающего потоки энергии с температурой поверхности. Испарение выражалось в виде простой функции от потенциально доступного для растительности влагосодержания и некоторого коэффициента, отражающего термическое состояние почвы. Доступное влагосодержание задавалось явно и варьировалось, в зависимости от осадков и испарения, от значения, характерного для точки увядания, до значения полевой влагоемкости. Любое превышение полевой влагоемкости интерпретировалось как составляющая стока.

Дирдорф [64] предложил альтернативный подход с упором на суточной временной масштаб и явное представление растительности. В его модели впервые учтены различия между транспирацией, испарением с кроны растительности и с оголенной почвы. Он также ввел многослойное представление почвы, позволившее рассчитывать вертикальные профили температуры и влажности. Этот подход затем был использован в ряде схем, описывающих взаимодействие атмосферы и поверхности суши, например, SiB (Simple Biosphere model) [108], BATS (Biosphere-Atmosphere Transfer Scheme) [66] и CLASS (Canadian Land Surface Scheme) [119]. Дальнейшее развитие этого подхода в Институте вычислительной математики РАН было связано с рассмотрением различных физических состояний влаги в почве (в том числе, в условиях сезонного промерзания и вечной мерзлоты) и в снежном покрове с учетом их фазовых переходов [8, 9, 33], а также в растительном покрове [25].

При математическом описании тепловлагодпереноса в почве все физические процессы предполагаются одномерными, поскольку вертикальные градиенты температуры и влаги в различных ее состояниях, как правило, значительно превосходят горизонтальные. Перенос тепла и влаги носит при этом диффузионный и взаимосвязанный характер; поток каждой субстанции (температура, водяной пар, жидкая влага) обусловлен не только наличием соответствующего градиента, но вызывается также неравномерностью распределения других характеристик состояния почвы. Уравнения тепловлагодпереноса в почве с учетом корневой системы растительности могут быть записаны следующим образом, [39, 26]:

$$\begin{aligned}
 \rho C \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \lambda_T \frac{\partial T}{\partial z} + \rho(L_i F_i - L_v F_v), \\
 \frac{\partial W}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \lambda_W \left( \frac{\partial W}{\partial z} + \delta \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\partial \gamma}{\partial z} - F_i - F_v - R_f - R_r, \\
 \frac{\partial V}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \lambda_V \frac{\partial V}{\partial z} + F_v, \\
 \frac{\partial I}{\partial t} &= F_i.
 \end{aligned} \tag{1.34}$$

Здесь  $z$  — направленная вниз вертикальная координата;  $W$  — количество жидкой влаги в долях от веса сухой почвы;  $T$  — температура, °C;  $V$  — количество водяного пара;  $I$  — количество льда;  $\lambda_T$  — коэффициент теплопроводности;  $\lambda_W$  и  $\lambda_V$  — коэффициенты диффузии воды и водяного пара, соответственно;  $\delta$  — коэффициент термовлагодпроводности за счет градиента температуры;  $\rho$  — плотность почвы;  $C$  — ее теплоемкость;  $\gamma$  — скорость инфильтрации воды под действием силы тяжести;  $F_i$  — скорость изменения количества жидкой влаги и льда за счет процессов замерзания/таяния;  $F_v$  — скорость изменения содержания водяного пара и воды за счет процессов испарения/конденсации;  $R_f$  — изменение влагосодержания за счет

горизонтального стока воды;  $R_r$  — скорость всасывания воды корневой системой растительности. Уравнения (1.34) решаются в слое  $(0, H)$ , где  $H$  соответствуют горизонту в почве, на котором отсутствуют внутрисезонные изменения температуры.

Если поверхность почвы покрыта снегом толщиной  $h$ , то для описания процесса теплопереноса в слое  $(-h, 0)$  привлекаются следующие уравнения [9]:

$$\begin{aligned}\rho_{sn} C_{sn} \frac{\partial T_{sn}}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \lambda_{sn} \frac{\partial T_{sn}}{\partial z} + \rho_{sn} L_i F_{sn}, \\ \frac{\partial W_{sn}}{\partial t} &= \frac{\partial \gamma_{sn}}{\partial z} - F_{sn},\end{aligned}\tag{1.35}$$

в которых  $T_{sn}$  — температура снега,  $W_{sn}$  — его суммарное (вода и лед) влагосодержание, а  $\rho_{sn}$ ,  $C_{sn}$ ,  $\lambda_{sn}$  и  $\gamma_{sn}$  представляют собой его плотность, теплоемкость, коэффициент теплопроводности и гидравлическую проводимость, соответственно. Слагаемое  $F_{sn}$  аналогично по своему физическому смыслу слагаемому  $F_i$  в уравнениях для почвы. Высота снежного покрова  $h$  связана с его водноэквивалентной толщиной, которая, в свою очередь, определяется осадками, испарением и таянием снега. При этом учитывается, что в течение всего периода существования снежного покрова плотность снега может значительно изменяться со временем вследствие процессов метаморфизма и гравитационного оседания. Кроме того, при расчете потока влаги за счет испарения приняты во внимание эффекты растительности.

В качестве граничных условий для системы (1.34)-(1.35) выбраны следующие формулировки. На нижней границе расчетной области  $z = H$  задается отсутствие диффузионных потоков воды и пара и считается известным поток тепла (равный, вообще говоря, значению геотермического потока). На верхней границе  $z = -h$  (почва покрыта снегом) или  $z = 0$  (отсутствует снежный покров) предполагаются известными количество водяного пара в воздухе, поток жидкой влаги, обусловленный дождевыми осадками, таянием снега и испарением с поверхности почвы, и температура поверхности раздела "атмосфера-снег/почва". В свою очередь, эта температура находится из уравнения теплового баланса, включающего компоненты радиационного баланса, поток тепла из/в снег или почву и потоки явного и скрытого тепла. В качестве начальных условий используются либо наблюдаемые профили соответствующих величин, либо результаты специальной процедуры инициализации.

Суммарная теплоемкость почвы предполагается зависящей от содержания воды и льда [39], а коэффициент теплопроводности — от потенциала почвенной влаги [95]. Потенциал влаги, коэффициент влагопроводности и гидравлический поток вычисляются согласно [60]. Перечень всех параметров модели, зависящих от типа почвы, и их значения для каждого типа приведены в [1].

Теплоемкость снега  $C_{sn}$  считается равной теплоемкости льда  $C_i$ , а его плотность  $\rho_{sn}$  и теплопроводность  $\lambda_{sn}$  предполагаются зависящими от глубины и рассчитываются по эмпирическим формулам [39]. Высота снежного покрова  $h$  связана с рассчитываемой в модели общей циркуляции атмосферы водноэквивалентной его толщиной  $S_{sn}$  соотношением

$$\rho_w S_{sn} = \int_{-h}^0 \rho_{sn} dz,$$

где  $\rho_w$  — плотность воды. Водноэквивалентная толщина снега изменяется со временем по закону

$$\frac{\partial S_{sn}}{\partial t} = P - M - L_i E_s / \rho_w,$$

где  $P$  — интенсивность осадков при температуре подстилающей поверхности меньшей  $0^\circ$ ,  $M$  — интенсивность снеготаяния  $L_i E_s$  — поток скрытого тепла на поверхности снега.

Для расчета твердой фазы при  $T < 0$  пренебрегается вкладом водяного пара и используется эмпирическая зависимость для максимального количества жидкой влаги, которое может оставаться незамерзшим при отрицательной температуре [12]. При прогревании промерзшей почвы в модели реализован алгоритм расчета ее оттаивания. Вкладом водяного пара в фазовые переходы влаги в этом процессе также пренебрегается. Если же лед отсутствует, то в рассмотрение вводятся процессы испарения воды и конденсации водяного пара в почвенных порах. При этом учитывается тот факт, что в большинстве реальных случаев даже в слабо увлажненной почве водяной пар является насыщенным [39] и если влажность почвы превышает максимальную гигроскопичность, то представляется возможным использовать эмпирическое соотношение типа уравнения Меттса-Боуэна [94].

Расчет горизонтального стока влаги  $R_f$  складывается из поверхностного  $R_{f1}$  и подповерхностного стока  $R_{f2}$ . В основе схемы параметризации этих процессов лежат алгоритмы, использованные в модели [34] Института метеорологии общества Макса Планка (Гамбург, ФРГ).

Температура поверхности суши или снега  $T_s$  в предположении, что скорость изменения со временем теплосодержания верхнего слоя почвы (в модели толщиной в 1 см) определяется бюджетом потоков тепла

$$C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1 - \alpha) S_g + F_g - \epsilon \sigma_{SB} T_s^4 - L E_s - H_s + B, \quad (1.36)$$

где  $S_g$  — приходящая коротковолновая радиация,  $\epsilon \sigma_{SB} T_s^4$  — излученная длинноволновая радиация,  $L E_s$  — поток скрытого тепла,  $H_s$  — поток явного

тепла,  $B$  — поток тепла в почву,  $\sigma_{SB}$  — постоянная Стефана-Больцмана,  $\epsilon$  — коэффициент серости,  $\alpha$  — альbedo поверхности.

В рассматриваемой схеме тепловлагопереноса в системе "растительность-почва" возможное влияние растительности на параметр шероховатости не учитывается и основное внимание уделяется процессу испарения. Предполагается, что какая-либо приписанная к суше ячейка конечно-разностной сетки в модели общей циркуляции атмосферы может включать участки оголенной почвы, покрытые снегом, занятые внутренними водами, содержащие сухую и увлажненную растительность различных типов. Расчет потока влаги  $E$  за счет испарения вычисляется согласно [34]

$$E = \rho_a \sum_{i=1}^N \mu_i (q_i - q_a) / R_i. \quad (1.37)$$

Здесь  $\mu_i$  — доля площади ячейки, занятая  $i$ -ым видом поверхности,  $q_i$  — эффективная влажность на поверхности,  $R_i$  — сопротивление. Для заснеженной и водной поверхности, а также увлажненного растительного покрова, величина  $q_i$  равна насыщающему значению удельной влажности, рассчитанному при температуре поверхности  $q_{max}(T_s)$ . В случае же открытой почвы  $q_i$  вычисляется аналогично [34] в зависимости от влагосодержания почвы.

В обоих этих случаях величина  $R_i = 1/(C_T U)$ , где  $U$  — модуль скорости ветра на ближайшем к поверхности расчетном уровне в модели атмосферы, а  $C_T$  — коэффициент тепловлагообмена. Для сухой растительности также предполагается, что  $q_i = q_{max}$ , но сопротивление  $R_i$  определяется согласно [108] в виде

$$R_i = \frac{1}{C_T U} + \frac{R(S_{ph})}{F_T F_q F_W}, \quad (1.38)$$

где

$$\frac{1}{R(S_{ph})} = \frac{1}{kc} \left[ \frac{b_i}{d_i S_{ph}} \ln \left( \frac{d_i e^{kLt} + 1}{d_i + 1} \right) - \ln \left( \frac{d_i + e^{-kLt}}{d_i + 1} \right) \right]. \quad (1.39)$$

Здесь  $S_{ph}$  — часть достигающей поверхности коротковолновой радиации (в модели 55 процентов от  $S$ ), используемая в процессе фотосинтеза;  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$  — параметры, зависящие от типа растительности,  $Lt$  — листовой индекс. Функции  $F$ , определяющие зависимость сопротивления от температуры и влажности воздуха и влагосодержания почвы, приведены в [108]. Перечень всех параметров, зависящих от типов растительности, и их значения для каждого типа содержится в [1].

Описанная выше модель (в различных ее модификациях) опробована при заданных наблюдаемых параметрах атмосферного воздействия (скорость ветра, температура, удельная влажность, осадки) для ряда регио-

нов [8, 9, 33]. Суммируя результаты всех экспериментов с моделью, можно утверждать, что:

- 1) пренебрежение фазовыми переходами влаги в почве приводит к чрезмерному (в сравнении с данными наблюдений) ее выхолаживанию;
- 2) инфильтрация осадков и талой воды в почву существенным образом определяет процесс промерзания почвы;
- 3) пренебрежение просачиванием сквозь снежный покров талой воды и дождя и связанных с этим процессов фазового перехода приводит к слишком раннему сходу снежного покрова;
- 4) последнее сказывается на эволюции влажности почвы не только в зимне-весенний период, но и в последующие сезоны;
- 5) учет уплотнения снега под действием метаморфизма и силы тяжести существенно улучшает воспроизведение толщины снежного покрова и термического режима активного слоя вечной мерзлоты.

В целом же сравнение результатов расчетов с доступными данными наблюдений показало достаточно хорошее их согласие, что позволяет рассматривать построенную модель как один из "инструментов" решения разнообразных задач, возникающих при исследовании проблем климата и природной среды.

### **1.8. Региональные аспекты**

Последствия климатических изменений, вызванных увеличением концентрации парниковых газов в атмосфере, уже сегодня сказываются на состоянии основных природных ресурсов (в первую очередь, биосферы), разнообразных областей деятельности общества и здоровья людей. При исследовании региональных аспектов этих изменений приходится решать задачи двоякого типа. С одной стороны, рассмотренная выше проблема параметризации процессов подсеточного масштаба требует знания региональных особенностей процессов взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью, наиболее ярко проявляющихся в пограничном слое атмосферы. С другой стороны, для конкретных регионов мира необходимо оценить степень воздействия глобальных изменений климата на природную среду (состояние подстилающей поверхности, естественные экосистемы, водные ресурсы и т.д.) и возможности минимизации ущерба от неблагоприятных для человека последствий. Хотя глобальные численные гидродинамические модели являются в настоящее время наиболее мощным инструментом исследования климата, все же их разрешение является недостаточным для воспроизведения локальных особенностей конкретных регионов. В связи с этим возникает задача восстановления региональной структуры климатических характеристик на основе использования лишь информации об их,



осредненных по более крупным масштабам, распределениях. Здесь возможны два подхода. Первый из них связан с применением негидростатических региональных и локальных моделей (в том числе, вихреразрешающих моделей пограничного слоя атмосферы [69]). Другой подход, который более подробно рассматривается ниже, базируется на использовании статистической априорной информации.

Первая работа в этом направлении была выполнена в США в Орегонском университете [82]. Авторы использовали многолетние наблюдения приземной температуры на сети метеостанций, расположенных на территории штата Орегон. Они также предположили, что существует некая модель общей циркуляции атмосферы, с помощью которой можно предсказать среднее по всему штату значение температуры. Распределение температуры внутри рассматриваемого региона, точнее аномалий температуры, затем было представлено в виде разложения [38] по эмпирическим ортогональным базисам  $\varphi_i(x)$ :

$$T(x, t) = \sum_{i=1}^n \alpha_i(t) \varphi_i(x),$$

где  $x, t$  — пространственная и временная координаты, а  $\alpha_i(t)$  — коэффициенты разложения по базису  $\varphi_i(x)$ . Базисы  $\varphi_i(x)$  строятся на основе статистической априорной информации и описывают пространственную изменчивость поля в регионе, а коэффициенты  $\alpha_i(t)$  характеризуют конкретную ситуацию восстанавливаемого поля. Авторы обсуждаемой работы ограничились лишь одним наиболее информативным членом разложения  $\alpha_1(t)$ , который находился из регрессионного соотношения

$$\alpha_1(t) = a + b\bar{T}(t),$$

где  $a$  и  $b$  — константы,  $\bar{T}(t)$  — средняя по региону температура. Аналогичный подход был реализован в работе [23] при решении обратных задач восстановления распределения температуры и осадков в Приморском крае России. В работе [114] восстанавливалось поле осадков на территории Перинейского полуострова по полю атмосферного давления, причем поле осадков представлялось в виде разложения по каноническому базису и учитывалась только одна гармоника, а коэффициент разложения определялся по полю давления. Недостатком рассмотренных работ является то, что для решения задачи использовалась информация (например, в виде среднего) только в том регионе, в котором требовалось восстановить детальную структуру поля. Однако, если известно осредненное поле в соседних регионах, то эту информацию также можно использовать.

Такой подход был реализован в работах [43, 16, 44], выполненных в Институте вычислительной математики РАН. В этих работах построены

многомерные статистические модели решения обратных задач по предсказуемости наиболее вероятных значений аномалий геофизических полей в отдельных регионах по осредненным значениям этих полей (или длинноволновой части спектра). Статистическая модель включает в себя: формулировку прямой задачи; метод построения оператора, с помощью которого получается оценка решения обратной задачи; оценку погрешности решения. Если с помощью модели общей циркуляции атмосферы удастся оценить осредненное по пространству и времени глобальное поле некоторого параметра атмосферы, то такого рода модели позволяют восстановить детальную структуру поля в интересующем нас регионе. При этом важно оценить, какое влияние оказывают другие регионы, то есть оценить информативность их входных данных.

Суть предложенного подхода состоит в следующем. Пусть по крупномасштабному (осредненному) полю  $\xi$  нужно восстановить мелкомасштабное поле  $f$  в некотором регионе, связь между которыми задается с помощью линейного оператора  $A$

$$\xi = Af + \nu, \quad (1.40)$$

где  $\nu$  — погрешность вектора  $\xi$ ,  $\xi \in R^n$ ,  $f \in R^m$ ,  $\nu \in R^n$ . Необходимо заметить, что координатами вектора  $\xi$  являются пространственно осредненные значения мелкомасштабного векторного поля  $f$  в отдельных регионах. Решение обратной задачи (1.40) состоит в том, чтобы найти такой линейный оператор  $R$ , с помощью которого по известному вектору  $\xi$  можно было бы получить оценку вектора  $f$  с минимальной среднеквадратичной погрешностью, т.е.

$$E\xi = \hat{f}, \quad E\|R\xi - f\|^2 \sim \min,$$

где  $\hat{f}$  — оценка вектора  $f$ ,  $E$  — математическое ожидание. Если  $\langle f \rangle = 0$ ,  $\langle \xi \rangle = 0$  и  $\langle \nu \rangle = 0$  (угловые скобки означают вероятностное осреднение), а  $\langle f\nu^* \rangle = 0$  (векторы  $f$  и  $\nu$  некоррелированы), то оператор  $R$  можно найти из условия минимума правой и левой частей соотношения для среднеквадратичной погрешности решения обратной задачи [40]

$$E\|R\xi - f\|^2 = E\|(RA - I)f + R\nu\|^2. \quad (1.41)$$

Минимизация функционала

$$\Phi(R) = E\|(RA - U)f + R\nu\|^2$$

на множестве операторов  $R$  приводит к соотношению

$$R_1 = FA^*Q^{-1},$$

где  $Q = AFA^* + \Sigma_\nu$  — ковариационная матрица обобщенной ошибки вектора  $\xi$ , а  $F = \langle ff^* \rangle$  и  $\Sigma_\nu = \langle \nu\nu^* \rangle$  — ковариационные матрицы векторов

$f$  и  $\nu$ , соответственно. При этом оценка для вектора  $f$  получается из соотношения

$$\hat{f} = R\xi,$$

а дисперсия вектора априорной погрешности решения обратной задачи определяется формулой

$$h_1 = \text{tr}(F - FA^*Q^{-1}AF).$$

Если минимизируется функционал в виде левой части соотношения (1.41),

$$\Phi(R) = E\|R\xi - f\|^2,$$

то тогда

$$R_2 = \Sigma_{f\xi}\Sigma_{\xi\xi}^{-1},$$

где  $\Sigma_{f\xi} = \langle f\xi^* \rangle$ ,  $\Sigma_{\xi\xi} = \langle \xi\xi^* \rangle$ . Дисперсия вектора априорной погрешности решения обратной задачи в этом случае определяется соотношением

$$h_2 = \text{tr}[F - \Sigma_{f\xi}\Sigma_{\xi\xi}^{-1}\Sigma_{\xi f}].$$

Если оператор  $A$  и ковариационные матрицы  $F$  и  $\Sigma_\nu$  известны, то говорят, что задана модель  $[A, F, \Sigma_\nu]$ . Необходимо заметить, что матрицы  $F$  и  $\Sigma_\nu$  можно оценивать по разным выборкам, так что получаются разные модели  $\mu_1 = [A, F^{(1)}, \Sigma_\nu^{(1)}]$ ,  $\mu_2 = [A, F^{(2)}, \Sigma_\nu^{(2)}]$ , ... и, соответственно, разные операторы  $R^{(1)}, R^{(2)}, \dots$ , или, другими словами, образуется некоторый класс моделей  $M$ . Возникает вопрос — какую модель выбрать для решения обратной задачи? Для решения проблемы выбора модели удобно ввести понятие ее надежности  $\alpha$  [40].

Пусть в принятой модели  $[A, F, \Sigma_\nu]$  задачи (1.40) про вектор  $\nu$  достоверно известно, что он имеет нормальное распределение  $N(0, \Sigma_\nu)$ . Тогда задача вычисления надежности модели состоит в проверке нулевой гипотезы  $H_0$ :  $\xi \in N(\bar{\xi}, \Sigma_\xi^{1/2}) = N(A\bar{f}, Q^{1/2})$ , где  $\bar{\xi}$  и  $\bar{f}$  — математические ожидания случайных векторов  $\xi$  и  $f$ . Для проверки гипотезы  $H_0$  строится контрольная величина

$$t_n = \|Q^{-1/2}(\xi - A\bar{f})\|^2, \quad (1.42)$$

которая при верной гипотезе  $H_0$  имеет  $\chi^2$ -распределение. Если задаться уровнем значимости  $\alpha$  и из условия  $t_n > t_n^\alpha$  вычислить границу критической области  $t_n^\alpha$ , то вероятность  $P(t_n > t_n^\alpha)$  того, что контрольная величина  $t_n$  лежит в критической области, будет определяться соотношением

$$P(t_n > t_n^\alpha) = \int_{t_n^\alpha}^{\infty} p_{\chi^2}^{(n)}(x) dx = \alpha, \quad (1.43)$$

где  $p_{\chi^2}^{(n)}$  — плотность вероятности  $\chi^2$ -распределения с  $n$  степенями свободы. При заданном уровне значимости  $\alpha$  соотношение (1.43) позволяет вычислить границу критической области  $t_n^\alpha$ . Затем по известному значению  $\xi$  по формуле (1.42) вычисляется конкретное значение  $t_n$ . Если  $t_n \geq t_n^\alpha$ , то  $t_n$  лежит в критической области и гипотеза  $H_0$  должна быть отвергнута. Если же  $t_n < t_n^\alpha$ , то можно утверждать только то, что гипотеза не противоречит конкретному наблюдению  $\xi$ . Понятие надежности модели относительно известного вектора  $\xi$  вводится [40] по аналогии с уровнем значимости  $\alpha$  и вычисляется по формуле

$$\int_{t_n}^{\infty} p_{\chi^2}^{(n)}(x) dx = \alpha.$$

Как видно из этого соотношения, надежность модели можно трактовать как минимальную вероятность ошибочно отвергнуть гипотезу  $H_0$ .

Параметр надежности модели можно использовать при решении обратной задачи двояким образом. Во-первых, если требуется выбрать модель  $\mu_i$  из класса  $M$ , то можно воспользоваться принципом максимальной надежности модели, суть которого состоит в следующем. Пусть известно, что истинная модель  $\mu$  принадлежит классу моделей  $M$ . Методом максимальной надежности называется метод выбора модели  $\tilde{\mu} \in M$ , основанный на наблюдении вектора  $\xi$ , при котором

$$\tilde{\alpha}_{\tilde{\mu}}(\xi) = \max_{\alpha_\mu} \{\alpha_\mu | \mu \in M\}.$$

Во-вторых, можно установить минимальный порог надежности  $\alpha_{\min}$  и выбрать для интерпретации только те события, для которых  $\alpha > \alpha_{\min}$ .

Предложенная методика была проверена на серии численных экспериментов. Их результаты могут быть суммированы следующим образом.

1. При восстановлении поля аномалий высоты изобарической поверхности атмосферного давления 500 гПа (H500) над европейским регионом (от 0 до 30<sup>0</sup> в.д. и от 40 до 70<sup>0</sup> с.ш. с пространственным разрешением 5° × 5° по набору функционалов, являющихся осредненными значениями этого поля по "территориям" 40° × 25°, удается реконструировать общую структуру регионального поля H500 (восстанавливается 73 % среднемесячных вариаций его аномалий).

2. Точность применения изложенного подхода к восстановлению полей аномалий приземной температуры воздуха на сети метеостанций в Сибирском регионе по осредненным значениям по территориям с характерными горизонтальными масштабами 2-4 тыс. составляет 70 % или 1°С при естественной изменчивости ~ 3°С.

3. При сопоставлении величины абсолютной точности реконструирования поля температурных аномалий в регионе и надежности модели оказа-

лось, что наибольшие погрешности восстановления характерны для зимних реализаций и они получаются с довольно низкой надежностью. Если же установить уровень надежности  $\geq 0.9$  и исключить события с надежностью модели  $< 0.9$ , то точность решения задачи становится равной  $0.7^\circ$ . Такой подход позволяет заранее высказать суждение об ожидаемой низкой точности восстановления регионального поля.

4. Установлено, что постановка обратной задачи для восстановления поля осадков возможна только на временном масштабе не менее одного сезона и для пространственно осредненного поля с характерным горизонтальным размером порядка 1000 км. При этом точность восстановления составляет 50 %.

### 1.9. Численная реализация

Для многократного интегрирования климатической модели в условиях ограниченных вычислительных ресурсов необходимо применение численных методов, обладающих внутренним параллелизмом и допускающих эффективную реализацию на современных параллельных вычислительных системах. Российская научная школа традиционно сильна разработками эффективных численных методов для задач моделирования климата и прогноза погоды [28, 29]. Предложенные Г.И. Марчуком в 60-х годах методы расщепления для задач метеорологии и океанологии затем привели к созданию А. Робером полунявного метода [104], который позволил повысить шаг по времени в пять раз по сравнению с явными схемами интегрирования по времени. Этот метод до сих пор используется в большинстве моделей общей циркуляции атмосферы.

В моделях общей циркуляции атмосферы, в основном, применяются конечно-разностные методы второго порядка и спектральные эйлеровы методы решения уравнений гидротермодинамики атмосферы. Традиционно конечно-разностные модели атмосферы формулируются на смещенной сетке типа "C", предложенной Аракавой [97]. К числу достоинств этих методов относятся их локальность и линейная зависимость числа арифметических операций по мере увеличения (по одной координате) модельного разрешения. Вместе с тем, наряду с большой фазовой ошибкой конечно-разностная модель атмосферы на регулярной широтно-долготной сетке обладает еще одним существенным недостатком. Из-за сходимости меридианов вблизи полюсов имеется большая неоднородность разрешения по долготе и широте, что приводит к сильному ограничению на число Куранта, проблемам в использовании параллельных итеративных алгоритмов, а также к неоправданным затратам на расчет "лишних" точек сетки (около 25 % от общих затрат).

По сравнению с традиционными конечно-разностными аппроксимациями второго порядка в спектральном методе отсутствует фазовая ошибка, а к числу других его достоинств можно отнести однородность разрешения на сфере, возможность использования редуцированной сетки (т.е. сетки с уменьшающимся числом узлов по долготе по мере приближения к полюсам) и возможность аналитического решения эллиптических уравнений на сфере. Основными недостатками спектрального метода являются кубический рост числа операций по мере повышения разрешения, существенная нелокальность и при реализации на параллельных компьютерах обеспечение баланса загрузки всех процессоров.

Для исследования проблем регионального климата целесообразно разрабатывать модели с переменным горизонтальным разрешением, в том числе, в сферической системе координат. Наиболее гибким и удобным путем реализации такого подхода является использование конечно-разностного, конечно-элементного или конечно-объемного методов. Поэтому примерно с конца 80-х годов появляются работы, посвященные исследованию и применению в моделировании атмосферы численных методов для дискретизации в горизонтальной плоскости, хорошо зарекомендовавших себя в других областях вычислительной газовой динамики — метод спектральных элементов [115], псевдоспектральный метод [113], двойные ряды Фурье [56], метод конечных элементов на икосаэдральных сетках [68], схемы с ограниченной вариацией, эйлеровы разностные и полулагранжевы методы высокого порядка.

По сравнению с эйлеровыми конечно-разностными схемами второго порядка, полулагранжев метод дает значительно меньшую фазовую ошибку в решении, а в отличие от спектральных методов позволяет избежать эффекта Гиббса. В то же время, в полулагранжевом методе расчета адвекции формально отсутствует свойство сохранения нормы переносимой величины, теоретически необходимое для интегрирования модели на длительные (несколько десятилетий и более) сроки. Практика показала, что это не очень сильно влияет на качество решения при использовании модели с разрешением порядка градуса и выше для среднесрочного прогноза погоды. Имеется также успешный опыт применения полулагранжевых методов для моделирования климата [123, 49]. В последнее время реализованы консервативные версии полулагранжевого метода, имеющие, однако, ряд ограничений [127].

Моделирование климата является проблемой, которая требует огромных вычислительных ресурсов, доступных только при использовании высокопроизводительных параллельных компьютеров. При этом программная реализация модели должна учитывать особенности параллельной архитектуры этих компьютеров. В настоящее время в основном используются параллельные вычислительные системы с распределенной памятью, орга-

низованные как вычислительные узлы, соединенные высокопроизводительной сетью. Необходимость высокопроизводительной сети диктуется особенностями используемых алгоритмов (например, полунявная схема интегрирования по времени). Вычислительные узлы применяемых систем основаны либо на специализированных (как правило, векторных) высокопроизводительных процессорах, либо на многопроцессорных блоках (2-32 процессора). Многопроцессорный блок при этом работает на общей памяти.

### 1.9.1. Общая характеристика конечномерной модели

В модели Института вычислительной математики РАН использованы конечно-разностные аппроксимации дифференциальной системы уравнений динамики атмосферы, которые выполнены на сетке "С" [46, 97]. В конечно-разностной схеме выполняется закон сохранения массы, а также (при отсутствии диссипации и источников) полной энергии и (в приближении "мелкой воды") энтропии. Применяется полунявная схема интегрирования по времени [105] с фильтром [48]. При этом на каждом шаге по времени решается уравнение, являющееся дискретным аналогом уравнения Гельмгольца. Шаг по времени при расчете динамических процессов составляет 12 минут. Радиация вычисляется раз в 3 часа, расчет других физических процессов подсеточных масштабов проводится один раз в час. Вблизи полюсов (начиная с  $69^\circ$  Северного и Южного полушарий) применяется Фурье-фильтрация высокочастотных гармоник вдоль круга широты для всех прогностических переменных.

При численной реализации океанского блока климатической модели применен метод расщепления [28] по физическим процессам и пространственным координатам, что позволяет эффективно реализовывать неявные методы интегрирования по времени. В разных версиях модели океана используются разнесенные пространственные аппроксимации на сетке "В" или "С". Метод расщепления позволяет вводить функцию тока только на промежуточном этапе расщепления (геострофического приспособления), на котором уравнение для функции тока является линейным [2]. Следует отметить важную роль подходящего выбора сетки для правильного воспроизведения океанической циркуляции. Так например, по сравнению с сеткой "В" переход при численной реализации на сетку "С", обладающей меньшей диссипативностью, позволил существенно уменьшить коэффициент горизонтальной диффузии, а также более адекватно аппроксимировать расчетную область в проливах и точнее описать обмен солью между Атлантикой и Средиземным морем через Гибралтар, что очень важно для описания термохалинной циркуляции в Северной Атлантике.

Обмен информацией между моделями атмосферы и океана происходит каждые несколько часов модельного времени. Этот промежуток времени

служит и численным шагом модели океана. Он может меняться в зависимости от цели численного эксперимента. Внутри этого периода накапливаются, а затем осредняются, потоки явного и скрытого тепла, пресной воды, импульса, суммарные (приходящие и уходящие) потоки длинноволновой и коротковолновой радиации, рассчитываемые моделью атмосферы на поверхности океана. Эти потоки служат атмосферным воздействием для модели океана. При этом 60% суммарной коротковолновой солнечной радиации добавляется к потоку тепла на поверхности океана, представляющего собой сумму потоков явного, скрытого тепла и суммарной длинноволновой радиации. Остальная часть коротковолновой солнечной радиации имеет проникающую природу с экспоненциальным затуханием по глубине и описывается в модели особо. Такой способ учета коротковолновой радиации является упрощением известных моделей поглощения коротковолновой радиации в океане (см., например, [76]).

Поскольку в моделях атмосферы и океана может использоваться разное пространственное разрешение, необходимо пересчитывать параметры атмосферного воздействия на горизонтальную сетку модели океана. Этот пересчет осуществляется с помощью линейной интерполяции. При расчете потоков на поверхности океана в модели атмосферы температурой поверхности океана (ТПО) считается температура самого верхнего расчетного уровня океанической модели. Так как пространственная океаническая сетка мельче атмосферной, то для пересчета ТПО на атмосферную сетку использовалась процедура пространственного весового осреднения. Она заключается в том, что ТПО во всех узлах океанической сетки, попадающих в ячейку атмосферной сетки, берутся с весом, пропорциональным площади пересечения соответствующей океанической ячейки с ячейкой атмосферной сетки.

Быстродействие программной реализации модели, выполненной на языке программирования FORTRAN, составляет приблизительно 18 час процессорного времени на один год модельного времени при расчетах на рабочей станции COMPAQ с тактовой частотой 650 МГц. При этом на модель океана затрачивается не более 10% общего времени расчета.

### 1.9.2. Реализация модели на компьютерах параллельной архитектуры

Уравнения климатической модели могут быть записаны в общем виде следующим образом

$$\frac{\partial \vec{\varphi}}{\partial t} + A\vec{\varphi} + B\vec{\varphi} = \vec{F}, \quad (1.44)$$

где  $\vec{\varphi}$  — вектор состояния системы,  $A$  — оператор, отвечающий за трехмерную адвекцию и горизонтальную диффузию, оператор  $B$  представляет



градиент давления и силу Кориолиса, а вектор правых частей  $\vec{F}$  ответствен за источники и стоки вследствие процессов подсеточного масштаба (вертикальный турбулентный перенос, орографические и неорографические гравитационные волны, конвекция, радиация и др.). Важной особенностью этого  $\vec{F}$  является то, что оно параметрическим образом зависит от горизонтальных координат. Это позволяет применить двумерное разбиение расчетной области в горизонтальной плоскости и достичь высокой степени параллелизма без использования обменов данными между процессорами.

Главное затруднение в распараллеливании атмосферной модели связано с алгоритмом интегрирования по времени дискретизированной системы уравнений (1.44). Это вызвано тем, что в модели используется полунявный алгоритм интегрирования по времени для быстрых гравитационных волн. В результате на каждом шаге по времени необходимо решать двумерные уравнения типа Гельмгольца на сфере. Параллельная реализация прямого алгоритма для решения этой задачи строится следующим образом.

Система (1.44) без правых частей может быть записана в следующем разностном виде

$$\frac{\vec{\varphi}^{n+1} - \vec{\varphi}^{n-1}}{2\Delta t} + \frac{1}{2} \left( L\vec{\varphi}^{n+1} + L\vec{\varphi}^{n-1} \right) + N\vec{\varphi}^n = 0, \quad (1.45)$$

где  $L$  — линейная часть оператора  $B$  из уравнения (1.44), ответственная за быстрые гравитационные волны,  $N = B - L$ ,  $(\ )^{n+1}$  — значение элементов соответствующего уравнения на новом шаге времени,  $(\ )^n$  и  $(\ )^{n-1}$  — значение на текущем и предыдущем шагах по времени, соответственно. Неявная часть системы (1.45) сводится к одному дискретному трехмерному уравнению типа Гельмгольца относительно переменной  $D$

$$D^{n+1} - (\Delta t)^2 G \nabla^2 D^{n+1} = R, \quad (1.46)$$

где  $D$  — горизонтальная дивергенция на  $\sigma$ -поверхности,  $G$  — некоторая матрица,  $\nabla^2$  — дискретный аналог горизонтального оператора Лапласа в сферических координатах, а  $R$  объединяет все известные слагаемые системы (1.45) на уровнях времени  $n - 1$  и  $n$ . Диагонализирующее преобразование, примененное к матрице  $G$ , позволяет расщепить (1.46) в вертикальном направлении и решать это уравнение независимо для каждого вертикального уровня прямым методом, основанном на быстром преобразовании Фурье по долготе и решении трехдиагональных линейных систем по широте. Для организации обменов данными между процессорами используется стандарт MPI (Интерфейс Передачи Сообщений). Используется подход "одна программа — много данных" (SPMD), где головной процесс также организует ввод/вывод и некоторые дополнительные вычисления. Параллельная версия модели общей циркуляции ИВМ РАН реализована

на системе МВС1000М (Межведомственный суперкомпьютерный центр), SCI-кластере НИВЦ МГУ и других вычислительных системах параллельной архитектуры [118]. Аналогичный подход использован и для разработки параллельной версии модели общей циркуляции Мирового океана.

## **2. Воспроизведение современного климата**

При моделировании глобального климата требуется воспроизвести широкий спектр его характеристик: сезонные и месячные средние, внутрисезонную изменчивость (муссонный цикл, параметры шторм-треков и т.п.), климатическую изменчивость (ее доминирующие моды, такие как явление Эль-Ниньо или Арктическое колебание) и др. К числу основных задач моделирования регионального климата следует отнести воспроизведение с высокой степенью детализации его характеристик, исследование особенностей гидрологического цикла, оценка возможности экстремальных явлений, исследование последствий региональных климатических изменений для окружающей среды и социо-экономических отношений.

Последнее сравнение моделей общей циркуляции атмосферы, проведенное в рамках международного проекта АМIP II, показало, что наиболее совершенные из них на настоящий момент способны воспроизводить основные черты наблюдаемой атмосферной циркуляции с хорошей точностью. Ошибка воспроизведения такими моделями многих климатических величин уже не намного превосходит по величине неопределенность, с которой эта величина известна из наблюдений. Вместе с тем, существуют и систематические ошибки в воспроизведении климата, присущие практически всем моделям. Качество современных моделей общей циркуляции атмосферы может быть проиллюстрировано тем, как воспроизводит некоторые черты атмосферной циркуляции модель Института вычислительной математики РАН. Наиболее полный анализ воспроизведения климата этой моделью, как и другими моделями, участвующими в АМIP II, можно найти в интернете по адресу: [www-pcmdi.llnl.gov/amip](http://www-pcmdi.llnl.gov/amip).

