И.И.Мохов

ДИАГНОСТИКА СТРУКТУРЫ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1993

УДК 551.511.001

Рецензент акад. РАН М. И. Будыко
(Государственный гидрологический институт)

Монография посвящена диагностике структуры полей климатических переменных в годовом ходе и в их межгодовой изменчивости. Исследуется динамика полей основных климатических переменных в атмосфере и океане, отмечаются структурные особенности деятельного слоя суши, криосферы и биосферы. Анализ эмпирических данных сопровождается анализом результатов климатических моделей, в том числе климатических моделей общей циркуляции. Диагностика с целью выявления и подтверждения глобальных и региональных механизмов формирования земной климатической системы проводится как для широтных зон в целом, так и в широтно-высотном и широтно-долготном разрешении. При этом наряду со стандартными методами для анализа эволюции климата используется метод амплитудно-фазовых характеристик. Анализ характеристик чувствительности климатической системы сочетается с анализом характеристик устойчивости.

Предназначена для специалистов по геофизической термогидродинамике.

Subject of the monograph «Diagnostics of the climatic system structure» by I. I. Mokhov is connected with the diagnostics of the structure of climatic variable fields in the atmosphere and ocean. Structural peculiarities of the land active layer, cryosphere and biosphere are also considered. The analysis of empirical (satellite and ground-based) data is acompanied by an analysis of results of climate models, including climatic general circulation models. Diagnostics is carried out for latitude zones and for more detailed latitude — altitude and latitude — longitude (or altitude — longitude) resolution with the purpose of exhibition and confirmation of global and regional mechanisms of the Earth's climatic system formation. In addition to standard methods a special method of amplitude — phase characteristics is used in the diagnosis of climatic evolution. An analysis of characteristics of climate system sensitivity is accompanied by an analysis of characteristics of its stability.

The monograph is intended for specialists of geophysical thermo- and hydrodynamics.

М $\frac{1805040400\text{-}024}{069(02)\text{-}93}$ 9—92

ISBN 5-286-00834-8

© И. И. Мохов, 1993

ВВЕДЕНИЕ

Земная климатическая система (ЗКС) — неоднородная и нелинейная нестационарная система с достаточно широким диапазоном изменений переменных и параметров в пространстве и во времени. В состав ЗКС входят атмосфера, гидросфера (океан), криосфера, биосфера и литосфера (деятельный слой суши). Синергетическую динамику полей климатических переменных различной природы усложняют их инерционные особенности в сочетании с различиями тенденций отдельных звеньев ЗКС, с различиями региональных случайностей воздействий. Если характерной особенностью геофизической гидродинамической системы является наличие в ней вращения и стратификации, то, характеризуя ЗКС как геофизическую термодинамическую систему, следует отметить еще одну принципиальную особенность — временную периодичность граничных условий. В термодинамически неравновесной ЗКС существенно наличие цикличностей внешних условий и внутренних явлений. Периодичность инсоляции проявляется и в суточном и в годовом ходе, и в тысячелетних особенностях эволюции орбиты Земли вокруг Солнца. С цикличностью граничных условий для ЗКС связана структура полей климатических переменных, в частности температурного поля, и их динамика.

Уникальность реализаций ЗКС повышает значимость взаимосвязанных эмпирических и модельных исследований. Развитие системы мониторинга и моделирования глобального климата порождает необходимость развития прямых и косвенных методов диагностики его структуры и динамики на основе эмпирических данных и модельных результатов. Кроме анализа квазистационарных режимов ЗКС для ее исследования (диагноза, моделирования и прогноза) необходим динамический анализ пространственно-временной структуры системы и взаимной эволюции полей климатических переменных.

Для исследования общих закономерностей сложной ЗКС необходим анализ интегральных характеристик системы с пространственно-временной детализацией особенностей на фоне выявленных крупномасштабных и долгопериодных закономерностей. Так, при анализе ЗКС для периодов от месяца и более отмечается значительная степень зональности структуры полей климатических переменных (хотя существуют механизмы, вызывающие незональные эффекты).

Проявление зональности различных характеристик глобального климата связано с тем, что энергетический режим ЗКС определяется инсоляцией. Вследствие зональности инсоляции для сравнительно быстро вращающейся Земли зональные характеристики

квазистационарных климатических состояний, несмотря на неоднородность поверхности и облачной атмосферы, достаточно представительны. Степень зональности и азональности климатических полей связана с анизотропностью характеристик взаимодействия в системе, в том числе из-за анизотропности поля средних скоростей и макротурбулентного переноса. Так, связи для температурного поля, для облачности быстрее затухают с расстоянием в меридиональном направлении, чем вдоль широты. Приближенная зональность климатических полей проявляется не только в атмосфере, но и для океанических полей в пределах границ океанов. Особенно четко это реализуется для Антарктического циркуляционного течения.

С учетом существенности зональных мод в ЗКС и таким образом приближенной климатической зональности естественно использовать при диагностике данных измерений или результатов трехмерных численных моделей общей циркуляции в качестве интегральных зональные характеристики и на их фоне проводить исследование более тонкой структуры климатической системы. При этом не следует недооценивать значение климатической незональности. Зональные характеристики удобны для анализа моделей. В основе всех исследований общей циркуляции атмосферы используется разделение на зонально осредненное состояние системы и отклонения от него. Редукция реальной трехмерной ЗКС к двухмерной широтно-высотной системе упрощает как анализ климатических данных, так и результатов моделирования глобального климата. Заметим, что зональные климатические модели воспроизводят многие существенные особенности реальной ЗКС.

Для последовательного анализа ЗКС в [133], в частности, предложена следующая классификация характеристик для общей циркуляции структуры:

1) свойства, проявляющиеся с наибольшей полнотой при зональном и временном осреднении переменных;

2) дополняющие первую группу характеристики, проявляющиеся при осреднении только по времени (например, муссоны);

3) дополняющие первую группу характеристики, проявляющиеся только при зональном осреднении (например, колебания зонального индекса);

4) свойства, дополняющие первые три категории и проявляющиеся при неосредненных переменных (например, мигрирующие циклоны).

Выделенность первой группы связана с тем, что энергетический баланс климатической системы определяется инсоляцией. Вследствие зональности инсоляции для достаточно быстро вращающейся Земли зональные характеристики квазистационарных климатических режимов, несмотря на неоднородность поверхности и облачной атмосферы, достаточно представлены на временных интервалах порядка месяца и более. С учетом приближенной климатической зональности при диагностике данных измерений или результатов трехмерных численных моделей общей циркуляции естественно использовать в качестве интегральных зональные характеристики и на их фоне проводить анализ более тонкой структуры климатической системы. Остальные категории в классификации по существу дополняют первую.

Представляется целесообразным проведение разносторонней последовательной диагностики зональных климатических характеристик с выявлением роли незональных эффектов в формировании тех или иных интегральных особенностей характеристик ЗКС. Данная работа посвящена диагностике структуры зонально осредненных полей климатических переменных и ее эволюции в годовом ходе и межгодовой изменчивости. Последовательно рассматриваются сначала общие закономерности зональных распределений климатических полей, затем характеристики чувствительности и устойчивости структуры зональных полей с исследованием их роли в энергетике ЗКС. В заключение проводится диагностика особенностей эволюции зональных климатических полей с выявлением роли незональных структурных особенностей и различных климатических механизмов.

В главе I дается описание и анализ глобальной структуры зонально осредненных среднемесячных и среднегодовых полей климатических переменных и энергетических характеристик ЗКС. Проводится сравнительный анализ различных данных, в том числе спутниковых и наземных. В атмосфере (тропосфере, стратосфере и мезосфере) рассматриваются поля температуры, давления и геопотенциала, влажности, облачности, скорости ветра, содержания озона. Рассматриваются также температурный режим Мирового океана и глобальные криосферные характеристики, в том числе снежный покров на суше и морской лед. Отмечены характеристики биосферы и деятельного слоя суши. Энергетический режим характеризуется спутниковыми данными о компонентах радиационного баланса ЗКС, данными о поле геопотенциала, о меридиональных (и вертикальных) потоках тепла в атмосфере и океане, о кинетической энергии атмосферы.

В последующих главах определяются динамические характеристики для переменных ЗКС на основе анализа эмпирических данных и модельных результатов. Диагностика с целью выявления и подтверждения глобальных и региональных механизмов формирования ЗКС проводится сначала для широтных зон в целом, затем в более детальном широтно-высотном и широтно-долготном разрешении. Анализ характеристик чувствительности системы к изменению внешних и внутренних факторов сочетается с анализом характеристик устойчивости.

В главе II определяются параметры чувствительности климатических характеристик в различных широтных зонах на основе регрессионного анализа спутниковых и наземных данных в годовом ходе и в межгодовой изменчивости. Проводится сравнение с результатами модельных расчетов, в том числе с результатами климатических моделей общей циркуляции. На основе множественных регрессий компонент радиационного баланса ЗКС на энергетически значимые климатические переменные оцениваются

вклад последних в формирование радиационного баланса климатической системы. Анализируется изменение в годовом ходе температурной структуры тропосферы в целом и связь основных климатических переменных с температурным режимом. Выполнен анализ чувствительности потока уходящей тепловой радиации и планетарного альбедо к изменению температурного режима на основе современных спутниковых данных.

Исследование динамики ЗКС предполагает необходимость взаимосвязанного анализа ее чувствительности и устойчивости. В главе III с использованием эмпирических данных оцениваются характеристики устойчивости ЗКС в целом, в различных широтных зонах и отдельных атмосферных слоях. На основе регрессионного анализа зональных спутниковых и наземных данных определяются тенденции влияния климатических переменных и параметров на радиационный баланс на верхней границе атмосферы северного полушария. Сравниваются рассчитанные по среднемесячным данным на разных уровнях в атмосфере разных широтных зон влажноадиабатические и реальные вертикальные градиенты температуры. Оценивается, как изменяются локальные параметры статической устойчивости атмосферы в зависимости от глобальных межгодовых тенденций в различные периоды. На основе эмпирических данных определяются параметры бароклинной неустойчивости. Рассматриваются потенциально значимые при определении чувствительности и устойчивости ЗКС климатические обратные связи на основе сопоставления эмпирических и модельных результатов.

В главе IV приводятся результаты диагностики динамики зонально осредненной ЗКС. Дается сравнительный анализ годового хода различных характеристик глобального климата. Для прямой диагностики климатической динамики предлагается специальный метод амплитудно-фазовых характеристик. Дается определение метода, характеризуется область его применения и перспективы. На основе предложенного метода анализируются годовой ход и межгодовая эволюция зональных полей основных климатических переменных (в атмосфере, океане и для криосферы) и энергетических характеристик. Структурные особенности ЗКС в годовом ходе, выявленные с помощью метода амплитудно-фазовых характеристик, взаимосвязаны с особенностями межгодовой изменчивости. Анализируются результаты спектрального анализа межгодовой изменчивости зонального температурного режима в атмосфере.

В главе V диагностируются некоторые незональные особенности эволюции климатической системы, в том числе океанические и атмосферные.

Результаты, отмеченные в работе, могут быть, по мнению автора, полезны для анализа и тестирования результатов климатических моделей, для взаимной диагностики различных эмпирических данных и модельных результатов, для диагностики климатических механизмов. Приведенные в работе характеристики могут быть использованы в качестве опорных для оценки чувствительности и устойчивости ЗКС, а также при исследовании динамических характеристик эволюции ЗКС.

Автор выражает благодарность Г. С. Голицыну за поддержку и конструктивные обсуждения, М. И. Будыко, В. М. Волощуку, И. Л. Каролю, В. К. Петухову, А. Х. Хргиану за полезные советы и замечания.

Глава I. ЗОНАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ГЛОБАЛЬНОГО КЛИМАТА

Определение климатической системы подразумевает выделение статистических режимов планетарной системы с непрерывным спектром характерных временных интервалов при наложенном на нее внешнем воздействии также с непрерывным спектром характерных значений времени.

Энергетика планет зависит в основном от Солнца. Возможность выделения статистических режимов на некотором интервале времени определяется характерным временем солнечного воздействия и геометрией Солнечной системы. Поэтому необходимо классифицировать процессы с различными временными и пространственными масштабами, для которых возможны те или иные климатические режимы, в зависимости как от внутренних параметров планетной системы, так и от внешних, определяемых формой орбиты и ориентацией оси вращения. Для классификации удобно пользоваться теорией подобия для динамики планетных атмосфер, предложенной Г. С. Голицыным [59]. Следует отметить, что режим земной климатической системы существенно зависит от взаимодействия ее подсистем, в частности от газообмена между атмосферой, океаном и деятельным слоем суши.

В [59] приведены основные критерии подобия для различных планет с атмосферами в Солнечной системе:

1. $\Pi_\omega = \omega\tau_d$, где ω — угловая скорость собственного вращения планеты; $\tau_d = R_\text{З}/c$ — динамическое время релаксации атмосферы; $R_\text{З}$ — радиус планеты; c — изотермическая скорость звука при равновесной температуре уходящего излучения планеты;

2. $\Pi_M = \tau_d/\tau_\text{т}$ — отношение динамического времени релаксации атмосферы τ_d к характерному времени тепловой инерции атмосферы $\tau_\text{т}$ (термическое время релаксации);

3. $\Pi_g = H/R_\text{З}$ — отношение высоты однородной атмосферы H к радиусу планеты $R_\text{З}$, характеризующее степень двухмерности атмосферы.

Определение климата и климатической системы как глобальных понятий (т. е. определяемых на пространственном масштабе — порядка размера планетарной системы) подразумевает временное ограничение для понятий климата и климатической системы. Например, для ЗКС время обегания периметра системы с характерной скоростью движения среды порядка месяца. Таким образом, рассмотрение глобально взаимодействующих (климатических) процессов возможно для интервалов времени не менее месяца. При этом в ЗКС необходимо включать, по крайней мере (минимально), атмосферу, деятельный слой суши и деятельный слой океана. Оценки толщины деятельного слоя суши в 10 м, деятельного слоя океана в 60 м, высоты однородной атмосферы в 10 км приводят к соотношению термодинамических характеристик времени для атмосферы, суши и океана $\tau_\text{та} : \tau_\text{тс} : \tau_\text{то} = 1 : 0{,}5 : 20$ при характерном атмосферном времени порядка месяца. Далее в данном параграфе земная климатическая система будет рассматриваться состоящей из атмосферы, деятельного слоя суши и деятельного слоя океана.

Согласно [59], для планет Солнечной системы, имеющих атмосферу,

$$\Pi_M = \tau_d/\tau_\text{т} \ll 1.$$

Уравнение для безразмерной энтропии $S' = S(\varkappa - 1)^{1/2}/c_p\varkappa^{1/2}$ можно привести к виду

$$dS'/dt' = \alpha\Pi_M S_Q,$$

где S — энтропия; $\varkappa = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме; $\alpha = T_e/T$ — отношение средней эффективной температуры теплового излучения планеты к температуре поверхности; $t' = t\left(\frac{R_\text{З}}{c}\right)^{-1}$ — безразмерное время, $R_\text{З}$ — радиус планеты, c — изотермическая $(c = [(\varkappa - 1)c_v T_e]^{1/2})$ скорость звука; S_Q — функция распределения притока тепла. Критерием подобия Π_M можно характеризовать степень неадиабатичности процессов в системе.

Малость параметра Π_M означает, что $\tau_d \ll \tau_\text{т}$, т. е. динамические процессы протекают много быстрее, чем термодинамические (радиационные и вообще неадиабатические) процессы. Динамика, устанавливаясь при неизменных термодинамических параметрах, будучи функционально ими обусловлена, в принципе может быть параметризована через термодинамические переменные. Поэтому возможность введения термодинамических моделей климата определяется степенью адиабатичности климатической системы.

В [162] оценена возможность введения зональной структуризации для однородных планетарных систем, подверженных воздействию Солнца. Необходимое условие введения зональных динамических моделей можно определить как

$$\Pi_\omega = \omega\tau_d \gg 1. \qquad \text{(I.1)}$$

При этом динамические характеристики должны реагировать на среднесуточную инсоляцию как функцию широты. Если

$$\Pi_\omega = \omega\tau_d \leqslant 1,$$

то использование зонально осредненных динамических моделей (зональных динамических структур) не оправдано и необходимо учитывать суточный ход инсоляции.

Возможность введения зональных термодинамических структур определяется требованием [162]

$$\Pi_\omega/\Pi_M = \omega\tau_\text{т} \gg 1 \qquad \text{(I.2)}$$

на интервалах времени $t \gg \tau_d$, чтобы динамические переменные успевали подстраиваться под термодинамические и первые можно было параметризовать через последние. При условии $\Pi_M \ll 1$ ($\tau_d \ll \tau_т$] зональные термодинамические структуры возможны и в случае необоснованности динамических зональных моделей. (Если $\Pi_M \gg 1$, то возможны зональные динамические структуры в отсутствие зональных термодинамических.) На интервалах времени

$$t \gg \tau_т \tag{I.3}$$

можно пользоваться стационарными термодинамическими моделями, на интервалах

$$\tau_d \ll t \ll \tau_т$$

— нестационарными моделями.

Условие (I.2), как и условие (I.1), является необходимым, но не достаточным условием зональной структуризации климатической системы. Выполнение (I.2) позволяет использовать зональные термодинамические модели, но при этом в неоднородной планетарной системе среднезональные характеристики могут сильно отличаться от реальных характеристик на различных долготах. И хотя принципиально зональная структуризация возможна, интерпретация зонально осредненных характеристик может быть затруднена. Отмечено также, что при $\Pi_\omega/\Pi_M = \omega\tau_т \leqslant 1$ зональная структуризация не оправдана.

Например, неоднородность в ЗКС обусловлена наличием океанов с τ_{do} и $\tau_{то}$ и суши, над которой характерные значения времени релаксации близки к атмосферным τ_{da} и $\tau_{та}$. Такая система будет зональная на интервалах времени, осреднение по которым дает одинаковые или близкие значения климатических параметров над сушей и над океаном. Это возможно [1] при

$$t \gg \max(\tau_{та}, \tau_{то}) = \tau_{то}. \tag{I.4}$$

Условие стационарности (I.3) при этом имеет вид $t \ll \tau_{то}$, что для $\tau_{то} \sim 1$ года означает возможность стационарных климатических режимов в рассматриваемой системе при $t \gtrsim 10$ лет [162].

В [162] оценена также степень зональности климатического режима для неоднородной быстровращающейся (не учитывается суточный ход инсоляции) планетарной системы, например для Земли, с сушей и океаном. Предлагалось для температуры поверхности океана $T_o = T_{o0}(1 + \varepsilon \exp(-t/\tau_o))$, для температуры поверхности суши $T_c = T_{c0}(1 + \varepsilon \exp(-t/\tau_a))$ (здесь $\tau_o = \tau_{то}$, $\tau_a = \tau_{та}$, $\varepsilon = 1$). При доле океана δ_o и суши $\delta_c = 1 - \delta_o$ степень зональности характеризовалась параметром

$$\zeta = \frac{T_o\delta_o + T_c\delta_c}{T_o} = \delta_o + (1 - \delta_o)\frac{(1 + \exp(-t/\tau_a))}{(1 + \exp(-t/\tau_o))}, \tag{I.5}$$

если равновесные температуры океана и суши совпадают ($T_{o0} = T_{c0}$).

Прежде чем оценить введенные параметры для ЗКС, отметим, что при $\Pi_\omega/\Pi_M = \omega\tau_т \leqslant 1$ использование зональных термодинамических моделей не оправдано.

Согласно данным из [59], для атмосферы Земли $\Pi_\omega \sim 1$ и зональная структуризация не оправдана. Однако в климатически важных земных процессах τ_d определяется не скоростью звука, как в [59], а характерной средней скоростью порядка 10 м/с.

Тогда $\Pi_\omega \gg 1$, что позволяет использовать зональные динамические модели для однородной ЗКС. Оценка $\Pi_\omega/\Pi_M = \omega\tau_a \gg 1$ (для океана это условие тем более выполнимо, так как $\tau_{то}/\tau_{та} \approx \approx 20$) оправдывает возможность использования зональных термодинамических моделей. Принимая для ЗКС в (I.5) $\tau_o \sim 1$ год, $\tau_{та} \sim 1$ месяц, получим степень зональности осредненных по году моделей $\zeta \approx 0{,}9$.

В пределе зональной системы $\zeta \to 1$ (что соответствует $t \gg \tau_{то}$). Если $T_{o0} \neq T_{c0}$, то лучшей зональности соответствует максимальная близость ζ к 1. Из (I.4) при $\tau_т = \tau_{то} \approx 1$ год следует, что для $t \sim 1/\Omega$, где Ω — годовая угловая частота вращения Земли вокруг Солнца (осредненные по году модели), нужно считать систему нестационарной [162].

Теория подобия [59] для планетных атмосфер была детализирована в [96] для системы атмосфера — океан с учетом меридионального распределения инсоляции и ее вариаций.

I.1. АТМОСФЕРА

Источником энергии ЗКС является Солнце. Около 30 % инсоляции отражается атмосферой (в основном облаками) и поверхностью, из оставшихся 70 % в атмосфере поглощается около 20 %, а 50 % — поверхностью (океанами и сушей). Поглощенная коротковолновая солнечная радиация (70 % инсоляции) излучается из ЗКС в длинноволновом диапазоне, в том числе около 64 % излучается атмосферой и 6 % — поверхностью [400].

При солнечной постоянной $Q_0 = 1376$ Вт/м^2 [442] (по данным ERBE величина Q_0 около 1365 Вт/м^2) среднегодовая инсоляция для каждого полушария $Q = Q_0/4 = 344$ Вт/м^2. Согласно [392, 400, 442], в северном (СП) и южном полушарии (ЮП) поглощается солнечной коротковолновой радиации ($F_\downarrow = Q(1 - \alpha)$, где α — планетарное альбедо) соответственно 240 и 243 Вт/м^2, а излучается поток длинноволновой радиации ($F_\uparrow$) 232 и 233 Вт/м^2. Следует отметить, что среднегодовой радиационный баланс R на верхней границе атмосферы получен не равным нулю, что может быть связано как с неточностью и неоднородным рядом измерений, так и с их длительностью.

[1] Возможен еще случай $t \ll \min(\tau_{та}, \tau_{то}) = \tau_{та}$, для которого, совместно с выполнением условия (I.4) для возможности параметризации динамических параметров через термодинамические определяется интервал времени $\tau_{do} = \max \tau_d \ll t \ll \min \tau_т = \tau_{та}$. Для таких интервалов времени мало изменение степени зональности.

Инсоляция сильно меняется в годовом ходе. Вариации ее между летним и зимним сезонами, по данным [442], составляют 58 % от среднегодового значения для СП и 70 % для ЮП. Сезонные вариации R (119 Вт/м² в СП и 147 Вт/м² в ЮП) связаны в основном с вариациями $F_\downarrow$ (на 58 % в СП и на 64 % в ЮП) тогда как диапазон изменений $F_\uparrow$ от зимы к лету существенно (более чем на порядок) меньше (соответственно 4 % и чуть более 1 %).

Полная энергия атмосферы E_a, источником которой является Солнце, включает в себя следующие основные формы энергии: внутреннюю энергию IE_a, потенциальную энергию PE_a, скрытое тепло LH и кинетическую энергию K_a ($E_a = IE_a + PE_a + LH + K_a$). При этом на формирование внутренней и потенциальной энергии атмосферы идет поглощенная атмосферой и основная часть поглощенной поверхностью солнечной радиации — соответственно 20 и 44 % инсоляции. В том числе из поглощенной поверхностью солнечной радиации примерно 24, 14 и 6 % от инсоляции поступает в атмосферу соответственно в виде потоков скрытого и явного тепла, а также длинноволнового излучения. Следует отметить, что только малая доля внутренней и потенциальной энергии атмосферы (около 1 % инсоляции) превращается в кинетическую энергию и реализуется в общей циркуляции атмосферы [400].

В расчете на единицу массы $IE_a = c_v T$, $PE_a = gz$, $LH = Lq$, $K_a = (u^2 + v^2 + w^2)/2$. Здесь T — температура; z — геопотенциальная высота; q — массовая доля водяного пара; u, v и w — соответственно зональная, меридиональная и вертикальная скорости; c_v — удельная теплоемкость при постоянном объеме; g — ускорение свободного падения; L — теплота конденсации (при наличии твердой фазы воды необходим учет теплоты плавления льда). Таким образом, полная энергия атмосферы определяется полями температуры, геопотенциала, влагосодержания и скоростей.

Следует отметить, что при гидростатическом равновесии и в отсутствие топографии внутренняя энергия столба атмосферы ($\widehat{IE}_a$) с единичной площадью пропорциональна его потенциальной энергии ($\widehat{PE}_a$): $\widehat{IE}_a/\widehat{PE}_a = c_v/R$, где R — газовая постоянная для сухого воздуха. С учетом $c_v + R = c_p$, где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, сумма $\widehat{IE}_a$ и $\widehat{PE}_a$ соответствует энтальпии (теплосодержанию) столба атмосферы $\widehat{HE}_a$ ($HE_a = IE_a + P/\rho = c_p T$, P — давление, ρ — плотность). Эта энергетическая характеристика называется также лабильной энергией [156], или полной потенциальной энергией [133]. Ввводится еще понятие статической энергии $E_s = c_p T + gz$ для сухой и $E_s = c_p T + gz + Lq$ для влажной атмосферы.