### **2.1. Моделирование общей циркуляции атмосферы при заданных пространственно-временных распределениях температуры поверхности океана**

В настоящем разделе представлен выборочный анализ некоторых климатических параметров, для чего используются результаты численного эксперимента с моделью общей циркуляции ИВМ РАН, проведенного в рамках сценария АМIP II. Модель (с разрешением  $5^\circ \times 4^\circ$  по долготе и широте и 21 уровень по вертикали) была проинтегрирована на 17 лет, причем в качестве нижних граничных условий задавался наблюдавшийся в тече-

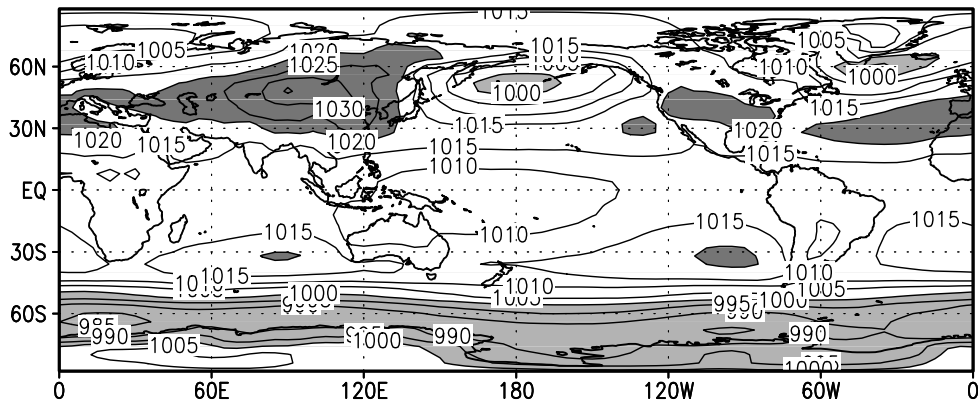
ние 1979-1995 г.г. временной ход температуры поверхности океана и границ морского льда. По сравнению с вариантом модели, представленным в [1], а также на сайте [www-pcmdi.llnl.gov/amip](http://www-pcmdi.llnl.gov/amip), в рассматриваемой версии выполнены следующие изменения. Изменение конечно-разностной схемы расчета уравнений гидродинамики (вместо уравнений движения, записанных в форме Громеки-Лэмба (1.2), использован их адвективный вид (1.1)) привело [11] к улучшению воспроизведения высокочастотной изменчивости в средних широтах, особенно летом. Более точная настройка параметризации конвекции обусловила лучшее воспроизведение низкочастотной изменчивости в тропиках, в том числе амплитуды 30-60-дневных колебаний. Обе эти модификации привели также к более правильному воспроизведению стационарных волн зимой в северном полушарии как у поверхности, так и в верхней тропосфере и стратосфере. Учет подынверсионной облачности над океанами [4] обусловил улучшенное воспроизведение радиационного баланса и дал возможность использовать атмосферную модель в качестве блока совместной модели без применения процедуры коррекции потока тепла на поверхности океана.

На рис. 1 приведены географические распределения давления на уровне моря в зимний сезон (декабрь-февраль), построенные по данным реанализа NCEP, результатам моделирования, а также для их разности. Как видно из рисунка, все основные "центры действия" хорошо воспроизводятся моделью, включая их положение и величину давления в них. Тем не менее, величина ошибки воспроизведения давления достигает в некоторых районах 4-6 гПа.

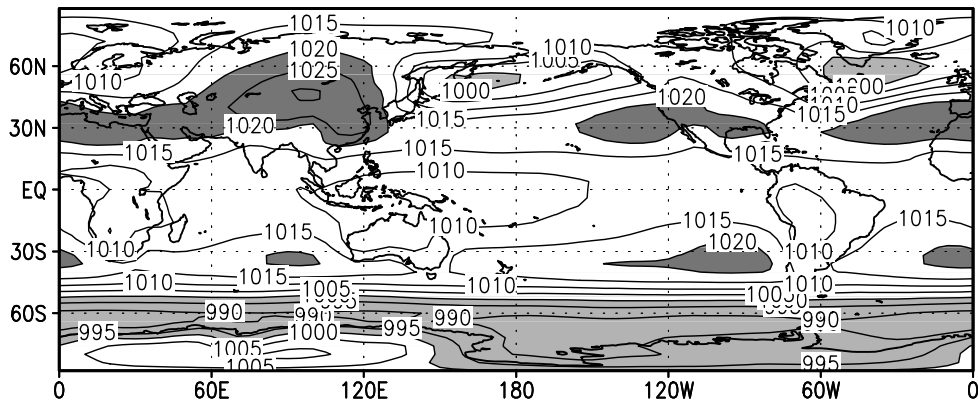
Среднегодовая ошибка воспроизведения зонально осредненной температуры и зональной скорости ветра представлена на рис. 2. Как и в большинстве современных моделей, в модели ИВМ РАН происходит занижение температуры вблизи тропопаузы в высоких широтах на 5-10 градусов. Причина такого поведения моделей на настоящий момент не ясна и нуждается в исследовании. В тропосфере величина ошибки воспроизведения температуры значительно меньше. В нижней тропосфере над Арктикой и Антарктикой температура завышена на 2-3 градуса, а в умеренных широтах южного полушария во всей тропосфере, а также в тропиках в верхней тропосфере занижена на 1-2 градуса. В соответствии с ошибками воспроизведения температуры, скорость западного ветра в нижней стратосфере в умеренных широтах завышена на 5-10 м/с, а скорость восточного ветра в тропиках в нижней стратосфере завышена на 4-8 м/с. Эти ошибки также характерны почти для всех современных моделей. В тропосфере величина ошибки скорости зонального ветра почти всюду не превосходит 2 м/с.

Величину низкочастотной изменчивости атмосферной циркуляции в модели представляет рис. 3, на котором изображено среднеквадратичное отклонение среднемесячного давления от климатического годового хода

### DJF SLP NCEP



### DJF SLP model



### DJF SLP model-NCEP

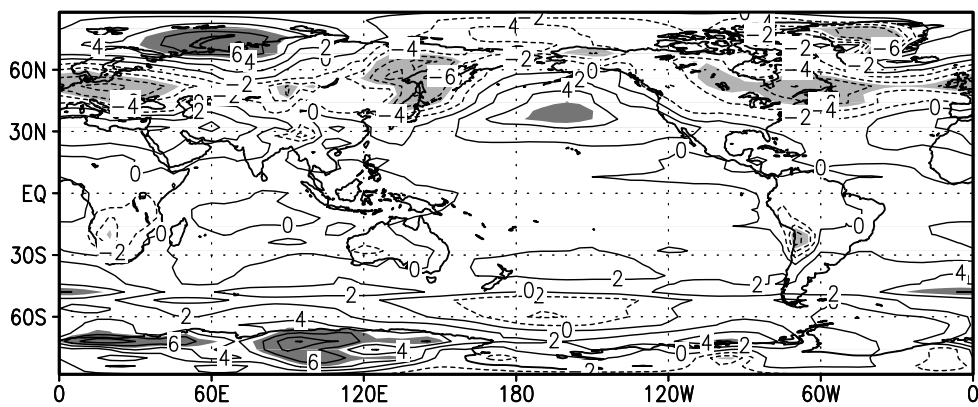
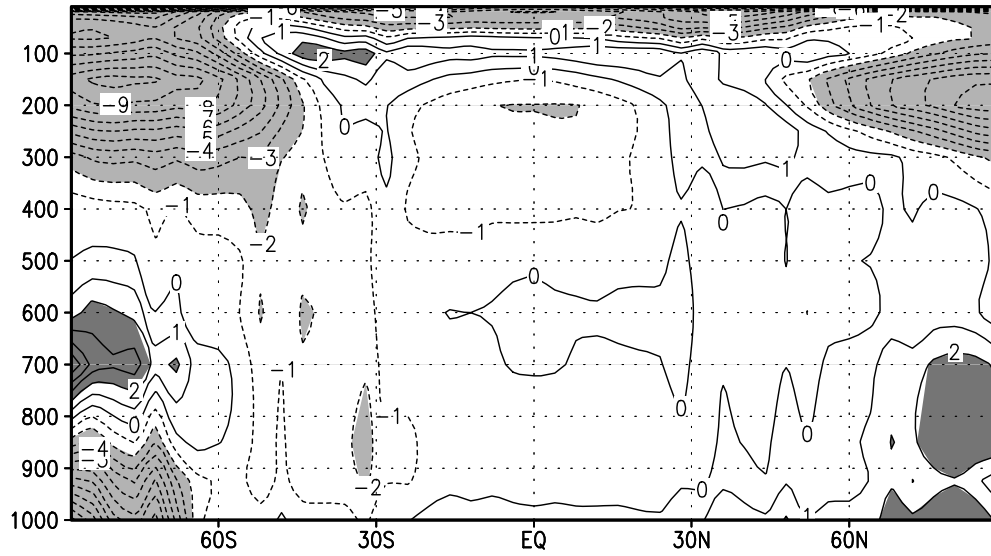


Рис. 1. Давление зимой на уровне моря (гПа):  
данные NCEP и модели, их разность.

### T model-NCEP



### U model-NCEP

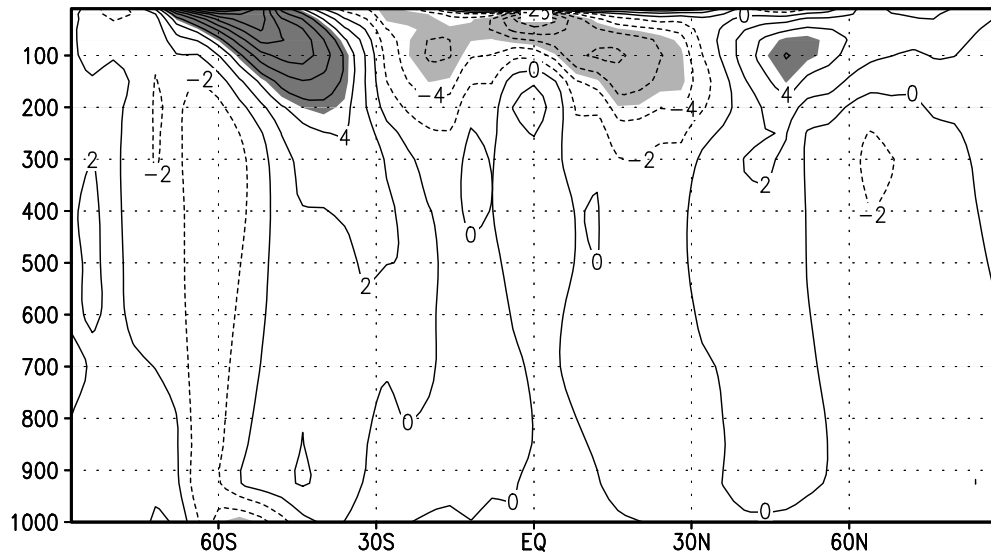


Рис. 2. Зонально осредненная среднегодовая ошибка температуры, К (вверху) и скорости зonalного ветра, м/с (внизу) в модели по сравнению с данными NCEP.

для зимы, построенное по данным NCEP за 51 год и по результатам модели за 17 лет. Моделью хорошо воспроизводятся максимумы изменчивости в зимнем полушарии на севере Тихого океана и Атлантики. Среднеквадратичное отклонение давления там, а также в целом по северному полушарию, в модели примерно на 10 % больше, чем по данным NCEP. В летнем полушарии, наоборот, изменчивость в модели занижена на 10-20 %, что обусловлено недостаточным разрешением синоптических вихрей, которые в летнем полушарии более мелкомасштабны, чем в зимнем, и под воздействием которых в значительной степени формируется низкочастотная изменчивость. Анализ воспроизведения климата с помощью атмосферной модели более высокого разрешения по горизонтали ( $2.5^\circ \times 2^\circ$  по долготе и широте) показывает, что в летнем полушарии амплитуда высокочастотной и низкочастотной изменчивости становится близкой к наблюдаемой. Однако, величина систематических ошибок воспроизведения среднего состояния климата, а также изменчивости в зимнем полушарии при увеличении пространственного разрешения, вообще говоря, не уменьшается. Это говорит о необходимости более точной настройки параметризаций модели, или о необходимости введения еще не учтенных физических механизмов. Мировой опыт моделирования также в основном подтверждает, что величина систематических ошибок воспроизведения среднеклиматического состояния атмосферы не слишком сильно зависит от пространственного разрешения используемой модели.

Важной характеристикой низкочастотной изменчивости атмосферы являются первые естественные ортогональные функции (ЕОФ), которые представляют собой главные моды собственной изменчивости. В разделе 3 показано, что отклик модели на малые внешние воздействия во многом определяется структурой первой ЕОФ. На рис. 4 приведены первые две ЕОФ зимнего среднемесячного давления на уровне моря в северном полушарии, рассчитанные по данным NCEP и результатам модели. Первая ЕОФ представляет собой противофазное колебание давления в высоких широтах и субтропиках с максимумом амплитуды в северной Атлантике и, в меньшей степени, в Тихом океане. Такая структура известна как Арктическая осцилляция (АО). Первые ЕОФ по данным NCEP и результатам модели близки, за исключением того, что модельный максимум в Тихом океане выражен сильнее, чем по данным NCEP. Вторая ЕОФ имеет максимум на северо-востоке Тихого океана, вблизи Алеутских островов. В верхней тропосфере над севером Тихого океана и северной Америкой этой ЕОФ соответствует структура, называемая PNA [121]. В этом регионе данные NCEP и модели близки. Над северной Атлантикой и Россией различия между вторыми ЕОФ, рассчитанными по данным NCEP и модельным результатам, выражены сильнее. Это, однако, не является существенной ошибкой воспроизведения низкочастотной изменчивости, поскольку как вторая, так

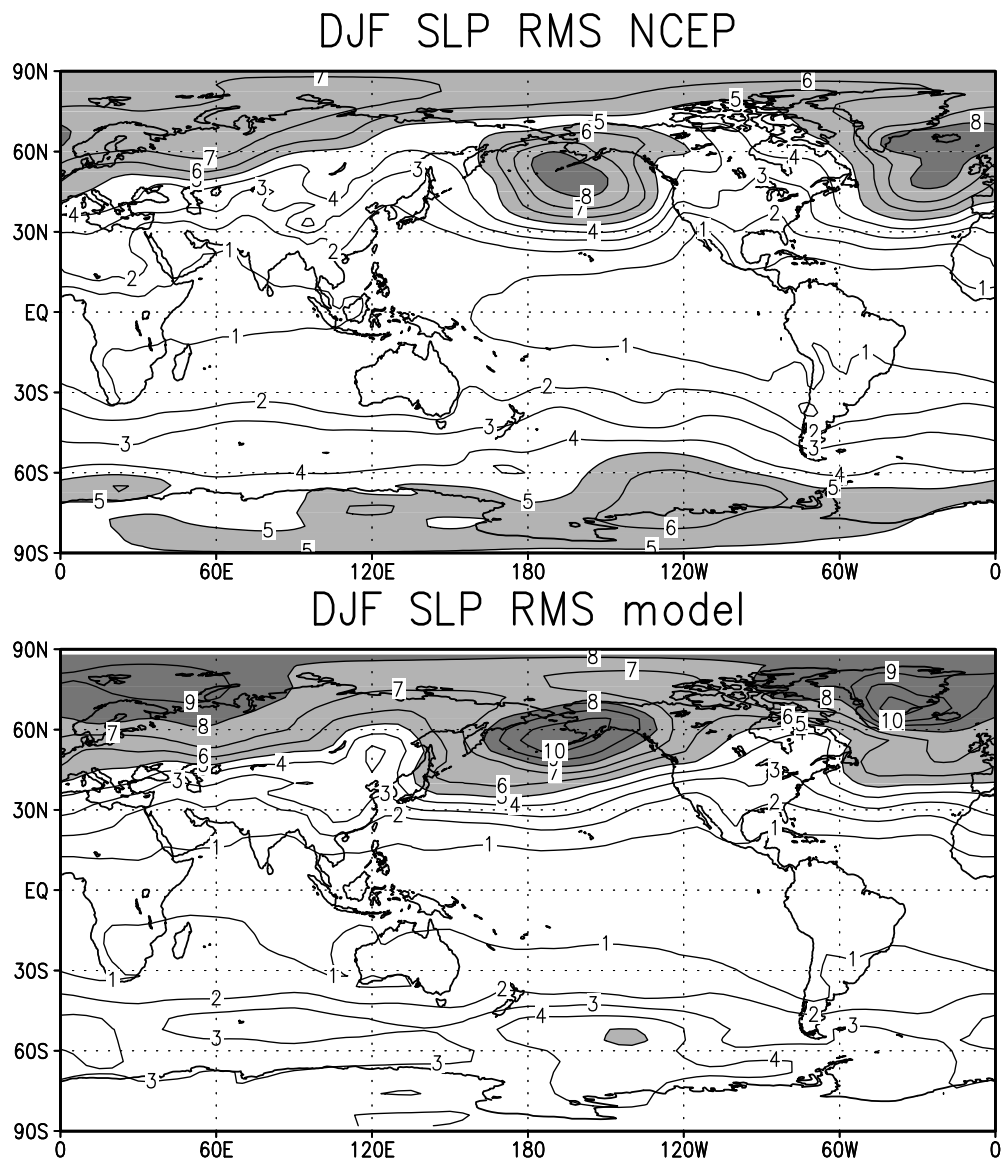


Рис. 3. Среднеквадратичное отклонение среднезимнего давления (гПа) по данным NCEP (вверху) и модели (внизу).

и следующие ЕОФ не отделены друг от друга по дисперсии так же сильно, как первая и вторая моды.

Зимой Арктическая осцилляция выделяется в качестве первой ЕОФ не только по данным у поверхности земли, но и в тропосфере и нижней стратосфере. Первая ЕОФ скорости зонального ветра (рис. 5) представляет собой аномалию скорости ветра одного знака вблизи  $60-70^\circ$  с.ш. и противоположного знака вблизи  $30-40^\circ$  с.ш. на всех высотах от 1000 до 10 гПа. Данные модели хорошо согласуются с данными NCEP. Первая ЕОФ зонально осредненной температуры имеет максимум в высоких широтах в нижней стратосфере как по данным NCEP, так и по данным модели. Положительному индексу АО соответствует более холодная арктическая нижняя стратосфера.

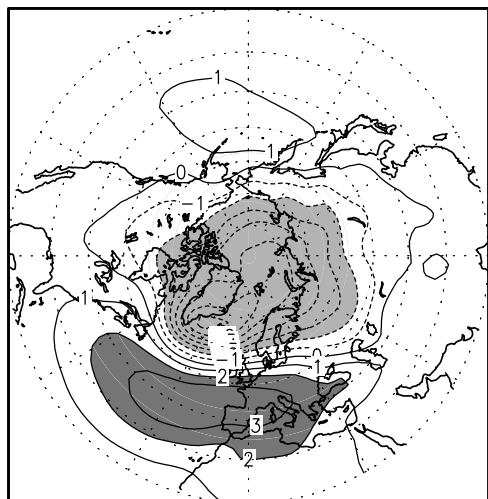
Важной задачей климатического моделирования является воспроизведения отклика атмосферной циркуляции на явление Эль-Ниньо. Здесь рассматривается отклик в течение лета северного полушария (июнь-август). В это время развивается летний азиатский муссон. Из данных наблюдений известно [103], что существует корреляция между Эль-Ниньо в Тихом океане и величиной индексов, характеризующих азиатский муссон. Однако, эта корреляция не слишком велика. Так, коэффициент корреляции между всеиндийскими осадками за период летнего муссона и индексом Эль-Ниньо составляет величину 0.4-0.5, причем положительной аномалии ТПО в Тихом океане соответствует уменьшение осадков в Индии. Чтобы выяснить влияние аномалий ТПО в тропическом Тихом океане на тропическую циркуляцию, было выполнено следующее исследование.

Из 48 лет наблюдений с 1951 по 1998 г.г. были выбраны летние сезоны, когда аномалия ТПО в районе Эль-Ниньо ( $165^\circ$  в.д.- $90^\circ$  з.д.,  $4^\circ$  ю.ш.- $4^\circ$  с.ш.) превышала 0.5 К, а количество всеиндийских осадков было меньше нормы (всего было выбрано 14 таких лет и такие случаи обозначены как 1+). Затем была вычислена температура поверхности океана, осредненная по всем случаям 1+. Далее были взяты годы, когда аномалия ТПО в районе Эль-Ниньо была меньше -0.5 К, а количество всеиндийских осадков было выше нормы (всего было выбрано 15 таких лет — случай 1-), была вычислена ТПО, осредненная по всем случаям 1-. Затем была вычислена разность ТПО между случаями 1+ и 1-, которая и представлена в верхней части рис. 6. В случаях 1+ и 1- знаки аномалий ТПО и всеиндийских осадков соответствуют знаку корреляции, рассчитанному по всем годам.

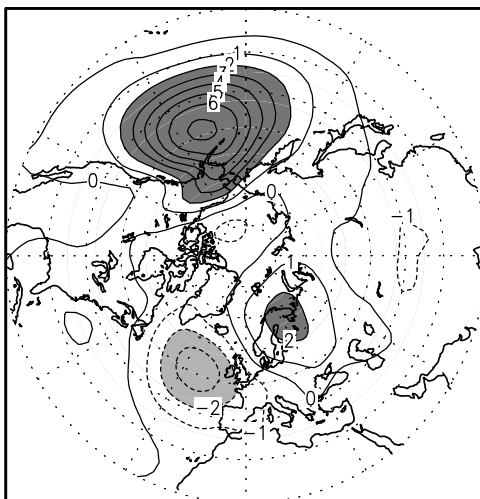
Были также рассмотрены случаи 2+, когда аномалия ТПО превышала 0.5 К, а всеиндийские осадки превышали норму (всего было выбрано 5 таких лет), и случаи 2-, когда аномалия ТПО была менее -0.5 К, а всеиндийские осадки были меньше нормы (было выбрано 6 таких лет). Снова была вычислена разность ТПО между случаями 2+ и 2-, которая представлена в верхней части рис. 7. В случаях 2+ и 2- знаки аномалий ТПО и



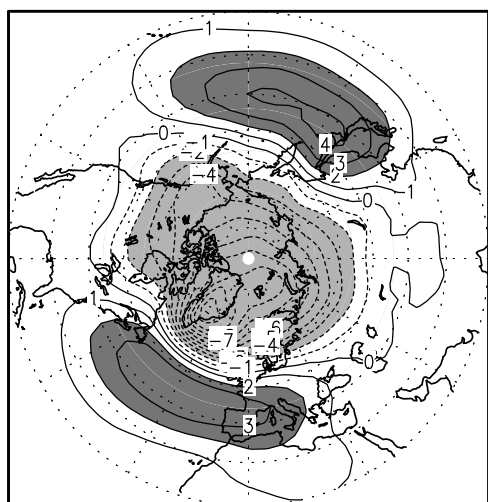
EOF-1 NCEP 23%



EOF-2 NCEP 13%



EOF-1 model 34%



EOF-2 model 14%

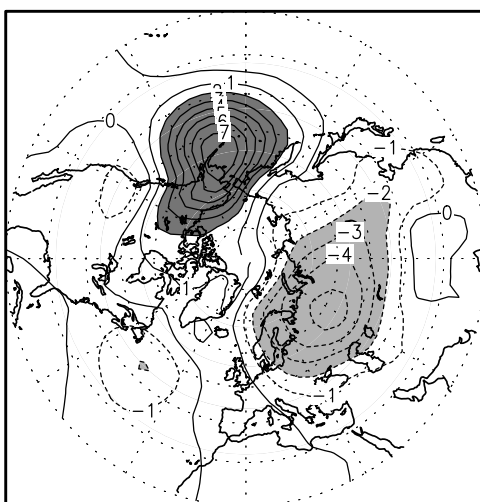


Рис. 4. Первая (слева) и вторая (справа) ЕОФ (единицы произвольные) низкочастотной изменчивости среднемесячного давления на уровне моря в зимний сезон по данным NCEP (вверху) и модели (внизу). Приведен вклад ЕОФ (в процентах) в дисперсию.

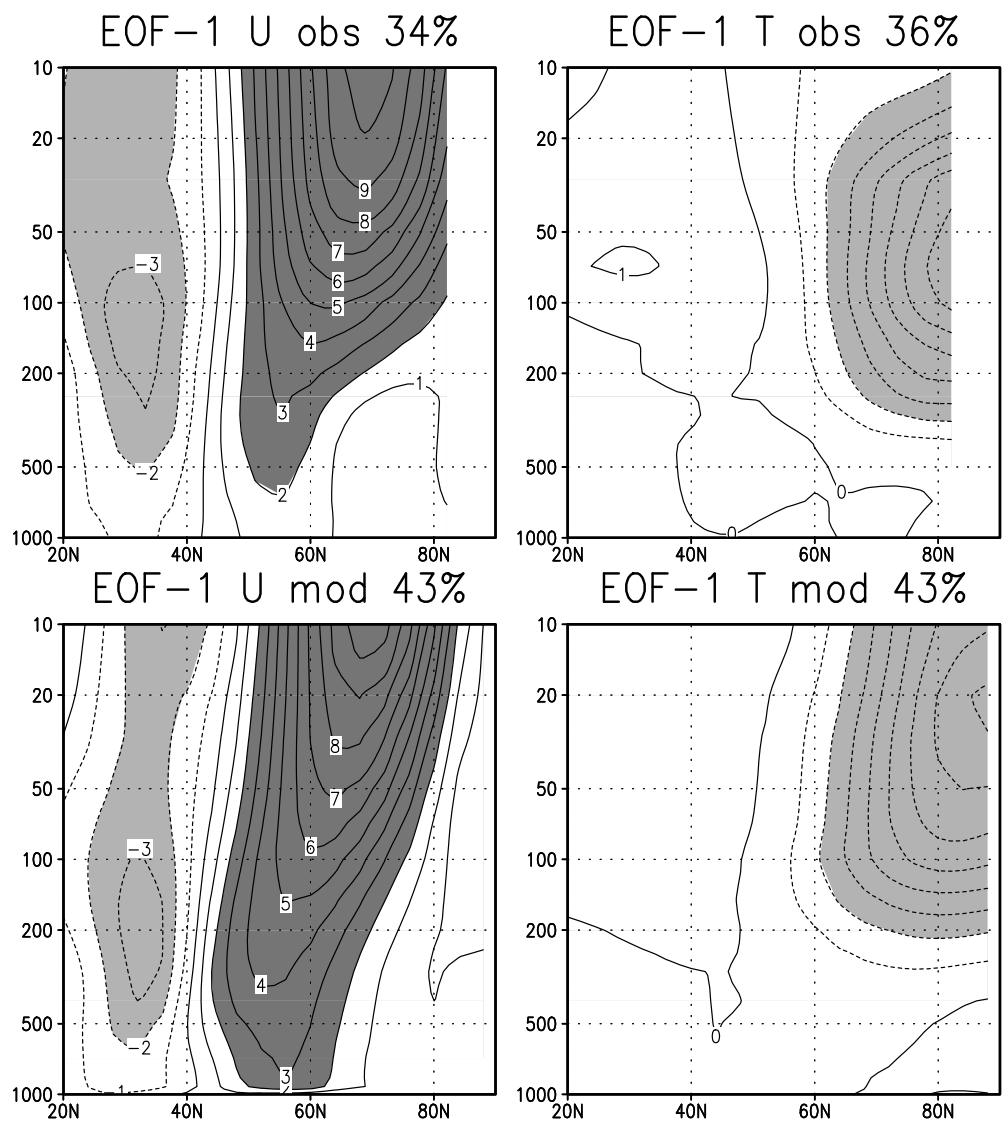


Рис. 5. Первая ЕОФ (единицы произвольные) низкочастотной изменчивости зонально осредненной скорости зонального ветра (слева) и температуры (справа) зимой по данным NCEP (вверху) и модели (внизу). Приведен вклад ЕОФ (в процентах) в дисперсию.

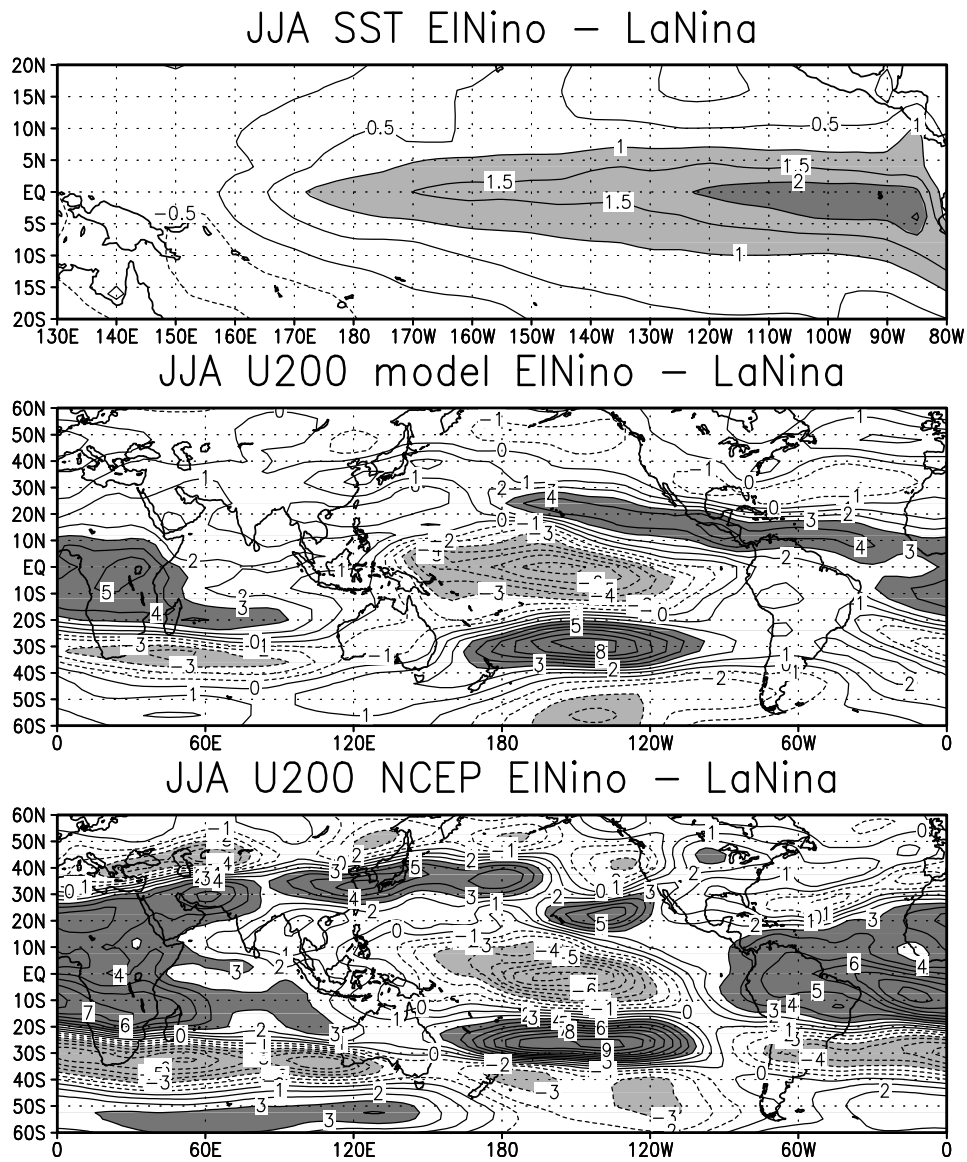


Рис. 6. Разность ТПО, К (вверху), скорости зонального ветра на высоте 200 гПа (м/с) по данным NCEP (в середине) и модели (внизу) для случаев 1+ и 1-.

всеиндийских осадков не соответствуют знаку рассчитанной по всем годам корреляции. Отличие разности ТПО для случаев 1+ и 1- от аналогичной разности для случаев 2+ и 2- состоит в том, что в случае 1, в среднем, аномалия ТПО имеет место как в центре, так и на востоке Тихого океана. В случае 2 аномалия ТПО в основном ограничена востоком Тихого океана.

Чтобы выяснить, насколько важны различия между аномалиями ТПО в случаях 1 и 2 для формирования аномалий атмосферной циркуляции, были проведены серии численных экспериментов с атмосферной моделью ИВМ РАН. В каждом эксперименте расчеты проводились для периода с 1 мая по 31 августа и анализировались данные за период с июня по август. Каждая серия состояла из 20 экспериментов, различающихся начальными данными. Всего было проведено 4 серии таких экспериментов. В первой серии задавалась температура поверхности океана, осредненная по всем случаям 1+, во второй — осредненная по случаям 1-, в третьей — по случаям 2+ и в четвертой — по случаям 2-. На рис. 6 представлена разность данных скорости зонального ветра на высоте 200 гПа для случаев 1+ и 1-, осредненная с июня по август. Эта разность есть не что иное, как отклик модели на аномалию ТПО, изображенную в верхней части обсуждаемого рисунка. Здесь же представлена аналогичная разность по данным NCEP. На рис. 7 приведена разность данных по зональной скорости на поверхности 200 гПа для случаев 2+ и 2-, то есть соответствующий отклик модели на аномалию ТПО, изображенную в верхней части этого рисунка, вместе с аналогичной разностью, рассчитанной по данным NCEP.

Сравнение рисунков показывает, что в случае 1, то есть при наличии значительной аномалии ТПО в центре Тихого океана как в данных NCEP, так и в данных модели, кроме локального отклика на аномалию ТПО, возникающего в тропиках Тихого океана, возбуждается удаленный отклик большой амплитуды, который представляет собой ослабление восточного ветра на большей части тропиков, за исключением района Эль-Ниньо. В случае 2, когда аномалия ТПО в основном ограничена востоком Тихого океана, величина локального отклика примерно такая же, как и в случае 1, однако удаленный отклик намного слабее, чем в случае 1. Анализ результатов модели показывает, что различие в удаленном отклике между случаями 1 и 2 связано с различным откликом ячейки Гадлея. В случае 1 происходит усиление восходящих движений непосредственно у экватора. В верхней тропосфере, при удалении от экватора частицы воздуха приобретают дополнительную западную составляющую движения, что обусловлено законом сохранения полного вращательного момента, в том числе, связанного с вращением Земли. В случае 2 столь больших изменений в циркуляции Гадлея не происходит.

Таким образом, связь явления Эль-Ниньо с количеством всеиндийских осадков проявляется сильнее тогда, когда Эль-Ниньо распространяется в

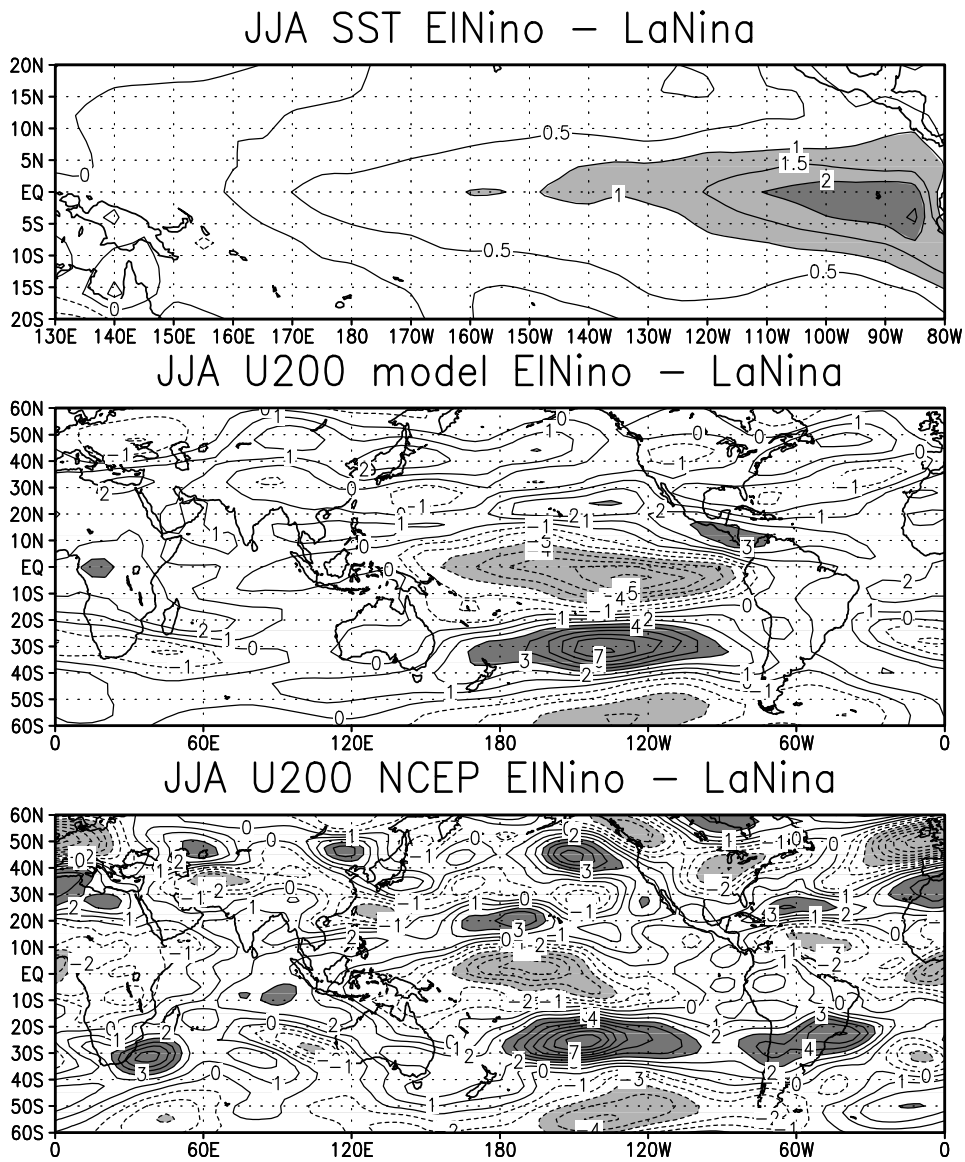


Рис. 7. Разность ТПО, К (вверху), скорости зонального ветра на высоте 200 гПа (м/с) по данным NCEP (в середине) и модели (внизу) для случаев 2+ и 2-.