Согласно [392], на долю внутренней энергии, потенциальной энергии, скрытого тепла и кинетической энергии приходится соответственно 70, 27, 2,5 и 0,005 % полной энергии глобальной атмосферы. Полушарно и глобально осредненные значения компонентов полной энергии атмосферы по данным 1963—1973 гг. в среднегодовом режиме и для двух сезонов (декабрь — февраль и июнь — август) приведены в табл. 1.1.1. Среднегодовые значения для СП и ЮП различаются менее чем на процент для E_a (0,8 %) и IE_a (0,3 %), на 2 % для PE_a, на 3 % для LH и только для K_a различия достигают 12 % (в ЮП величина K_a больше).

Таблица 1.1.1.

Полушарные и глобальные значения компонентов полной энергии атмосферы в среднегодовом ходе ($\bar{X}$) и для сезонов декабрь — февраль X(I) и июнь — август X(II) согласно [392]. В квадратных скобках приведены значения по данным [24]

Характеристика	$\bar{X}$			X (I)		
	СП	ЮП	СП + ЮП	СП	ЮП	СП + ЮП
IE_a	181	180	180	178 [169]	182 [169]	180
PE_a	70	69	69	69 [69]	69 [70]	69
LH	6,5	6,3	6,4	5,2	7,2	6,2
K_a	0,12	0,13	0,12	0,17 [0,16]	0,10 [0,15]	0,13
E_a	257	255	256	253	258	255

Характеристика	X (II)			X (I) − X (II) $\left(\frac{\lvert X\,(\mathrm{I}) - X\,(\mathrm{II})\rvert}{\bar{X}}\right)$		
	СП	ЮП	СП + ЮП	СП	ЮП	СП + ЮП
IE_a	183 [176]	178 [166]	181	−5,2 (0,03) [−6,7]	3,2 (0,02) [3,1]	−1,0 (0,01)
PE_a	71 [72]	68 [69]	70	−2,0 (0,03) [−2,4]	1,0 (0,02) [1,2]	−0,4 (0,01)
LH	8,1	5,4	6,7	−2,9 (0,45)	1,8 (0,28)	−0,6 (0,09)
K_a	0,07 [0,08]	0,16 [0,28]	0,11	0,10 (0,83) [0,09]	−0,06 (0,43) [−0,12]	0,02
E_a	263	252	257	−10,0 (0,04)	5,9 (0,02)	−2,0 (0,01)

Наибольшая доля сезонных вариаций E_a для СП (4 %) и ЮП (2 %) связана с вариациями IE_a (2 и 1 % соответственно). А вот сезонные вариации PE_a меньше, чем для LH, хотя величины PE_a на порядок больше величин LH. Наименьшая доля в вариациях полной энергии атмосферы в годовом ходе приходится на кинетическую энергию K_a. При этом для K_a отмечены максимальные (среди других основных компонентов E_a) значения относительных вариаций в годовом ходе ($|K_a(\mathrm{I}) - K_a(\mathrm{II})|/\bar{K}_a$ около 0,8 и

0,4 для СП и ЮП соответственно). Следует отметить, что, несмотря на малость вклада K_a в E_a, поле скоростей существенно в перераспределении энергии атмосферы между ее различными формами [392].

Особенностью среднегодовой структуры глобального поля скоростей в атмосфере являются большие значения кинетической энергии K_a в м²/с² (всех ее компонентов, кроме связанного со стационарными вихревыми образованиями) и момента количества движения $M_a = u_a \cos\varphi$ в м/с в СП по сравнению с ЮП (соответственно на 14 м²/с² и 1,4 м/с). При анализе годового хода в зимнем полушарии проявляются более сильные западные ветры и большая кинетическая энергия. Вследствие большой доли суши в северном полушарии амплитуда годового хода кинетической энергии K_a и момента количества движения M_a атмосферы здесь больше, чем в южном. При сохранении полного момента количества движения системы Земля — атмосфера момент количества движения атмосферы M_a изменяется в годовом ходе и проявляются сезонные вариации скорости вращения Земли [391].

По оценкам (см., например, [24, 156, 158]) характерное время диссипации кинетической энергии атмосферы в тепловую составляет несколько суток. Тогда временные пределы (τ_a) применимости адиабатического приближения будут не более 5 сут (согласно $\tau_a \leqslant K_a/D$, где D — скорость диссипации).

Радиационный источник энергии ЗКС существенно зависит от широты. Согласно спутниковым данным [442], в среднегодовом режиме **радиационный баланс** на верхней границе атмосферы R меняется от 70 Вт/м² в экваториальных широтах до —120 Вт/м² в северополярных широтах (в южнополярных широтах — 90 Вт/м²), с переходом через нуль в 40-х широтах. В годовом ходе R вблизи экватора меняется от 20 до 100 Вт/м², а около Северного и Южного полюсов — в диапазонах —(60... 180) и —(40... 110) Вт/м².

Структура радиационных полей в значительной степени определяется структурой поля инсоляции $Q_S = QS$, где S — функция распределения инсоляции, зависящая от широты и времени. В среднегодовом режиме $\int_0^1 S(x)\,dx = 1$, где $x = \sin\varphi$, φ — широта).

В табл. 1.1.2 приведены широтные зависимости среднегодовых значений $\overline{Q}_S$ и амплитуд годовой (Q_{S1}) и полугодовой (Q_{S2}) гармоник, а также их долей в общей изменчивости инсоляции в годовом ходе. Следует отметить, что доля более высоких гармоник в изменчивости менее 1 % [479].

Доминирующая роль годовой гармоники проявляется и в сезонных вариациях радиационного баланса R во внетропических широтах. В приэкваториальных широтах существенна полугодовая гармоника [442]. Двумя этими гармониками объясняется более 95 % изменчивости R в годовом ходе. Для компонентов R, в частности потока уходящей длинноволновой радиации $F_\uparrow$ и планетарного альбедо α, более значима сравнительно высокочастотная изменчивость в годовом ходе, в частности в тропиках.

Таблица 1.1.2.

Среднегодовые значения инсоляции и амплитуды их гармоник в Вт/м² в зависимости от широты. В скобках — доли в общей изменчивости инсоляции в годовом ходе

Характеристика	80 с.	70	60	50	40	30	20	10	0
$\overline{Q}_S$	175	194	234	283	328	366	394	412	419
Q_{S_1}	261 (0,89)	249 (0,96)	228 (0,99)	199 (1,00)	165 (1,00)	125 (0,99)	81 (0,96)	34 (0,79)	14 (0,37)
Q_{S_2}	94 (0,11)	49 (0,04)	17 (0,01)	2 (0)	6 (0)	12 (0,01)	16 (0,04)	18 (0,21)	18 (0,63)

Характеристика	10	20	30	40	50	60	70	80 ю.
$\overline{Q}_S$	414	397	370	334	290	242	202	184
Q_{S_1}	61 (0,93)	106 (0,99)	148 (1,00)	186 (1,00)	218 (1,00)	244 (0,99)	264 (0,95)	276 (0,88)
Q_{S_2}	16 (0,07)	13 (0,01)	8 (0)	1 (0)	9 (0)	25 (0,01)	58 (0,05)	102 (0,12)

В табл. 1.1.3 наряду со значениями R в разных широтных зонах по данным [442] для январского и июльского режимов приведены соответствующие значения радиационного баланса поверхности R_s по данным [94]. На основе этих данных сделаны оценки радиационного баланса атмосферы $R_a = R - R_s$.

Согласно табл. 1.1.3, величина R_s максимальна в июле в 20-х широтах СП (168 Вт/м²), а в январе — в 30-х широтах ЮП (203 Вт/м²). При этом для зимнего полушария характерны отрицательные значения R_s в высоких широтах, а для летнего — уменьшение положительных значений R_s в высоких широтах. Для выхолаживающейся атмосферы проявляются локальные максимумы выхолаживания в 20-х широтах СП и 20—30-х широтах ЮП.

Особенности пространственно-временного распределения диабатических источников и стоков исследовались, например, в [31, 455, 478]. Так, в [478] проведен анализ данных ПГЭП с декабря 1978 г. по ноябрь 1979 г. Согласно [478], в декабре — феврале суммарный диабатический нагрев характерен для тропической тропосферы от 5 до 30° с. ш. Это связано с большим нагревом из-за влажной конвекции в зоне внутритропической конвергенции и в области азиатского муссона по сравнению с радиационным выхолаживанием в областях океанических антициклонов. Вблизи экватора отмечен максимальный нагрев около 0,6 К/сут [478].

В изэнтропических координатах средние широты СП характеризуются сильным нагревом в нижних изэнтропических слоях и

Таблица I.1.3

Январские и июльские (в скобках) значения радиационного баланса в Вт/м² на верхней границе атмосферы R [442], на поверхности R_s [94] и для атмосферы R_a в зависимости от широты

Радиационный баланс	Широты, ... °									
	90—80	80—70	70—60	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—0
				Северное полушарие					
R	—165 (—61)	—1 (18)	—158 (52)	—142 (57)	—112 (70)	—81 (86)	—50 (84)	—3 (88)	52 (74)
R_s	—	—	—29 (128)	—18 (133)	—1 (146)	30 (161)	71 (168)	113 (162)	139 (144)
R_a	—	—	—129 (—76)	—124 (—76)	—111 (—76)	—111 (—75)	—121 (—84)	—116 (—74)	—87 (—70)
				Южное полушарие					
R	—35 (—104)	—8 (—)	46 (—160)	70 (—153)	102 (—124)	117 (—92)	122 (—62)	113 (—21)	95 (27)
R_s	—	—	—	153 (—20)	186 (6)	203 (35)	197 (68)	183 (102)	162 (131)
R_a	—	—	—	—83 (—133)	—84 (—130)	—86 (—127)	—75 (—130)	—70 (—123)	—67 (—104)

охлаждением в верхних [478]. При этом нагрев с максимумом, превышающим 2 К/сут в 30-х широтах СП, связывается с потоками явного и скрытого тепла. Наибольшая скорость выхолаживания атмосферы, превышающая 1 К/сут, отмечена около 65—75° с. ш. в изэнтропическом слое 280—300 К. Подобные особенности выявлены и в атмосфере ЮП.

При вертикальном осреднении максимальная скорость нагрева атмосферы $\partial T_a/\partial t \approx 0{,}8$ К/сут в тропических широтах (вблизи 10° с. ш.) в июне — августе [478]. С увеличением широты в СП летом скорость нагрева $\partial T_a/\partial t$ уменьшается с минимумом (меньше 10^{-1} К/сут) в 40-х широтах. Слабый локальный максимум отмечен в 50-х широтах, а в 60-х широтах происходит переход от нагрева к выхолаживанию. Максимальные (до 1 К/сут и более) скорости выхолаживания во все сезоны отмечаются в высоких широтах ЮП и СП.

Для ЮП, за исключением приэкваториальных широт, в июне — августе характерны отрицательные значения скорости нагрева с локальными максимумами выхолаживания (около — 0,4 К/сут) вблизи 20 и 50° ю. ш., а минимумами (порядка —0,1 К/сут) — в 30-х и 60-х широтах [478].

В декабре — феврале отмечены локальные максимумы скорости нагрева около 0,3 К/сут в тропиках, около 0,2 К/сут вблизи 40° с. ш. и слабый локальный максимум (менее 0,1 К/сут) около 70° ю. ш. Максимальные скорости выхолаживания выявлены в 20-х широтах СП (около —0,2 К/сут) и порядка —(0,1—0,2) К/сут в 50-х широтах ЮП.

Энергетические циклы. Значительное развитие получили исследования атмосферной энергетики с использованием циклов Лоренца и их модификаций [35, 51, 133, 223, 309, 337—341, 346, 357, 415, 453]. Данные ПГЭП позволили проведение детальных исследований атмосферных режимов (глобального масштаба) и глобальных климатических моделей общей циркуляции.

В [341], например, проведен анализ спектральной энергетики общей циркуляции атмосферы в период ПГЭП. Отмечено заметное различие между полушариями в спектральном распределении энергии и процессах энергетических преобразований. Различия, в частности, сильно выражены для ультрадлинных волн и крупных волн циклонического масштаба, но отличия проявляются и в коротковолновом диапазоне. Сезонные вариации энергетики и энергетических преобразований велики и различаются для разных полушарий. В [341] отмечен максимум спектра энергии волн с периодом около 30—60 сут.