центральную часть Тихого океана и в результате генерируется значительный удаленный отклик. Дополнительные эксперименты с моделью, в которых учитывались аномалии ТПО не только в тропиках Тихого океана, но и во всем океане, показывают, что учет аномалий вне района Эль-Ниньо не вносит существенного вклада в различие откликов для случаев 1 и 2.

## 2.2. Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели

Современная тенденция развития климатических моделей, базирующихся на совместных моделях общей циркуляции атмосферы и океана, состоит во все более детальном учете всех физических механизмов, влияющих на климат. В настоящее время во всем мире существует несколько десятков таких моделей, из которых более 20 участвуют в международной программе СМIP по их сравнению [96, 62]. В климатической модели ИВМ РАН разрешение в атмосферном блоке составляет  $5^\circ$  по долготе,  $4^\circ$  по широте и 21 уровень по вертикали, а в модели океана использовано разрешение  $2.5^\circ \times 2^\circ$  (по долготе и широте) с 33 неравномерными  $\sigma$ -уровнями по глубине. Следуя современным тенденциям развития совместных моделей, при стыковке атмосферной и океанической части коррекция потоков на поверхности океана не используется. В [1] балл облачности описывается линейной функцией от относительной влажности  $r$ :

$$C = a + br,$$

где коэффициенты  $a$  и  $b$  зависят от температуры, высоты, типа подстилающей поверхности (суша или океан) и от вертикального градиента температуры. Зависимость от градиента температуры такова, чтобы ниже слоя инверсии балл облачности был выше, чем при той же относительной влажности в условиях менее устойчивой стратификации. В отличие от [1, 15] в атмосферном блоке рассматриваемой в данной главе совместной модели изменена настройка параметризации облачности нижнего яруса, а именно, его зависимость от температурной стратификации ослаблена. Кроме этого, в атмосферном блоке модели вместо конечно-разностной схемы [47], где используется запись уравнений в форме Громеки-Лэмба, применяется схема, описанная в [11], где уравнения записаны в адвективной форме. Это позволило более корректно описать высокие пространственные гармоники и ввести горизонтальную вязкость и диффузию 8 порядка вместо таковых 4 порядка, применяемых в исходной версии модели. Изменения были внесены также в параметризацию глубокой конвекции.

С совместной моделью проведен 80-летний численный эксперимент по моделированию современного климата, аналогичный эксперименту с версией климатической модели, использованной в [15]. Начальные данные в

этом эксперименте формировались следующим образом: для атмосферы задавалось состояние, полученное при интегрировании предыдущей версии модели, а для океана — наблюдаемое распределение температуры и солености [89] и отсутствие движений. Затем эксперимент был продолжен еще на 130 лет и ниже обсуждаются результаты именно этого эксперимента. В течение всего расчета тренд интегральной температуры поверхности океана не превосходит 0.1 К за 80 лет, а изменение площади морского льда за 80 лет не превышает 5% от ее средней величины. В течение 50 лет происходило установление климата модели, а для анализа были использованы результаты последующих 80 лет расчета.

### **2.2.1. Характеристики совместной модели на поверхности океана**

Среднегодовая ошибка воспроизведения ТПО, осредненная за 80 лет, в совместной модели по сравнению с данными наблюдений [89] представлена на рис. 8. Температура занижена на 1-3 градуса в приэкваториальном Тихом океане вследствие завышенной интенсивности апвеллинга, что характерно практически для всех современных моделей. На 2-6 градусов имеет место завышение температуры на северо-западе Атлантики, а также вблизи Японии, что связано с ошибками воспроизведения местоположения теплых течений Куроисио и Северо-Атлантического. С этим же связано занижение температуры в Норвежском и Баренцевом морях, а также в Тихом океане севернее Гавайских островов. В умеренных широтах южного полушария завышение температуры обусловлено, по всей видимости, недостаточно хорошим воспроизведением компонент радиационного баланса на поверхности. В целом, интегральная температура поверхности в модели (с учетом суши и морского льда) составляет 14.7°C, что близко к оценке 15°C по данным наблюдений [77].

На рис. 9 представлены распределения в Северном полушарии концентрации морского льда в марте, когда количество льда максимально, и сентябре, когда количество льда минимально. Для сравнения приведены соответствующие данные, использованные в экспериментах АМIP II и осредненные за 1979-1995 г.г. В марте в модели площадь льда на 10-15 % меньше наблюдаемой за счет того, что не образуется лед у восточного побережья Гренландии, а также между Гренландией и Канадой. В то же время, Баренцево море замерзает по данным модели несколько сильнее, чем по данным наблюдений. Все это связано, по-видимому, с недостатками воспроизведения циркуляции океана в высоких широтах, что обусловлено, скорее всего, недостаточным разрешением по горизонтали, использованием сглаживания у полюса и, возможно, использованием функции тока вместо уровня в океанской части модели. В сентябре количество льда в Северном

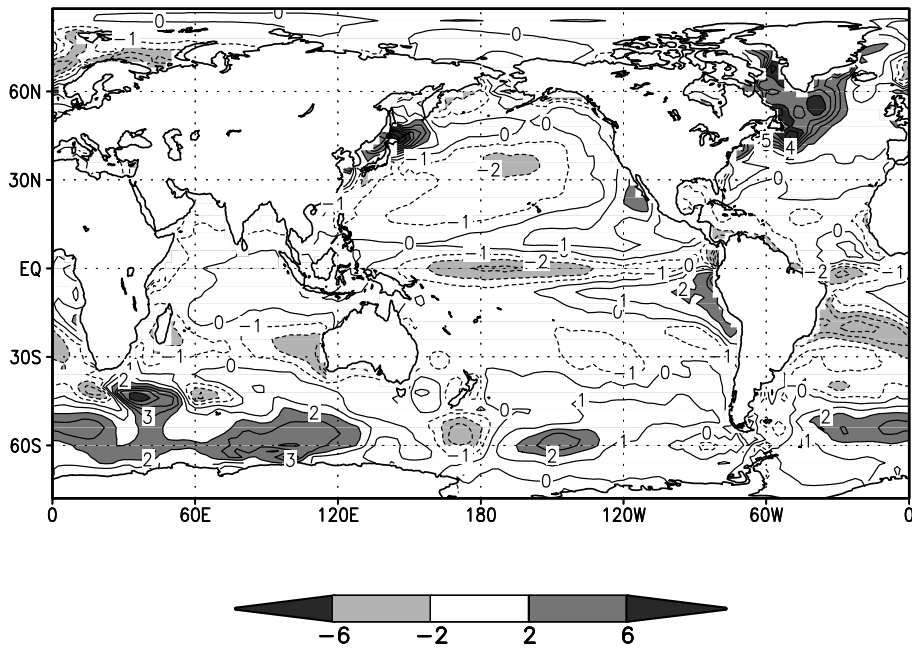


Рис. 8. Среднегодовая ошибка воспроизведения температуры поверхности океана. Изолинии проведены через 1°C

Ледовитом океане в модели на 20-30 % меньше, чем по данным наблюдений. Излишне интенсивное таяние льда происходит около Аляски и Восточной Сибири, что объясняется завышением температуры поверхности на севере Сибири и Аляски вследствие недостаточно точного описания баланса тепла на поверхности.

Географическое распределение сплоченности льда в Южном полушарии приведено на рис. 10. Здесь перенос тепла океанскими течениями не играет такой определяющей роли в формировании льда, как в северном полушарии. Модель, в основном, верно воспроизводит границу морского льда как в марте, так и в сентябре. Занижение площади льда на 10-20% обусловлено, по-видимому, завышением температуры вследствие завышения приходящей к поверхности океана солнечной радиации.

### 2.2.2. Климатические характеристики океана в совместной модели

Постоянная работа по совершенствованию океанического и атмосферного блоков совместной модели реализуется в постепенном улучшении качества воспроизведения параметров климатической системы, что иллюстрируется с помощью рассматриваемых ниже характеристик океана.



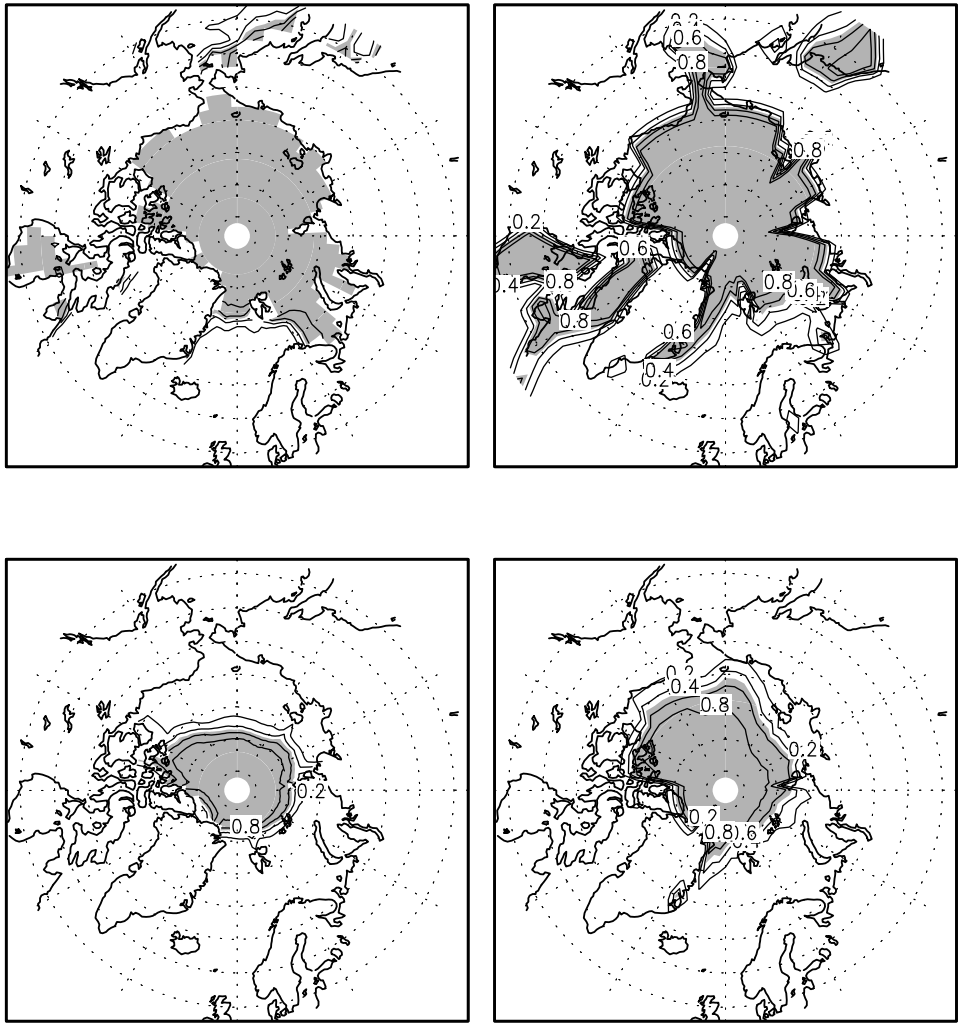


Рис. 9. Средняя сплоченность морского льда в Северном полушарии в марте (вверху) и сентябре (внизу) по результатам модели (слева) и данным наблюдений (справа). Изолинии проведены через 0.2. Закрашены области со сплоченностью льда более 0.5.

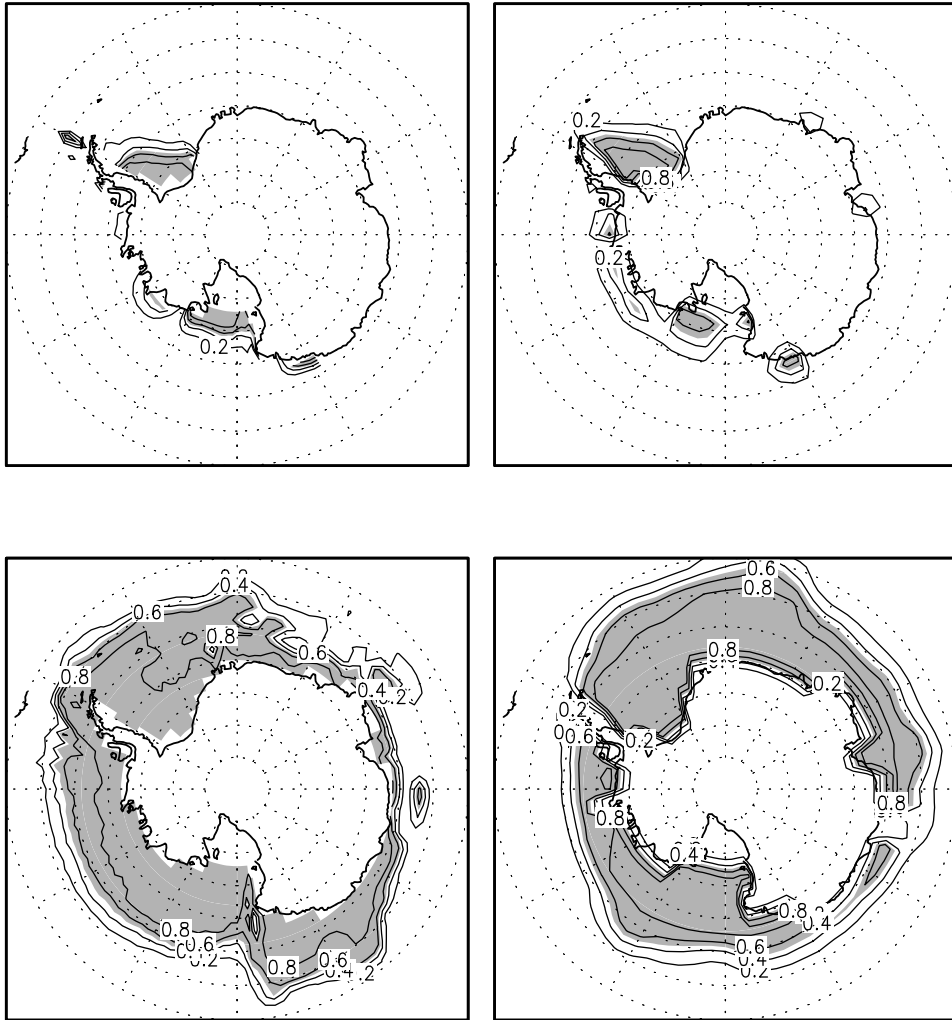


Рис. 10. Средняя сплоченность морского льда в Южном полушарии в марте (вверху) и сентябре (внизу) по результатам модели (слева) и данным наблюдений (справа). Изолинии проведены через 0.2. Закрашены области со сплоченностью льда более 0.5.

На рис. 11 приведена средняя за 80 лет функция тока вертикально-осредненных движений. Среднегодовой расход Антарктического циркумполярного течения (АЦТ) в проливе Дрейка составляет величину порядка 100 Св, что более реалистично по сравнению с предыдущей версией модели [15], в которой он превышал значение 160 Св. Также интенсифицировались максимумы в главных среднеширотных круговоротах Северного полушария, западные периферии которых соответствуют Гольфстриму и Куроисио. Здесь расходы несколько превышают 40 Св, в то время как в предыдущей версии модели эта величина составляла чуть более 20 Св. Изменилась форма круговоротов в Северной Атлантике: удалось улучшить, даже для модели такого разрешения, структуру Гольфстрима. Однако, интенсивность субполярного круговорота в Атлантическом океане, расход в котором согласно модели достигает 40 Св., несколько завышен как по сравнению с предыдущей версией модели, так и, например, с [87]. Сильные среднеширотные циклонические круговороты наблюдаются у восточных побережий Африки, Австралии и Южной Америки, интенсивность которых достигает 60, 40 и 20 Св, соответственно, уменьшаясь с запада на восток. В предыдущей версии модели интенсивность этих круговоротов была занижена по сравнению с основными моделями СМIP [96, 62], а также с [87]. Индонезийские проливы в модели аппроксимированы одним широким протоком и расход в нем не превышает 20 Св. Можно отметить также, что в рассматриваемой версии модели улучшилась структура функции тока в Северном ледовитом океане. В целом, картина функции тока близка к средней по всем моделям СМIP [96, 62].

На рис. 12 изображена среднегодовая ошибка воспроизведения температуры и солености на глубинах до 2,5 км, осредненная вдоль круга широты. Видно завышение температуры на 1-3 градуса в средних широтах обоих полушарий не только на поверхности, но и на всех глубинах, что связано с конвективной неустойчивостью в зимний сезон. В тропиках, наоборот, на глубинах от 50 до 400 метров температура занижена на 1-3 градуса. Более холодная вода в тропиках является также и менее соленой. В целом, у поверхности вода по данным модели менее соленая, а на больших глубинах — более соленая и более теплая, чем по данным наблюдений.

На рис. 13 представлены географические распределения осредненных за 80 лет потенциальной температуры океана и солености на глубине 1000 м и их отклонений от данных Левитуса. За исключением высоких широт Северного полушария, как по величинам, так и по пространственному распределению, отклонения от данных наблюдений по температуре и солености вполне соответствуют аналогичным средним по всем моделям СМIP характеристикам [96, 62]. Наибольшие положительные отклонения в температуре от данных наблюдений, достигающие  $2.5^{\circ}\text{C}$ , расположены в средних широтах Северного и Южного полушарий. Этот эффект проявляется и в

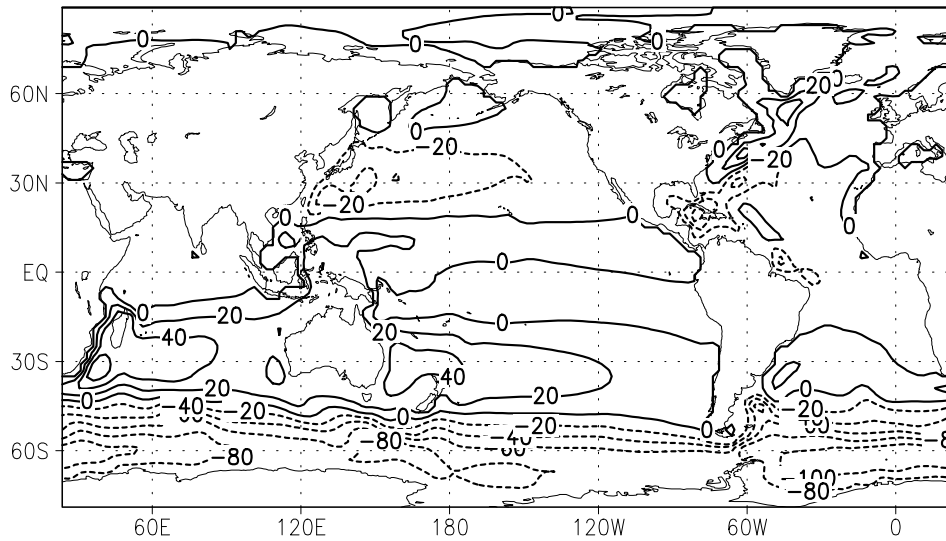


Рис. 11. Средняя за 80 лет функция тока вертикально-осредненной циркуляции глобального океана в совместной модели (изолинии с шагом 20 Св). Сплошными изолиниями показаны положительные значения, соответствующие движению по часовой стрелке, а пунктирными — отрицательные значения, соответствующие движению против часовой стрелки.

экспериментах с моделью океана ИВМ РАН с предписанным атмосферным воздействием [14]. Возможно, он обусловлен недостаточно точным воспроизведением в модели океана развитой зимней конвекции в этих регионах. В средних широтах Южного полушария и Северной Атлантики отклонения от данных наблюдений для солёности имеют, в основном, положительные значения. В целом, достигнуто значительное улучшение воспроизведения структуры глубинных полей температуры и солёности. В особенности, это относится к Северному ледовитому океану, где солёность была существенно завышена, а также к области в центральной части Северной Атлантики вблизи Гибралтара, где удалось улучшить описание обменов теплом и солью между Атлантикой и Средиземным морем через Гибралтарский пролив.

На рис. 14а показана средняя за 80 лет функция тока зонально-осредненной глобальной циркуляции. Характерной особенностью вертикальных круговоротов является дипольная структура у экватора, связанная с интенсивным экваториальным апвеллингом. Величины расхода в северной и южных от экватора ячейках достигают 35 Св. В Северном полушарии меридиональная функция тока принимает максимальное значение, превышающее 25 Св, на глубине около 1 км и широте 47° с.ш. Следует отметить, что до глубин 500 м рассчитанная меридиональная циркуляция хорошо

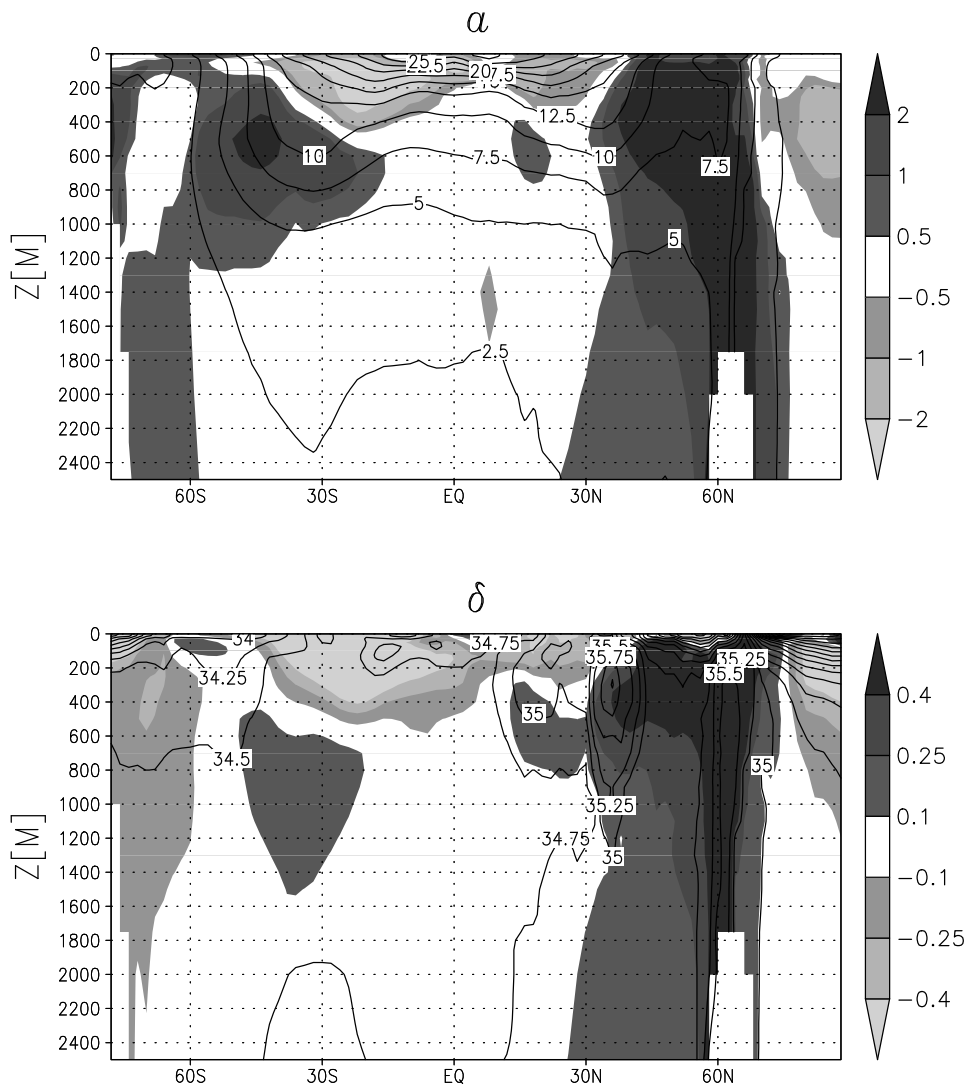


Рис. 12. а) Среднегодовое среднезональное распределение потенциальной температуры по результатам эксперимента (изолинии с шагом 2.5 °С) и ее отклонения от данных Левитуса (области отрицательных и положительных величин по модулю более 0.5 °С показаны с помощью различных оттенков серого цвета со шкалой градаций, расположенной справа от рисунка). б) То же для солености (изолинии проведены с шагом 0.5‰, а отклонения затемнены начиная от  $\pm 0.1$ ‰).

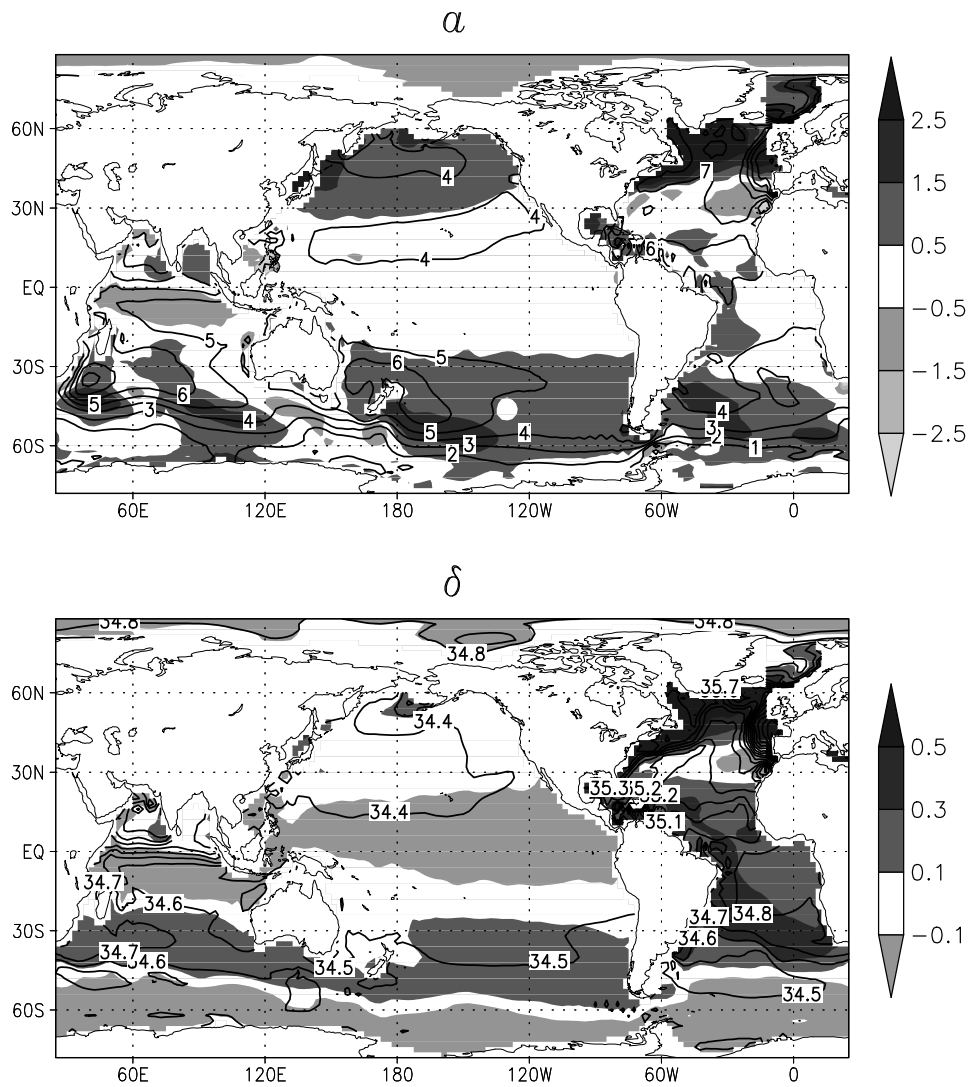


Рис. 13. а) Средняя за 80 лет потенциальная температура океана на глубине 1000 м в совместной модели (изолинии с шагом  $10^{\circ}\text{C}$ ) и ее отклонения от данных Левитуса, показанные с помощью затемнения разной интенсивности со шкалой градаций в  $^{\circ}\text{C}$ , расположенной справа от рисунка.  
 б) То же самое для солености ( $^{\circ}/_{\infty}$ ).

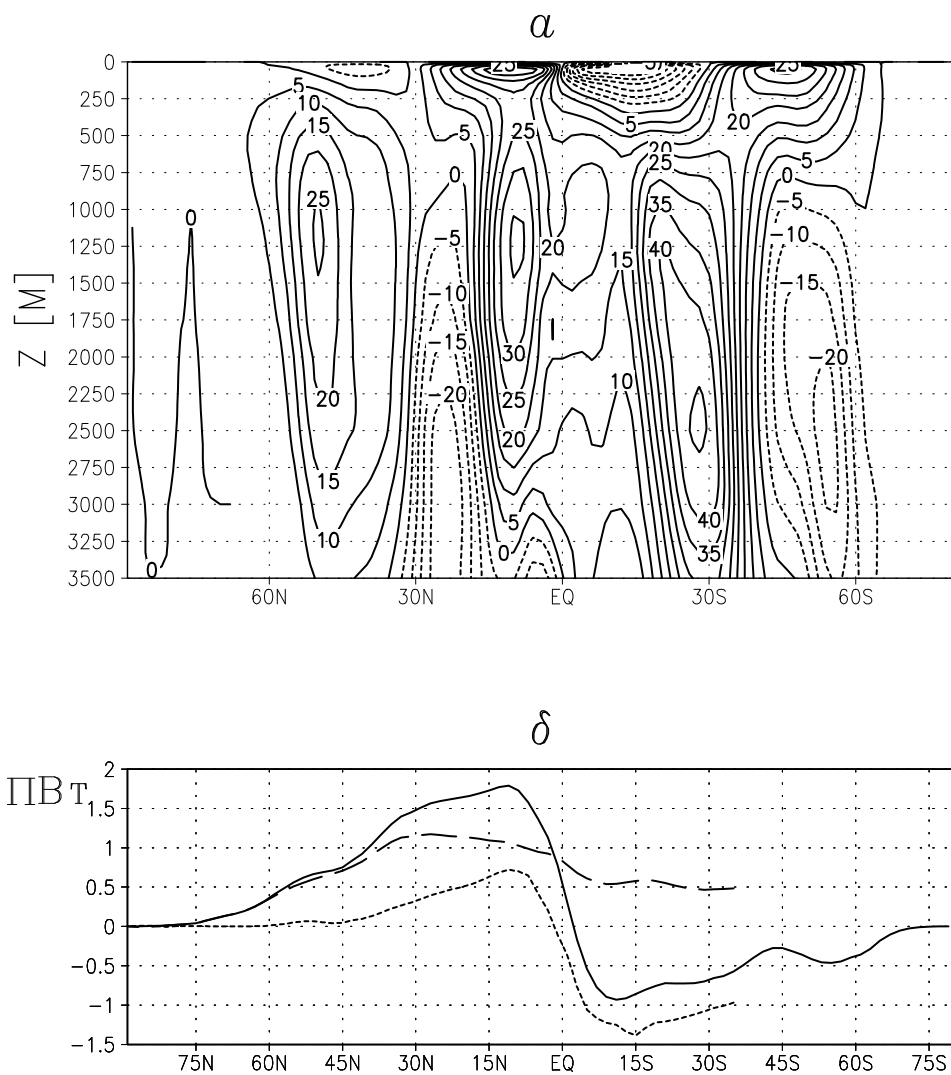


Рис. 14. а) Средняя за 80 лет функция тока зонально-осредненной меридиональной циркуляции глобального океана. Изолинии проведены с шагом 5 Св. Сплошными изолиниями показаны положительные значения, соответствующие движению против часовой стрелки, а пунктирными — отрицательные значения, соответствующие движению по часовой стрелке. б) Средние за 80 лет меридиональные переносы тепла (МПТ) для глобального океана (сплошная линия), Атлантического океана (штрихованная линия), суммарного переноса в Тихом и Индийском океане (пунктир). Положительные значения МПТ соответствуют переносу тепла на север, а отрицательные — на юг.

совпадает с результатами моделей СМIP [96, 62]. Однако, в более глубоких слоях наблюдаются некоторые отличия, главное из которых связано с присутствием в Южном океане дополнительной циркуляционной ячейки отрицательного знака. Ее центр расположен на глубине около 2.5 км и широте около  $50^\circ$  ю.ш., а ее интенсивность несколько превышает величину 20 Св. Проявление этих отличий связано, по-видимому, с особенностями  $\sigma$ -модели океана, отличающими ее от  $z$ -моделей океана, которые используются почти во всех моделях СМIP. В целом, картина меридиональной циркуляции отличается от того, что было получено ранее, большей интенсивностью.

На рис. 14б показаны осредненные за 80 лет меридиональные переносы тепла (МПТ) для глобального океана, Атлантического океана, суммарного переноса в Тихом и Индийском океане. В рассматриваемой версии модели увеличилась амплитуда МПТ приблизительно на 5 пВт как в Северном, так и Южном полушариях. Рассчитанный глобальный среднегодовой МПТ имеет максимумы около 1.75 пВт в Северном и -1 пВт в Южном полушариях на широтах около  $10^\circ$ . Глобальный МПТ имеет вполне сравнимые величины с осредненным по моделям СМIP МПТ [96, 62] и оценками по данным наблюдений, приведенными там же. Также увеличились величины МПТ в Атлантическом и совместно Индийском и Тихом океанах. Величина теплопереноса в Атлантике (рис. 14б, штриховая линия) достигает максимума в 1.2 пВт на  $30^\circ$  с.ш. и далее убывает вместе с поворотом на восток и уменьшением интенсивности Гольфстрима и Северо-Атлантического течения. В Южном полушарии перенос тепла определяется, главным образом, процессами в Тихом и Индийском океанах. Совместный перенос тепла в этих океанах на юг (рис. 14б, пунктирная линия) достигает максимума 1.4 пВт на  $15^\circ$  ю.ш.

Интенсификация МПТ в океане демонстрирует положительный эффект усовершенствований, проведенных в совместной модели. Ранее эта величина была на уровне самых малых из моделей СМIP. Улучшение воспроизведения МПТ произошло за счет усиления меридиональной циркуляции в верхних слоях океана (рис. 14а), что, в свою очередь, объясняется как усилением пассатных ветров в совместной модели, так и эффектом пониженной вычислительной диссипации при переходе в океаническом блоке климатической системы на сетку "С".

### **2.2.3. Динамические характеристики крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана**

Совместная циркуляция атмосферы и океана порождает крупномасштабные динамические структуры, возникающие в результате взаимодействия этих сред. Они проявляются в виде крупномасштабных совместных колебаний в атмосфере и океане. Одними из самых значимых таких яв-



лений являются явление Эль-Ниньо и Северо-Атлантическое колебание. Ниже приводятся характеристики этих явлений, возбуждающихся в совместной модели, в сравнении с данными наблюдений.

**Явление Эль-Ниньо.** На рис. 15 приведен временной ход среднемесячных аномалий температуры поверхности океана, рассчитанных относительно климатического годового хода в районе возникновения Эль-Ниньо ( $180^\circ$  з.д.- $100^\circ$  з.д.,  $4^\circ$  ю.ш.- $4^\circ$  с.ш.) по данным наблюдений за 1950-2000 г.г., а также по модельным результатам. Анализ этих временных рядов показывает, что величина изменчивости — среднеквадратичное отклонение (СКО) температуры в районе Эль-Ниньо — в модели примерно на 20% превышает аналогичную величину для данных наблюдений. В наблюдаемом спектре изменчивости ТПО в районе Эль-Ниньо наиболее заметны пики на периодах около 3.5 и 5 лет, но имеется также максимум изменчивости на периодах 10-15 лет. В модели главный спектральный пик расположен на периодах 3.5-4 года, а менее выраженные пики имеют место на периодах 5 и 8-12 лет. Модель правильно воспроизводит амплитуду колебаний с периодами 3-5 лет и завышает амплитуду изменчивости с большими периодами.

Согласно данным наблюдений, ТПО превышает среднеклиматическую менее половины всего времени (45%). Величины максимальных положительных аномалий ТПО по данным наблюдений достигают 2.5-3 градусов, в то время как величины максимальных отрицательных аномалий не превосходят 2 градусов. В модели эта особенность изменчивости ТПО в районе Эль-Ниньо воспроизводится. Температура поверхности превышает среднеклиматическую в течение 44% времени всего численного эксперимента, но величины положительных максимумов ТПО больше по величине, чем величины отрицательных максимумов.

Важной характеристикой климатической модели является ее способность воспроизводить удаленный отклик атмосферной циркуляции на аномалии ТПО в приэкваториальном Тихом океане. На рис. 16 изображена осредненная по всем зимним сезонам разность давления на уровне моря в месяцы Эль-Ниньо и Ла-Нинья, рассчитанная по данным наблюдений и результатам модели. Как видно из рисунка, в тропиках во время Эль-Ниньо происходит уменьшение давления до 1 гПа над центральной и восточной частью Тихого океана и увеличение до 1-2 гПа на западе Тихого океана, над Индийским океаном, Австралией и Африкой. Эти изменения хорошо воспроизводятся моделью. В средних широтах наибольший по величине отклик наблюдается над севером Тихого океана, где давление уменьшается на 2-6 гПа. Здесь данные модели также близки к наблюдениям. Основные отличия между модельными результатами и данными наблюдений имеют место над севером Канады и над Атлантикой к востоку от США. Это может быть связано с тем, что явление Эль-Ниньо возникает в модели западнее, чем по данным наблюдений.

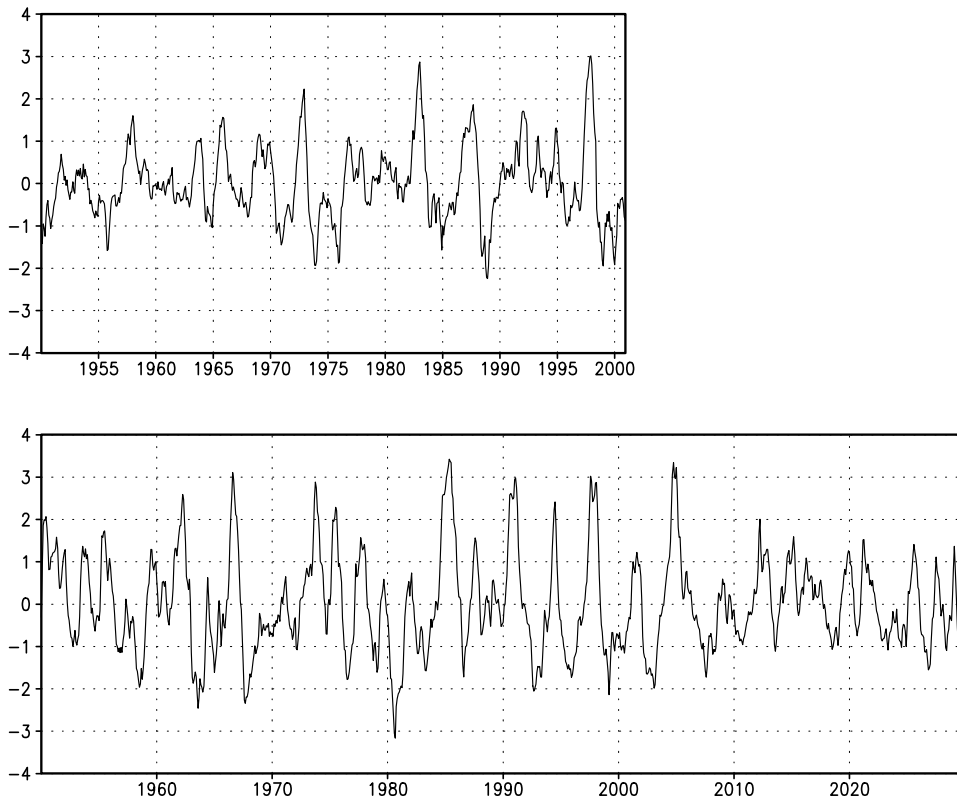


Рис. 15. Временной ход аномалии температуры поверхности океана (К) в районе  $180^{\circ}$  з.д.- $100^{\circ}$  з.д.,  $4^{\circ}$  ю.ш.- $4^{\circ}$  с.ш. по данным наблюдений за 1950-2000 г.г. (вверху) и по данным модели (внизу).

**Северо-Атлантическое колебание.** Качество воспроизведения совместных колебаний аномалий атмосферной циркуляции и ТПО проанализировано также для района северной Атлантики. С этой целью, используя среднемесячные данные аномалий давления на уровне моря и ТПО, вычислены первые SVD-моды этих величин как по модельным результатам, так и по данным реанализа NCEP за 1950-2000 г.г. Результаты вычислений приведены на рис. 17. Первая SVD-мода давления для модели и наблюдений практически совпадает с первой ЕОФ и представляет собой Северо-Атлантическое колебание. Его положительной фазе соответствует отрицательная аномалия ТПО — к востоку от Канады и у побережья Африки и положительная аномалия — к востоку от США и вблизи Северного моря. Первые SVD-моды по данным модели близки к наблюдаемым, что говорит о хорошем описании взаимодействия атмосферы и океана в средних широтах в совместной модели.

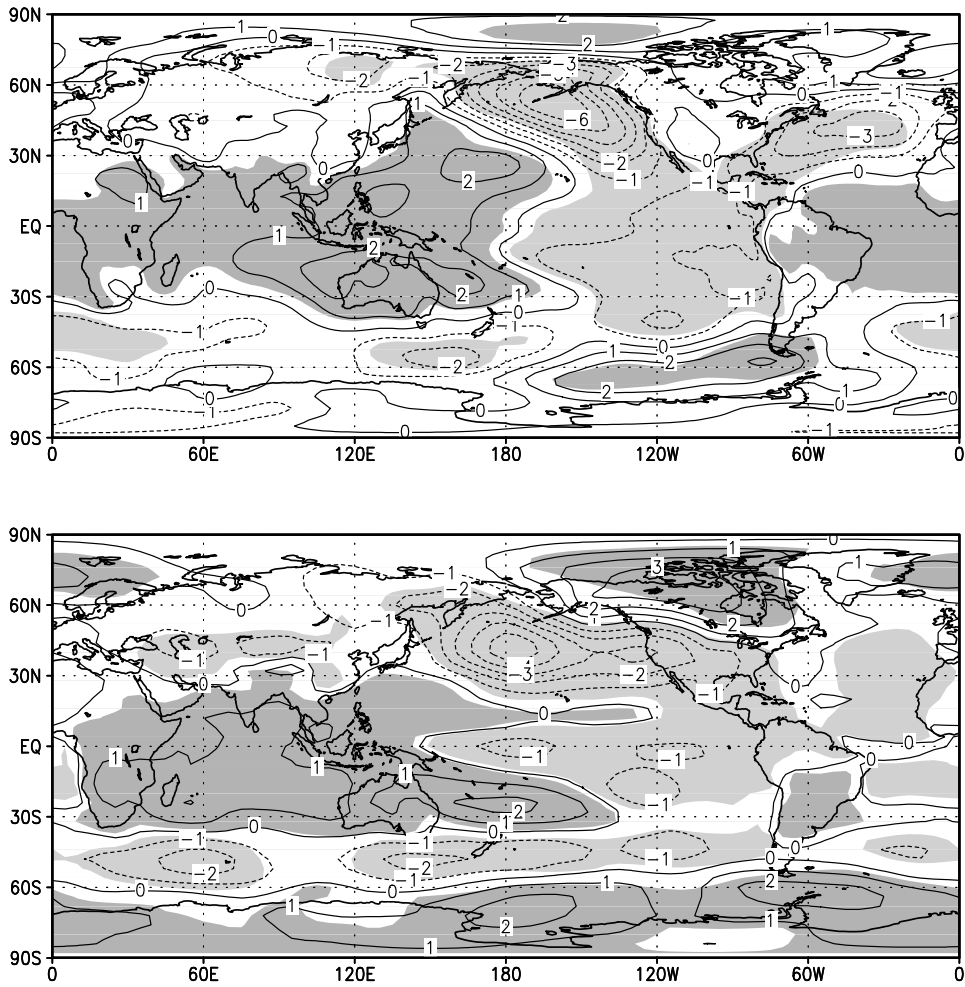


Рис. 16. Разность давления на уровне моря для зимних месяцев с Эль-Ниньо и Ла-Нинья по данным наблюдений (вверху) и модели (внизу). Закрашенные области соответствуют статистической значимости (согласно t-критерию Стьюдента) с вероятностью 0.95. Изолинии проведены через 1 гПа.

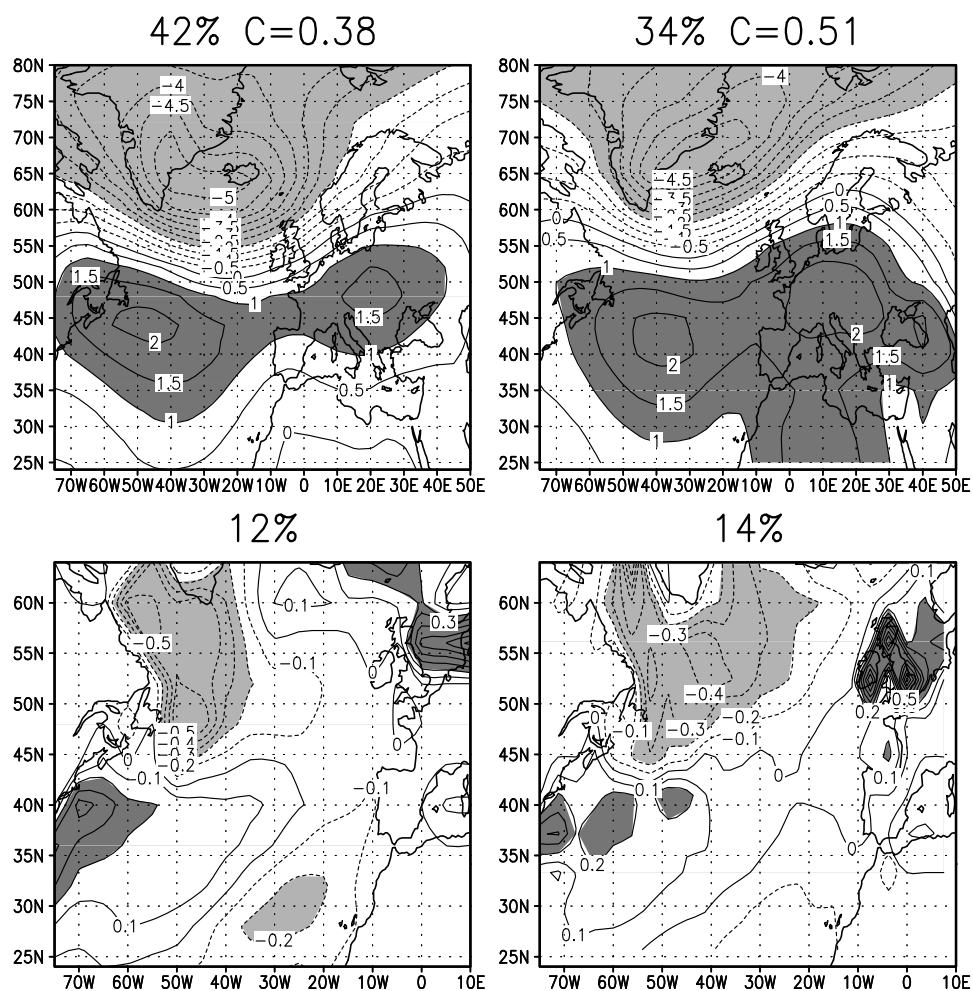


Рис. 17. Первые SVD-моды давления на уровне моря (вверху) и ТПО (внизу) в районе северной Атлантики по данным модели (слева) и реанализа NCEP (справа) (в безразмерных единицах). Приведен процент дисперсии, приходящейся на первые моды, а также коэффициент корреляции между коэффициентами Фурье.

### 3. Теория чувствительности климатической системы к малым внешним воздействиям

Диагностические исследования поверхностной температуры воздуха показывают, что: а) за последние 30 лет произошли заметные изменения среднедекадной (поверхностной) температуры воздуха — произошло ее повышение; б) максимальные изменения температуры произошли зимой в Сибири и на северо-западе Канады; в) летние изменения температуры существенно меньше; г) поверхностная температура Северной Атлантики не только не повысилась, а даже понизилась.

Возникает вопрос: в чем причина этих изменений? Являются ли эти изменения следствием собственных колебаний параметров климатической системы, или это есть следствие антропогенных воздействий, связанных с увеличением, например, концентрации углекислого газа и сульфатных компонентов в атмосфере? Чтобы получить ответы на эти вопросы, необходима теория чувствительности климатической системы к малым внешним воздействиям, которая давала бы конструктивный метод вычисления изменений климата под влиянием этих воздействий. В основу такой специальной, математической, теории климата целесообразно положить методы теории динамических систем. С этой целью реальной климатической системе необходимо сопоставить некоторый математический объект, представляющий идеализацию реальной системы и который можно назвать ее "идеальной" моделью. Предполагается, что такая "идеальная" модель существует и что наблюдаемая динамика климатической системы представляет собой реализацию траектории, порождаемой этой моделью.

#### 3.1. Устойчивость аттракторов атмосферных моделей к постоянно действующим воздействиям

В основе большинства современных климатических моделей лежат системы уравнений гидротермодинамики в частных производных, фазовые пространства которых бесконечномерны. Поскольку аналитическое решение таких сложных систем в общем случае невозможно, приходится решать их численно. С этой целью исходная бесконечномерная система уравнений при помощи подходящего метода (например, проекционного или конечно-разностного) сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений большой, но конечной размерности. Эта система может быть записана в следующем общем виде

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) + f, \quad \phi|_{t=0} = \phi_0, \quad \phi \in R^N. \quad (3.1)$$

Здесь  $\phi$  — вектор состояния системы, представляющий собой совокупность спектральных коэффициентов (или значений в узлах сетки) полей темпе-

ратуры, скорости ветра, влажности и др.;  $N$  — размерность вектора состояния  $\phi$  (и фазового пространства системы), которая для модели общей циркуляции атмосферы ИВМ РАН с горизонтальным разрешением  $5^\circ \times 4^\circ$  и 21 уровнем по вертикали величину  $\sim 10^5$ ;  $F(\phi)$  — некоторый нелинейный оператор;  $f$  — внешнее воздействие.

Системы уравнений, полученные после аппроксимации уравнений гидротермодинамики атмосферы, обычно имеют некоторые общие свойства. Во-первых, начиная с определенного момента норма решений системы, выпущенных из произвольных начальных условий, не превосходит некоторой фиксированной величины:

$$|\phi(t)| < C_0, \quad t \geq T_0$$

и таким образом, все ее траектории попадают в шар радиуса  $C_0$ , который является поглощающим множеством системы. Во-вторых, типичные атмосферные системы диссипативны: дивергенция правой части рассматриваемых систем строго меньше нуля и, следовательно, происходит постоянное сжатие фазового объема. В-третьих, траектории систем неустойчивы по Ляпунову. Это означает, что вдоль некоторых направлений (которые соответствуют положительным показателям Ляпунова) происходит рост  $k$ -мерной части фазового объема (разумеется,  $k < N$ ).

Первое свойство гарантирует существование конечномерного аттрактора — инвариантного, компактного, притягивающего множества, находящегося внутри поглощающего шара (см., например [18]). Как следует из определения, если начальные состояния системы выбраны на аттракторе системы, то соответствующие траектории будут принадлежать аттрактору. Все остальные траектории системы будут достаточно быстро притягиваться к нему. Следовательно, при изучении эволюция системы за достаточно длительный промежуток времени можно считать, что ее траектория находится на аттракторе. Поскольку по определению аттрактор компактен, то на нем существует мера, инвариантная относительно динамики системы. Инвариантность меры означает, что мера множества состояний (начальных условий) не изменяется под действием динамики и результат осреднения по мере не зависит от времени. Если система является эргодической, то такая инвариантная мера единственна. В этом случае результат осреднения по траекториям не зависит от их выбора (с точностью до множества нулевой меры) и совпадает с результатом осреднения по инвариантной мере.

Естественно предположить, что исследуемая система (3.1) имеет аттрактор с сосредоточенной на нем эргодической инвариантной мерой. Траектории системы рассматриваются на этом аттракторе, а статистические характеристики системы (средние, моменты и т.д.) вычисляются при помощи усреднения по мере (или усреднения вдоль траектории системы).

Поскольку эволюция системы происходит на аттракторе, то весьма важным является вопрос о его структуре как множества. К сожалению, как правило, аттрактор имеет весьма сложную, фрактальную структуру. Дело в том, что согласно третьему свойству фазовый объем системы сжимается и, следовательно, размерность аттрактора оказывается меньше размерности фазового пространства. Поскольку в  $k$  направлениях происходит экспоненциальное расширение части объема ( $k$  — число положительных показателей Ляпунова), то размерность аттрактора не может быть меньше  $k$ . При этом аттрактор должен находиться внутри ограниченного поглощающего множества. В результате, аттрактор представляет собой фрактальное множество размерности  $r$  ( $k \leq r < N$ ), "упакованное" в поглощающий шар. Следует заметить, что размерность аттрактора  $r$  как правило достаточно велика, хотя и значительно меньше  $N$ .

Поскольку в правые части уравнений климатической системы входит большое число параметров, то естественным образом возникает проблема устойчивости характеристик системы при изменении данных параметров. В данной работе рассматривается частный случай этой проблемы — задача об устойчивости (и чувствительности) первых и вторых моментов по отношению к изменению внешнего воздействия.

Пусть система (3.1) имеет аттрактор  $A$  с инвариантной мерой  $\mu$ . По определению, среднее состояние и дисперсия этой системы есть

$$\bar{\phi} = \int_A \phi d\mu$$

и

$$D\phi = \int_A (\phi - \bar{\phi})^2 d\mu.$$

Для простоты считается, что переменные выбраны так, чтобы среднее состояние было нулевым

$$\bar{\phi} = 0, \quad D\phi = \int_A \phi^2 d\mu.$$

Наряду с системой (3.1) рассматривается возмущенная система с дополнительным внешним воздействием  $\delta f$ :

$$\frac{\partial \phi^1}{\partial t} = F(\phi^1) + f + \delta f, \quad \phi^1|_{t=0} = \phi_0^1, \quad \phi^1 \in R^N, \quad (3.2)$$

которая имеет свой собственный аттрактор  $A^1$  (в общем случае не совпадающий с  $A$ ) и инвариантную меру  $\mu^1$  на нем. Среднее состояние и дисперсия возмущенной системы вычисляются следующим образом:

$$\bar{\phi}^1 = \int_{A^1} \phi^1 d\mu^1$$

и

$$D\phi^1 = \int_A (\phi^1 - \overline{\phi^1})^2 d\mu^1.$$

Таким образом, изменения среднего состояния и дисперсии системы равны, соответственно,

$$\delta\overline{\phi} = \int_{A^1} \phi^1 d\mu^1 = U(\delta f)$$

и

$$\delta D\phi = \int_A \phi^2 d\mu - \int_A (\phi^1 - \overline{\phi^1})^2 d\mu^1 = V(\delta f).$$

Здесь  $U$  и  $V$  — некоторые операторы (возможно нелинейные), связывающие изменения внешнего и среднего состояния и дисперсии системы (операторы отклика).

С физической точки зрения естественно предположить, что при малых изменениях внешнего воздействия операторы отклика  $U$  и  $V$  будут линейными. Для реальных атмосферных систем обосновать такое предположение теоретически не удастся. Основная проблема здесь заключается во фрактальности аттрактора — носителя инвариантной меры. Поскольку плотность меры сосредоточена на фрактальном множестве, то не ясно, как дифференцировать ее моменты. Частично решена гораздо более узкая задача — задача о непрерывной зависимости аттрактора системы от ее параметров [22, 17]. Результаты же по устойчивости самой инвариантной мере в настоящий момент не известны. Однако, известно, что гладкая зависимость инвариантной меры (и соответственно всех ее моментов) от параметров задачи имеет место для так называемых гиперболических хаотических систем (см. обзор [106]). Класс таких систем достаточно узок и, по-видимому, большинство атмосферных систем относится к более широкому классу систем с ненулевыми показателями Ляпунова. Вопрос гладкой зависимости инвариантной меры от параметров в этом классе систем к настоящему моменту до конца не исследован.

Чтобы построить оператор отклика, можно действовать двумя способами. Во-первых можно попытаться изменить исходную систему так, чтобы ее мера стала "хорошей". Или, во-вторых, формально использовать теорию хаотических гиперболических систем в надежде на то, что моменты меры исходной системы все-таки дифференцируемы по параметрам [80]. Ниже будет рассмотрен первый из этих способов.

Необходимо также отметить, что при анализе исходной (бесконечномерной) системы уравнений гидротермодинамики и при переходе от нее к конечномерной аппроксимации возникает большое количество "математических" трудностей. Так, например, далеко не всегда удается доказать



теоремы о корректной разрешимости исходной задачи, о существовании аттрактора бесконечномерной системы (если есть разрешимость), о близости аттракторов исходной системы (если он существует) и приближенной и т.д. (см., например, [18, 17]).

### 3.2. Регуляризация атмосферных моделей по Зеemanу

Весьма конструктивным способом регуляризации фрактального аттрактора хаотической системы является подход, предложенный Зеemanом [126]. Суть его заключается в добавлении малого случайного шума в правую часть системы, в результате чего аттрактор перестает быть фрактальным множеством, что существенно упрощает ситуацию. Рассматривается система обыкновенных дифференциальных уравнений, заданная на некотором компакте  $X$ :

$$\frac{du}{dt} = F(u). \quad (3.3)$$

Предполагается, что эта система уравнений порождает диссипативную динамическую систему, обладающую некоторой инвариантной мерой  $\rho$ . Далее рассматривается регуляризованная система

$$\frac{dv}{dt} = F(v) + \varepsilon\eta(t), \quad (3.4)$$

где  $\eta(t)$  — случайный процесс, представляющий собой гауссов белый шум с единичной дисперсией, а  $\varepsilon$  — малое положительное число. Инвариантная мера такой системы  $\rho_\varepsilon$  является стационарным решением соответствующего уравнения Фоккера-Планка

$$\frac{\partial \rho_\varepsilon}{\partial t} = \varepsilon^2 \Delta \rho_\varepsilon - \operatorname{div}(F \rho_\varepsilon) \quad (3.5)$$

и называется  $\varepsilon$  — сглаживанием меры  $\rho$ . В предположении, что  $v \in \Omega$  ( $\Omega$  — компактное множество без границ) в работе [126] показано, что стационарное решение уравнения Фоккера-Планка существует, единственно и непрерывно зависит от параметров задачи. В этом случае можно вычислить линейный оператор отклика системы (например, первого момента от решения) на достаточно малые внешние воздействия.

Реальные атмосферные модели всегда содержат параметризацию подсеточных масштабов, имеющие ”стохастическое происхождение”. ”Компьютерные реализации” моделей также являются источниками псевдослучайных шумов. В связи с этим, вместо исходной детерминистической модели за основу можно взять возмущенную малым случайным шумом стохастическую систему, для которой уже имеется гладкая мера.

В некоторых случаях оператор отклика может быть приближенно вычислен непосредственно по статистическим характеристикам невозмущенной системы при помощи флуктуационно-диссипационной теоремы. Следуя работе [65], целесообразно рассмотреть систему с малым случайным возмущением (3.4). Пусть соответствующее уравнение Фоккера-Планка (3.5) записано в следующем символьном виде:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = LP, \quad (3.6)$$

где  $L = \varepsilon^2 \Delta - \text{div}$ . Если в  $j$ -ую компоненту правой части уравнения (3.4) добавить не зависящее от времени детерминистическое воздействие  $\delta f_j$ , то можно выписать уравнение Фоккера-Планка для возмущенной меры:

$$\frac{\partial P'}{\partial t} = (L + \delta L)P',$$

где  $\delta LP' = \delta f_j \partial / \partial v_j (P')$ . При этом среднее состояние изменится следующим образом

$$\delta \bar{v}_i(t) = \int v_i P_{st} dv - \int v'_i P'_{st} dv'.$$

В работе [65] показано, что в линейном приближении справедливо соотношение

$$\delta \bar{v}_i(t) = \int_0^t \int_v v_i(t) \left( \frac{\partial P_{st}}{\partial v_j} \right) (t') P_{st}(t') dt' dv \delta f_j, \quad (3.7)$$

где  $P_{st}$  — инвариантная мера уравнения (3.6). Если  $P_{st}$  является нормальным распределением, то формула (3.7) принимает вид

$$\delta \bar{v}(t) = \int_0^t C(\tau) C^{-1}(0) d\tau \delta f, \quad (3.8)$$

где  $C(\tau)$  — ковариационная матрица со сдвигом  $\tau$ . Соотношение (3.8) есть ни что иное как флуктуационно-диссипационное соотношение, связывающее оператор отклика среднего состояния системы на малые внешние воздействия с ее статистическими характеристиками. В результате для оператора отклика  $U$  получается следующее выражение

$$U = \int_0^t C(\tau) C^{-1}(0) d\tau. \quad (3.9)$$

В эргодическом случае (когда статистические характеристики вычисляются осреднением по времени вдоль одной траектории) это означает, что оператор отклика может быть построен по одной достаточно длинной траектории системы.

Точно такое же выражение для оператора отклика первого момента можно получить и для так называемых детерминистических "квазирегулярных" систем ([13, 70]). В этом случае для вывода используется версия флуктуационно-диссипационной теоремы, доказанная Крейкнэном [84] для регулярных систем (детерминистических систем, удовлетворяющих уравнению Лиувилля несжимаемости фазового объема и имеющих точный квадратичный закон сохранения). Суть требований "квазирегулярности" заключается в том, что рассматриваемая система должна иметь приближенный квадратичный закон сохранения, приближенно сохранять фазовый объем на аттракторе и находиться в равновесии (на своем аттракторе). Такими свойствами обладают многие модели атмосферы большой размерности [13, 70], в частности, модель баротропной атмосферы и двухслойная квазигеострофическая модель атмосферы.

Разработка, реализация и верификация метода построения приближенного оператора отклика, основанного на использовании флуктуационно-диссипационной теоремы для моделей общей циркуляции атмосферы представляет собой сложную технологическую проблему. Исходными уравнениями моделей общей циркуляции атмосферы является система прогностических уравнений в частных производных для горизонтальных компонент скорости  $u$  и  $v$ , температуры  $T$ , влажности  $q$  и приземного давления  $p_s$ . Каждая из этих переменных (кроме приземного давления) зависит от трех пространственных координат. При аппроксимации таких уравнений по вертикальной координате обычно используется конечно-разностный метод с характерным количеством уровней от 10 до 70. По горизонтальным координатам чаще всего применяется метод Галеркина с характерным числом базисных функций от 500 до 5000. Таким образом, после проведения пространственной аппроксимации возникает система обыкновенных дифференциальных уравнений порядка не менее чем  $4 \times 10 \times 500$ . В то же время, для того, чтобы построить приближенный оператор отклика конечномерного аналога модели необходимо вычислить достаточно длинную траекторию системы, проинтегрировав модель численно. Затем, по полученным данным необходимо определить матрицы  $C(t)$  и  $C(0)$  и по формуле (3.9) вычислить оператор  $U$ . Далее следует провести проверку метода путем прямого интегрирования возмущенной системы для некоторого базового набора воздействий  $\delta f$  и сравнения векторов  $U\delta f$  с реальными откликами нелинейной системы, а также исследовать устойчивость вычислений.

### 3.3. Численные эксперименты с моделями общей циркуляции атмосферы

Как процедура построения оператора отклика, так и сам процесс интегрирования рассматриваемой системы на длительное время является тру-

доемкой задачей. Более того, требуется значительное количество компьютерных ресурсов для хранения большого объема данных. В работе [71] были предложены следующие способы понижения размерности задачи, позволяющие значительно снизить количество необходимых данных, а также упростить процесс вычисления самого оператора.

1. Использование только части "физических" переменных при построении приближенного оператора (например, только поля температуры). Это является оправданным в том случае, если остальные физические переменные функционально от них зависят. Известно, например, что в средних широтах поле скорости ветра в сильной степени связано с полем температуры, и этот факт может быть использован при построении оператора.

2. Использование переменных не со всех, а лишь с некоторых базисных уровней по вертикали. Основанием для этого может служить слабая зависимость горизонтальной структуры рассматриваемых переменных от вертикальной координаты (то есть их квазибаротропность) для крупномасштабных процессов.

3. При построении оператора отклика можно ограничиться полями физических переменных меньшей размерности, чем количество базисных функций в соответствующем методе Галеркина. Этот подход оправдан, если мелкомасштабные процессы не оказывают большого влияния на формирование отклика системы.

4. Можно также понизить размерность задачи, рассматривая ее в каких-либо базисах, отличных от базиса "обычных" координат. Например, можно перейти в базис трехмерных естественных ортогональных составляющих системы, составленный из собственных векторов полной ковариационной матрицы системы  $C(0)$ , нормированной каким-либо способом, и при построении оператора использовать проекцию решения только на векторы, отвечающие наибольшим собственным числам матрицы  $C(0)$ . Таким способом будут учтены все процессы, обладающие достаточно большой изменчивостью. Заметим, что данная методика может быть особенно эффективна, если известны физические механизмы, формирующие стационарный отклик системы.

### **3.3.1. Построение оператора отклика для модели общей циркуляции атмосферы ССМ0**

В этом разделе будут изложены основные результаты работы [71], посвященной построению оператора отклика для модели общей циркуляции атмосферы ССМ0 Национального центра атмосферных исследований США [102]. Выбор этой модели обусловлен главным образом тем, что с ней уже было проведено большое количество численных экспериментов и,

в том числе, была вычислена модельная траектория длительностью в один миллион дней.

Модель ССМ0 представляет собой модель общей циркуляции атмосферы с 9 вертикальными уровнями в  $\sigma$ -системе координат. Прогностически переменными являются вертикальная компонента относительной завихренности и горизонтальная дивергенция скорости, а также температура воздуха, относительная влажность и приземное давление. Для аппроксимации уравнений по горизонтали в модели ССМ0 применяется метод Галеркина с базисом, состоящим из сферических гармоник. При этом используется ромбоидальное усечение  $R15$  (сумма номера полинома Лежандра  $l$  и азимутального числа  $m$  сферических гармоник не превосходит 15), в котором число ненулевых коэффициентов составляет 496. Таким образом, система обыкновенных дифференциальных уравнений модели состоит из  $(4 \times 9 + 1) \times 496$  уравнений (для относительной завихренности, дивергенции, температуры и влажности на девяти вертикальных уровнях, а также приземного давления, с размерностью каждого поля равной 496), при этом размерность фазового пространства составляет величину 18352.

Для рассматриваемой модели был проведен длительный расчет с граничными условиями, соответствующими непрерывному январю (один миллион дней, всего два миллиона точек на траектории системы - каждая с шагом в 12 часов). Эти данные использованы для построения приближенного оператора отклика. Кроме того, с моделью ССМ0 был проведен ряд дополнительных экспериментов по моделированию ее отклика на термические источники, расположенные на экваторе и в средних широтах, которые использовались для тестирования метода.

Эксперименты проводились следующим образом. В правую часть уравнения для температуры добавлялся постоянно действующий термический источник вида  $\delta f = AT_f(\sigma, \lambda, \phi) = T_1(\sigma) \cdot T_2(\lambda - \lambda_c, \phi - \phi_c)$ . При каждом пространственном распределении нагревания (охлаждения), то есть при каждом заданном  $T_f$ , выполнялись два эксперимента при  $A = +T_0$  и при  $A = -T_0$  с тем, чтобы выделить линейную часть отклика. В каждом случае для определения нового среднего состояния проводился расчет на 10000 дней и определялось изменение среднего состояния как

$$\bar{\psi}_1 - \bar{\psi} = W(\delta f) \equiv W(T_f(\sigma, \lambda, \phi)),$$

где  $\bar{\psi}$  и  $\bar{\psi}_1$  представляют собой средние состояния невозмущенной и возмущенной систем, соответственно. Далее вычислялась линейная часть отклика системы по формуле

$$U\delta f = (W(T_0 T_f(\sigma, \lambda, \phi)) - W(-T_0 T_f(\sigma, \lambda, \phi)))/2,$$

а также оценивалась его остаточная нелинейная часть.

Вертикальный профиль источника  $T_1(\sigma)$  задавался двумя способами. В первом случае предполагалось, что  $T_1(\sigma) = \sin(\sigma)$ , что соответствует максимуму нагревания на уровне  $\sigma = 0.5$  и обращению  $T_1$  в ноль на подстилающей поверхности и на верхней границе атмосферы. Во втором случае считалось, что  $T_1 = 1$  при  $\sigma = 0.991, 0.926$ ,  $T_1 = 0.5$  при  $\sigma = 0.811$  и  $T_1 = 0$  при остальных значениях  $\sigma$ . Такой профиль  $T_1$  означает, что нагревание происходит только на приземных уровнях атмосферы. Горизонтальный профиль воздействия максимален (принимает значение 1) в центральной точке с координатами  $\lambda = \lambda_c, \phi = \phi_c$  и убывает линейно до нуля на расстоянии 1500 км.

Были проведены три серии экспериментов с различными значениями  $(\lambda_c, \phi_c)$ . В первой серии широта центральной точки была фиксирована и равна  $40^\circ$  с.ш., а долгота изменялась от 0 до  $2\pi$  с шагом  $\pi/12$  (общее число экспериментов — 24). Во второй серии экспериментов широта центра была принята равной  $20^\circ$  с.ш., а в третьей — максимум нагревания приходился на экватор. Величина максимума нагревания  $|T_0|$  принимала значение  $2.5^\circ/\text{день}$  для двух экваториальных серий экспериментов (напомним, что при каждом заданном пространственном распределении воздействия проводилось два численных эксперимента с  $+T_0$  и с  $-T_0$ ) и  $5^\circ/\text{день}$  — в остальных случаях. Всякий раз выделялась линейная часть отклика среднего состояния системы и проводилось ее сравнение с окликом, построенным с помощью приближенного оператора отклика ( $U\delta f$ ). Заметим, что описанный выше выбор вертикальных и горизонтальных профилей воздействия позволяет всесторонне проверить работу метода в разных условиях формирования отклика системы.

Размерность фазового пространства модели общей циркуляции атмосферы слишком велика, чтобы проводить длительные численные расчеты, поэтому были использованы перечисленные выше способы понижения размерности задачи, а также исследована их чувствительность к параметрам метода. В каждом случае процедура построения оператора выглядела следующим образом. Для выбранного набора переменных и вертикальных уровней вычислялась автоковариационная матрица  $C(0)$ . Далее рассчитывались ее собственные векторы (эмпирические ортогональные функции) и собственные числа. Матрица  $C(0)$  обращалась в пространстве собственных векторов, отвечающих наибольшему собственному числу (в этом базисе  $C(0)$  имеет диагональный вид). В этом же пространстве вычислялась матрица  $C(t)$ . В результате вычислений строился приближенный оператор отклика  $U$ , вычислялись его сингулярное разложение и значения на тестовых воздействиях (описанных выше термических источниках  $\delta f$ ). Заключение о качестве метода формулировалось по результатам сравнения векторов  $U\delta f$  (предсказанных откликов) и линейных частей отклика, построенных по результатам прямых численных экспериментов с моделью ССМ0.

Оказалось, что наилучшие результаты были получены в случае, когда приближенный оператор строился с использованием полей функции тока и температуры. При этом, для правильного воспроизведения вертикальной структуры отклика, важно было использовать полный набор полей (на всех девяти вертикальных уровнях) данных переменных. В то же время, оказалось возможным сократить пространственную размерность каждого поля до 100 — для функции тока и до 300 — для температуры, используя разложение по естественным ортогональным функциям для соответствующего ряда данных. Таким образом размерность задачи удалось понизить примерно до 5000. Оптимальная размерность пространства собственных векторов матрицы  $C(0)$  должна быть в диапазоне от 2500 до 3000. При таких значениях число обусловленности матрицы  $C(0)$  еще не слишком велико (ошибки вычислений достаточно малы), а в то же время структура исходного оператора воспроизводится довольно хорошо. Результаты численных экспериментов суммированы в следующих четырех таблицах.

Таблица 1. Отклик модели ССМ0 на приземный термический источник в средних широтах (на широте  $40^\circ$  с.ш.)

поле	корреляция между предсказанным и реальным откликом	отношение нормы реального отклика к норме предсказанного	отношение нормы нелинейной части к норме линейной
$\psi_{336}$	0.11	0.63	0.16
$\psi_{811}$	0.16	0.53	0.19
$T_{336}$	0.21	0.50	0.20
$T_{811}$	0.54	0.92	0.19

Характерной чертой этого случая является "локальный" характер отклика системы. Эффект от термической аномалии не распространяется выше уровня 0.664 и максимален вблизи источника нагревания. Время формирования отклика составляет величину 10-15 суток. Отметим также, что отклик системы в достаточной степени линеен по отношению к воздействию. Линейная часть отвечает примерно за 85 % от нормы отклика. Корреляции соответствующих полей температуры и функции тока на нижних уровнях (0.926 и 0.991) составляют в среднем (по всем 24 экспериментам) величину 0.68, при этом приближенный оператор завышает величину отклика примерно на 15%. В ряде случаев как отклик модели, так и его предсказанное значение оказываются малыми и ошибки вычислений становятся значительными по отношению к самому отклику. Отклики на верхних уровнях в большинстве случаев слабы и не могут быть воспроизведены при помощи приближенного оператора. Если ограничиться рассмотрением случаев с сильным по величине откликом (5 случаев), то средняя пространственная корреляция окажется равной 0.79. По-видимому, это объясняется

тем, что при формировании "сильного" отклика задействованы "значимые" физические механизмы, информация о которых содержится в корреляционных матрицах, а, значит, и в приближенном операторе отклика. Это имеет место даже несмотря на применение различных процедур понижения размерности фазового пространства, что приводит к потере информации о системе.

Таблица 2. Отклик модели на приземное воздействие на экваторе.

поле	корреляция	отношение норм	нелинейность
$\psi_{336}$	0.69	1.06	0.21
$\psi_{811}$	0.63	1.05	0.17
$T_{336}$	0.78	0.91	0.27
$T_{811}$	0.72	0.82	0.17

Линейная часть в этом случае составляет примерно 70% от величины отклика. В отличие от предыдущего случая эффект от термического источника наблюдается на всех уровнях модели и носит глобальный характер, а время его формирования занимает почти 30 суток. Имеет место высокая корреляция между предсказанным и реально полученными откликами на всех уровнях (в среднем, 0.75). В целом, приближенный оператор отклика несколько завышает норму отклика системы (на величину в 15%). Как и в предыдущем случае, лучше воспроизводятся "сильные" отклики. Здесь от-

Таблица 3. Отклик модели на протяженное по вертикали экваториальное воздействие.

поле	корреляция	отношение норм	нелинейность
$\psi_{336}$	0.88	1.09	0.13
$\psi_{811}$	0.87	1.13	0.10
$T_{336}$	0.85	1.16	0.17
$T_{811}$	0.76	0.92	0.15

клик носит глобальный характер как по вертикали, так и по горизонтали. Характерное время его формирования составляет 60 суток. Приближенный оператор отклика воспроизводит пространственную структуру линейной части отклика с точностью до 85% и несколько занижает его амплитуду (в среднем, на 12%). Линейная часть в этом случае отвечает за 90% от величины отклика. Отклик носит глобальный характер с характерным временем формирования примерно 30 суток. Приближенный оператор достаточно хорошо воспроизводит пространственную структуру отклика (с точностью в 67%) и несколько завышает его амплитуду (в среднем, на 20%).