Интенсивность атмосферного энергетического цикла можно оценить скоростью превращения доступной потенциальной энергии (P) в кинетическую (K), скоростью генерации доступной потенциальной энергии $G(P)$ или скоростью диссипации $D(K)$. Согласно [400], эффективность атмосферной тепловой машины $\eta \approx 0{,}8$ %. Ее можно оценить отношением скорости диссипации кинетической энергии за счет трения (2 Вт/м²) к поглощаемой в ЗКС солнечной

радиации (240 Вт/м²). Эффективность в виде $D(K)/P$ оценивается в 4 %.

В [133, 354] отмечена близость ЗКС к режиму с максимумом генерации доступной потенциальной энергии в атмосфере и максимальной эффективности атмосферной циркуляции. Возможно, что использование подобных экстремальных свойств и принципов явилось бы сильным упрощением реальности, но, как пишет Лоренц [133], поскольку основные уравнения (общей циркуляции) обладают почти неограниченным множеством долгопериодных статистических режимов, такие принципы могут сыграть важную роль при выделении режимов, которые в действительности наиболее существенны.

В [199] из уравнения баланса энтропии получено аналитическое выражение для верхней границы скорости генерации кинетической энергии в неравновесно распределенной термодинамической системе с обменом с внешней средой только энергией. При этом для коэффициента полезного действия (КПД) η ЗКС, как отношения максимально возможной скорости генерации кинетической энергии в системе к скорости притока солнечной энергии, получено

$$\eta_{\max} = \frac{(T_{\max} - T_{\min}) \int\limits_{\Omega_+} (F_\downarrow - F_\uparrow)\, d\Omega}{T_{\max} \int\limits_{\Omega} F_\downarrow\, d\Omega}.$$

Здесь $T_{\max}$ и $T_{\min}$ — максимальная и минимальная температуры в ЗКС, $F_\downarrow$ и $F_\uparrow$ — приток солнечной и поток уходящей тепловой радиации на единицу площади поверхности Ω на верхней границе атмосферы; Ω_+ — часть поверхности Ω с $F_\downarrow - F_\uparrow > 0$. Согласно [199], для Земли получено $\eta_{\max} = 1{,}3 \ldots 1{,}7$ %, для Марса — около 0,5 %. Для Венеры отношение $\eta_{\max}$ к КПД цикла Карно $\left(\frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max}}\right)$ близко к 0,6. При рассмотрении подсистемы СП в годовом ходе (открытой системы) получено $\eta_{\max}$ (январь)/$\eta_{\max}$ (июль) ≈ 6. Приведенные оценки хорошо согласуются с эмпирическими данными.

В [223] представлены результаты анализа временной и пространственной (изменчивости компонентов атмосферного энергетического цикла в зимнем режиме по данным ПГЭП и отмечена связь энергетических характеристик с характером циркуляции атмосферы. Отмечено также, что использование геострофического приближения существенно изменяет энергетический цикл.

Меридиональные потоки и притоки тепла в атмосфере проанализированы, например, в [118, 262, 316, 389]. Согласно [389], максимальный меридиональный поток тепла (МПТ) в СП порядка $5 \cdot 10^{15}$ Вт проявляется зимой в средних широтах, а летом уменьшается до $1{,}5 \cdot 10^{15}$ Вт. В среднегодовом режиме максимальный МПТ в средних широтах около $3 \cdot 10^{15}$ Вт. При этом для всех широтных зон СП, за исключением приполярных широт, не менее 90 % дисперсии МПТ в годовом ходе объясняется годовой и полугодовой гармониками. Амплитуда годовой гармоники согласно [389] максимальна около (более $2 \cdot 10^{15}$ Вт) около 30° с. ш. с локальным максимумом около 60° с. ш. Амплитуды полугодовой гармоники существенно меньше (около $3 \cdot 10^{14}$ Вт около 30—40° с. ш.).

Температура. Характеристикой термического режима ЗКС является поле температуры. Исследованию структуры температурного поля атмосферы посвящено много работ (см., например, [40, 68, 104, 203, 231, 391]). В частности, в [78] проведен анализ сравнительного вклада в общую изменчивость температуры в атмосфере регулярного годового хода и межгодовой изменчивости в разных широтных зонах и для СП в целом, а также отдельно над сушей и над океаном.

Межгодовая температурная изменчивость на порядок слабее, особенно в нижней тропосфере (особенно над сушей), изменений в годовом ходе. Она более значима в верхней тропосфере, особенно на уровне 200 гПа, где ее вклад в общую дисперсию достигает 20 % и более (см. также [171]). Для сравнения можно отметить, что этот вклад у поверхности составляет 10 % и менее, а вклад регулярного годового хода 80 %.

Отмечено, что вклад регулярных сезонных вариаций в общую дисперсию температурного поля над сушей выше, чем над океаном. При этом роль регулярного годового хода уменьшается в тропосфере с высотой. Доминирующий вклад в изменения температуры атмосферы в годовом ходе вносят годовая и полугодовая гармоники. Более того, для значительной части тропосферы СП годоваая гармоника определяет около 90 % дисперсии в годовом ходе.

Максимальные амплитуды годового хода температуры в тропосфере отмечаются в средних и высоких широтах у поверхности, минимальные — в приэкваториальных широтах, причем над сушей они в несколько раз больше, чем над океаном.

В табл. I.1.4 приведены среднемесячные и среднегодовые значения полушарных температур T_p и перепадов температур экватор — полюс T_{ep} по приповерхностным данным.

В [16, 38, 46, 63, 81—83, 87, 246, 289, 306, 348] отмечены результаты исследований характеристик изменчивости поля температуры, связанных, в частности, с изменчивостью радиационного баланса, меридиональных потоков тепла, характеристик гидрологического режима в ЗКС.

Для диагностики механизмов формирования зональной структуры климатических полей в атмосфере представляют интерес результаты численных экспериментов с использованием статистико-динамической модели с годовым ходом инсоляции, отмеченные в [342]. Проведен анализ атмосферных режимов для Земли без океанов и для Земли, полностью покрытой океанами с различными термо- и гидродинамическими условиями на поверхности. Гидрологический цикл в атмосфере учитывался только в модели атмосфера — океан.

В глобальной модели атмосфера — суша абсолютный температурной максимум в средней тропосфере на уровне 500 гПа был отмечен на 40° ю. ш. в январе, в июле максимум был получен на 40° с. ш. Для модели атмосфера — океан соответствующий температурный максимум характерен для летнего полушария вблизи экватора. Из сравнения меридиональных температурных градиентов в двух вариантах модели (при среднегодовых значениях параметра статической устойчивости и альбедо) следует, что влияние океана уменьшает степень бароклинности атмосферы зимой и увеличивает ее летом. Характерное время задержки годового хода температурного режима в средней тропосфере относительно годового хода инсоляции получено около 1 мес в модели атмосфера — суша и около 1,5 мес в модели атмосфера — океан.

Таблица I.1.4.

Годовой ход T_p и T_{ep} в °С

τ	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Северное полушарие													
T_p	7,9	8,7	10,8	14,1	17,5	20,1	21,6	21,3	19,5	16,2	12,2	9,4	14,9
T_{ep}	62,5	59,1	58,4	52,4	39,4	28,7	25,0	26,0	36,5	46,3	54,3	57,0	45,5
Южное полушарие													
T_p	16,8	16,6	15,6	14,4	12,8	11,6	10,8	10,7	11,4	12,8	14,7	16,1	13,7
T_{ep}	54,5	65,2	79,9	85,0	84,3	84,6	83,9	84,3	83,3	76,9	65,6	54,9	75,2

Энергетической характеристикой атмосферы (потенциальная энергия) является **геопотенциал.** Существенно, что эволюция поля геопотенциала связана с эволюцией поля давления и перераспределением массы атмосферы. Со структурой поля геопотенциала связана общая циркуляция атмосферы. Эволюция поля давления характеризует эволюцию удельного теплосодержания атмосферы (при условии справедливости для атмосферы уравнения состояния идеального газа при соответствующем пространственно-временном осреднении). При этом поверхностное давление — мера общей массы столба атмосферы.

Данные о зональной структуре соответствующих полей приведены, например, в [88, 89, 387, 391]. В [78] отмечены особенности (в сравнении с полем температуры) вклада в общую изменчивость поля геопотенциала регулярного годового хода и межгодовой изменчивости в разных широтных зонах и для СП в целом.

С полями давления и геопотенциала связаны поле скорости ветра, **общая циркуляция атмосферы.** В целом для климатического поля скорости характерна геострофическая связь с распределением атмосферного давления [387]. При этом в экваториальных широтах и зонах низкого давления у поверхности вблизи 60° широты отмечаются особенности поля скорости конвергентного типа наряду с особенностями дивергентного типа в субтропических зонах высокого давления и полярных широтах.

Вследствие неоднородного нагрева ЗКС при широтно-высотном рассмотрении функции тока для массы атмосферы по реальным данным в среднегодовом режиме в каждом полушарии выделяются меридиональные ячейки Хэдли, Ферреля и полярная [387, 391, 400]. Структура общей циркуляции меняется в годовом ходе и при межгодовой эволюции глобального климата.

Как отмечено в [387] (на основе результатов гармонического анализа), не менее 95 % изменчивости в годовом ходе среднемесячной зональной скорости ветра связано с годовой и полугодовой гармониками.

В годовом ходе ячейка Хэдли в низких широтах наиболее сильная зимой. Летом эта ячейка в СП значительно слабее, чем зимой. Ячейка Ферреля в средних широтах и полярная ячейка в высоких широтах проявляются слабее, чем низкоширотная ячейка Хэдли. Нижней части ячейки Хэдли соответствуют пассаты: северо-восточные ветры в СП и юго-восточные в ЮП. В зоне схождения пассатов СП и ЮП у экватора проявляется ВЗК.

Наличие ячеек в зонально осредненной меридионально-высотной циркуляции — важная структурная особенность ЗКС. В атмосфере с восходящими (нисходящими) ветрами этой циркуляции связаны, например, режимы повышенной (пониженной) зонально осредненной облачности и для среднегодовых распределений и в годовом ходе.

В [462] структура меридиональной циркуляции исследовалась в изобарических и изэнтропических координатах с использованием данных ПГЭП. При анализе структуры полей массообмена, энергобаланса и углового момента изобарической диагностикой выявляются низкоширотная ячейка циркуляции Хэдли и среднеширотная ячейка Ферреля, возбуждаемые частично вихревым переносом тепла и углового момента. Перенос к полюсу углового момента и энергии связан главным образом со средней меридиональной циркуляцией в низких широтах, а также с нестационарной и стационарной вихревой циркуляцией в средних широтах.

При изэнтропической диагностике в [462] отмечена средняя меридиональная циркуляция, соединяющая тепловые источники и стоки планетарного масштаба. Сочетание агеострофического компонента массопереноса в тропических широтах и геострофического компонента во внетропических широтах характеризует изэнтропическую циркуляцию массы типа Хэдли полушарного масштаба. С изэнтропической циркуляцией этого типа связан фактически весь энергоперенос. Для январского режима 1979 г. сильная ячейка Хэдли СП согласно [462] распространяется от 30° с. ш. до 15° ю. ш. Более слабая ячейка Хэдли в ЮП (между 15 и 30° ю. ш.). Проявляются также ячейки Ферреля в обоих полушариях и слабая

прямая высокоширотная ячейка в СП. Зимняя ячейка Хэдли ЮП в июле распространяется примерно от 30° ю. ш. до 20° с. ш.

Изэнтропическая средняя меридиональная циркуляция в январе согласно [462] характеризуется большой ячейкой типа Хэдли (на всем северном полушарии до 15° ю. ш.). Вертикальные ветви ячейки определяются тепловыми источниками и стоками планетарного масштаба и проявляют средний диабатический массоперенос вверх в тропических широтах и вниз в полярных широтах.

В июле циркуляция типа Хэдли сильна в южном полушарии с распространением от высоких широт примерно до 20° с. ш. и слаба в северном полушарии. При этом проявляется подобие особенностей изэнтропической агеострофической циркуляции и изобарической низкоширотной (Хэдли), а также среднеширотной (Ферреля) циркуляции.

Характерными структурными элементами общей циркуляции атмосферы и океана наряду с ячейками общей цирукляции являются струйные течения и вихревые структуры. Из-за неравномерного нагрева ЗКС с учетом влияния силы Кориолиса формируются зональные течения. При этом поле зональной скорости в значительной степени определяется структурой термодинамического режима и характеризуется термическим ветром (геострофическое приближение) [387].

Структура общей циркуляции струйных течений планетных атмосфер согласно, например, [489] существенно зависит от скорости вращения планеты. При этом выделяются несколько характерных модельных циркуляционных режимов. В частности, проявляется циркуляция, подобная циркуляции Хэдли, с полярным струйным течением и полушарной прямой меридиональной ячейкой. Квазихэдлеевская циркуляция состоит из тропического западного струйного течения и узкой прямой ячейки.

При изменении скорости вращения планеты (Ω) от 0 до 8-кратного увеличения число ячеек и струйных течений в модели общей циркуляции атмосферы [489] (от поверхности до уровня 25 гПа) менялось. При малых угловых скоростях вращения сначала проявляется одно струйное течение (при $\Omega = {}^1/_{16}$ с ядром на уровне около 200 гПа в полярных широтах со смещением ядра струйного течения с ростом Ω в сторону более низких широт). При больших Ω проявляются несколько струйных течений. Для Ω в промежуточном диапазоне изменений отмечены взаимоналожения струйных течений.

В [489] отмечено также существенное различие структурных особенностей сухой и влажной (с влажностью 100 %) атмосферы. В частности, субтропическое струйное течение в сухой атмосфере при $\Omega = 1$ не проявляется.

На рис. I.1.1 из [451] отмечен относительный вклад в суммарную кинетическую энергию атмосферы различных ее компонентов (связанных с зональной составляющей, с нестационарными и стационарными вихрями) по данным ПГЭП для январского и июньского режимов.

При глобальном анализе статистических режимов антициклонических и циклонических образований (вихрей) структурно проявляются области наибольшей и наименьшей вихревой их концентрации с характерными путями их перемещений

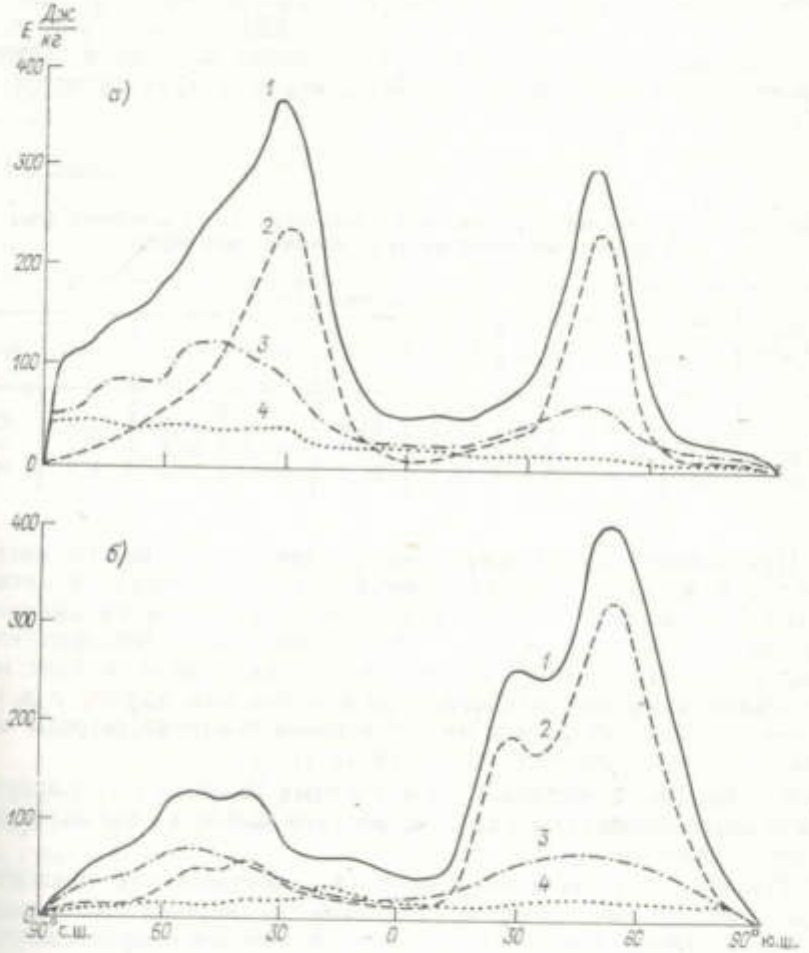


Рис. I.1.1. Кинетическая энергия атмосферы в зависимости от широты по данным ПГЭП для января (*а*) и июня (*б*).

1 — суммарная составляющая, *2* — зональная составляющая, *3* — для нестационарных вихрей, *4* — для стационарных вихрей.

[119, 189, 205, 224, 230, 259, 486, 493]. В [148, 187] приведены в зависимости от широты значения повторяемости антициклонов в СП и ЮП (в том числе зонально осредненной процентной повторяемости антициклонов на 10^5 км^2 для СП и процентной повторяемости по 5-градусным широтным зонам для ЮП). При этом наибольшая плотность антициклонов отмечается около 45° с. ш. и

около 35° ю. ш. летом, а зимой в обоих полушариях около 32° (с проявлением вторичного максимума на 45° с. ш. над Северной Америкой и Азией).

В [148] приведена также в зависимости от широты повторяемость циклонов в СП и ЮП. Максимальная летняя повторяемость для СП отмечена около 60° с. ш., а в ЮП — около 62,5° ю. ш. с проявлением вторичного максимума около 22,5° ю. ш. Зимний максимум в СП смещается к 50° с. ш., а в ЮП остается на 62,5° ю. ш.

Таблица I.1.5.

Вклад (%) различных широтных зон в циклогенез ($n_{цг}$), циклолиз ($n_{цл}$) и количество циклонов ($P_ц$) южного полушария

Характеристика	Широты,... ° ю.								
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90
$n_{цг}$	0,3	0,9	5,5	22,0	30,9	23,4	13,5	3,4	0,0
$p_ц$	0,0	0,0	0,8	7,0	21,7	31,1	30,0	8,7	0,0
$n_{цл}$	0,0	0,9	5,2	14,9	23,7	22,9	23,1	8,9	0,3

При сопоставлении широтных распределений циклогенеза и циклонов, а также антициклогенеза и антициклонов для летнего и зимнего сезонов отмечена более сильная тенденция смещения циклонов к полюсам и более слабая тенденция смещения антициклонов к экватору от областей их формирования, причем максимальная повторяемость циклонов в обоих полушариях и в различные сезоны отмечается на 15° широты полярнее широты максимальной повторяемости циклогенеза [187].

В табл. I.1.5 отмечены доля различных 10-градусных широтных зон южного полушария в циклогенезе, циклолизе и количество циклонов по данным [260].

Структура распределения областей повторяемости циклонических и антициклонических образований оказывается тесно связанной со структурой распределения (за характерное время порядка сезона) горизонтальной скорости. Так, при зональном осреднении области максимальной повторяемости циклонов и антициклонов практически совпадают с областями максимальной скорости зонального ветра в сезонном ходе. Географическое распределение областей максимальной повторяемости циклонов и антициклонов в общем повторяет распределение осей струйных течений. Отмеченные особенности указывают на доминирующий механизм формирования и переноса (циклонов и антициклонов), связанный для средних и высоких широт с бароклинной неустойчивостью.

Влагосодержание атмосферы. Влагосодержание [151, 399] зависит от *испарения* E на поверхности. С величиной E существенно связана энергетика атмосферы через скрытое тепло испарения LE. Уравнение водяного баланса на поверхности имеет вид

$$\partial m_s/\partial t = P_r - E + m_L,$$

где m_s — влагозапас в почве или водоеме, P_r — скорость выпадения осадков, m_L — дивергенция (сток) влаги. При относительной малости $\partial m_s/\partial t$ для ЗКС в целом в среднегодовом режиме $P_r \approx E$. Согласно [31], например, при глобальном осреднении в среднегодовом режиме $P_r = E = 113$ см/год (как отмечено в [31], эта

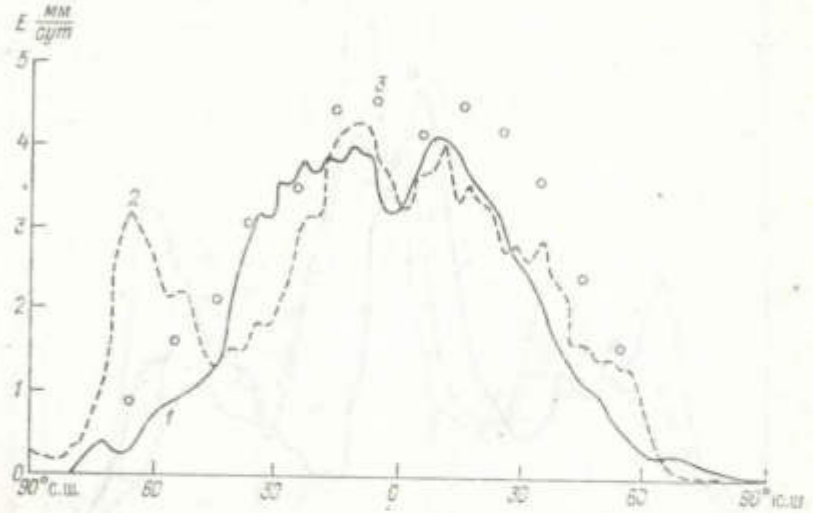


Рис. I.1.2. Широтное распределение испарения E по данным ПГЭП [451] для января (*1*) и июня (*2*) 1979 г., а также по данным [31] (*3*).

величина выше полученных в других исследованиях). При этом испарение над океаном (140 см/год) втрое превышает испарение над сушей (45 см).

На рис. I.1.2 приведено широтное распределение E по среднегодовым данным [31]. При зональном осреднении максимальные значения E проявляются по обеим сторонам от экватора с понижением E к полюсам и некоторым понижением в экваториальных широтах.

На рис. I.1.2 приведены также широтные распределения испарения по данным ПГЭП [451] для января и июня 1979 г. Летние и зимние значения E в ЮП и в тропиках СП получены достаточно близкими. Наибольшие различия проявляются в субполярных и субтропических широтах СП. Следует отметить, что в средних и высоких широтах этого полушария значения E больше летом, а в субтропических широтах — зимой. Во внетропических широтах ЮП (за исключением полярных широт) E несколько больше зимой (в июне). При этом глобально осредненная скорость испарения в июне (2,57 мм/сут) на 3 % больше, чем в январе (2,49 мм/сут).

Эти значения E (соответственно 94 и 91 см/год) несколько меньше среднегодовой глобально осредненной величины по данным [31].

На рис. 1.1.3 приведены широтные распределения *осадков* по разным данным в среднегодовом режиме. При этом глобально осредненные значения количества осадков по данным ПГЭП получены равными 2,51 мм/сут для января и 2,30 мм/сут для июня.

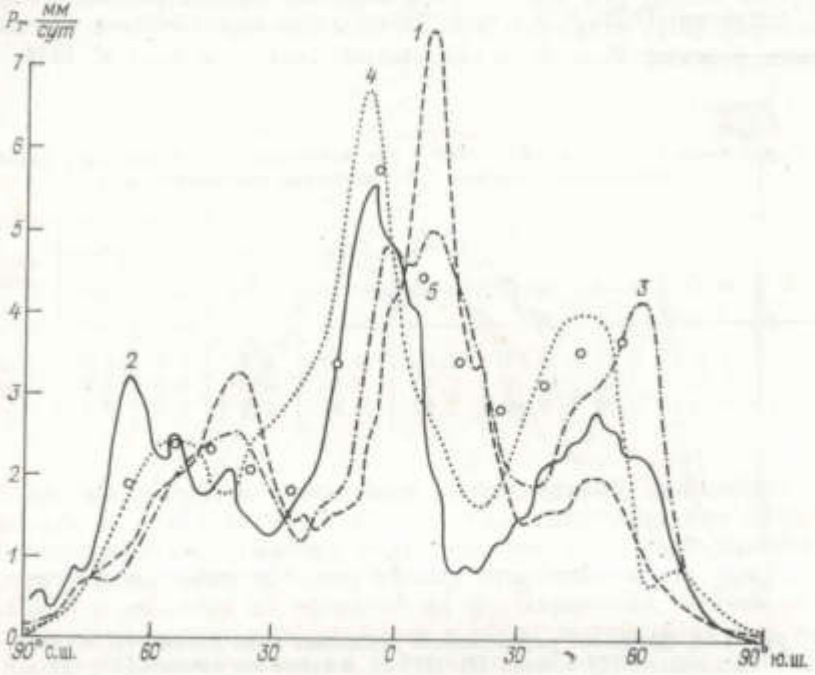


Рис. I.1.3. Широтное распределение осадков P_r по данным ПГЭП [451] для января (*1*) и июня (*2*) 1979 г., по данным [322] для января (*3*) и июля (*4*), а также по данным [31] (*5*).

Как видно из рис. I.1.3, выявляются три характерных максимума P_r с абсолютным максимумом в приэкваториальных широтах. Минимальное количество осадков у полюсов с локальными минимумами в субтропических широтах.

Диапазон вариаций P_r в годовом ходе и знак этих вариаций в разных широтных зонах можно оценить из табл. I.1.6.