Таблица 4. Отклик модели на протяженное по вертикали воздействие в средних широтах.

поле	корреляция	отношение норм	нелинейность
$\psi_{336}$	0.67	1.06	0.11
$\psi_{811}$	0.60	1.12	0.12
$T_{336}$	0.85	1.42	0.12
$T_{811}$	0.55	0.94	0.12

В качестве иллюстрации работы метода на рис. 18. приведены результаты экспериментов по воспроизведению линейной части отклика модели на протяженный по вертикали экваториальный термический источник (на рисунке они показаны в левом столбце). В правом столбце представлены отклики, полученные с помощью построенного приближенного оператора отклика. Показаны отклики в поле температуры на уровне  $\sigma = 0.926$ . Центры нагревания находятся в точках  $60^\circ$  в.д. и  $150^\circ, 105^\circ, 15^\circ$  з.д.

Исходя из приведенных выше результатов, можно утверждать, что приближенный оператор отклика способен с высокой точностью воспроизвести линейные части откликов модели общей циркуляции атмосферы ССМ0 на источники нагревания различной пространственной и вертикальной структуры. Следовательно, можно сделать вывод о том, что приближенный оператор отклика системы аппроксимирует ее "настоящий" оператор отклика с высокой точностью, что может быть использовано при решении различных прикладных задач.

### 3.3.2. Построение оператора отклика для модели общей циркуляции атмосферы ИВМ РАН

Для исследования чувствительности реальной климатической системы необходимо использовать максимально реалистическую модель атмосферы, поскольку в выражение для оператора отклика входят корреляционные коэффициенты с запаздыванием. Следовательно, естественно предположить, что оператор отклика модели будет близок к оператору отклика климатической системы, если, по крайней мере, статистика модели является близкой к статистике реальной атмосферы. Поэтому метод построения оператора отклика был использован не только для модели ССМ0, но и для более сложной и современной модели ИВМ РАН, которая участвовала в международном сравнении моделей по программе AMIP II и показала, что качество воспроизведения ею современного климата в целом соответствует мировому уровню. Обсуждаемые далее результаты были получены для варианта модели [1] с 21 вертикальным уровнем и горизонтальным разрешением  $4^\circ$  по ши-

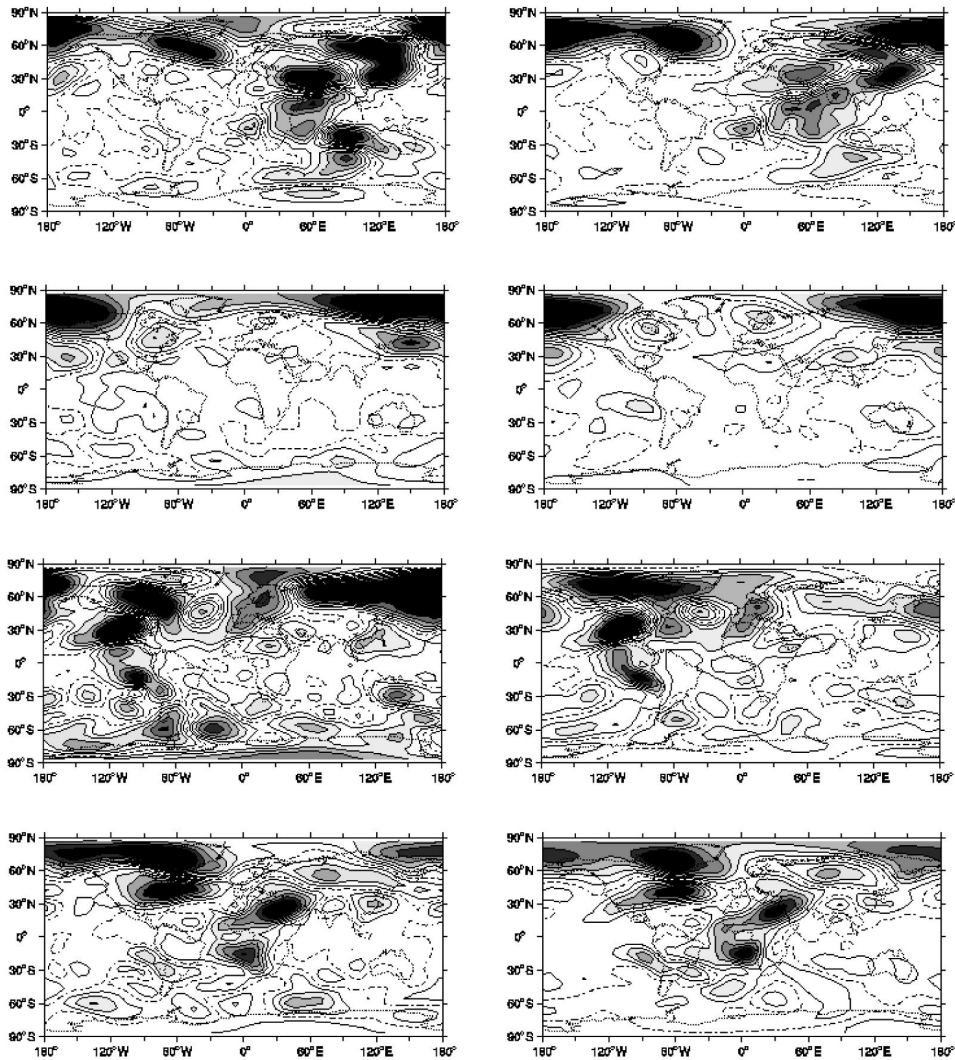


Рис. 18. Линейная часть отклика модели на протяженную по вертикали аномалию температуры на экваторе (слева) и отклик, полученный с помощью флуктуационно-диссипационных соотношений (справа). Показаны отклики в поле температуры (К) на уровне  $\sigma = 0.926$ . Центры нагрева находятся в точках  $60^\circ$  в.д. и  $150^\circ$ ,  $105^\circ$ ,  $15^\circ$  з.д.

роте и  $5^\circ$  по долготе, размерность фазового пространства для которой  $\approx 300000$ .

Как следует из результатов работы [71], для обеспечения необходимой точности при вычислении оператора необходимо с большой точностью вычислять ковариационные матрицы системы. Источником ошибок является недостаточная длина ряда данных, т.е. недостаточная статистика о поведении траектории. Из практических требований к точности следует, что длительность временного интервала, на котором рассчитывается траектория системы, должна быть порядка миллиона суток. Для интегрирования рассматриваемой модели общей циркуляции атмосферы ИВМ РАН на 1 месяц на 1 процессоре рабочей станции требуется примерно 3 часа и, следовательно, использование однопроцессорного режима невозможно. Параллельная версия модели также не дает желаемого ускорения. Более перспективным является использование метода Монте-Карло по начальным условиям.

Действительно, для расчета ковариационной матрицы необходимо вычислить различные средние характеристики. В предположении эргодичности рассматриваемой системы усреднение можно производить как вдоль траектории, так и по равновесному ансамблю состояний. Равновесность означает, что состояния находятся на аттракторе системы. Такой ансамбль можно получить, задав некоторое распределение начальных условий и проинтегрировав затем систему на длительное время. При увеличении числа точек ансамбля вычислительные затраты растут. Наиболее эффективной с вычислительной точки зрения оказалась комбинация двух методов. На первом этапе в однопроцессорном режиме вычисляется достаточно длинная траектория системы. На этой траектории задается набор состояний, в поле скорости каждого состояния вносится возмущение (значение скорости в каждой точке увеличивается на 1 %) и затем строится равновесный ансамбль состояний. Для его формирования оказалось достаточно провести интегрирование системы на 1000 дней. После того как равновесный ансамбль состояний был получен, проводились основные вычисления по схеме, идентичной предварительному расчету. Следует заметить, что для хранения получаемой информации требуется огромная емкость дискового пространства. Поэтому применялась процедура понижения размерности задачи, позволившая значительно уменьшить объем необходимых данных, а также упростить процесс вычисления самого оператора.

При построении приближенного оператора были использованы только поля температуры и двух компонент скорости. Это обусловлено тем, что остальные физические переменные функционально в значительной степени с ними, по-видимому, связаны. Дальнейшее уменьшение размерности задачи было достигнуто путем учета только процессов, обладающих достаточно большой изменчивостью. Затем были вычислены автокорреляционные матрицы и автоковариационные матрицы с запаздыванием, построены трех-

мерные естественные ортогональные функции и, наконец, приближенный оператор отклика. Все эти вычисления проводились с использованием стандартных параллельных библиотек линейной алгебры LAPACK.

Для построенного приближенного оператора отклика было вычислено сингулярное разложение и, тем самым, были найдены воздействия, вызывающие наибольшие (в евклидовой норме) изменения среднего состояния системы. На рис. 19 для поверхностей 10, 50, 500 и 1000 гПа в произвольных единицах приведены первые два правых сингулярных вектора (оптимальные воздействия). В левом столбце показан первый правый сингулярный вектор, в правом столбце — второй сингулярный вектор.

Соответствующие левые сингулярные векторы приближенного оператора, очевидно, являются откликами системы на данные аномалии нагревания. Для проверки работоспособности предложенного метода в правую часть уравнений модели были введены термические источники, соответствующие первому и второму правому сингулярному вектору (см. рис. 19). Для каждого воздействия модель была проинтегрирована в течение длительного времени и затем были определены реальные изменения ее среднего состояния. Как и ожидалось, они с хорошей точностью совпали с левыми сингулярными векторами приближенного оператора. Тем самым было показано, что, как и в случае с моделью ССМ0, предлагаемый метод построения оператора отклика обладает хорошей точностью. На рис. 20 справа показан отклик модели на воздействие вдоль первого сингулярного вектора, слева — соответствующий левый сингулярный вектор. В первом ряду приведены отклики в поле приземного давления (в барах), во втором, третьем и четвертом рядах показаны отклики на уровнях 10, 50 и 1000 гПа, соответственно (в градусах Кельвина). Аналогичные результаты для второго сингулярного вектора представлены на рис. 21.

Знание приближенного оператора отклика дает возможность решить ряд физических проблем. Например, можно вычислить воздействие оптимальным образом возбуждающее Арктическую осцилляцию (АО) в модели общей циркуляции (под Арктической осцилляцией понимается первая естественная ортогональная функция приземного давления, показанная на рис. 22). Это воздействие, вычисленное для модели ИВМ РАН, приведено в левом столбце рис. 23. Снова, как и на рис. 18, показаны величины нагревания на уровнях 10, 50, 500 и 1000 гПа, соответственно. Оказывается, что это воздействие практически совпадает по структуре с третьим оптимальным воздействием (соответствующим третьему правому сингулярному вектору приближенного оператора отклика модели). Это означает, что процесс возбуждения АО в системе является важным фактором в определении ее чувствительности. Умножение матрицы приближенного оператора на этот вектор дает приближенную картину пространственной структуры отклика модели на данное воздействие.

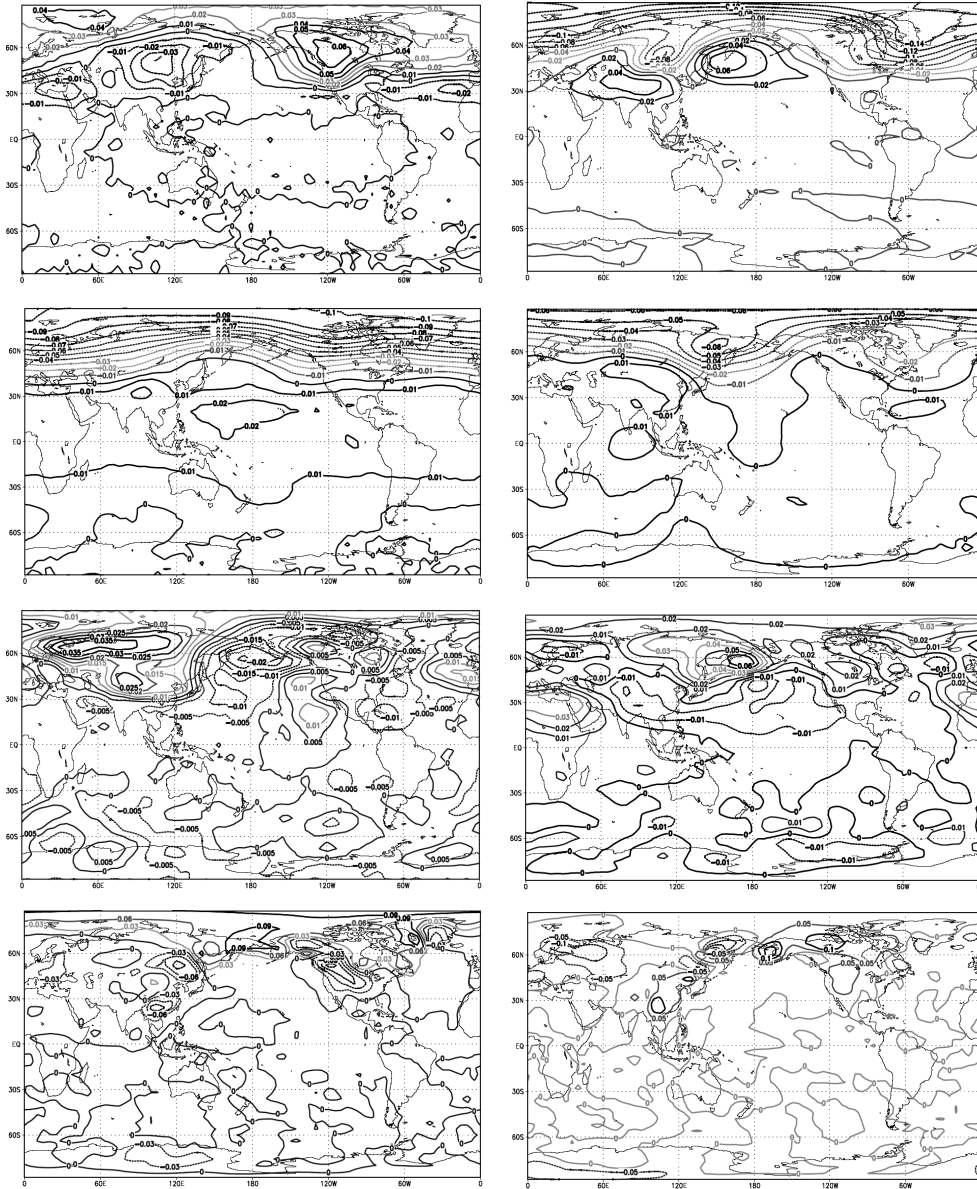


Рис. 19. Правые сингулярные векторы приближенного оператора отклика. Слева представлен первый сингулярный вектор, справа — второй. Показаны компоненты векторов на уровнях (сверху вниз) 10, 50, 500 и 1000 гПа.

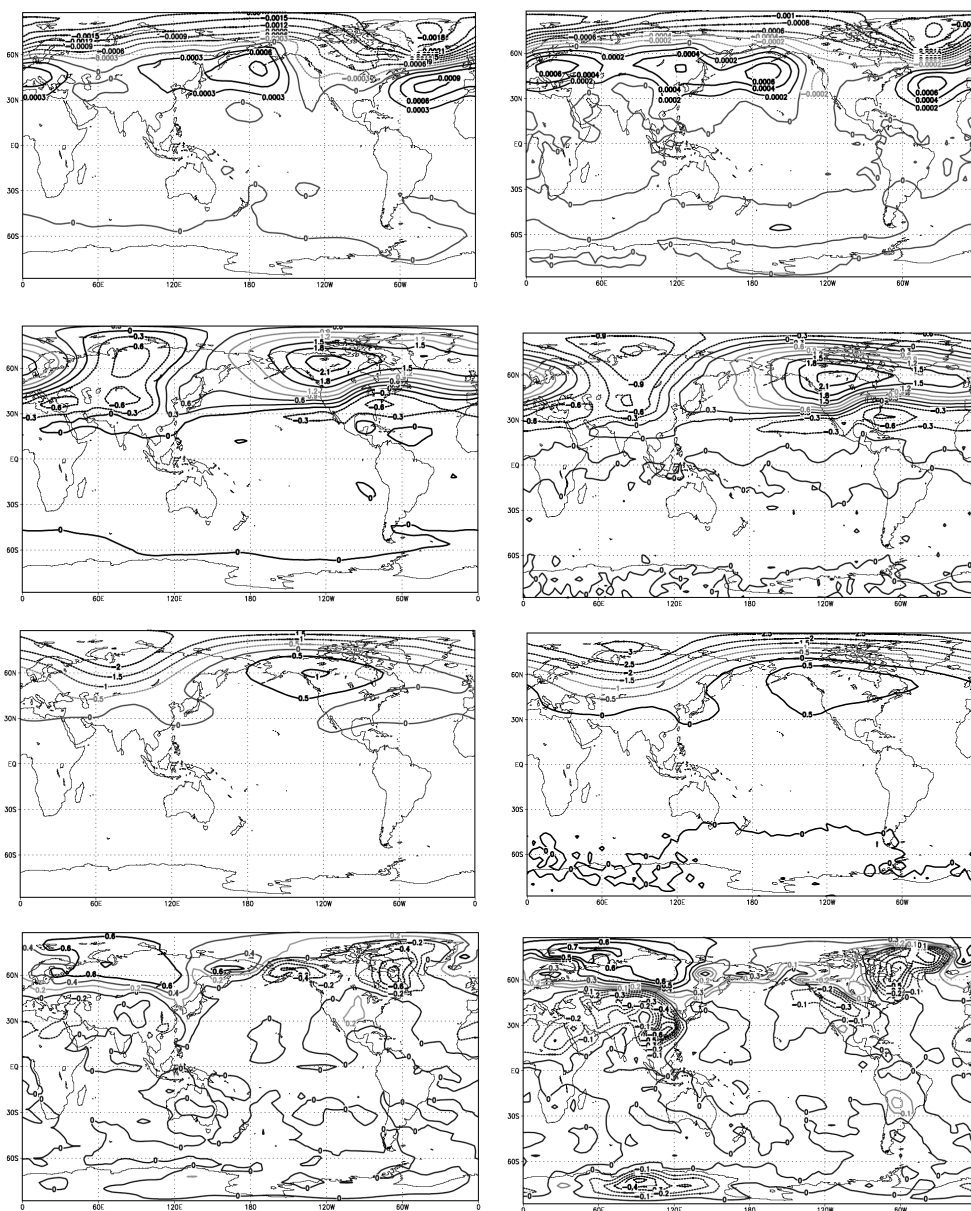


Рис. 20. Отклик модели ИВМ РАН на первый правый сингулярный вектор приближенного оператора отклика (слева). Справа представлен соответствующий левый сингулярный вектор. Показаны отклики в поле приземного давления (вверху) и полях температуры на уровнях (сверху вниз) 10, 50 и 1000 гПа.

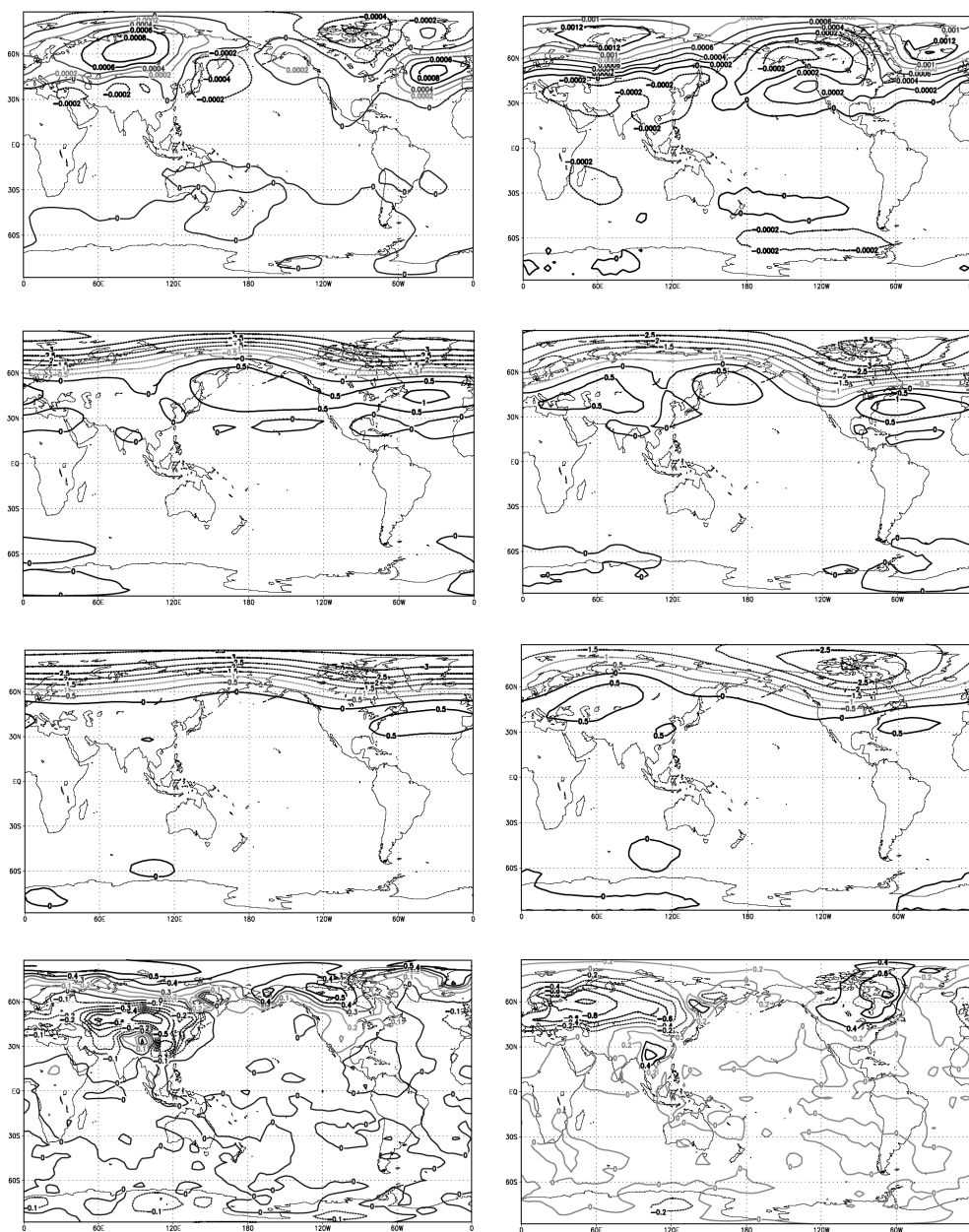


Рис. 21. Отклик модели ИВМ РАН на второй правый сингулярный вектор приближенного оператора отклика (слева). Слева представлен соответствующий левый сингулярный вектор. Показаны отклики в поле приземного давления (вверху) и полях температуры на уровнях (сверху вниз) 10, 50 и 1000 гПа.

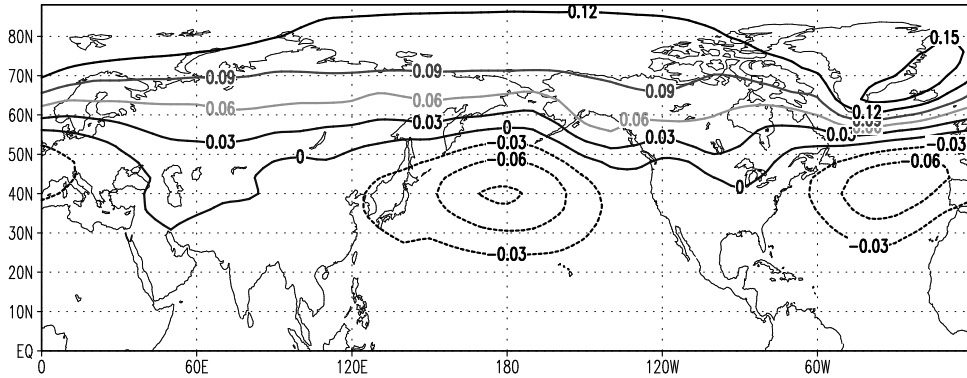


Рис. 22. Арктическая осцилляция (первая ЕОФ приземного давления) в модели ИВМ РАН.

### 3.4. Построение оператора отклика по реальным данным

Для построения оператора отклика реальной климатической системы были использованы данные реанализа NCEP/NCAR полей температуры и горизонтальных компонент скорости на 17 стандартных уровнях, а также поля приземного давления, за период с 1948 по 2004 г. с горизонтальным разрешением  $4^\circ$  по долготе и  $5^\circ$  по широте. Полная размерность оператора составила, таким образом, примерно 160000. В данном пространстве была вычислена матрица  $S(0)$  и построены ее собственные функции (ЕОФ). Дальнейшие вычисления проводились в пространстве первых 50 ЕОФ, поскольку количество данных наблюдений мало. Необходимо отметить, что в задаче определения динамического отклика климатической системы на увеличение содержания атмосферного углекислого газа это ограничение не существенно, поскольку как само воздействие, так и отклик системы являются крупномасштабными. С помощью построенного оператора отклика был вычислено воздействие, вызывающее наибольший отклик климатической системы в направлении АО.

Арктическая осцилляция климатической системы (первая ЕОФ приземного давления, вычисленная по данным реанализа NCEP/NCAR) показана на рисунке 24. Хорошо видно, что модель ИВМ РАН воспроизводит пространственную структуру АО климатической системы с высокой точностью (см. рис. 22 и рис. 24). Более того, воздействия, оптимальным образом возбуждающие отклик систем вдоль АО, также оказываются близкими (см. рис. 25). Таким образом, можно сделать вывод, что модель ИВМ РАН



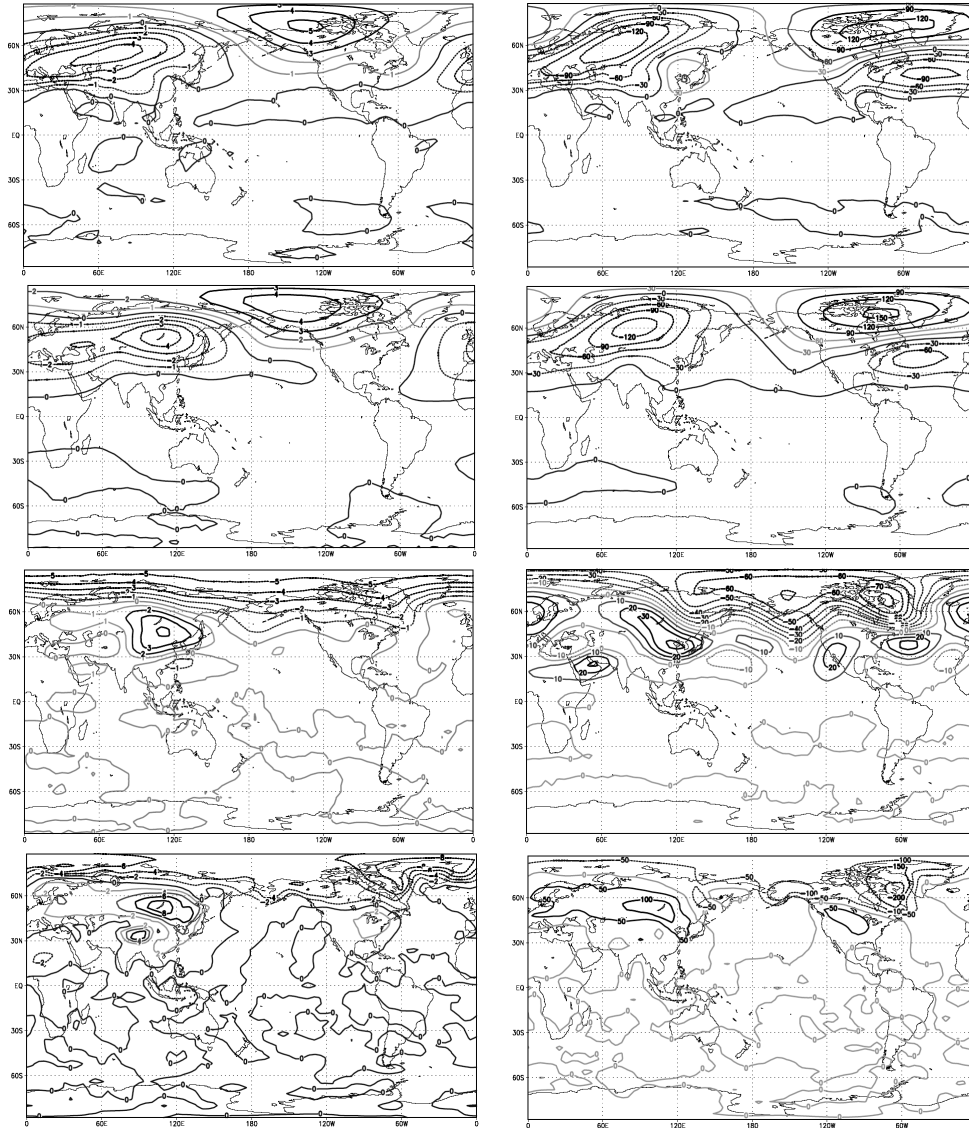


Рис. 23. Вектор, вызывающий наибольшее изменение Арктической осцилляции в модели ИВМ РАН (слева). Показаны значения нагревания на уровнях (сверху вниз) 10, 50, 500 и 1000 гПа. Соответствующие распределения, полученные с помощью приближенного оператора отклика, показаны справа. Приведены отклики в полях температуры на уровнях (сверху вниз) 10, 50, 500 и 1000 гПа.

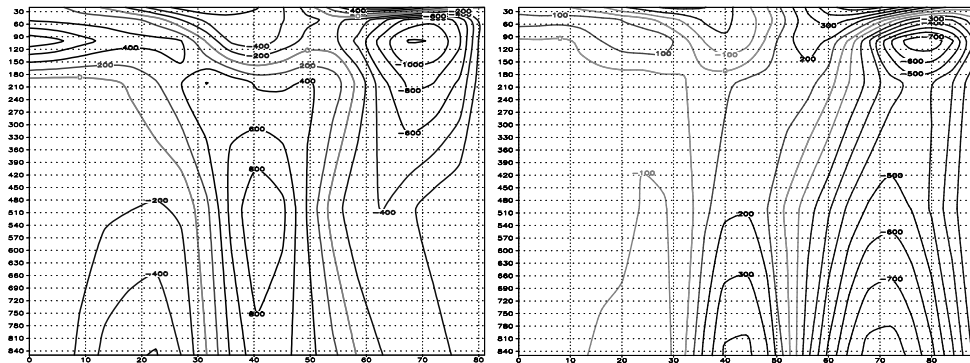
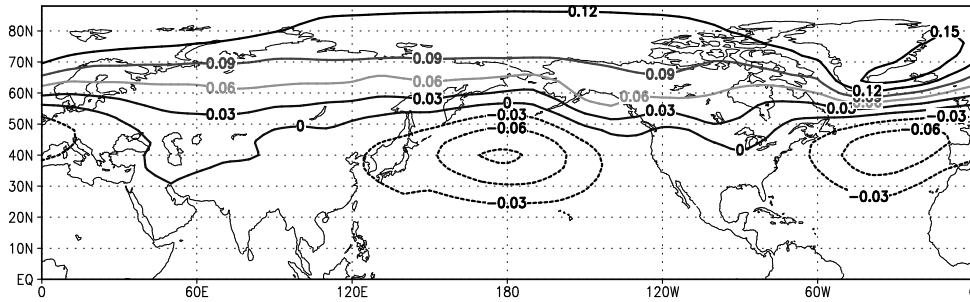


Рис. 25. Термические воздействия (зонально осредненные), оптимальным образом возбуждающие АО. Справа — полученные с помощью приближенного оператора отклика, построенного по данным NCEP/NCAR, слева — вычисленные по данным моделирования.

#### 4. Моделирование изменений климата, обусловленных изменениями атмосферной концентрации малых газовых составляющих

В разделе 2 представлены результаты контрольного эксперимента по воспроизведению характеристик современного климата, в котором концентрация углекислого газа  $\text{CO}_2$  была задана неизменной и равной наблюдав-

шейся в конце XX столетия. В первом разделе настоящей главы основное внимание уделено анализу результатов эксперимента, в котором концентрация  $\text{CO}_2$  увеличивалась на 1 % в год от современного значения в начальный момент, что примерно вдвое превышает наблюдаемый рост углекислого газа. Условия обоих численных экспериментов полностью аналогичны тем, что использовались в международном проекте СМIP [62]. Второй раздел главы посвящен обсуждению некоторых экстремальных погодных ситуаций на территории России в условиях современного климата и при удвоении содержания углекислого газа.

#### **4.1. Отклик климатической модели на увеличение содержания углекислого газа**

По условиям программы СМIP, с каждой моделью было проведено два эксперимента. В первом (контрольном) эксперименте [15] воспроизводился современный климат и с этой целью задавался наблюдаемый годовой ход приходящей к верхней границе атмосферы солнечной радиации. Концентрация всех радиационно активных газов была фиксирована и равна наблюдавшейся в конце XX столетия. Во втором эксперименте [6] моделировалось глобальное потепление, для чего задавалось увеличение концентрации  $\text{CO}_2$  на 1% в год от современного значения в начале эксперимента. Это примерно в 2 раза больше, чем наблюдаемая скорость увеличения содержания  $\text{CO}_2$ . Продолжительность каждого численного эксперимента составляла 80 лет. В эксперименте, моделирующем глобальное потепление, удвоение концентрации  $\text{CO}_2$  происходит примерно к 70-му году расчета. Под откликом модели на увеличение  $\text{CO}_2$ , также как и в работе [62], всюду, если не оговорено особо, подразумевается разность данных эксперимента с увеличением  $\text{CO}_2$  и результатов расчетов в контрольном эксперименте за последние двадцать лет модельного времени (годы 61-80). Средним откликом будет называться отклик, осредненный по результатам всех моделей, участвовавших в программе СМIP2, и представленный в публикации [62].

При анализе отклика климатической системы целесообразно [20] использовать понятия "динамический" отклик и отклик "радиационный". Показано [6], что в суммарном отклике системы на изменение концентрации  $\text{CO}_2$  главную роль играет радиационный отклик. Это проявляется в том, что чувствительность климатической модели к увеличению содержания атмосферного  $\text{CO}_2$  определяется, в первую очередь, количеством тепла, расходуемым на прогрев океана, а также тем, насколько меняется радиационный баланс Земли в результате изменения облачности при изменении климата, то есть изменением радиационно-облачного форсинга [122]. Вместе с тем, необходимо адекватно воспроизвести и динамический отклик, главной компонентой которого является Арктическая осцилляция (см. раздел 3).

Средняя температура приповерхностного воздуха в контрольном эксперименте составляет 12.6 °С, что на 1.4 градуса ниже, чем температура по данным наблюдений за период 1961-1990 г.г. [77]. Среднеквадратичное отклонение (СКО) среднегодовой глобально осредненной температуры поверхности в модели равно 0.09 К, а отклик модели на увеличение CO<sub>2</sub> составляет 0.99 К. Это меньше, чем средний модельный отклик в температуре приповерхностного воздуха, который равен 1.7 К. В целом по моделям СМIP, повышение среднеглобальной температуры приповерхностного воздуха находится в диапазоне значений от 0.75 К до 3.77 К.

Установлено [7], что модели, предсказывающие большую величину глобального потепления, характеризуются, как правило, увеличением коротковолнового радиационного баланса на подстилающей поверхности. Почти все рассмотренные в [7] модели в местах образования облачности нижнего яруса завывают поток тепла в океан и, вероятно, занижают само количество нижней облачности. Связано это, по-видимому, с тем, что подынверсионная облачность нижнего яруса плохо воспроизводится моделями, в которых облачность зависит только от относительной влажности (как правило, из-за грубого разрешения по вертикали). Для адекватного воспроизведения нижней облачности нужен специальный учет ее зависимости от вертикальной температурной стратификации. Связано это с тем, что при увеличении содержания CO<sub>2</sub> тропосфера нагревается сильнее, чем поверхность Земли [62]. В результате, вблизи поверхности возрастает частота возникновения инверсий и, следовательно, чаще формируется подынверсионная облачность. Это приводит к уменьшению приходящей коротковолновой радиации и ослаблению величины глобального потепления. В свою очередь, правильное воспроизведение подынверсионной облачности является ключевым условием для воспроизведения правильной чувствительности модели к увеличению содержания углекислого газа.

#### 4.1.1. Отклик в атмосфере

Отклик модели для зонально осредненных температуры и зональной скорости ветра в атмосфере представлен на рис. 26. В стратосфере происходит выхолаживание, максимальное на уровне 10 гПа и достигающее там величины 5-7°К. В умеренных широтах в стратосфере происходит также усиление западного ветра до 2-2.5 м·с<sup>-1</sup>. Это неплохо согласуется со средним откликом для всех моделей, где похолодание в стратосфере достигает 5°К, а усиление скорости западного ветра в умеренных широтах стратосферы достигает 2-3 м·с<sup>-1</sup>. В тропосфере происходит нагревание, максимальное в тропиках на высотах 200-500 гПа, а также в высоких широтах Северного полушария на высоте 500-1000 гПа и достигающее там 1.5°К. Статистически значимое усиление западного ветра в умеренных широтах обоих

полушарий происходит также и в тропосфере. Пространственная структура модельного отклика здесь близка к структуре отклика, усредненного по всем моделям. Однако, величина потепления в модели ИВМ примерно в 1.5 раза меньше, чем в среднем по всем моделям [62].