Значения влагосодержания столба атмосферы, рассчитанные по данным [391] для различных сезонов и среднегодового режима в разных широтных зонах, а также для СП, ЮП и атмосферы в целом, приведены в табл. I.1.7. При средней высоте столба осажденной воды 2—5 см зональные значения этой величины меняются от 0,1—0,2 см в полярных широтах зимой до 5 см в экваториальных широтах.

Облачность. Характеристикой радиационного, гидрологического и циркуляционного режимов атмосферы является облачность. Ре-

Таблица I.1.6.

Разности количества осадков между июльскими $P_r(7)$ и январским $P_r(1)$ режимами в зависимости от широты [322]

Широта, ... °	90—85	85—80	80—75	75—70	70—65	65—60	60—55	55—50	50—45	45—40	40—35	35—30	30—25	25—20	20—15	15—10	10—5	5—0
Северное полушарие																		
$P_r(7) - P_r(1)$	—3	—1	—3	0	24	24	22	8	2	—18	—22	17	35	63	62	107	96	13
Южное полушарие																		
$P_r(1) - P_r(7)$	0	—5	—8	—7	26	105	65	—19	—29	—38	—52	—30	3	43	63	75	71	41

Таблица I.1.7.

Полушарные и глобальные значения влагосодержания столба атмосферы в сантиметрах для срединных месяцев сезонов в зависимости от широты

Месяц	Широта, ... °												СП	ЮП	СП + ЮП
	80 с.	70	60	50	40	30	20	10 с.	0	10 ю.	20	30	40	50	60	70	80 ю.			
I	0,2	0,3	0,5	0,7	1,1	1,7	2,5	3,6	4,3	4,4	3,9	3,0	2,1	1,5	1,0	0,6	0,3	2,0	2,8	2,4
IV	0,3	0,5	0,7	1,0	1,4	1,9	2,9	4,0	4,7	4,5	3,5	2,6	1,9	1,4	0,9	0,4	0,2	2,3	2,7	2,5
VII	1,2	1,5	1,9	2,2	2,6	3,2	4,0	4,6	4,3	3,5	2,5	1,8	1,5	1,1	0,7	0,3	0,1	3,2	2,1	2,6
X	0,4	0,7	1,0	1,3	1,7	2,5	3,6	4,4	4,3	3,8	2,9	2,1	1,6	1,1	0,7	0,4	0,2	2,6	2,2	2,4
Год	0,5	0,7	1,0	1,3	1,7	2,3	3,3	4,1	4,4	4,0	3,2	2,3	1,7	1,3	0,8	0,4	0,2	2,5	2,4	2,5

Таблица I.1.8

Количество облаков верхнего ($n_в$), среднего ($n_с$) и нижнего ($n_н$) ярусов, а также полное количество облаков (n_Σ) для разных широтных зон в январе и июле (в скобках) по данным [313]

Характеристика	Широты, °								
	90—85	85—80	80—75	75—70	70—65	65—60	60—55	55—50	50—45
	Северное полушарие								
$n_в$	0 (0)	0,01 (0,01)	0,03 (0,02)	0,07 (0,03)	0,12 (0,08)	0,16 (0,14)	0,17 (0,16)	0,16 (0,17)	0,15 (0,15)
$n_с$	0,77 (0,22)	0,53 (0,19)	0,37 (0,23)	0,34 (0,27)	0,34 (0,38)	0,36 (0,42)	0,39 (0,43)	0,39 (0,41)	0,39 (0,34)
$n_н$	0,19 (0,14)	0,20 (0,20)	0,24 (0,30)	0,25 (0,37)	0,23 (0,49)	0,25 (0,48)	0,31 (0,46)	0,35 (0,45)	0,37 (0,46)
n_Σ	0,85 (0,30)	0,62 (0,31)	0,51 (0,41)	0,50 (0,49)	0,47 (0,64)	0,52 (0,66)	0,58 (0,66)	0,59 (0,64)	0,60 (0,56)
	Южное полушарие								
$n_в$	0 (0)	0 (0)	0 (0)	0 (0)	0 (0,01)	0 (0,03)	0,02 (0,03)	0,04 (0,05)	0,06 (0,05)
$n_с$	0,01 (0,64)	0,04 (0,55)	0,08 (0,63)	0,13 (0,63)	0,26 (0,55)	0,34 (0,45)	0,38 (0,35)	0,37 (0,32)	0,33 (0,34)
$n_н$	0,24 (0,90)	0,20 (0,77)	0,27 (0,79)	0,31 (0,73)	0,28 (0,61)	0,42 (0,54)	0,42 (0,59)	0,38 (0,60)	0,35 (0,57)
n_Σ	0,26 (0,91)	0,23 (0,82)	0,32 (0,85)	0,40 (0,82)	0,45 (0,74)	0,64 (0,67)	0,68 (0,70)	0,65 (0,70)	0,60 (0,68)

Широты, °								
45—40	40—35	35—30	30—25	25—20	20—15	15—10	10—5	5—0
Северное полушарие								
0,16 (0,13)	0,17 (0,12)	0,14 (0,10)	0,09 (0,10)	0,06 (0,09)	0,05 (0,12)	0,04 (0,19)	0,06 (0,21)	0,08 (0,11)
0,36 (0,31)	0,33 (0,27)	0,27 (0,23)	0,21 (0,23)	0,17 (0,24)	0,14 (0,29)	0,13 (0,38)	0,21 (0,44)	0,26 (0,29)
0,38 (0,36)	0,41 (0,32)	0,35 (0,30)	0,32 (0,33)	0,28 (0,38)	0,25 (0,45)	0,26 (0,59)	0,38 (0,71)	0,45 (0,55)
0,60 (0,51)	0,61 (0,42)	0,54 (0,42)	0,47 (0,44)	0,41 (0,49)	0,37 (0,58)	0,38 (0,73)	0,52 (0,82)	0,60 (0,64)
Южное полушарие								
0,07 (0,07)	0,07 (0,07)	0,08 (0,07)	0,11 (0,05)	0,14 (0,03)	0,16 (0,02)	0,17 (0,02)	0,17 (0,06)	0,13 (0,07)
0,24 (0,34)	0,19 (0,30)	0,17 (0,26)	0,19 (0,22)	0,26 (0,16)	0,33 (0,15)	0,35 (0,13)	0,34 (0,16)	0,30 (0,19)
0,37 (0,51)	0,40 (0,46)	0,38 (0,40)	0,39 (0,35)	0,42 (0,32)	0,49 (0,36)	0,53 (0,42)	0,52 (0,46)	0,47 (0,46)
0,57 (0,64)	0,56 (0,59)	0,52 (0,53)	0,53 (0,46)	0,57 (0,40)	0,65 (0,42)	0,69 (0,47)	0,68 (0,52)	0,62 (0,53)

зультаты исследований глобального поля облачности, в том числе по спутниковым данным, отмечены, например, в [12, 13, 21, 67, 129, 139, 141—144, 146, 147, 249, 313]. Существуют заметные различия разных данных об облачности.

Пример определения трехслойной структуры зональной облачности по спутниковым данным для 1979 г. дан в [313]. В табл. I.1.8 приведены значения количества облаков в долях верхнего, среднего и нижнего ярусов, а также общего количества облаков в разных широтных зонах СП и ЮП для января и июля.

Чувствительность ЗКС к различного рода воздействиям, в том числе антропогенным, существенно зависит от характеристик перистой облачности верхнего яруса и их вариаций. В [249] представлены данные об облаках верхнего уровня в тропосфере на основе спутниковых измерений. Для всех сезонов (кроме летнего сезона для ЮП) область максимальной облачности находится согласно [249] к северу от экватора, а минимумы — около 25° с. ш. и 20° ю. ш. Вблизи широты 35° в обоих полушариях отмечены вторичные максимумы. В декабре — феврале максимумы и минимумы смещены на 10° к югу.

В [249] приведены также зональные данные сезонных распределений высоты облаков верхнего уровня с отражательной способностью больше 0,01 и с тремя градациями по высоте — ниже 10 км, от 10 до 10 км и выше 14 км. В частности, отмечено, что в тропических широтах примерно 75 % высоких облаков находится на высотах между 10 и 14 км, 20—25 % — ниже 10 км, а 3—5 % — выше 14 км.

Радиационно-активные компоненты атмосферы. Наряду с водяным паром и озоном *углекислый газ* в атмосфере существенно формирует ее радиационный режим и участвует в реализации парникового эффекта. Распределение углекислого газа в атмосфере относительно однородно с отношением смеси 300—400 млн$^{-1}$. Согласно [34], среднеглобальная объемная доля CO_2 в тропосфере к концу 1983 г. составляла 343 млн$^{-1}$ от общего газового количества. Пространственно-временные особенности распределения CO_2 в атмосфере зависят от распределения биосферных источников и стоков CO_2 и тенденций их измерения в годовом ходе и год от года наряду с тенденциями изменений антропогенных выбросов CO_2.

На рис. I.1.4а приведено широтное распределение сезонных амплитуд парциального давления Δq_{CO_2} атмосферного CO_2 и первичной нетто-продуктивности $P_Б$ биосферы [34]. Максимальные значения амплитуд Δq_{CO_2} отмечаются около 60° с. ш. и уменьшаются к полюсу и к экватору. В ЮП значения Δq_{CO_2} около 1 млн$^{-1}$ и меньше.

На рис. I.1.4б приведен пример широтно-высотного распределения объемного содержания CO_2 в атмосфере в ноябре согласно модели [397, 398] (см. также п. IV.1).

К числу основных радиационно-активных компонентов земной атмосферы принадлежит *озон*. При анализе годового хода содер-

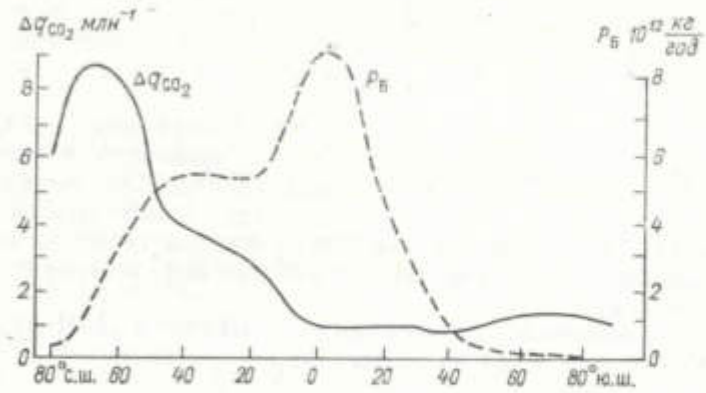


Рис. I.1.4а. Широтное распределение сезонных амплитуд парциального давления Δq_{CO_2} атмосферного CO_2 и первичной нетто-продуктивности биосферы $P_Б$.

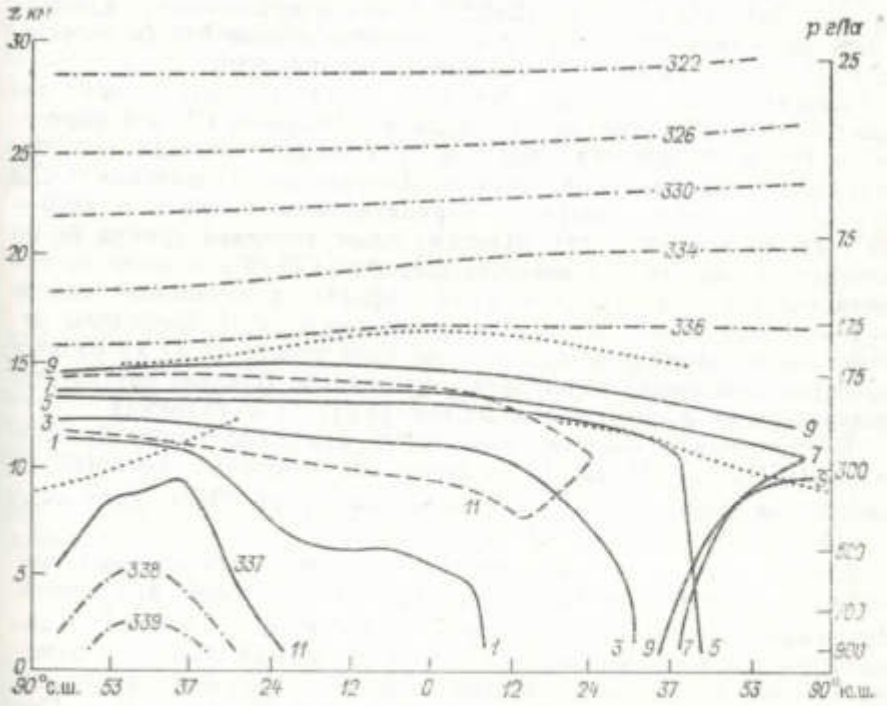


Рис. I.1.4б. Широтно-высотное распределение содержания CO_2 млн$^{-1}$ в атмосфере в ноябре для модели [397, 398] (штрихпунктир).
Пунктиром отмечена тропопауза по данным [145].

жания озона в атмосфере по спутниковым измерениям отмечено, что его вариации во времени более сильно зависят от широты, чем от долготы. Использование зональных средних существенно упрощает анализ структуры поля содержания озона в атмосфере и тенденций ее изменения.

Исследование вариаций общего содержания озона (ОСО) X в атмосфере в годовом ходе и год от года проведено, в частности, в [254, 255, 406, 407] по спутниковым данным. Оно выявило наряду с существенной зависимостью среднегодового режима ОСО и амплитуды его сезонных изменений от широты также тренд ОСО и квазидвухлетние его вариации (наиболее выраженные в тропических широтах).

Анализ изменений X по месяцам основывался в [254] на линейной регрессии для $X(\varphi)$ на разных широтах φ виде

$$X = a_0 + a_1(t) + a_2(t) + a_3\frac{t}{12} + a_4.$$

Здесь $a_1 = b_1\sin(2\pi t/12) + b_2\cos(2\pi t/12) + c_1\sin(4\pi t/12) + c_2\cos(4\pi t/12)$ характеризует годовую и полугодовую гармоники, $a_2 = d_1\sin(2\pi t/25) + d_2\cos(2\pi t/25)$ — квазидвухлетнюю цикличность, a_3 — линейный тренд, a_4 — шумовую компоненту (и погрешность); параметры a_i, b_i, c_i и d_i зависят от широты.

Максимальные значения фонового среднегодового распределения ОСО ($a_0(\varphi)$) отмечаются в полярных широтах СП и в окрестности 60° ю. ш., минимальные — в тропических широтах. Относительный минимум проявляется в Антарктике. Изменения ОСО год от года характеризуются отрицательным трендом в 1970—1977 гг. на всех широтах. Максимальные значения тренда a_3 по зональным данным — в высоких широтах СП. Увеличение a_3 отмечается также в антарктических широтах, а локальный максимум — в зоне 40—60° ю. ш. Для сравнения в [254] приведены результаты зонального осреднения значений тренда ОСО на разных долготах (468 ячеек) по спутниковым данным. Близкие результаты получены и по данным наземных измерений на 36 станциях.

В тропических широтах выявляется квазидвухлетняя цикличность ОСО (a_2). В [254] представлены широтные зависимости амплитуды $d = (d_1^2 + d_2^2)^{1/2}$ и доли дисперсии ОСО, связанные с квазидвухлетней цикличностью.

Наибольшая доля изменчивости ОСО во внетропических широтах, за исключением Антарктики, связана с годовой гармоникой. Максимальные амплитуды годовой гармоники $b = (b_1^2 + b_2^2)^{1/2}$ характерны для высоких широт СП. Относительный максимум отмечен в зоне 40—60° ю. ш. Малые амплитуды годовой гармоники свойственны для приэкваториальных и антарктических широт. Полугодовая гармоника с амплитудой $c = (c_1^2 + c_2^2)^{1/2}$ наиболее значима в антарктических широтах.

Результаты современных исследований указывают, что причиной изменений климата может быть изменение состава атмосферы, в частности ее *малых газовых примесей*. Входящие в состав атмосферы (кроме водяного пара, углекислого газа и тропосферного озона) метан, закись азота, фреоны являются «парниковыми» газами, приводящими к увеличению температуры у поверхности Земли. Парниковый эффект этих атмосферных компонентов связан с их более сильным поглощением теплового излучения по сравнению с солнечным. Результаты анализа распределения содержания различных малых газовых примесей в атмосфере и его изменения во времени по спутниковым и наземным данным отмечены, например, в [7, 8, 27, 98, 201, 253, 330, 454, 458, 459, 477].

Радиационно-активным компонентом атмосферы является также *аэрозоль*, для которого характерен большой диапазон изменений микрофизических и оптических характеристик. Потенциальные возможности влияния тропосферного и стратосферного аэрозоля на климат отмечены, например, в [33, 40, 45, 50, 115, 117, 132, 136, 195, 213, 226, 265, 274, 367, 371, 372, 409].

Энтропия. Как отмечено в [153, 156], в атмосферной динамике важную роль играют адиабатические лагранжевы инварианты, в частности энтропия S. Для анализа общей циркуляции атмосферы широко используется другой инвариант — потенциальный вихрь (скалярное произведение абсолютного вихря скорости и градиента энтропии, нормированное на плотность) [52, 128, 278, 318, 334].

Энтропия и ее производные являются важными характеристиками структурности системы, ее упорядоченности или хаотичности [56, 185, 281].

Значения энтропии

$$S = \frac{c_p}{g}\int_{\Theta_0}^{\Theta}\frac{p}{\Theta}\,d\Theta + p(\Theta_0)\ln\Theta_0$$

для глобальной атмосферы рассчитаны, например в [281] (здесь Θ — потенциальная температура). Энтропия для СП и для ЮП выше летом, чем зимой, хотя ее изменения в годовом ходе достаточно малы (порядка 0,5 %). Энтропия глобальной атмосферы согласно [281] несколько ниже в декабре — феврале.

Особенности годового хода энтропии сухой и влажной атмосферы отмечаются в п. IV.1. Для расчета использовались выражения

$$S = (1-q)S_d + qS_v,$$
$$S_d = c_p\ln T - R_d\ln p_d + \text{const},$$
$$S_v = c_{pv}\ln T - R_v\ln p_v + \text{const},$$

где q — массовая доля водяного пара, S_d и S_v — энтропии сухого воздуха и водяного пара, P_d и P_v — их парциальные давления, а c_p, c_{pv}, R_d и R_v — соответствующие удельные теплоемкости и газовые постоянные.

В [107], например, рассчитаны значения скорости обмена энтропией с океаном в разных широтных зонах. Отмечено, что ис-

пользование понятия скорости обмена энтропией океана и атмосферы позволяет делать простые оценки ряда океанологических характеристик по условиям на поверхности.

При сравнительном анализе планет солнечной системы, обладающих газовой (атмосфера) или жидкой (океан) оболочкой, проявляется особенность земной системы с максимумом производства энтропии $\dot{S}_i = d_iS/dt$ [245] (по оценкам для стационарных режимов). Отметим, что для планет земной группы (Венера, Земля, Марс) оцененные значения d_iS/dt около 1 Вт/(м²·К) и заметно — на порядок и более — превышают значения d_iS/dt для других планет.

Для ЗКС согласно модели Полтриджа [394, 396] современный режим соответствует минимуму скорости обмена энтропией с внешней средой $\dot{S}_e = d_eS/dt$ или для стационарных режимов — максимуму d_iS/dt. В [61, 159] показано, что соответствующие экстремумы проявляются в энергобалансовых моделях климата [29, 380, 381]. При этом максимуму d_iS/dt соответствует режим с большей, чем современная, разностью температур между экватором и полюсом. Различия могут быть связаны как с необходимостью уточнения экстремизируемых функционалов, так и с необходимостью уточнения термодинамических моделей ЗКС [61, 133, 159, 162, 281, 354, 376, 378, 379, 382, 394, 396, 492].

Для термодинамических моделей ЗКС, основанных на уравнении баланса энергии, функционалы, экстремуму которых соответствует современный климатический режим, построены в [61, 159, 382]. В [159], в частности, была предпринята попытка получить функционалы, связанные со скоростью изменения энтропии системы, производством энтропии и скоростью обмена энтропии с внешней средой. При этом уравнение баланса энергии ЗКС рассматривалось как уравнение Эйлера — Лагранжа вариационной задачи в энтропийном, Фурье и энергетическом представлениях. В общем (нелинейном) случае вид функционала не связан с производством энтропии или потоком энтропии через границу системы. Однако это возможно в приближении локального потенциала [56]. Соответствующее рассмотрение сделано в [159] для энергобалансовой модели климата диффузионного типа в энтропийном представлении для переменной $1/T$. Более близкое соответствие реальному климату получено при максимизации d_iS/dt для энергобалансовой модели с учетом годового хода [492]. В [379] учитывалось также влагосодержание атмосферы.

В [376] при использовании применительно к климатической модели зависимости коэффициентов теплопроводности от температуры и ее градиента (с параметризацией эффектов бароклинной неустойчивости) функционал, максимуму которого соответствует современный режим в большей части тропосферы, близко связан с производством энтропии. (При фиксированных коэффициентах теплопроводности современный режим ЗКС соответствует минимуму d_iS/dt.) Согласно [376], область с максимумом функционала летом меньше. Это соответствует меньшему летнему переносу тепла бароклинными вихрями.

Следует отметить, что формулировка вариационных принципов существенно зависит от вида граничных условий и процессов, допустимых в системе, в частности от их адаптационных возможностей. При этом для ЗКС отмечены возможности выполнения принципа типа принципа Ле-Шателье (согласно этому принципу, устойчивая система демпфирует внешние воздействия). В частности, при постоянных граничных условиях система стремится минимизировать диссипацию энергии и производство энтропии, тогда как при варьируемом обмене через границу системы минимизируется обмен энтропией с внешней средой и максимальны диссипация и производство энтропий. В то же время спектр изменчивости ЗКС согласно [250, 344, 374] достаточно сложный с проявлением различных изменений внешних условий и внутренних процессов, их взаимодействием, с совместной эволюцией различных компонентов ЗКС (атмосферных, океанических, криосферных, литосферных и биосферных характеристик).

Наряду с термодинамическим понятием энтропии используется понятие информационной энтропии. Пример использования информационной энтропии для ЗКС дан в [128].

I.2. ОКЕАН

Мировой океан занимает 70,8 % площади поверхности Земли. Его масса в 260 раз больше массы атмосферы, средняя глубина 3800 м. Плотность океана (ρ) много больше плотности атмосферы (на три порядка для нижней тропосферы и на четыре порядка для нижней стратосферы). Удельная теплоемкость (c) океана в 4 раза, а молекулярная теплопроводность в 20—30 раз больше, чем для атмосферы.

Результаты анализа глобальной, и в том числе зональной, структуры климатических полей в океане и их взаимосвязи с климатическими полями в атмосфере приведены, в частности, в [76, 215, 225, 350]. В качестве климатически значимых характеристик в [225], например, отмечены температура поверхности и соленость вблизи поверхности океана, а также T, S — характеристики океанической толщи, энтальпия деятельного слоя и уровень океана, изменчивость океанических течений и морские льды.

Плотность внутренней энергии ρcT (T — температура) в океане ($1{,}2 \cdot 10^9$ Дж/м³) в 7500 раз больше, чем в атмосфере ($1{,}6 \times \times 10^5$ Дж/м³). Плотность потенциальной энергии ($2 \cdot 10^7$ Дж/м³) в 500 раз больше, чем в атмосфере ($4 \cdot 10^4$ Дж/м³). В то же время плотности доступной потенциальной энергии в океане ($7 \cdot 10^2$ Дж/м³) и атмосфере ($5 \cdot 10^2$ Дж/м³) сопоставимы. Плотность кинетической энергии океанических течений (0,6 Дж/м³) оценивается в 200 раз больше, чем в атмосфере [155]. Согласно [214, 215], плотность кинетической энергии океана примерно 2,4 Дж/м³, что в 50 раз больше, чем в атмосфере.

Как и для атмосферы, основная доля запаса энергии содержится в океане в форме внутренней энергии, характеризуемой

температурой. Зональность приходящей к океану солнечной радиации и теплообмена атмосферы и океана проявляется в зональности среднегодовой температуры океана. Отклонения от зонального распределения океанической температуры отмечаются в области круговоротов (антициклонических) в Тихом и Атлантическом океанах с более высокой температурой в западных частях

Таблица I.2.1.

Вариации теплосодержания океана ΔHE_0 в 10^{20} Дж (до глубины 275 м) относительно среднегодового режима в различные сезоны для разных широтных зон

Месяцы	Широта, ... °								
	85	75	65	55	45	35	25	15	5
Северное полушарие									
II—IV	—4	—19	—23	—80	—169	—247	—177	—59	—45
V—VII	2	—6	—4	—1	—32	—47	—15	151	7
VIII—X	7	14	32	85	162	252	161	21	40
XI—I	—4	11	—5	—3	38	42	31	—114	—2
Южное полушарие									
II—IV	—	6	103	217	222	337	255	57	90
V—VII	—	—2	31	—8	—68	—64	—38	—74	—56
VIII—X	—	—4	—114	—214	—187	—226	—226	—67	—73
XI—I	—	—1	—20	5	33	—47	9	85	38

океанов. В средних и субтропических широтах ЮП практическое отсутствие меридиональных границ для океанов создает возможность для осуществления зонального Антарктического циркумполярного течения.