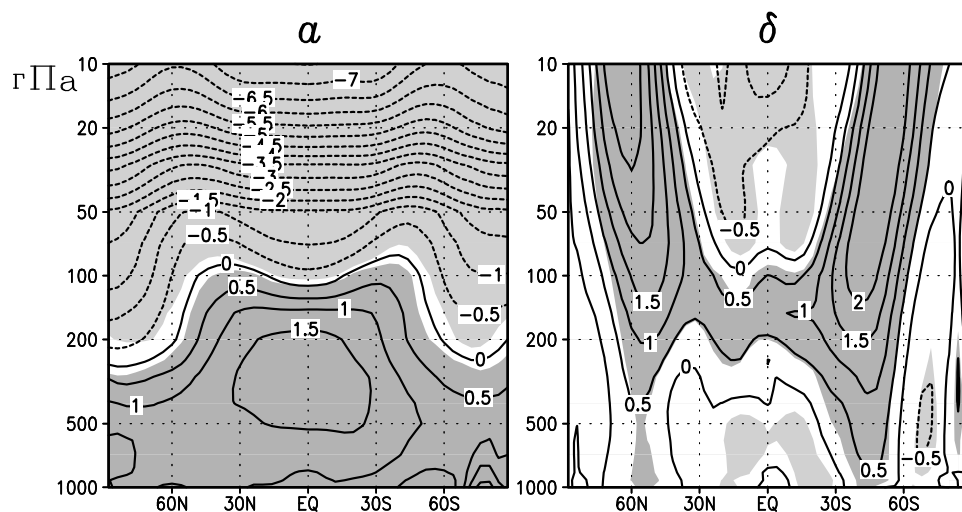


Рис. 26. Среднегодовой отклик совместной модели на увеличение  $\text{CO}_2$  для зонально-осредненной температуры (а) и зональной скорости ветра (б). Изолинии проведены через  $0.5^\circ\text{K}$  для температуры и через  $0.5\text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$  для скорости ветра. Серым показаны области статистической значимости отклика с вероятностью 95%.

Пространственные распределения среднегодового отклика модели для температуры поверхности, давления на уровне моря и осадков приведены на рис. 27. В модели потепление максимально в центре Евразии (рис. 27а) и достигает там  $3.5^\circ\text{K}$ , а также в Антарктиде (до  $2.5^\circ\text{K}$ ). На большей части остальных континентов потепление составляет  $1\text{-}1.5^\circ\text{K}$ , а на большей части океанов  $0.5\text{-}1^\circ\text{K}$ . В Южном океане, а также на севере Атлантики и Тихого океана, есть области, где в модели величина потепления меньше  $0.5^\circ\text{K}$ . В Евразии отклик модели в температуре близок по величине к среднему по всем моделям, а в остальных районах он меньше среднего примерно в 2 раза. По усредненным данным всех моделей, минимальная величина потепления (около  $1^\circ\text{K}$ ) имеет место в тех же местах, где потепление минимально и в модели ИВМ РАН: в Южном океане и на севере Атлантики.

Давление при увеличении  $\text{CO}_2$  в модели ИВМ уменьшается в высоких широтах обоих полушарий на  $1\text{-}2\text{ гПа}$  и несколько возрастает в субтропиках обоих полушарий (рис. 27б). Это неплохо соответствует отклику, усредненному по всем моделям.

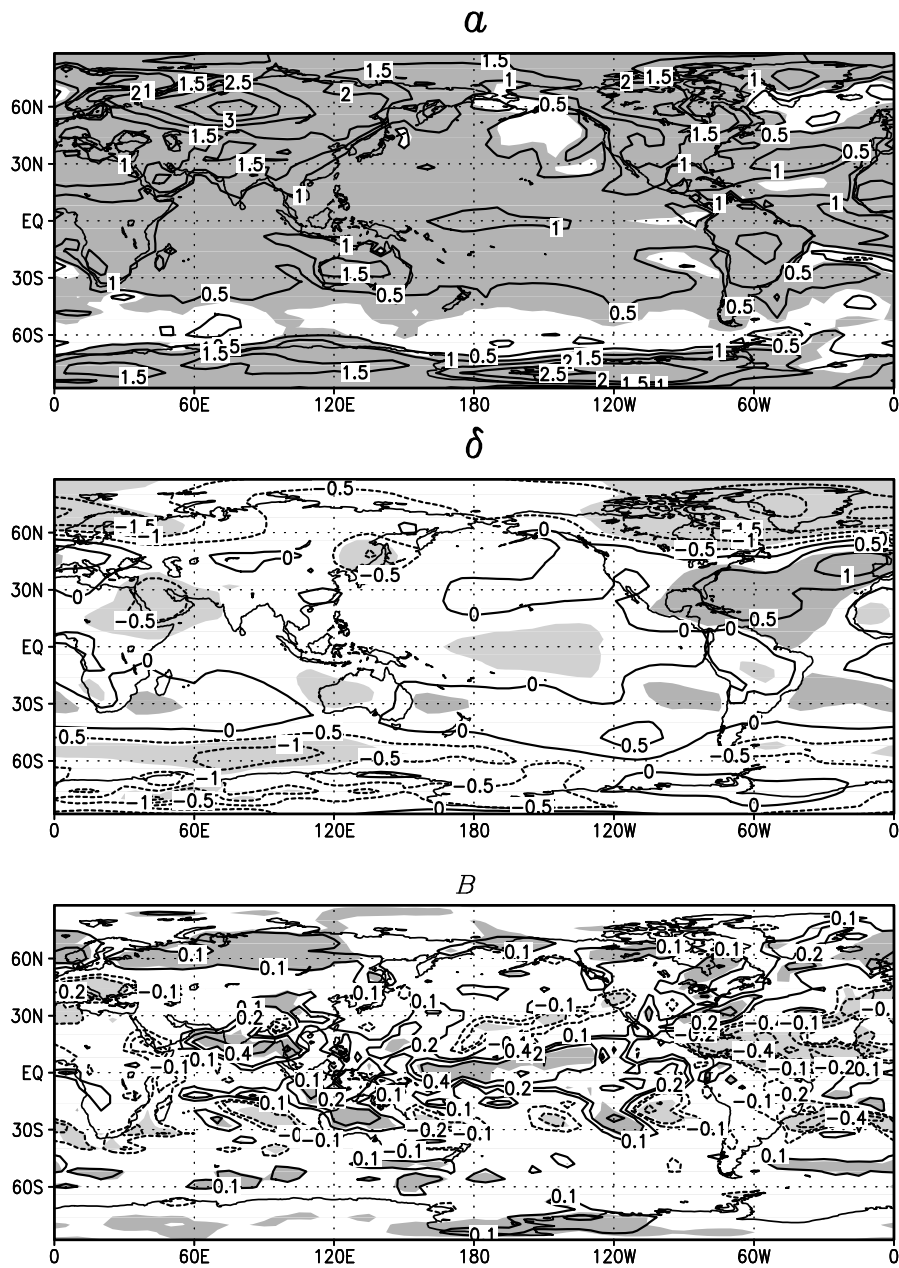


Рис. 27. Среднегодовой отклик для температуры поверхности (а), давления на уровне моря (б) и осадков (в). Изолинии проведены через 0.5 °К для температуры, через 0.5 гПа для давления. Для осадков изолинии соответствуют значениям -0.8, -0.4, -0.2, -0.1, 0.1, 0.2, 0.4, 0.8 мм·сут<sup>-1</sup>. Серым показаны области статистической значимости отклика с вероятностью 95%.

Глобально осредненные среднегодовые осадки в контрольном эксперименте составляют величину  $2.76 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$ , что близко к среднему по всем моделям значению  $2.83 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$  и оценкам по данным наблюдений [125]  $2.66\text{-}2.82 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$ . Среднеквадратичное отклонение среднегодовых осадков в контрольном эксперименте составляет около  $0.01 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$ , а отклик модели на увеличение  $\text{CO}_2$  достигает значения  $0.03 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$ . Для моделей СМIP величина этого отклика изменяется от  $0.03$  до  $0.15 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$ . Таким образом, и для глобально осредненных осадков отклик модели ИВМ оказывается одним из наименьших среди всех СМIP-моделей.

Рассматривая пространственное распределение отклика осадков в модели (рис. 27в), можно отметить статистически значимое увеличение осадков в центре Тихого океана, в районе летнего азиатского муссона, в северной половине Евразии и Северной Америки, а также в некоторых районах средних и высоких широт Южного полушария. Статистически значимое уменьшение осадков произошло на юге Европы, в тропической Атлантике, а также в некоторых субтропических районах обоих полушарий. География уменьшения и увеличения осадков в модели ИВМ хорошо согласуется с откликом, усредненным по всем моделям. В тропиках и субтропиках отклик модели ИВМ имеет более пестрый характер, чем отклик, усредненный по всем моделям СМIP [62], поскольку усреднение по моделям приводит к дополнительному сглаживанию.

Большая часть среднегодового потепления в Евразии вызвана потеплением в холодную половину года. Вклад динамики в потепление на континентах Северного полушария в холодное полугодие достигает на севере Европы и западе Сибири  $1\text{-}2^\circ\text{K}$ , что составляет  $20\text{-}50\%$  от общего потепления. В остальных районах вклад изменения динамики в потепление близок к нулю или даже слабоотрицателен. В давлении в Северном полушарии отклик в этот период также больше по величине, чем среднегодовой, и значительная часть его обусловлена Арктической осцилляцией [116]. Большая часть увеличения осадков на севере Атлантики и Европы, а также большая часть уменьшения осадков на юге Европы, обусловлена изменениями динамики атмосферы.

#### 4.1.2. Отклик в океане

Температура поверхности океана является одним из главных факторов, формирующих отклик совместной модели на увеличение содержания  $\text{CO}_2$ . Поскольку парниковый эффект в возмущенной совместной системе проявляется, в первую очередь, в перераспределении радиационных потоков, то отклик в ТПО должен быть связан с откликом в радиационном балансе поверхности океана.

При рассмотрении связи между откликом ТПО и откликами для состава

вляющих потоков импульса и тепла на поверхности океана, полагается, что потоки в океан имеют положительные значения, а из океана — отрицательные. Приведенные в табл. 5 коэффициенты пространственной корреляции показывают, что сильные связи имеются между откликом ТПО и величиной отклика в поверхностном напряжении трения ветра ( $\tau_w$ ), откликами в потоке скрытого тепла (LH) и балансах длинноволновой (LW) и коротковолновой (SW) радиации, а также их суммы (LW+SW). Это справедливо как для глобального океана, так и для его основных акваторий — Тихого, Атлантического и Индийского океанов, к которым отнесены и соответственные секторы Южного океана. Коэффициенты корреляции и средние значения откликов в потоках рассчитывались для полосы  $55^\circ\text{S}$ - $55^\circ\text{N}$ . Такой выбор обусловлен тем, что здесь круглый год практически отсутствует сплошной лед, значительно изменяющий теплообмен между атмосферой и океаном. Следует отметить, что все корреляции значимы с надежностью более чем 99%.

Таблица 5. Коэффициенты пространственной (в полосе  $55^\circ\text{S}$ - $55^\circ\text{N}$ ) корреляции между откликом в ТПО и откликами для составляющих потоков на поверхности океана ( $r$ ) и их средние по пространству величины ( $M$ ). Значения  $r$  и  $M$  приводятся для глобального (ГО), Тихого (ТО), Атлантического (АО) и Индийского (ИО) океанов. Приведены значения для откликов следующих составляющих потоков на поверхности океана:  $\tau_w$  — поверхностного напряжения трения ветра; HB — баланса тепла; LH — скрытого тепла; SH — явного тепла; LW и SW — балансов длинноволновой и коротковолновой радиации и их суммы LW+SW. Средние величины для составляющих потоков тепла приведены в  $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ , а для напряжения трения — в  $\text{Н}\cdot\text{м}^{-2}$ .

	$\tau_w$		HB		LH		SH	
	$r$	$M \times 10^3$	$r$	$M$	$r$	$M$	$r$	$M$
ГО	-0.41	4.0	-0.14	0.94	-0.54	-0.91	-0.19	0.96
ТО	-0.43	3.2	-0.21	0.92	-0.50	-0.86	-0.16	1.09
АО	-0.31	5.9	-0.04	0.78	-0.60	-0.18	-0.16	0.75
ИО	-0.64	4.0	-0.24	1.14	-0.51	-1.91	-0.43	0.85

	LW		SW		LW+SW	
	$r$	$M$	$r$	$M$	$r$	$M$
ГО	-0.43	3.35	0.48	-2.46	0.45	0.89
ТО	-0.25	3.38	0.31	-2.69	0.30	0.69
АО	-0.61	3.70	0.63	-3.49	0.57	0.21
ИО	-0.09	2.84	0.41	-0.64	0.50	2.20

Для всех регионов Мирового океана и, следовательно, для глобального океана в целом характерно увеличение по модулю ветрового воздействия на океан при увеличении концентрации  $\text{CO}_2$ . Значительные отрицательные



величины корреляции для  $\tau_W$  свидетельствуют о том, что отклик динамического локального воздействия атмосферы в значительной мере участвует в формировании отклика в ТПО. Причем это участие может быть как за счет ветрового перемешивания, так и за счет модуляции потоков скрытого и явного (SH) тепла. Ветровое перемешивание понижает ТПО за счет вовлечения нижележащих, более холодных, слоев океана. Поток скрытого тепла практически всегда способствует теплотерям океана. Поэтому рост его величины за счет усиления ветра также уменьшает величину ТПО.

Наибольшая связь, с корреляцией  $-0.64$ , для  $\tau_W$  наблюдается в Индийском океане. По-видимому, это связано с тем, что наиболее сильно ветровое воздействие на структуру течений проявляется именно в Индийском океане в связи с изменчивостью, в частности, муссонной циркуляции. Поэтому, повышение корреляции в этом регионе может быть обусловлено нелокальным ветровым воздействием через адвекцию посредством изменения структуры поверхностных течений. В Атлантике, несмотря на то, что средняя величина изменения  $\tau_W$  ( $0.0059 \text{ Н}\cdot\text{м}^{-2}$ ) выше, чем в остальных регионах, корреляция оказывается наименьшей.

Во всех основных акваториях Мирового океана в полосе  $55^\circ\text{S}-55^\circ\text{N}$  изменение среднего по пространству притока тепла к океану при увеличении концентрации  $\text{CO}_2$  осуществляется за счет длинноволновой радиации и потока явного тепла, что вполне объясняется парниковым эффектом: происходит задержка длинноволновой радиации в тропосфере и рост ее температуры. Средние по пространству теплотери в выделенных регионах океана при увеличении концентрации  $\text{CO}_2$  формируются за счет изменений потока скрытого тепла и баланса коротковолновой радиации. В полосе  $55^\circ\text{S}-55^\circ\text{N}$  глобального океана средний за последние 20 лет эксперимента приток тепла в океан, обусловленный увеличением концентрации  $\text{CO}_2$ , составляет  $0.94 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ .

Учет знаков и величин корреляций позволяет сделать предположение, что формирование пространственной структуры отклика в ТПО осуществляется, в основном, за счет изменения суммарного радиационного баланса. При этом сам этот баланс зависит от ТПО, т.к. формирование облачности над океаном, определяющей пространственную структуру радиационного баланса, в свою очередь зависит от ТПО.

На рис. 28а показаны пространственные распределения откликов в ТПО (с помощью градаций серого цвета) и в радиационном балансе поверхности океана (с помощью изолиний). Как уже было показано выше, среднеглобальная ТПО увеличилась. (см. рис. 27). Однако, это увеличение, обусловленное парниковым эффектом, неоднородно по акватории Мирового океана (рис. 28а). Более того, в отдельных областях отклик в ТПО имеет отрицательные значения. Из рис. 28а видно, что области бóльших положительных значений отклика для ТПО связаны с положительными значениями откли-

ка для радиационного баланса. Наоборот, области с меньшими значениями отклика для ТПО привязаны к областям с отрицательными значениями радиационного отклика. Эта связь проявляется в довольно сильной пространственной корреляции между этими откликами, составляющей величину 0.45 для полосы 55°S-55°N акватории Мирового океана.

Отрицательная корреляция между откликом в ТПО и откликом в LW, объясняется тем, что в областях малых значений температурного отклика наблюдаются большие положительные значения отклика в LW. Последние обусловлены высокой облачностью в этих районах, которая, в свою очередь, ослабляет проникновение коротковолновой радиации к поверхности океана. Поэтому в областях малого отклика ТПО наблюдаются большие отрицательные отклики в SW. Отрицательные значения отклика в SW превосходят по величине положительные значения отклика в LW в этих регионах, что обуславливает большую пространственную корреляцию между откликами в ТПО и LW+SW.

Из рис. 28а видно, что имеется несколько регионов со значительным отрицательным откликом радиационного баланса поверхности океана. Три из них расположены в Тихом океане и привязаны к Американскому побережью, два находятся в тропиках Южного и Северного полушарий и один — в средних широтах Северного полушария. Еще три области расположены в Атлантическом океане, из которых две находятся в тропиках Южного и Северного полушарий и одна — в средних широтах Северного. Следует отметить, что эти области захватывают всю ширину Атлантики.

Сформированная картина пространственного отклика в ТПО оказывает существенное влияние на формирование отклика для скрытого тепла, что проявляется в большой отрицательной корреляции для LH. Через поток скрытого тепла океан отдает тепло, накопленное за счет изменения радиационного баланса, в атмосферу. Атмосфера также нагревает океан за счет изменения потока явного тепла. Однако, последнее уже не столь сильно привязано к пространственной структуре отклика в ТПО, что проявляется в малых значениях корреляций для SH (см. табл. 5). Процессы потери тепла за счет LH и его приобретения за счет SH, в среднем по океанам, почти компенсируют друг друга (табл. 5). Поэтому главным фактором роста среднеглобальной ТПО при увеличении концентрации CO<sub>2</sub> оказывается изменение радиационного баланса поверхности океана.

Поскольку соленость поверхности океана сильно зависит от баланса пресной воды (осадки минус испарение) на поверхности океана, то их отклики должны быть сильно связаны. Это хорошо проявляется на рис. 28б. Из этого рисунка видно, что отрицательные значения отклика для солености привязаны к областям больших значений отклика для потока пресной воды в океан, где осадки превышают испарение и происходит распреснение поверхностных вод. Наоборот, области положительных отклонений солено-

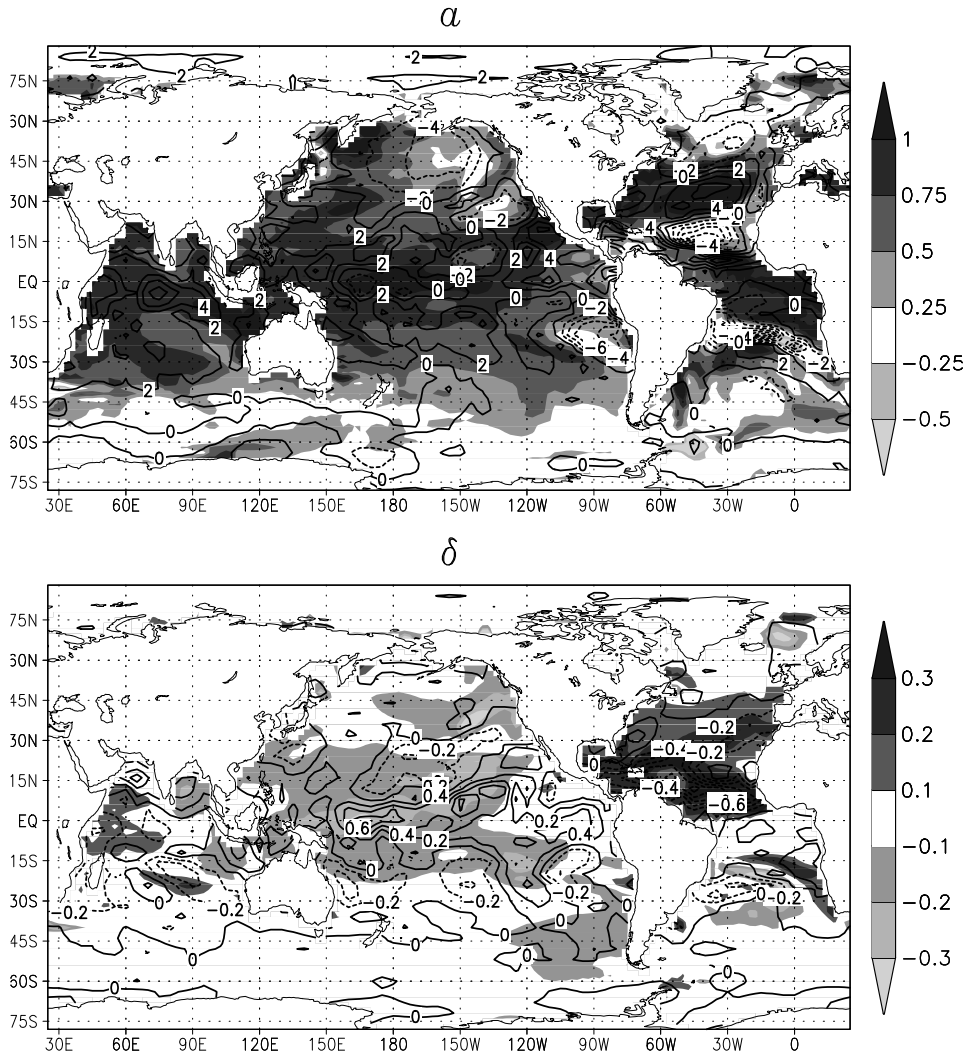


Рис. 28. а — Пространственные распределения откликов в ТПО ( $^{\circ}\text{C}$ , градации серого цвета) и в радиационном балансе на поверхности океана (изолинии с шагом  $2 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ ). б — Пространственные распределения откликов в солёности ( $\text{‰}$ , градации серого цвета) и в потоке пресной воды (осадки минус испарение) на поверхности океана (изолинии с шагом  $0.2 \text{ мм}\cdot\text{сут}^{-1}$ ). Темная штриховка и непрерывные изолинии соответствуют положительным областям, светлая штриховка и прерывистые изолинии — отрицательным.

сти связаны с областями повышенного испарения. Эта связь проявляется в большой пространственной корреляции между пространственными распределениями откликов для солёности и потока пресной воды на поверхности океана, которая достигает величины  $-0.52$  для полосы  $55^{\circ}\text{S}-55^{\circ}\text{N}$  акватории Мирового океана.

Следует отметить, что если в Тихом океане наблюдается распреснение, то в Атлантическом океане, в основном, имеет место осолонение поверхностных вод. Это вполне соответствует пространственной структуре отклика в потоке пресной воды на поверхности океана, обусловленного увеличением концентрации  $\text{CO}_2$ . Такой характер изменения солёности соответствует также и пространственному распределению отклика осадков в модели (рис. 27), где статистически значимое увеличение осадков наблюдается в Тихом океане, а уменьшение — в тропической и субтропической Атлантике.

#### **4.1.3. Чувствительность модели общей циркуляции атмосферы к изменению содержания парниковых газов**

Целесообразно сравнить чувствительность совместной климатической модели и чувствительность автономной модели общей циркуляции атмосферы. С рассмотренной в разделе 2 версией модели ИВМ РАН был проведен численный эксперимент, в котором модель аналогично контрольному эксперименту (заданы пространственно-временные распределения температуры поверхности океана (ТПО) и границ морского льда) интегрировалась на 17 лет, но с удвоенным содержанием  $\text{CO}_2$ . На рис. 29 изображен среднегодовой отклик этой модели на удвоение  $\text{CO}_2$  для зонально осредненной температуры, скорости зонального ветра, а также температуры вблизи поверхности Земли. Характерное время приспособления атмосферы к внешнему воздействию составляет не более нескольких месяцев, так что отклик можно считать установившимся. В стратосфере из-за увеличения длинноволнового выхолаживания происходит понижение температуры до 7 градусов, практически совпадающее с тем, что происходит при удвоении содержания  $\text{CO}_2$  в совместной модели атмосферы и океана (см. выше). В то же время, повышение зонально осредненной температуры в тропосфере при фиксированной ТПО выражено гораздо слабее и составляет всего 0.2-0.5 градуса. У поверхности потепление оказывается максимальным на континентах в умеренных и высоких широтах, достигая там 0.5-1.0 градуса. Неравномерность охлаждения стратосферы создает небольшие изменения в скорости зонального ветра, которые в северном полушарии близко к Арктической осцилляции, а в южном — к аналогичной Антарктической осцилляции. Величины изменений скорости ветра не превышают 1-2 м/с.

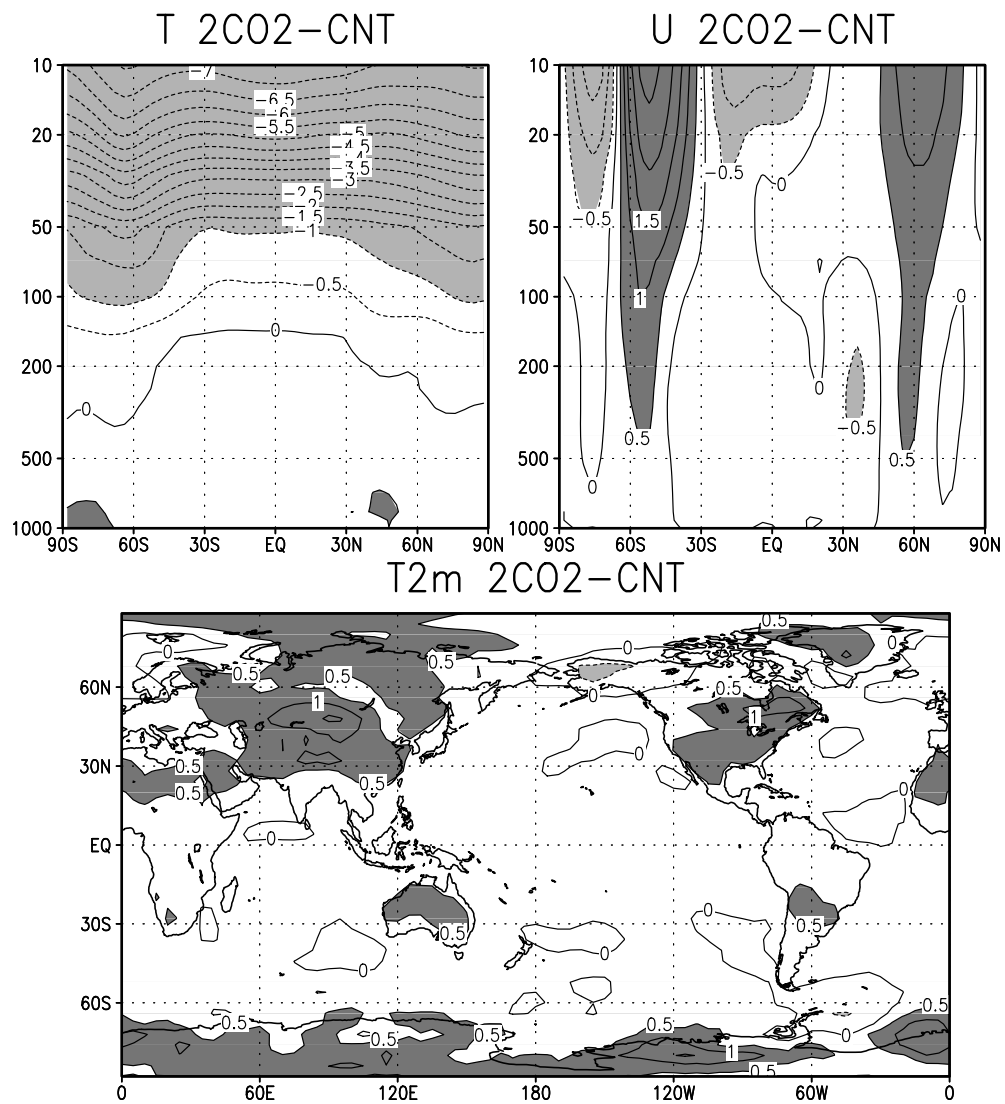


Рис. 29. Среднегодовой отклик зонально осредненной температуры, К (вверху слева), скорости зонального ветра, м/с (вверху справа) и температуры приземного воздуха, К (внизу) на удвоение содержания CO<sub>2</sub> в модели общей циркуляции атмосферы.

На рис. 30 представлен глобально осредненный отклик температуры на увеличение содержания углекислого газа на 5 %, на уменьшение содержания озона на 5 % и их сумма. Указанные изменения близки к наблюдаемым

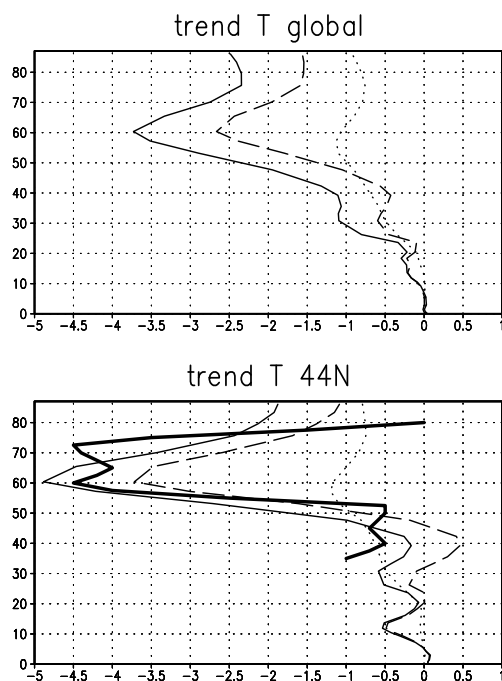


Рис. 30. Вверху — среднегодовой глобально осредненный отклик температуры, К, на 5% уменьшение озона (штриховая линия), на 5% увеличение содержания углекислого газа (точечная линия) и на их сумму (сплошная линия). Внизу — те же величины на 44° с.ш., а также данные наблюдений [81] (жирная линия).

трендам этих величин за 10 лет. Соответствующие расчеты были проведены по результатам численных экспериментов с 39-уровневой версией атмосферной модели, в которой верхняя граница расчетной области располагается на высоте около 90 км [120]. Максимальное похолодание происходит в нижней мезосфере. В стратосфере вклады изменения содержания озона и углекислого газа в похолодание примерно равны, а в нижней мезосфере вклад уменьшения озона в 2-2.5 раза превосходит вклад увеличения содержания  $\text{CO}_2$ . По данным наблюдений [81], проводившихся на 44° с.ш., похолодание также максимально в нижней мезосфере и достигает там 4 градусов за 10 лет. Данные модели неплохо согласуются с наблюдениями, так что наблюдаемый тренд температуры в стратосфере и нижней мезосфере, в основном, может быть объяснен изменением содержания озона и углекислого газа.

## **4.2. Экстремальные климатические проявления на территории России для современного климата и при удвоении содержания углекислого газа**

При исследовании климата и его изменений особый интерес представляют экстремальные климатические ситуации, которые часто оказывают наибольшее отрицательное влияние на природную среду и на экономическую деятельность и здоровье человека в отдельных регионах. В связи с этим при моделировании глобального потепления, связанного с увеличением содержания  $\text{CO}_2$ , наряду с изменением средних климатических характеристик необходимо рассматривать экстремальные климатические ситуации, связанные с аномалиями температуры и осадков в умеренных и высоких широтах Евразии. Ниже эта проблема рассматривается с упором на особенности их проявлений на территории России.

### **4.2.1. Методология**

Для ее исследования была использована одна из версий климатической модели ИВМ РАН, атмосферная часть которой имеет разрешение  $2.5^\circ$  по долготе,  $2^\circ$  по широте и 21 уровень по вертикали от поверхности Земли до высоты 10 гПа, а океанский блок представлен моделью однородного по вертикали 50-метрового слоя океана, включающей возможность образования морского льда [72]. Использование процедуры коррекции потока тепла на поверхности обеспечивает то, что температура поверхности океана (ТПО), а также распределение морского льда, в такой модели близки к наблюдаемым. Ошибки воспроизведения среднегодовой ТПО почти всюду не превосходят 1 градуса, а среднегодовая площадь морского льда отличается от наблюдаемой не более чем на 5 %.

С этой моделью были проведены два численных эксперимента, в первом из которых (контрольном) моделировался современный климат. Для этого после интегрирования модели на 15 лет и достижения равновесного состояния была проведена серия из 20 расчетов с использованием различных начальных данных. Продолжительность каждого такого расчета составляла 2 года. Кроме контрольного проводился эксперимент с удвоением содержания углекислого газа, который полностью аналогичен контрольному, но концентрация  $\text{CO}_2$  была задана вдвое превышающей современное значение. Таким образом, был получен набор данных, покрывающий 40 лет контрольного эксперимента и 40 лет эксперимента с удвоением  $\text{CO}_2$ . Для анализа использованы как среднемесячные, так и ежедневные данные о приземной температуре и осадках. Ниже рассматривается установившийся отклик модели на удвоение содержания  $\text{CO}_2$  и анализируется климат и его изменения в умеренных и высоких широтах Евразии в регионе от  $35^\circ$  до  $80^\circ$  с.ш. и от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  в.д. с особым акцентом на их особенностях

для территории России. Результаты моделирования современного климата сравниваются с данными о приземной температуре реанализа NCEP за 1963-2002 г.г. и с данными наблюдений за осадками на суше за 1959-1998 г.г. [75].

На рис. 31 показано изменение зонально осредненной температуры при удвоении  $\text{CO}_2$  в рассматриваемом эксперименте и рассчитанное по версии модели с горизонтальным разрешением в атмосферном блоке  $5^\circ$  по долготе и  $4^\circ$  по широте и с полным океаном для условий, когда содержание  $\text{CO}_2$  увеличивалось со скоростью 1 % в год. Хотя в последнем случае отклик не

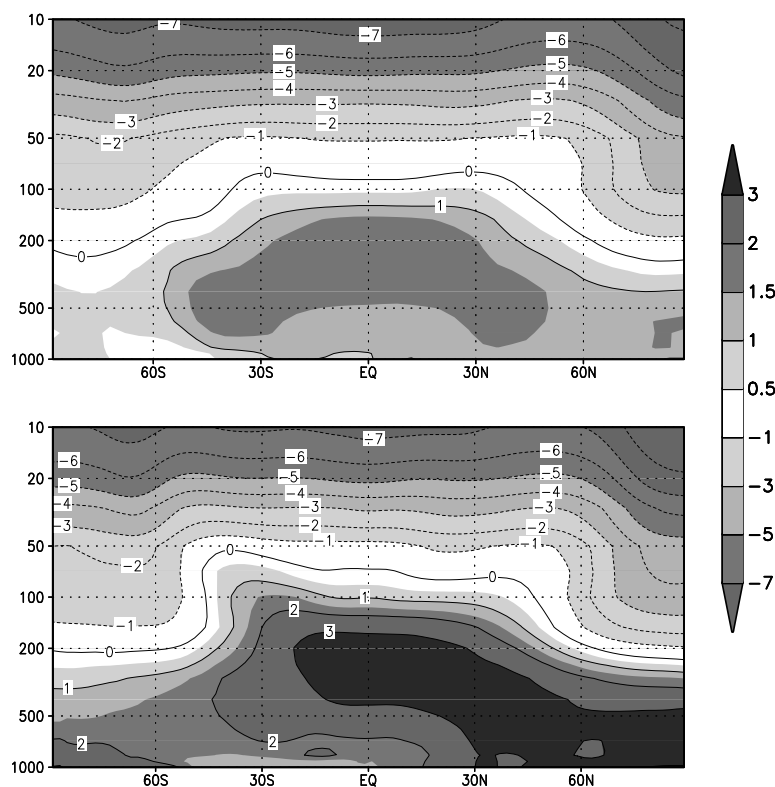


Рис. 31. Отклик зонально осредненной температуры на удвоение содержания  $\text{CO}_2$  для модели с полным океаном (вверху) и с 50-метровым океаном (внизу).  
Изолинии проведены через 1 К.

является установившимся, из рисунка видно, что величина похолодания в стратосфере в обоих экспериментах очень близка и достигает 7 градусов. Потепление в тропосфере в случае 50-метрового океана примерно в 2 раза сильнее, чем в случае полного океана.

Географическое распределение изменения температуры приповерхностного воздуха для обеих версий модели изображено на рис. 32. Для удобства



сравнения результаты по модели с полным океаном умножены на 2. В обоих случаях максимальное потепление происходит в высоких широтах, а также на континентах в умеренных широтах, где изменение температуры составляет 3-5 градусов. Над тропическими океанами повышение температуры составляет 1.5-2 градуса. Отличия между двумя моделями больше всего

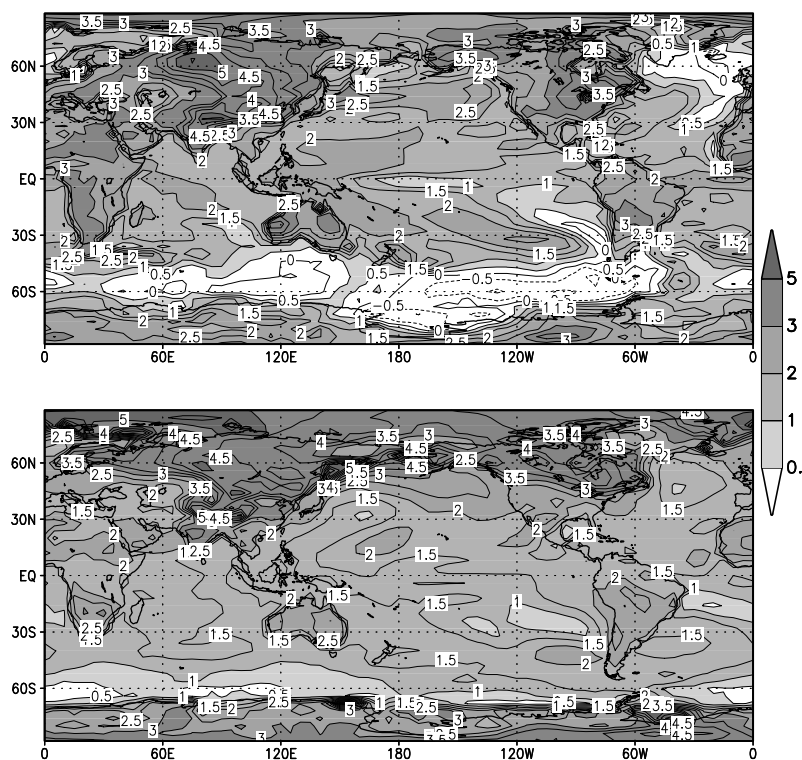


Рис. 32. Отклик температуры воздуха у поверхности на удвоение содержания  $\text{CO}_2$  для модели с полным океаном (вверху) и с 50-метровым океаном (внизу). Изолинии проведены через 0.5 К. Результаты модели с полным океаном умножены на 2.

проявляются над океанами в средних и высоких широтах в тех районах, где в океане происходит конвекция. В модели с полным океаном потепление там не превышает 0.5-1 градуса, а в случае 50-метрового слоя достигает 1-1.5 градуса. Однако, в целом, результаты, полученные по модели с 50-метровым слоем океана, оказываются близкими к тем, что дает модель с полным океаном. В связи с эти с указанными оговорками рассматриваемый здесь равновесный отклик модели с 50-метровым океаном можно считать реалистичным подобием неравновесного отклика полной модели.

#### 4.2.2. Воспроизведение климата и его изменений на территории России

На рис. 33 представлено распределение среднеклиматической температуры в декабре-феврале и в июне-августе по данным NCEP и результатам модели. Модель в основном верно воспроизводит распределение средней температуры. К числу недостатков можно отнести завышение зимой температуры в южной и центральной Европе, а также в Казахстане и Средней Азии, примерно на 5 градусов. Летом модель на 3-5 градусов завышает температуру на крайнем севере Сибири и несколько занижает в Казахстане и Средней Азии.

Среднеквадратичное отклонение (СКО) приземной температуры для зимних месяцев на большей части России составляет 3-4 градуса, что правильно воспроизводится моделью. Летом на большей части России СКО среднемесячной температуры по данным наблюдений составляет величину примерно в 1.5 градуса, а на северо-востоке Сибири достигает 2-2.5 градусов, что также хорошо воспроизводится моделью.

Целесообразно выбрать в качестве меры "климатической экстремальности" самые большие по величине аномалии среднемесячной температуры, имевшие место за 40 лет наблюдений, и сравнить их с аналогичными данными, полученными за 40 лет интегрирования модели в контрольном эксперименте. На рис. 34 вверху представлены самые большие положительные аномалии среднемесячной температуры, рассчитанные за зимний сезон (декабрь, январь, февраль). В умеренных широтах России самые большие наблюдаемые положительные аномалии составляют 6-8 градусов, на севере они достигают 10 градусов. Эти значения в основном хорошо воспроизводятся моделью. Модель несколько занижает значения этой величины только на юге европейской части России. Большие значения максимальной аномалии в некоторых точках Ледовитого океана по данным реанализа объясняются заданием там отсутствия льда в некоторые годы.

Максимальная отрицательная аномалия среднемесячной температуры по данным наблюдений составляет в России в основном 10-14 градусов. Это больше по величине, чем максимальная положительная аномалия. Модель в основном верно воспроизводит наблюдаемую величину максимальной отрицательной аномалии температуры.

В летние месяцы величины максимальных аномалий по данным наблюдений меньше, чем зимой (не показано), и не превышают в умеренных широтах 4-5 градусов, в то время как на севере и северо-востоке Сибири они достигают 6-8 градусов. В модели величина максимальных положительных аномалий в основном близка к данным наблюдений, а величина максимальных отрицательных аномалий близка или немного меньше, чем наблюдаемые.

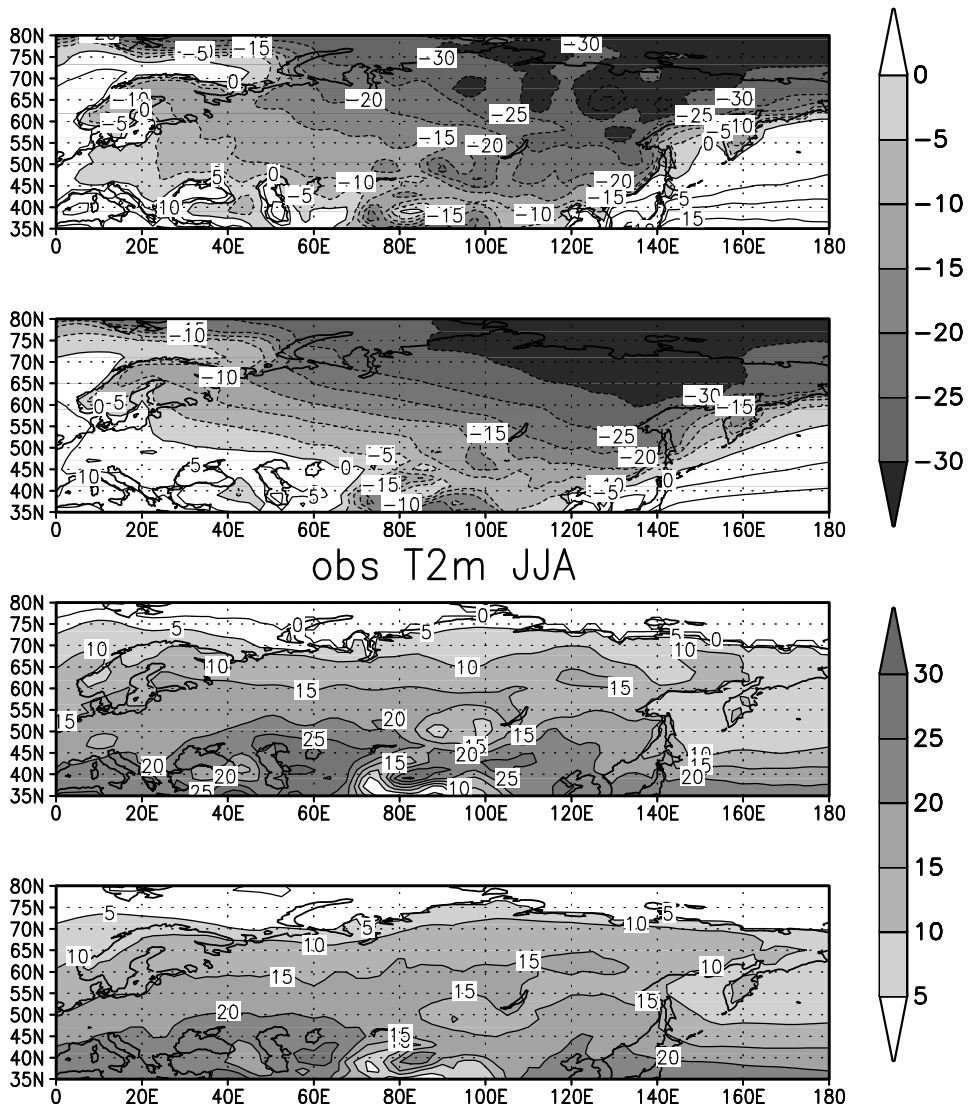


Рис. 33. Сверху вниз: температура приземного воздуха (C) по данным NCEP и модели в декабре-феврале; температура приземного воздуха по данным NCEP и модели и июне-августе. Изолинии проведены через 5 градусов.

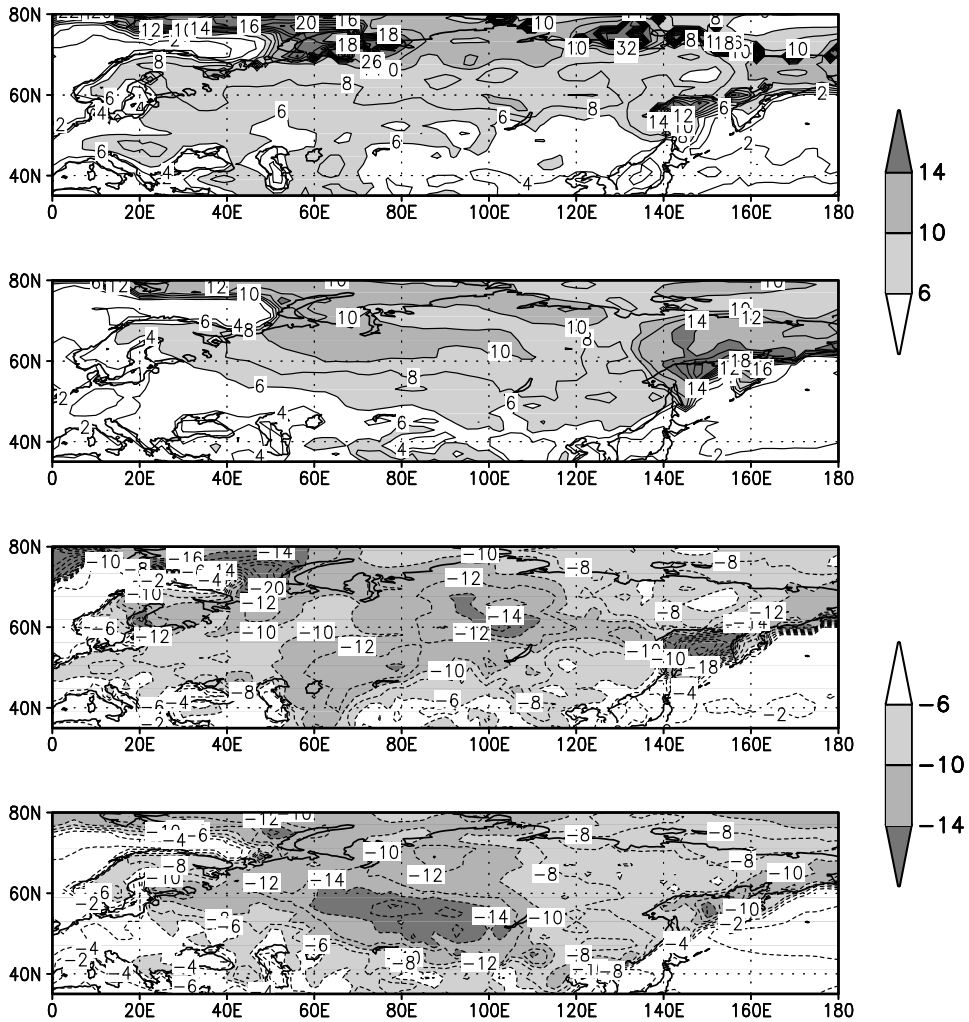


Рис. 34. Сверху вниз: самая большая положительная среднемесячная аномалия приземной температуры по данным NCEP и по данным модели; самая большая отрицательная аномалия приземной температуры по данным NCEP и по данным модели. Изолинии проведены через 2 К. Данные — для зимнего сезона.

Изменения температуры в зимние месяцы в результате удвоения в модели содержания  $\text{CO}_2$  представлено на рис. 35. Как видно из рисунка, максимальное потепление происходит над Баренцевым, Карским и Охотским морями в тех местах, где при удвоении  $\text{CO}_2$  тает лед. Там потепление достигает 8-10 градусов. На большей части Сибири повышение температуры составляет 5-7 градусов, а в европейской России величина потепления изменяется от 3 до 5 градусов. На этом же рисунке приведено распределение изменений температуры в самые теплые и самые холодные зимние месяцы. Повышение температуры в самые теплые месяцы, в основном, на 1-2 градуса меньше, а в самые холодные месяцы на 1-2 градуса больше, чем потепление, осредненное за все месяцы. Это свидетельствует о том, что при удвоении  $\text{CO}_2$  зимний климат становится менее экстремальным, поскольку температура самых холодных зимних месяцев повышается сильнее, чем температура всех зимних месяцев в целом.

Летние (июнь, июль, август) изменения температуры при удвоении содержания  $\text{CO}_2$  представлены на рис. 36. Самое большое потепление (до 4-5 градусов) происходит над Охотским морем и на юге региона (около 3 градусов). В умеренных широтах потепление составляет около 2 градусов, а на севере оно не превосходит 1-1.5 градусов. Над Северным Ледовитым океаном и северной Атлантикой изменения температуры близки к нулю. Изменения температуры самых теплых летних месяцев составляют на большей части России, в том числе и на севере, 2-3 градуса и лишь на северо-западе Европейской части не превосходят 1-1.5 градуса. Таким образом, во многих районах России летом температура самых теплых месяцев повышается сильнее, чем температура в среднем. Температура самых холодных летних месяцев повышается в высоких широтах на 0-2 градуса, в умеренных широтах повышение составляет около 2 градусов, а на юге региона не превосходит 2-3 градусов. Повышение температуры самых холодных летних месяцев происходит примерно так же или выражено несколько слабее, чем потепление в среднем.

Чтобы проиллюстрировать, как меняется при удвоении  $\text{CO}_2$  экстремальность климата, связанная с аномалиями температуры, на рис. 37 представлены изменения: средней температуры; температуры, осредненной по самым теплым месяцам; температуры, осредненной по самым холодным месяцам; максимальной за сутки температуры, осредненной по самым теплым месяцам, и минимальной за сутки температуры, осредненной по самым холодным месяцам. Чтобы уменьшить случайный шум, все рассматриваемые данные осреднены вдоль кругов широты от  $30^\circ$  до  $130^\circ$  в.д., то есть по всей территории России, исключая Дальний Восток.

В зимние месяцы в средних широтах России повышение температуры в экстремально холодные месяцы происходит примерно на 1 градус сильнее, чем потепление в среднем, а минимальных за сутки температур — на 2-3

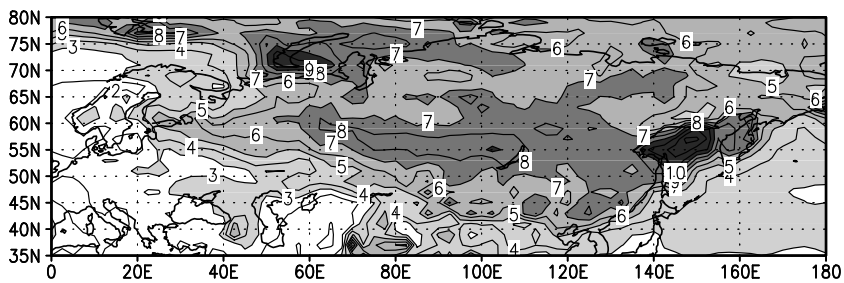
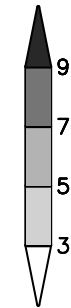
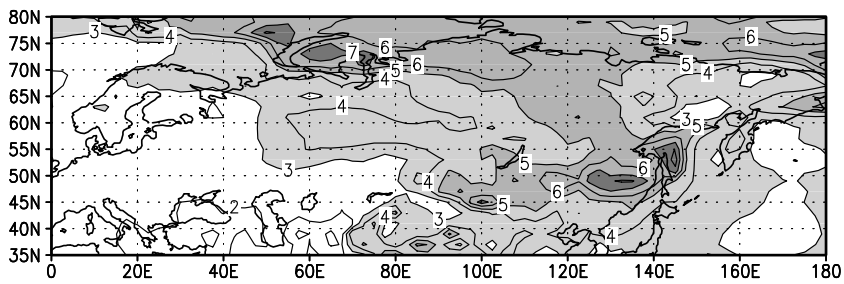
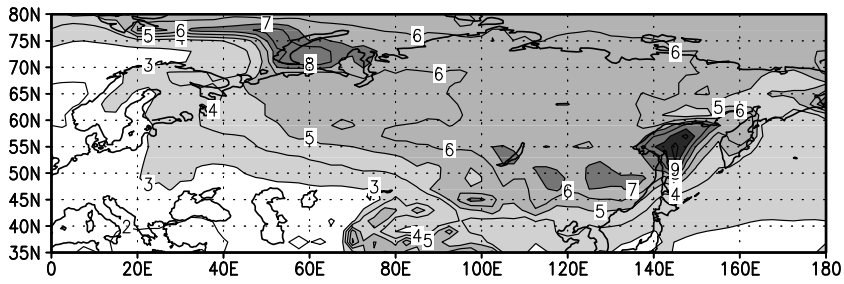


Рис. 35. Изменение приповерхностной температуры зимой при удвоении содержания  $\text{CO}_2$ : для всех зимних сезонов (вверху), для самых теплых (в середине) и холодных (внизу) месяцев. Изолинии проведены через 1 К.

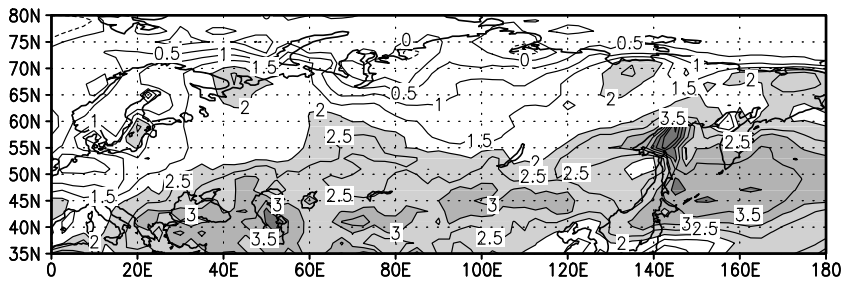
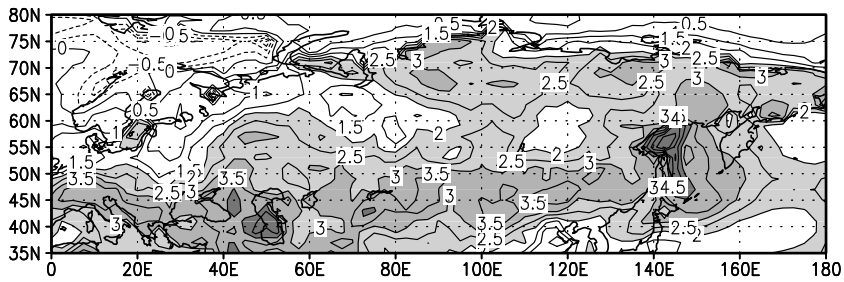
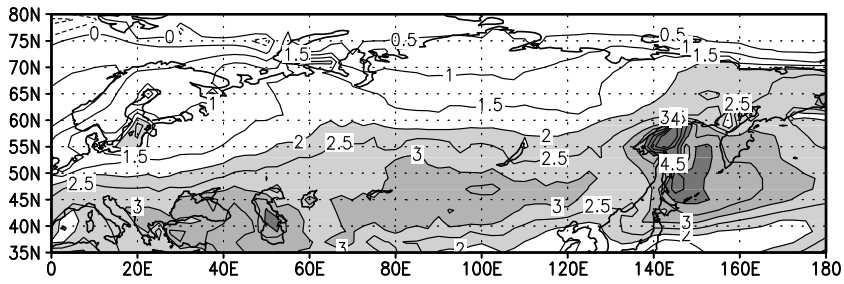


Рис. 36. Изменение приповерхностной температуры летом при удвоении содержания CO<sub>2</sub>: для всех летних сезонов (вверху), для самых теплых (в середине) и холодных месяцев (внизу). Изолинии проведены через 0.5 К.

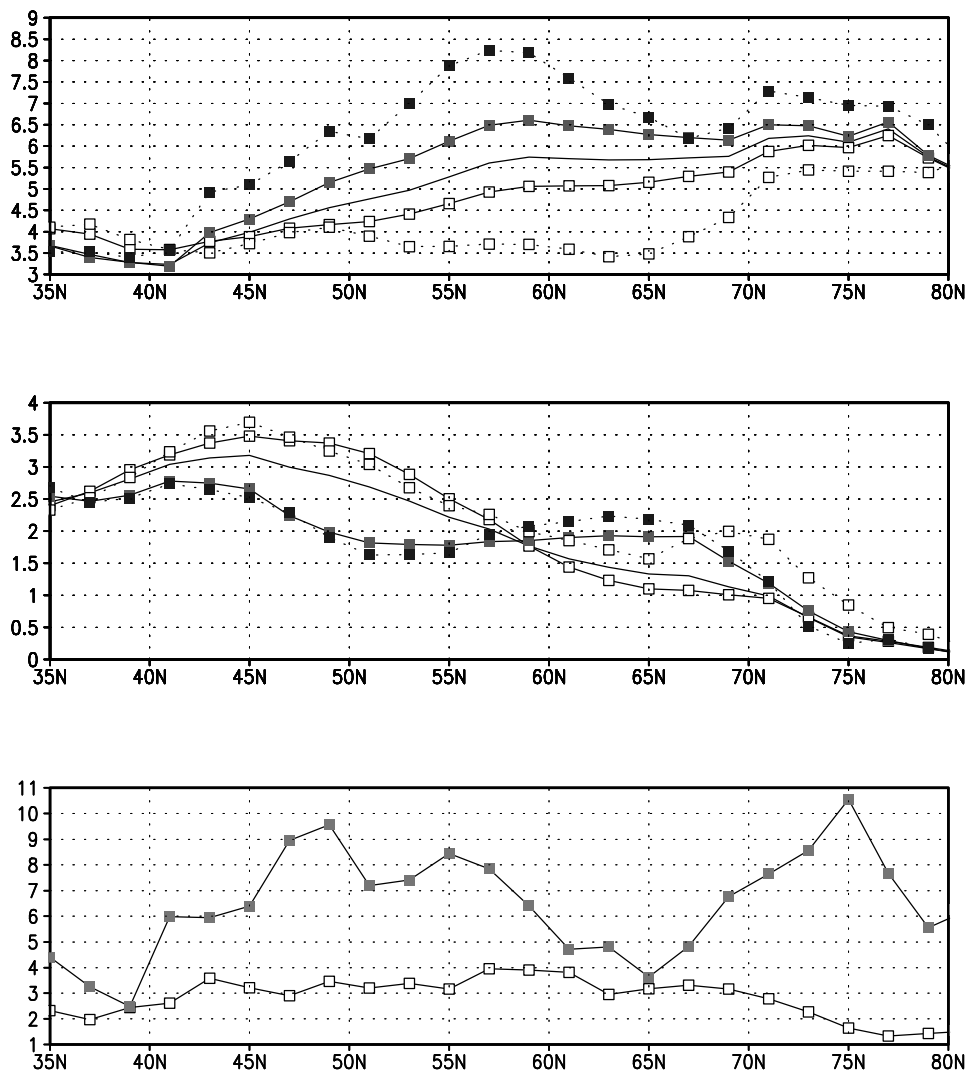


Рис. 37. Распределение изменений приповерхностной температуры: осредненной по всем месяцам (сплошная линия); осредненной по самым холодным месяцам (сплошная линия с черными квадратами); осредненной по самым теплым месяцам (сплошная линия с пустыми квадратами); минимальной за сутки, осредненной по самым холодным месяцам (пунктирная линия с черными квадратами), и максимальной за сутки, осредненной по самым теплым месяцам, для зимы (вверху) и лета (в середине). Внизу — изменения максимальной (линия с пустыми квадратами) и минимальной (линия с черными квадратами) температуры. Данные осреднены с 30° по 130° в.д.



градуса сильнее, чем среднее потепление. Потепление в экстремально теплые месяцы происходит на 0.5 градуса слабее, чем среднее потепление, а максимальных температур за сутки в экстремально теплые месяцы — на 1-2 градуса слабее, чем потепление в среднем. Так, на широте Москвы среднее потепление зимой составляет 5.3 градуса, повышение минимальной за сутки температуры в экстремально холодные месяцы равно 8.0 градуса, а повышение максимальной за сутки температуры составляет лишь 3.6 градуса. Таким образом, зимой на большей части России экстремальность климата при удвоении CO<sub>2</sub> ослабевает. Летом южнее 55° с.ш., наоборот, повышение температуры в экстремально теплые месяцы сильнее, чем потепление в целом, а изменение температуры в экстремально холодные месяцы меньше, чем среднее потепление. Это свидетельствует об усилении экстремальности климата летом южнее 55° с.ш. Существенных различий между летними изменениями максимальной, минимальной и средней за сутки температуры по данным модели не обнаруживается. Севернее 60° с.ш. летом, как и зимой, происходит ослабление экстремальности климата, связанной с аномалиями температуры. В нижней части рис. 37 представлены изменения максимальных и минимальных температур, имевших место за весь период эксперимента. Повышение минимальных температур в средних и высоких широтах достигает 6-11 градусов и почти всюду превосходит как повышение средних зимних, так и максимальных зимних температур. Повышение максимальных температур в средних широтах составляет, в основном, 3-4 градуса. Это намного меньше, чем повышение минимальных температур. Тем не менее, в северной половине территории повышение максимальных температур выражено сильнее, чем повышение средних за летний сезон температур.

Воспроизведение моделью среднесезонных осадков в сравнении с наблюдаемыми представлено на (рис. 38). Зимой модель на большей части России завышает количество осадков в 1.5-2 раза. Летом географическое распределение осадков получается в модели, в основном, верно. Исключение составляет юг Европы, где количество осадков в модели занижено в 1.5-2 раза.

Удобной для сравнительного анализа характеристикой является среднеквадратичное отклонение (СКО) среднемесячных осадков, нормированное на среднемесячное значение этой величины, которое представлено на рис. 39. Зимой на большей части России эта величина составляет по данным наблюдений 0.4-0.5, но в засушливых регионах, таких как Средняя Азия и юг Сибири, она достигает значений 0.6-1.0. В модели изменчивость осадков на большей части России несколько меньше наблюдаемой и составляет 0.3-0.4, однако на юге рассматриваемой территории она достигает 0.6-1. Летом в большей части умеренных широт по данным модели и наблюдений СКО осадков составляет около 0.4, а на юге территории, особенно в Средней

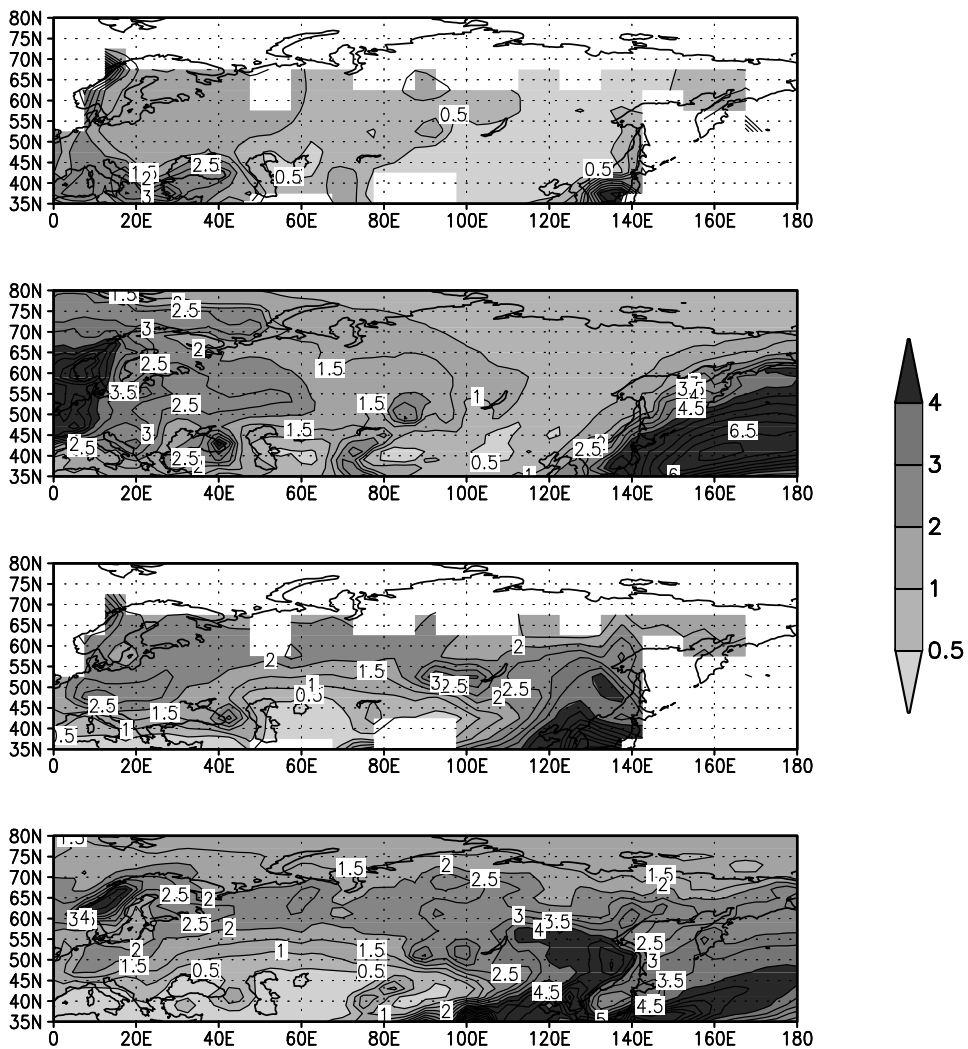


Рис. 38. Зимние (верхняя пара рисунков) и летние (нижняя пара) осадки по данным наблюдений (вверху каждой пары) и модели (внизу каждой пары).  
 Изолинии проведены через 0.5 мм/сут. Незакрашенные места здесь и на следующем рисунке означают отсутствие наблюдений.

Азии, его величины достигает значения 1 и больше. Данные модели для летнего сезона, в основном, согласуются с наблюдениями.

Как зимой, так и летом, по данным наблюдений максимальные среднемесячные осадки превышают климатические на большей части России примерно в 2 раза, но в засушливых районах (юг Сибири зимой и Средняя Азия летом) отношение максимальных осадков к средним достигает 4-6 и более. Зимой отношение максимальных осадков к среднеклиматическим в модели почти всюду немного (на 10-20 процентов) меньше наблюдаемого или близко к нему, однако максимум на юге Сибири в модели выражен недостаточно. Летом отношение максимальных осадков к средним в модели почти везде не слишком отличается от наблюдаемого.

Отношение минимальных среднемесячных осадков к средним зимой по данным наблюдений составляет около 0.2-0.3, но в засушливых районах оно не превосходит 0.1. В модели эта величина, в основном, меняется от 0.3 до 0.4, однако, в засушливых районах достигает 0.1. Завышение этой величины моделью связано, вероятно, с завышением средних осадков. Как по данным наблюдений, так и по данным модели, в летние месяцы в достаточно увлажненных районах отношение минимальных осадков к средним составляет 0.2-0.4, а в Средней Азии и Казахстане эта величина не превышает 0.1, поскольку в засушливые месяцы там практически не выпадает осадков.

При увеличении содержания  $\text{CO}_2$  в модели зимой севернее  $45^\circ$ - $50^\circ$  с.ш. происходит увеличение осадков на 20-50% , а южнее — их уменьшение на 10-30% (рис. 40). Такие изменения осадков связаны в основном с увеличением индекса Арктической осцилляции (АО). Летом увеличение осадков на 10-30% происходит севернее  $55$ - $60^\circ$  с.ш., а уменьшение наиболее сильно заметно на юге Европы и в Средней Азии, где оно достигает 20-40%. Эти изменения также связаны с изменением динамики атмосферы, а именно с увеличением индекса АО. Рис. 41 показывает, как меняется экстремальность климата, связанная с аномалиями осадков. На этом рисунке представлены относительные изменения средних осадков, осадков в самые влажные месяцы и осадков в самые сухие месяцы. Как зимой, так и летом, севернее  $55^\circ$  с.ш. увеличение экстремальных осадков примерно соответствует изменению средних осадков. Однако, в южной части территории как зимой, так и летом, изменения максимальных осадков невелики, а минимальных осадков — в несколько раз превышают средние и достигают зимой величины -0.5, а летом значения -0.3. Это означает, что уменьшение осадков на юге территории достигается, в основном, за счет месяцев с очень малым количеством осадков, в то время как количество осадков в экстремально дождливые месяцы почти не меняется.

Чтобы понять, за счет каких факторов произошло изменение количества выпавших осадков при удвоении  $\text{CO}_2$ , были рассчитаны интенсивность

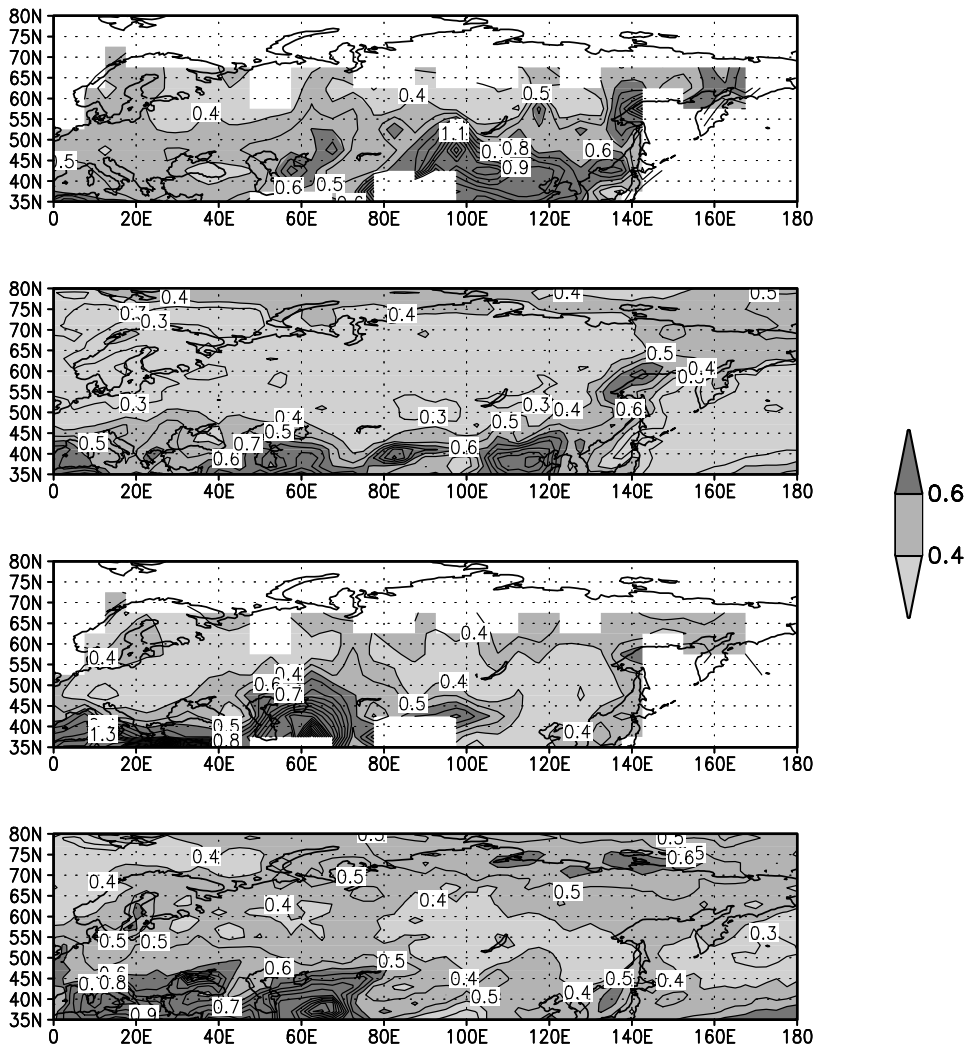


Рис. 39. Сверху вниз: среднеквадратичное отклонение среднемесячных осадков, нормированное на их среднеклиматическое значение для зимнего сезона по данным наблюдений и модели, то же для летнего сезона по данным наблюдений и модели. Изолинии проведены через 0.1.

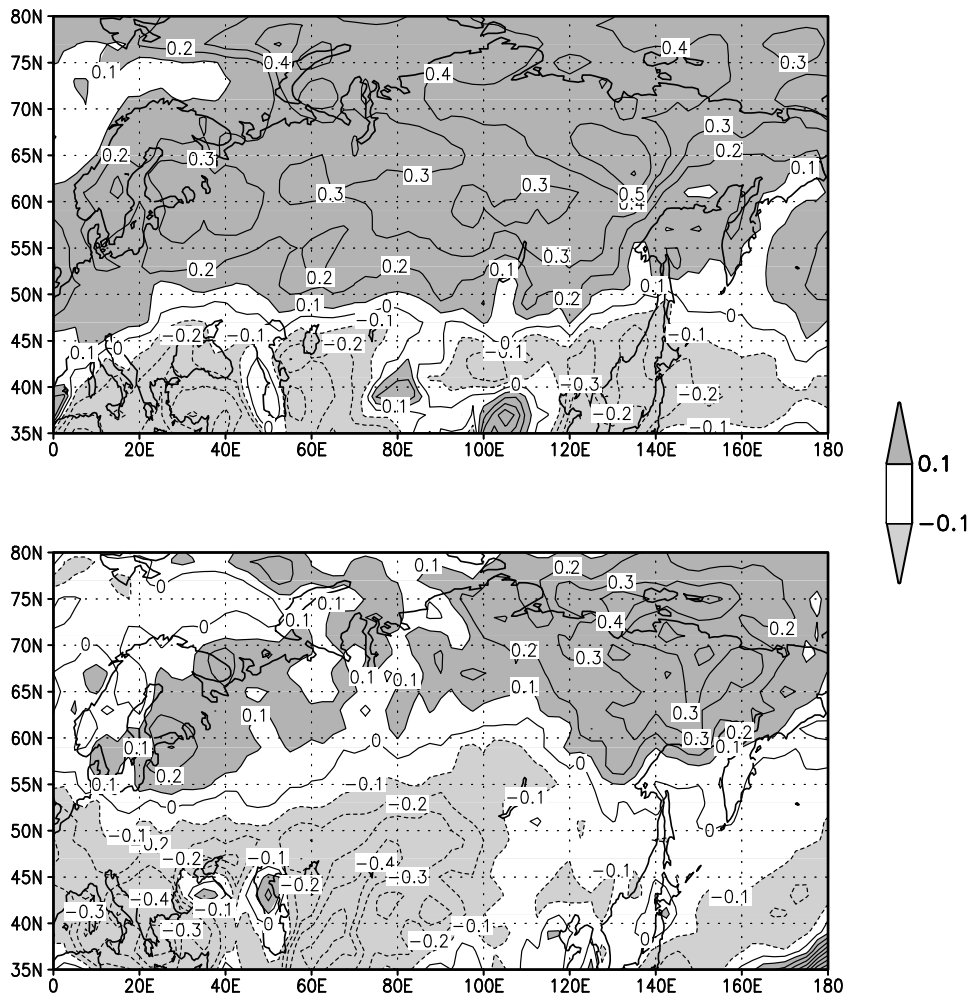


Рис. 40. Географическое распределение изменений осадков в эксперименте с удвоением  $\text{CO}_2$  по сравнению с контрольным экспериментом, нормированное на величину осадков в контрольном эксперименте, для зимнего (вверху) и летнего (внизу) сезонов. Изолинии проведены через 0.1.

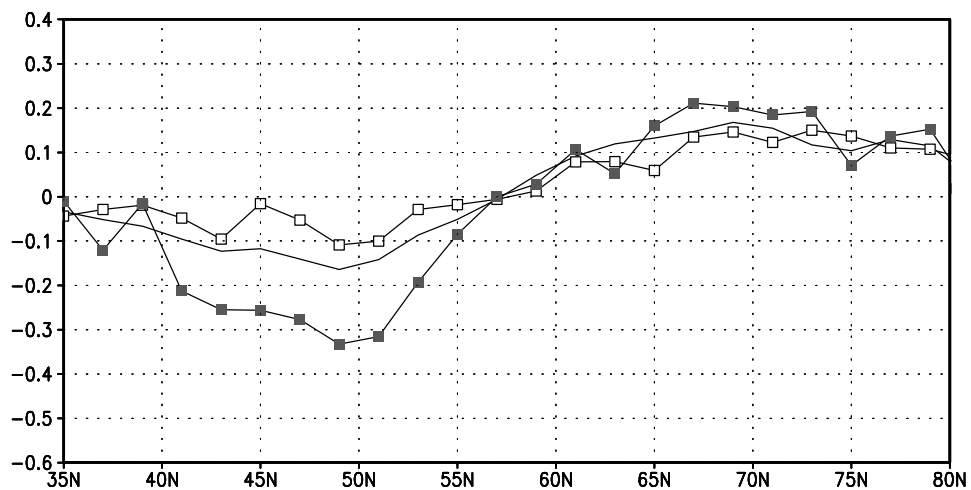
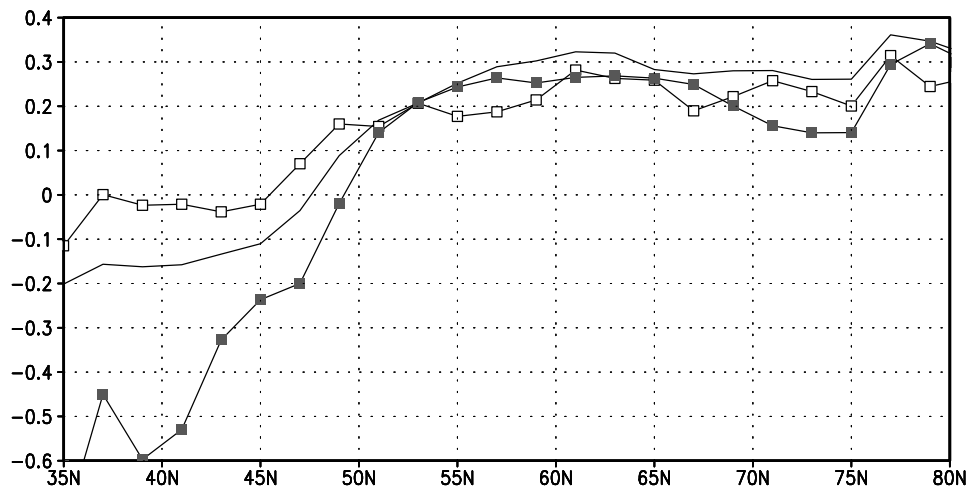


Рис. 41. Широтное распределение изменений осадков в эксперименте с удвоением  $\text{CO}_2$  по сравнению с контрольным, нормированное на значение осадков в контрольном эксперименте для зимнего (вверху) и летнего (внизу) сезонов. Линия без маркировки — данные для всех месяцев, линия с черными квадратами — данные для самых сухих месяцев, линия с пустыми квадратами — данные для самых влажных месяцев. Данные осреднены с  $30^\circ$  по  $130^\circ$  в.д.

осадков и количество дней с осадками. Полагалось, что в каком-либо узле сетки модели данные эксперимента включали сутки с осадками, если их количество за этот период превышало 0.5 мм. Средняя интенсивность осадков вычислялась как среднее количество осадков в те сутки, когда количество осадков превышало 0.5 мм. Зимой севернее 45° с.ш. при увеличении содержания CO<sub>2</sub> интенсивность осадков увеличивается на 10-20% по сравнению с интенсивностью осадков в контрольном эксперименте. При этом количество дней с осадками увеличивается не очень существенно. Это означает, что увеличение зимой количества выпавших осадков в умеренных широтах происходит в большей степени за счет увеличения их интенсивности, чем количества дней с осадками. Летом, наоборот, в северной половине территории увеличение количества осадков большей частью происходит за счет увеличения количества дней с осадками. В южной половине территории происходит уменьшение количества осадков и это уменьшение почти целиком обусловлено сокращением числа дней с осадками, в то время как интенсивность осадков меняется незначительно. Максимальное количество осадков, выпавших за сутки в контрольном эксперименте в данном узле сетки, составляет на большей части России величину 50-55 мм и лишь в Арктике оно уменьшается до 30-35 мм. При увеличении содержания CO<sub>2</sub> во всех рассматриваемых районах происходит увеличение на 10-20% максимального количества осадков, выпавших за сутки, в том числе и на юге территории, где в среднем происходит уменьшение количества осадков.

## Заключение

Основные результаты, представленные в данной работе, могут быть суммированы следующим образом.

**Климатические модели.** Разработан комплекс моделей общей циркуляции атмосферы с различным пространственным разрешением:  $4 \times 5 \times 21$  (4° по широте, 5° по долготе, 21 уровень по вертикали),  $4 \times 5 \times 39$ ,  $2 \times 2.5 \times 21$ ,  $1 \times 1.25 \times 21$ , описывающих процессы как в тропосфере и стратосфере, так и в мезосфере. Отдельные модели реализованы на современных параллельных вычислительных системах.

В рамках международных проектов сравнения атмосферных моделей АМІР-I и АМІР-II проведены численные эксперименты по моделированию современного климата (поверхностная температура океана и распределение морских и континентальных льдов заданы как функции времени для периода 1979-1995 г.г.). Исследовано качество воспроизведения климатических характеристик (первого момента, высокочастотной и низкочастотной изменчивости атмосферной циркуляции и др.) в зависимости от важного свойства конечномерных аппроксимаций — точного воспроизведения квадратичных и линейных интегралов движения в двумерном приближе-

нии. Показано, что для разрешения  $4 \times 5 \times 21$  воспроизведение линейных интегралов играет решающую роль при формировании бароклинических зон и бароклинической неустойчивости. Анализ результатов показал, что разработанные в ИВМ РАН модели находятся на уровне лучших зарубежных моделей. Численные эксперименты по исследованию отклика мезосферы и стратосферы на реальные изменения концентрации углекислого газа и озона в верхней атмосфере показали, что наблюдаемый тренд температуры в верхней атмосфере может быть объяснен только при условии включения изменений озона в термодинамический цикл.

Построена модель циркуляции Мирового океана с разрешением  $2.5^\circ \times 2^\circ \times 33$ . С помощью этой модели воспроизведен современный климат Мирового океана с качеством на уровне лучших зарубежных моделей. Разработана совместная модель общей циркуляции атмосферы и океана с учетом динамики ледового покрова и на основе этой модели в рамках международного проекта сравнения совместных моделей (CMIP) воспроизведен современный климат. Важно отметить, что в модели не используется процедура коррекции потоков на поверхности океана. Этого удалось достичь, главным образом, за счет того, что модели атмосферы и океана сами по себе достаточно хорошо воспроизводят климатические состояния атмосферы и океана. Результаты численных экспериментов показали, что модель находится на уровне современных мировых достижений. Это следует из сравнения характеристик климата, полученных в ходе экспериментов с совместной моделью ИВМ РАН по сценарию CMIP, с результатами обработки данных по сообществу моделей, участвующих в этом проекте [62]. Модель удовлетворительно воспроизводит не только первые и вторые моменты динамических и термических характеристик, но и такие специфические явления, как статистика Эль-Ниньо, отклик атмосферной циркуляции на это явление, арктические колебания и другие фундаментальные характеристики атмосферной и океанической циркуляции.

Реализован также вариант совместной модели с упрощенным представлением океана — описанием процессов лишь в его верхнем 50-метровом слое. Численные эксперименты показали, что модель, в основном, неплохо воспроизводит как среднеклиматическое распределение температуры и осадков, так и их межмесячную изменчивость, а также экстремальные климатические ситуации, связанные с аномалиями температуры и осадков.

**Теория чувствительности.** Сформулирован метод вычисления оператора отклика климатических моделей и реальной климатической системы на малые внешние воздействия (расчет возмущения первого момента). Метод основан на применении диссипационно-флуктуационных соотношений для систем с большим числом положительных показателей Ляпунова. Хотя законченной теории чувствительности для моделей климата в настоящее время не существует, нет принципиальных затруднений, которые



бы препятствовали ее созданию. Численные эксперименты, проведенные с моделями общей циркуляции атмосферы, показывают, что при нахождении отклика атмосферной циркуляции на малые внешние возмущения хорошие результаты можно получить с помощью линейного приближения. Флуктуационно-релаксационное соотношение дает возможность аппроксимировать линейный оператор отклика среднего состояния модели, причем для этого достаточно знать только ее статистические характеристики. Построенный приближенный оператор отклика позволяет с высокой точностью воспроизвести как величину, так и пространственную структуру линейной части отклика современных моделей общей циркуляции атмосферы на малые внешние воздействия. Кроме того, оказывается возможным построить такой оператор по данным наблюдений для реальной климатической системы. Это дает возможность решить ряд важных физических проблем, в частности, построить внешнее воздействие, оптимальным образом возбуждающее Арктическую Осцилляцию, провести идентификацию климатических моделей по отношению к их чувствительности. Представленные результаты должны стимулировать дальнейшие усилия по созданию теории чувствительности реальной климатической системы к малым внешним воздействиям, что явилось бы первым шагом для решения другой важнейшей проблемы — проблемы управления климатом.

**Чувствительность климатических моделей к малым внешним воздействиям.** Главный результат здесь — исследование чувствительности климата по отношению к изменяющейся во времени концентрации углекислого газа (рост на 1% в год), выполненного с помощью численного эксперимента с совместной моделью общей циркуляции атмосферы и океана в рамках международной программы СМIP. С этой целью проанализирован отклик совместной модели атмосферы и океана на увеличение атмосферного содержания  $\text{CO}_2$ . Глобально осредненное потепление на поверхности составляет по данным модели около 0.99 °K. Максимальное потепление происходит в центре Евразии и достигает там 2-3.5 °K. В холодную половину года это потепление выражено сильнее (3-5 °K), чем в теплую половину (1-1.5 °K). Приблизительно третья часть величины потепления в холодное полугодие в Евразии (1-2 °K) объясняется изменением динамики атмосферы, а именно увеличением индекса Арктической осцилляции. Аналогичное изменение динамики атмосферы в средних широтах Северного полушария происходит и при удвоении  $\text{CO}_2$  в модели атмосферы с фиксированной температурой поверхности океана. Главным же фактором роста среднеглобальной ТПО при увеличении концентрации  $\text{CO}_2$  является изменение радиационного баланса поверхности океана.

Результаты численного эксперимента с моделью общей циркуляции атмосферы с верхним слоем океана по исследованию отклика атмосферы на удвоение содержания  $\text{CO}_2$  показали, что при увеличении содержания  $\text{CO}_2$

зимой, в основном, происходит уменьшение экстремальности климата на территории России. Летом над южной ее частью экстремальность, связанная с положительными аномалиями температуры и с малым количеством осадков, усиливается. Над северными регионами экстремальность климата, как и зимой, в основном, ослабевает. Увеличение осадков над северными районами и уменьшение их на юге во многом обусловлено изменением динамики атмосферы, а именно — увеличением индекса Арктической осцилляции. Однако, величина изменения индекса АО при глобальном потеплении и даже ее знак, сильно меняются от модели к модели. Поэтому то, какие изменения индекса АО будут происходить при глобальном потеплении в реальной климатической системе, безусловно нуждается в дополнительном исследовании.

Суммируя все вышеизложенное, следует подчеркнуть, что стратегия научной деятельности ИВМ РАН в рамках национальной климатической программы может быть охарактеризована как базирующаяся на следующих трех основных положениях: 1) создание оригинальной климатической модели, 2) реализация модели на параллельных вычислительных системах, 3) разработка математической теории климата и 4) исследование актуальных для России региональных проблем климатической изменчивости. Можно утверждать, что в Институте вычислительной математики РАН созданы теоретические и технологические предпосылки для решения задач, связанных с проблемой предсказания климатических изменений — как естественных, так и вызываемых деятельностью человеческого сообщества. Разработанные в Институте модели общей циркуляции атмосферы и океана достигли в настоящее время мирового уровня сложности описания физических процессов и адекватности воспроизведения характеристик современного климата. Результаты моделирования совместной циркуляции атмосферы и океана свидетельствуют о перспективности дальнейшего развития климатической модели ИВМ РАН с целью исследования изменений климата на различных масштабах времени. Все это позволяет надеяться на создание в будущем национальной экспертной системы, на базе которой должны осуществляться оценки и научно обоснованные прогнозы колебаний и изменений климата как в глобальном, так и региональном масштабах.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность академику Г.И. Марчуку за его постоянный интерес к проблеме математического моделирования климата; совместная деятельность с Гурием Ивановичем всегда проходила в творческой взаимообогащающей атмосфере. Авторы также благодарны А.В. Багно, Е.В. Дмитриеву, В.Н. Глухову, В.Б. Залесному, С.В. Кострыкину, А.А. Корневу, Е.Е. Мачульской, С.П. Смышляеву и А.Н. Филатову за плодотворное сотрудничество при исследовании различных вопросов, связанных с моделированием климата и его изменений.

Представленные в данной работе исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий (контракт № МО-10(00)-П), Российского гранта "Научная школа" НШ-1958.2003.5, Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 01-05-64150, 02-05-64901, 02-05-64909, 02-05-64911, 02-05-65020, 02-15-98515, 03-05-64358, 03-05-64660, 04-05-64919, 04-05-64898), а также ИНТАС (гранты №№ 00-189, 01-732, 01-2132).

## Литература

- [1] *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 А5421 версии 1997 года и результатов эксперимента по программе АМIP II. Деп. ВИНТИ: 03.07.98, № 2086-В98, 215 с.
- [2] *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.
- [3] *Будыко М.И.* Тепловой баланс поверхности Земли. Л.: Гидрометеиздат, 1956, 255 с.
- [4] *Володин Е.М.* Численная модель совместной циркуляции глобальной атмосферы и тропиков Тихого океана // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. С. 5-19.
- [5] *Володин Е.М.* Проекция на арктическую осцилляцию модельного отклика, возбуждаемого зонально-симметричными термическими источниками // Известия РАН, Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39. С. 589-595.
- [6] *Володин Е.М., Дианский Н.А.* Отклик совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана на увеличение содержания углекислого газа // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39. С. 193-210.
- [7] *Володин Е.М. и группы-участники СМIP.* Связь величины глобального потепления при увеличении содержания углекислого газа и баланса тепла на поверхности по данным СМIP // Известия АН. Физика атмосферы и океана. 2004 (в печати).
- [8] *Володин Е.М., Лыкосов В.Н.* Параметризация процессов тепло- и влагообмена в системе растительность-почва для моделирования общей циркуляции атмосферы. Описание и расчеты с использованием локальных данных наблюдений // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. С. 453-465.
- [9] *Володина Е.Е., Бенгтссон Л., Лыкосов В.Н.* Параметризация процессов тепло- и влагопереноса в снежном покрове для целей моделирования сезонных вариаций гидрологического цикла суши // Метеорология и гидрология. 2000, № 5. С. 5-14.
- [10] *Галин В.Я.* Параметризация радиационных процессов в атмосферной модели ИВМ РАН // Изв.РАН.Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. С. 380-389.

- [11] *Галин В.Я., Володин Е.М., Смышляев С.П.* Модель общей циркуляции атмосферы ИВМ РАН с динамикой озона // Метеорология и гидрология. 2003. № 5. С. 13-23.
- [12] *Глобус А.М.* Экспериментальная гидрофизика почв. Л.: Гидрометеиздат, 1969, 355 с.
- [13] *Грицун А.С., Дымников В.П.* Отклик баротропной атмосферы на малые внешние воздействия. Теория и численные эксперименты // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35. С. 511-525.
- [14] *Дианский Н. А., Багно А. В., Залесный В. Б.* Сигма-модель глобальной циркуляции океана и ее чувствительность к вариациям напряжения трения ветра // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. С. 537-556.
- [15] *Дианский Н.А., Володин Е.М.* Воспроизведение современного климата с помощью совместной модели общей циркуляции атмосферы и океана // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38, С. 824-840.
- [16] *Дмитриев Е.В.* Оценка среднемесячных аномалий регионального поля приземной температуры по осредненным характеристикам глобального поля // Метеорология и гидрология. 2000. № 8. С. 25-36.
- [17] *Дымников В.П., Грицун А.С.* Хаотические аттракторы климатических моделей // Препринт ИВМ РАН. № 293/200, 2000, 52 с.
- [18] *Дымников В.П., Филатов А.Н.* Устойчивость крупномасштабных атмосферных процессов. Л.: Гидрометеиздат, 1990, 236 с.
- [19] *Дымников В.П., Володин Е.М., Галин В.Я., Глазунов А.В., Грицун А.С., Дианский Н.А., Лыкосов В.Н.* Климат и его изменения: математическая теория и численное моделирование // Сиб. журн. вычисл. математики. 2003. Т. 6. С. 347-379.
- [20] *Дымников В.П., Володин Е.М., Галин В.Я., Глазунов А.В., Грицун А.С., Дианский Н.А., Лыкосов В.Н.* Чувствительность климатической системы к малым внешним воздействиям // Метеорология и климатология. 2004. № 4. С. 77-92.
- [21] *Казаков А.Л., Лыкосов В.Н.* О параметризации взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью при численном моделировании атмосферных процессов // Тр. Зап. Сиб. НИИ М. Гидрометеиздат, 1982, вып. 55. С. 3-20.
- [22] *Корнев А.А.* Об одном критерии полной непрерывности аттрактора по параметру для некоторого класса полудинамических систем // Доклады РАН. 1999. Т. 369. С. 597-599.
- [23] *Краснопев С.М.* Статистическая модель регионального климата. Автореферат дисс. канд. физ.-мат. наук. М. Гидрометцентр СССР, 1990.
- [24] *Креков Г.М., Рахимов Р.Ф.* Оптические модели атмосферного аэрозоля. Томск: Изд. Томского филиала СО АН СССР, 1986, 294 с.
- [25] *Крупчатников В.Н., Володин Е.М., Галин В.Я., Лыкосов В.Н.* Климатология приповерхностных потоков CO<sub>2</sub> в совместной модели общей циркуляции атмосферы, растительности и почвы: случай с заданной архитектурой растительности // "Вычислительная математика и математическое моделирование" (Труды международной конференции, посвященной 75-летию академику Г.И. Марчука и 20-летию Института вычислительной математики РАН, Москва, Россия, 19-22 июня 2000 г.) Т. II. С. 97-112.

- [26] *Лыкосов В.Н., Палагин Э.Г.* Динамика взаимосвязанного переноса тепла и влаги в системе атмосфера-почва // *Метеорология и гидрология*. 1978. № 8. С. 48-56.
- [27] *Мазин И.П.* О климатологии и физическом строении облаков // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*, 1994, Т.30, С. 338-344.
- [28] *Марчук Г.И.* Численные методы в прогнозе погоды. Л.: Гидрометеиздат, 1967, 353 с.
- [29] *Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.Б., Лыкосов В.Н., Галли В.Я.* Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы и океана. Л.: Гидрометеиздат, 1984, 318 с.
- [30] *Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.А.* Математические модели в геофизической гидродинамике и численные методы их реализаций. Л.: Гидрометеиздат, 1987, 296 с.
- [31] *Матвеев Л.Т.* Динамика облаков. Л.: Гидрометеиздат, 1981, 311 с.
- [32] *Матвеев Л.Т.* Основы общей метеорологии: Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1965, 876 с.
- [33] *Мачульская Е.Е., Лыкосов В.Н.* Моделирование термодинамической реакции вечной мерзлоты на сезонные и межгодовые вариации атмосферных параметров // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2002. Т. 38. С. 20-33.
- [34] *Мелешко В.П., Катцов В.М., Спорышев П.В., Вавулин С.В., Говоркова В.А.* Изучение возможных изменений климата с помощью моделей общей циркуляции атмосферы и океана // *Изменения климата и их последствия, Материалы специальной сессии Ученого совета Центра международного сотрудничества по проблемам окружающей среды, посвященной 80-летию академика М.И. Будыко (19-20 мая 1999 г.)* СПб, 2002. С. 13-35.
- [35] *Мелешко В.П., Рэнделл Д.А., Вавулин С.В., Школьник И.М.* Зависимость климатического режима в модели общей циркуляции атмосферы ГГО от методов параметризации конвекции // *Моделирование общей циркуляции атмосферы и климата. Труды Главной Геофизической Обсерватории им. А.И. Воейкова*, вып. 550, СПб. Гидрометеиздат. 2001. С. 44-84.
- [36] *Монин А.С., Обухов А.М.* Основные закономерности турбулентного обмена в приповерхностном слое // *Тр. Института геофизики АН СССР*. 1954. № 24. С. 163-187.
- [37] *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т.1. М.: Наука, 1965, 640 с.
- [38] *Обухов А.М.* О статистических ортогональных разложениях эмпирических функций // *Известия АН СССР. Серия геофизическая*. 1960. С. 432-439.
- [39] *Палагин Э.Г.* Математическое моделирование агрометеорологических условий перезимовки озимых культур. Л.: Гидрометеиздат, 1981, 191 с.
- [40] *Пытьев Ю.П.* Математические методы интерпретации эксперимента. М. Высшая школа, 1989, 351 с.
- [41] *Самарский А.А., Николаев Е.С.* Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978, 592 с.
- [42] *Фейгельсон Е.М.* Радиация в облачной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат. 1981, 280 с.

- [43] Чавро А.И. О возможности восстановления среднемесячных значений поля H500 по некоторым функционалам этого поля // Метеорология и гидрология. 1998. № 1. С. 46-54.
- [44] Чавро А.И., Дмитриев Е.В. Статистическая модель восстановления региональной структуры геофизических полей // Метеорология и гидрология. 2002. № 6. С. 39-49.
- [45] Arakawa A. Design of the UCLA General Circulation Model // Numerical simulation of weather and climate, 1972, Technical Report № 7, Dept. of Meteorol., University of California, Los-Angeles, California, 116 p.
- [46] Arakawa A., Schubert W.H. Interaction of cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part 1 // J. Atmos. Sci. 1974. V. 31, P. 674-701.
- [47] Arakawa A., Lamb V.R. A potential enstrophy and energy conserving scheme for shallow water equations // Mon Wea. Rev. 1981. V. 109. P. 18-36.
- [48] Asselin R. Frequency filter for time integrations // Mon. Wea. Rev. 1972. V. 100. P. 487-490.
- [49] Bates J.R., Chen M. A comparison of climate simulations from a semi-Lagrangian and an Eulerian GCM // J. of Climate. 1996. V. 9. P. 1126-1149.
- [50] Beljaars A.C.M., Holtslag A.A.M. Flux parametrization over land surfaces for atmospheric models // J. Appl. Meteorol. 1991. V. 30. P. 327-341.
- [51] Betts A.K. A new convective adjustment scheme. Part I. — Observational and theoretical basis // Quart. J. Roy. Met. Soc. 1986. V. 112. P. 677-691.
- [52] Betts A.K., Miller M.J. A new convective adjustment scheme // ECMWF, 1984, Technical report № 43, 68 p.
- [53] Blackadar A.K. The vertical distribution of wind and turbulent exchanges in neutral atmosphere // J. Geoph. Res. 1962. V. 67. P. 3095-3102.
- [54] Briegleb B.P. Delta — Eddington approximation for solar radiation in the NCAR community climate model // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. № D7. P. 7603-7612.
- [55] Businger J.A., Wyngaard J.C., Izumi I., Bradley E.F. Flux profile relationships in the atmospheric surface layer // J. Atmos. Sci. 1971. V. 28. P. 181-189.
- [56] Cheong H.-B. Application of double Fourier series to the shallow water equations on a sphere // J. Comput. Phys. 2000. V. 165, P. 261-287.
- [57] Chou M.-D., Kratz D.P., Ridgway W. Infrared radiation parameterizations in numerical climate models // J. Climate. 1991. V. 4. P. 424-437.
- [58] Chou M.-D., Kouvaris L. Calculations of transmission functions in the infrared CO<sub>2</sub> and O<sub>3</sub> bands // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, № D5. P. 9003-9012.
- [59] Chou M.-D., Ridgway W., Yan M.-H. One-parameter Scaling and Exponential-sum fitting for water vapor and CO<sub>2</sub> infrared transmission functions // J. Atm. Sci. 1993. V. 50, № 14. P. 2294-2303.
- [60] Clapp R.B., Hornberger M.G. Empirical equations for some soil hydraulic properties // Water Resources Research. 1978. V. 14, № 4. P. 601-604.
- [61] Coakley J.A., Cess R.D., Yurevich F.B. The effect of tropospheric aerosols on the Earth's radiation budget: A parametrization for climate models // J. Atm. Sci. 1983. V. 40, № 2. P. 116-138.
- [62] Covey C., AchutaRao K.M., Lambert S.J., Taylor K.E. Intercomparison of present and future climates simulated by coupled ocean-atmosphere GCMs // PCMDI Report № 66, 2000. P. 1-20.

- [63] *Covey C., Abe-Ouchi A., Boer G.J., Boville B.A., Cubasch U., Fairhead L., Flato G.M., Gordon H., Guilyardi E., Jiang X., Johns T.C., Le Treut H., Madec G., Meehl G.A., Miller R., Noda A., Power S.B., Roeckner E., Russell G., Schneider E.K., Stouffer R.J., Terray L., von Storch J.-S.* The seasonal cycle in coupled ocean-atmosphere general circulation models // *Climate Dynamics*. 2000. V. 16. P. 775-787.
- [64] *Deardorff J.W.* Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. P. 1889-1903.
- [65] *Deker U., Haake F.* Fluctuation-dissipation theorems for classical processes // *Phys. Rev.* 1975. V. A11. P. 2043.
- [34] Deutsches Klimarechenzentrum. The ECHAM3 atmospheric general circulation model. // Technical Report № 6, Hamburg, 1992, 188 p.
- [66] *Dickinson R.E., Henderson-Sellers A., Kennedy P.J.* Biosphere-Atmosphere Transfer Scheme (BATS) Version 1e as coupled to the NCAR Community Climate Model // NCAR Tech. Note, TN383+STR, Boulder: National Center for Atmospheric Research. 1993. 72 pp.
- [67] *Dymnikov V., Filatov N.* Mathematics of climate modeling. Boston: Birkhauser, 1997, 264 pp.
- [68] *Giraldo F.X.* Lagrange-Galerkin methods on spherical geodesic grids: the shallow water equations // *J. Comput. Phys.* 2000. V. 160. P. 336-368.
- [69] *Glazunov A.V., Lykosov V.N.* Large-eddy simulation of interaction of ocean and atmospheric boundary layers // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling*. 2003. V. 18. P. 279-295.
- [70] *Gritsoun A.S.* Fluctuation-dissipation theorem on the attractors of atmospheric models // *Russ. J. Numer. Analysis Math. Modelling*. 2001. V. 16. P. 115-133.
- [71] *Gritsoun A.S., Branstator G., Dymnikov V.P.* Construction of the linear response operator of an atmospheric general circulation model to small external forcing // *Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling*. 2002. V. 17. P. 399-416.
- [72] *Hansen J., Lacis A., Rind D., Stone P., Fung I., Ruedy R., Lerner J.* Climate sensitivity: analysis of feedback mechanisms in climate processes and climate sensitivity. *Geophys. Monograph*. 1983. V. 29. 130 p.
- [73] *Hines C.O.* Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1. Basic formulation // *J. Atm. Sol. Terr. Phys.* 1997. V. 59. P. 371-386.
- [74] *Hines C.O.* Doppler spread parameterization of gravity wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1. Broad and quasimonochromatic spectra, and implementation // *J. Atm. Sol. Terr. Phys.* 1997. V. 59. P. 387-400.
- [75] *Hulme A.* 1951-1980 global land precipitation climatology for the evaluation of general circulation models // *Climate Dynamics*. 1992. V. 7. P. 57-72.
- [76] *Jerlov N.* Optical oceanography. Berlin: Elsevier, 1968.
- [77] *Jones P.D., New M., Parker D.E., Martin S., Rigor I.G.* Surface air temperature and its changes over the past 150 years // *Rev. Geophys.* 1999. V. 37. P. 173-199.
- [78] *Joseph J.H., Wiscombe W.J., Weinman J.A.* The delta — Eddington approximation for radiative flux transfer // *J. Atm. Sci.* 1976. V. 33, № 12. P. 2452-2459.

- [79] *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.
- [80] *Kazantsev E.* Sensitivity of the attractor of the barotropic ocean model to external influences: approach by unstable periodic orbits // Nonlinear Processes in Geophysics. 2001. V. 8. P. 281-300.
- [81] *Keckhut P., Hauchecorne, Chanin M.L.* Midlatitude long-term variability of the middle atmosphere: Trends and cyclic and episodic changes // J. Geophys. Res. 1995. V.100. P. 18887-18897.
- [82] *Kim J.W., Chang J.T., Baker N.L., Gates W.L.* The climate inversion problem: Determination of the relation between local and large-scale climate // Climate Research Institute and Department of Atmospheric Sciences Oregon State University, Report № 22, 1981, 25 p.
- [83] *King M.D., Harshvardhan.* Comparative accuracy of selected multiple scattering approximations // J.Atm.Sci. 1986. V. 43. P. 784-801.
- [84] *Kraichnan R.* Classical fluctuation-relaxation theorem // Phys. rev. 1959. V. 113. P. 1181-1182.
- [85] *Kraichnan R.* Inertial ranges in two-dimensional turbulence. — Phys. Fluids. 1967. V. 10, P. 1417-1423.
- [86] *Kuo H.L.* Further studies on the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow // J. Atm. Sci. 1974. V. 31. P. 1231-1240.
- [87] *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.
- [88] *Lemus L.D., L.Rikus, C.Martin, R.Platt.* Global cloud liquid water path simulations // J. Climate. 1997. V. 10, № 1. P. 52-64.
- [89] *Levitus S.* World Ocean Atlas. Technical report. U.S.Department of Commerce, National Oceanographic Data Center, Ocean Climate Laboratory, 1994.
- [90] *Lindzen R.S.* Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown // J. Geophys. Res., 1981, V. 86. P. 9707-9714.
- [91] *Manabe S., Bryan K.* Climate and the ocean circulation // Mon. Wea. Rev. 1969. V. 97. P. 739-827.
- [92] *Manzini E., McFarlane N.A., and McLandress C.* Impact of the Doppler-spread parameterization on the simulation of the middle atmosphere circulation using the MAECHAM4 general circulation model // J. Geoph. Res. 1997. V. 102. P. 751-762.
- [93] *Manzini E., McFarlane N.A., and McLandress C.* Middle atmosphere simulations with the ECHAM4 model: Sensitivity to the Doppler spread gravity wave parameterization. In: Gravity wave processes. Their parameterization in global climate models. Edited by Hamilton K. NATO ASI Series. Series I. Global Environmental Change. 1997. V. 50. P. 367-381.
- [94] *Mattes R.K., Bowen H.D.* Water vapor transfer in the soil by thermal gradients and its control // Trans. ASAE. 1963. V. 6. P. 244-248.
- [95] *McCumber M.C., Pielke R.A.* Simulation of the effects of the surface fluxes of heat and moisture in a mesoscale numerical model. Part 1. Soil layer // J. Geoph. Res. 1981. V. 86, № C10. P. 9929-9938.



- [96] *Meehl G.A., Boer G.J., Covey C., Latif M., Stouffer R.J.* The coupled model intercomparison project (CMIP) // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2000. V. 81. P. 313-318.
- [97] *Mesinger F., Arakawa A.* Numerical methods used in atmospheric models. Vol. I // JOC, GARP Publication Series, v. 17, Geneva, World Meteorological Organization, C.P. V. 5, CH-1211, Geneva, 1976, 64 p.
- [98] *Palmer T.N., Shutts G.J., Swinbank R.* Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parametrization // Quart. J. Roy. Met. Soc. 1986. V. 112. P. 1001-1031.
- [99] *Pan D.M., Randall D.A.* A cumulus parameterisation with prognostic closure // Quar. J. Roy. Met. Soc. 1998. V. 124. P. 949-981.
- [100] *Phillips N.* The general circulation of the atmosphere: a numerical experiment // Q. J. Roy. Met. Soc. 1956. V. 82. 123 p.
- [101] *Phillips T.J.* A summary documentation of the AMIP models // PCMDI Report № 18, 1994, Lawrence Livermore National Laboratory, CA, 343 p.
- [102] *E.J.Pitcher, R.C.Malone, V.Ramanathan, M.Blackmon, K.Puri, W.Bourke* January and July simulations with a spectral general circulation model // J. Atmos. Sci. 1982. V. 40. P. 580.
- [103] *Rasmusson E.M., Carpenter T.H.* The relationship between equatorial Pacific sea surface temperature and rainfall over India and Sri Lanka // Mon. Wea. Rev. 1983. V. 111. P. 517-528.
- [104] *Robert A.J.* The integration of a low-order spectral form of the primitive meteorological equations // J. Met. Soc. Japan. 1966. V. 44. P. 237-245.
- [105] *Robert A.J., Henderson J., Turnbull C.* An implicit time integration scheme for baroclinic modes in the atmosphere // Mon. Wea. Rev. 1972. V. 100. P. 329-335.
- [106] *Ruelle D.* Smooth dynamics and new theoretical ideas in nonequilibrium statistical mechanics // J. Statist. Phys. 1999. V.95. P. 393-468.
- [107] *Sausen R., Barthel K., Hasselmann K.* Coupled ocean-atmosphere models with flux correction // Clim. Dyn. 1988. V. 2. P. 145-163.
- [108] *Sellers P.J., Minth Y., Sud Y.C., Dalcher A.* A simple biosphere model (Sib) for use within general circulation models // J. Atm. Sci. 1986. V. 43. P. 505-531.
- [109] *Simmons A.J., Bengtsson L.* Atmospheric General Circulation Models: Their Design and Use for Climate Studies // The Global Climate.Ed. J.T. Houghton, 1984, Cambridge University Press. P. 37-62.
- [110] *Slingo J.M.* The development and verification of a cloud prediction scheme for the ECMWF model // Quart. J. Roy. Met. Soc. 1987. V. 133. P. 899-927.
- [111] *Slingo A.* A GCM parameterization for shortwave radiative properties of water clouds // J.Atm.Sci. 1989. V. 46, P. 1419-1427.
- [112] *Smagorinsky J.* General circulation experiment with the primitive equations. I. The basic experiment // Mon. Wea. Rev. 1963. V. 91, P. 99-164.
- [113] *Spotz W.F., Taylor M.A., Swarztrauber P.N.* Fast shallow-water equations solvers in latitude-longitude coordinates // J. Comput. Phys. 1998. V. 145. P. 432-444.
- [114] *Storch H., Zorita E., Cubasch V.* Downscaling of global climate change estimates to regional scales: An application to Iberian rainfall in winter time. Max Plank Institute für Meteorologie, Hamburg, Germany, Report № 64, 1991, 36 p.

- [115] *Taylor M., Tribbia J., Iskandarani M.* The spectral element method for the shallow water equations on the sphere // *J. Comput. Phys.* 1997. V. 130. P. 92-108.
- [116] *Thompson D.W.J., Wallace J.M.* Annular modes in the extratropical circulation. Part I. Month-to-month variability // *J. Climate.* 2000. V. 13. P. 1000-1017.
- [117] *Tiedtke M.* A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models // *Mon. Wea. Rev.* 1989. V. 117. P. 1779-1800.
- [118] *Tolstykh M.A., Gloukhov V.N.* Implementation of global atmospheric models on parallel computers // *Вычисл. технологии.* 2002. Т. 7. Спец. вып. С. 101-109.
- [119] *Verseghy D.L., McFarlane N.A., Lazare M.* CLASS — a Canadian land surface scheme for GCMs. II: vegetation model and coupled runs // *Int. J. Clim.* 1993. V. 13. P. 347-370.
- [120] *Volodin E.M., Schmitz G.* A troposphere-stratosphere-mesosphere general circulation model with parameterization of gravity waves: climatology and sensitivity studies // *Tellus.* 2001. V. 53a. P. 300-316.
- [121] *Wallace J.M., Gutzler D.S.* Teleconnections in the geopotential heightfield during the Northern Hemisphere winter // *Mon. Wea. Rev.* 1981. V. 109. P. 784-811.
- [122] *Watterson I.G., Dix M.R., Colman R.A.* A comparison of present and doubled CO<sub>2</sub> climates and feedbacks simulated by three general circulation models // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 1943-956.
- [123] *Williamson D.L., Olson J.G.* A comparison of semi-Lagrangian and Eulerian polar climate simulation // *Mon. Weather Rev.* 1998. V. 126. P. 991-1000.
- [124] WMO: World Meteorological Organization. *The Physical Basis of Climate and Climate Modelling.* GARP Publications, 1975, Series No. 16, WMO, Geneva. (Физические основы теории климата и его моделирования / Перевод под ред. А.С. Моница. Л.: Гидрометеиздат, 1977).
- [125] *Xie P., Arkin P.* Global precipitation: a 17-year monthly analysis based on gauge observations, satellite estimates and numerical model outputs // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 1997. V. 78. P. 2539-2558.
- [126] *Zeeman E.C.* Stability of dynamical systems // *Nonlinearity.* 1987. V. 1. P. 115-135.
- [127] *Zerroukat M., Wood N., Staniforth A.* SLICE: A semi-Lagrangian inherently conserving and efficient scheme for transport problems // *Quart. J. Roy. Met.Soc.* 2002. V.128. P. 2801-2820.
- [128] *Zobler L.* A world soil file for global climate modelling. NASA technical memorandum 87802, 1986.