В [350, 351] представлены результаты расчетов **теплосодержания Мирового океана** HE_0 и отдельных океанов до глубины ($z_н$) 40, 275 и 550 м в разные месяцы для разных широтных зон СП и ЮП. В табл. I.2.1 и I.2.2 приведены значения вариаций HE_0 относительно среднегодового режима

$$\Delta HE_0 = \int\int\int \rho_0 c_p (T - \overline{T}) R_З^3 \cos\varphi \, dz \, d\varphi \, d\lambda. \qquad (I.2.1)$$

соответственно для разных широтных зон в различные сезоны при $z_н = 275$ м, а также для СП, ЮП и Мирового океана в целом для разных месяцев и $z_н$. В (I.2.1) $\overline{T}$ — среднегодовое значение океанической температуры T, $R_З$ — радиус Земли, z — глубина, φ — широта, λ — долгота. При малости вариаций плотности и удельной теплоемкости c_p морской воды их значения полагались равными 1,02 г/см³ и 4,187 Дж/(г·К) соответственно. (Значения в табл. I.2.1 с дискретностью 10° по широте получены осреднением данных из [350, 351] для соседних 5-градусных зон.) Следует отметить, что согласно табл. I.2.1 максимальные изменения ΔHE_0 происходят в субтропических широтах при переходе от зимнего к весеннему режиму и от летнего к осеннему. В ЮП в эти сезоны отмечены также локальные максимумы в 50-х широтах.

Согласно табл. I.2.2, теплосодержание океана СП минимально в феврале и максимально в сентябре, тогда как теплосодержание

Таблица I.2.2.

Годовой ход вариаций теплосодержания различных слоев океана ΔHE_0 в 10^{20} Дж для северного и южного полушарий

$z_н$	I	II	III	IV	V	VI
Северное полушарие						
40	—3,1	—4,1	—4,1	—3,0	—1,4	0,6
275	—3,6	—6,3	—5,8	—4,4	—2,4	0,5
550	—3,7	—6,3	—5,5	—3,8	—1,8	0,8
Южное полушарие						
40	3,7	5,2	5,5	4,1	1,0	—1,7
275	6,0	7,5	9,2	9,1	2,5	—3,6
550	7,8	7,4	8,0	8,6	2,2	—5,5

$z_м$	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Северное полушарие						
40	2,6	4,1	4,6	3,5	1,2	—0,9
275	3,0	4,8	5,5	5,3	3,0	0,5
550	2,6	4,5	5,2	4,8	2,7	0,5
Южное полушарие						
40	—3,1	—4,6	—5,0	—3,9	—2,1	0,8
275	—4,5	—7,2	—8,9	—6,1	—4,8	0,9
550	—6,0	—6,6	—8,7	—4,1	—5,0	1,8

океана ЮП минимально в сентябре, а максимально в марте—апреле. При этом HE_0 в средних широтах СП минимально в марте и максимально в сентябре. Как отмечено в [350, 351], соответствующие вариации в СП и ЮП сдвинуты примерно на полгода.

В [350, 351], например, приведены широтно-глубинные распределения потенциальной температуры, солености и потенциальной плотности Мирового океана в среднегодовом режиме по океанографическим данным. Минимальные значения потенциальной плотности ρ отмечены в тропических широтах у поверхности океана, а максимальные ρ — в полярных широтах. Ниже верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) для термоклина проявляются относительные максимумы в экваториальных широтах и относительные минимумы в субтропических широтах.

Потенциальная температура Θ максимальна для среднегодового режима в тропических широтах у поверхности океана. Ниже ВКС в приэкваториальных широтах проявляется относительный минимум Θ и максимумы в субтропических широтах. Наиболее низкие Θ достигаются в полярных широтах у поверхности.

Минимальные значения **солености** в промилле в среднегодовом режиме отмечаются в полярных широтах СП. Относительные минимумы у поверхности проявляются в экваториальных широтах и вблизи 60° в СП и ЮП. Максимальные значения солености отмечены в субтропических широтах в ВКС.

Атмосфера и океан взаимодействуют динамически и термодинамически. В [11] приведены результаты расчетов **касательного напряжения** $\tau = \rho u_*^2$ и **динамической скорости** u_* (ρ — плотность воздуха у поверхности) для разных сезонов в узлах 5-градусной по широте и долготе сетки для широт от 75° с. ш. до 65° ю. ш. При расчетах учитывалась зависимость коэффициента сопротивления океанической поверхности от скорости ветра U и вероятностное ее распределение.

При наличии связи распределения u_* и τ с общей циркуляцией атмосферы отмечена значительная степень зональности в этих распределениях. Большие значения τ проявляются в средних и субполярных широтах (с большой повторяемостью сильных ветров и интенсивной циклонической деятельностью) особенно в холодные месяцы. В тропических широтах (при преобладающем антициклоническом режиме) значения τ и u_* существенно меньше и минимальны в экваториальной области. Годовой ход τ и u_* четко выражен в СП — во внетропических широтах зимние значения более чем в 2 раза превышают летние.

В табл. I.2.3 представлены значения **радиационного баланса поверхности океана** R_{so} для разных широтных зон в январском, июльском и среднегодовом режимах по данным [222]. Следует отметить, что в среднегодовом режиме R_{so} положительно во всех широтных зонах вплоть до полярных широт и монотонно растет к экватору. Зимой оно отрицательно в средних и высоких широтах и также монотонно растет к экватору. Летом отмечается максимум R_{so} в субтропических широтах.

Важными компонентами взаимодействия атмосферы и океана являются вертикальные **потоки явного и скрытого тепла** [31, 76, 77, 85, 219, 228, 286, 438]. Влагообменом с океаном в значительной степени определяется влагосодержание атмосферы. Согласно, например, [31, 219], во всех широтных зонах испарение над океанами E_o значительно превышает испарение над сушей E_c. Максимальные значения испарения над океаном отмечены в тропических широтах СП и ЮП с уменьшением E_o с увеличением широты.

В [399] широтные распределения E_o рассчитаны согласно выражению $E_o = \rho c_D |\mathbf{V}| (q_{vs} - q_v)$ с использованием данных для 10-летнего периода (1963—1973). В параметризации испарения ρ — плотность воздуха; c_D — коэффициент турбулентной диффузии; $q_{vs} - q_v$ — разность давлений насыщенного водяного пара на поверхности океана (q_{vs}) и в атмосфере (q_v); $\mathbf{V}$ — скорость ветра. Для рассчитанного таким образом широтно-долготного распределения E_o отмечается довольно хорошее соответствие распределению дивергенции потока водяного пара. При этом максимальные значения E_o как в среднегодовом, так и в летнем и в зимнем режиме отмечаются в тропических широтах с уменьшением к полюсам и локальным минимумом у экватора аналогично среднегодовому распределению E_o по данным [31]. Однако значения E_o по разным данным заметно различаются. Так, по данным [322] среднегодовая глобально осредненная величина $E_o = 103$ см/год (в северном полушарии 98 см/год, в южном — 109 см/год) в 1,4 раза меньше, чем по данным [31].

Таблица I.2.3.

Радиационный баланс поверхности океана R_{so} в Вт/м² в разных широтных зонах для января, июля и среднегодовой по данным [222]

Месяц	Широты,... °													
	63—58,5	58,5—54	54—49,5	49,5—45	45—40,5	40,5—36	36—31,5	31,5—27	27—22,5	22,5—18	18—13,5	13,5—9	9—4,5	4,5—0
Северное полушарие														
I	−20	−18	−10	1	14	29	47	68	91	114	135	151	165	179
VII	123	131	142	155	177	196	214	215	219	213	199	180	171	176
Год	40	49	60	73	89	106	126	142	159	170	175	174	176	185
Южное полушарие														
I	126	139	156	173	193	212	225	234	237	232	222	208	200	194
VII	−26	−23	−15	−3	11	27	44	64	85	106	126	144	158	171
Год	37	49	63	79	96	114	131	147	161	173	182	185	189	192

В [286] представлены среднемесячные значения компонентов теплового баланса поверхности свободного ото льда океана. Для расчета компонентов теплового баланса использовались балк-формулы, параметризующие потоки через основные переменные на поверхности. В табл. I.2.4 представлены среднегодовые значения явного (H_o) и скрытого (LE_o) тепла, радиационного баланса поверхности (R_{so}) и его компонентов ($F_{\uparrow so}$ и $F_{\downarrow so}$), а также суммарного теплового баланса ($R_{\Sigma o}$) свободной ото льда поверхности океана для разных широтных зон согласно [286]. Приведены также средние глобальные значения компонентов теплового баланса свободной ото льда поверхности океана ($R_{\Sigma o} = 5$ Вт/м²) : $R_{so} = 109$ Вт/м² (при $F_{\downarrow so} = 160$ Вт/м² и $F_{\uparrow so} = 51$ Вт/м²), $LE_o = 98$ Вт/м² и $H_o = 6$ Вт/м².

Кроме эмпирических данных для исследования структуры полей потоков на поверхности используются модельные расчеты. В [438], например, проведена диагностика этих потоков для периода с июля 1983 г. по апрель 1985 г. (22 месяца) с использованием результатов среднесуточных расчетов в модели Европей-

Таблица I.2.4.

Среднегодовые значения потоков явного и скрытого тепла, радиационного баланса поверхности и его компонентов, а также суммарного теплового баланса свободной ото льда поверхности океана для разных широт согласно [286]

Поток, Вт/м²	Широты, ... °															
	80—70 с.	70—60	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—0	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80 ю.
H_o	29	23	16	12	14	9	4	4	2	3	6	6	2	2	5	6
LE_o	50	51	48	61	113	131	131	109	106	125	118	96	62	43	34	26
$F_{\uparrow so}$	46	51	48	51	58	57	57	46	48	52	58	59	53	43	39	38
$F_{\downarrow so}$	81	89	83	108	160	193	195	191	199	194	181	157	114	79	80	74
R_{so}	35	38	35	57	102	136	146	145	151	142	123	98	61	36	41	36
$R_{\Sigma o}$	—44	—36	—29	—16	—25	—4	12	32	43	14	1	—4	—3	—9	2	4

ского центра среднесрочных прогнозов погоды (ЕЦСПП) с разрешением 1,875° по широте и долготе. Проведено сравнение со среднемесячными данными [286].

В результате общей циркуляции атмосферы и океана тепло из приэкваториальных широт переносится в высокие широты. Наряду с циркуляционным механизмом значительное количество тепла переносится вихревыми движениями. **Меридиональные потоки и притоки тепла в океане** оценены в [76, 77, 102, 118, 262, 316, 352, 389, 471].

Для диагностики теплопереноса в океане используются различные методы, в том числе прямые с использованием гидрографических данных, непрямые — на основе расчетов потоков тепла на поверхности с использованием данных наблюдений или результатов моделей общей циркуляции атмосферы, методы определения остаточного вклада потоков тепла в океане в общем балансе энергии при использовании спутниковых и атмосферных данных, а также на основе расчетов с помощью численных океанических моделей.

В частности, согласно [389] меридиональный океанический перенос тепла особенно существен к югу от 40° с. ш., где атмосферный меридиональный перенос тепла ослабевает. При этом наиболее сильные потоки на север в океане получены для широтной зоны 10—20° с. в переходные сезоны, а не зимой, как в атмосфере.

Следует отметить, что в [389] поток тепла через экватор в океане того же направления, но гораздо сильнее, чем в атмосфере. Максимальный поток в океане — $8 \cdot 10^{15}$ Вт выявлен на экваторе в августе. В целом же согласно [389] как для атмосферы, так и для океана характерен поток тепла из летнего полушария в зимнее. Стандартная ошибка средних величин океанического переноса составляет $(1—2) \cdot 10^{15}$ Вт в средних и $(2—3) \cdot 10^{15}$ в низких широтах.

Уровень Мирового океана. С изменениями глобального климата связаны изменения уровня Мирового океана. Согласно различным данным [109, 110, 248], за последнее столетие при глобальном потеплении в целом уровень океана поднялся примерно на 10—15 см, что частично связано с таянием ледников, частично — с тепловым расширением океана.

I.3. ДЕЯТЕЛЬНЫЙ СЛОЙ СУШИ (ЛИТОСФЕРА)

В качестве компонента ЗКС включается также деятельный слой суши. Суша занимает 29,2 % площади поверхности Земли, в северном полушарии — 39 %, в южном — 19 %. Деятельный слой суши с изменяемым в годовом ходе теплосодержанием порядка 10 м. При плотности слабоувлажненного слоя 2 г/см³ его масса оценивается величиной $3 \cdot 10^{18}$ кг, а изменение теплосодержания при изменении температуры на 1 К — величиной $(2 \ldots 3) \cdot 10^{21}$ Дж (на два порядка меньше, чем для сезонного деятельного слоя океана). Согласно [155], соотношение деятельных масс океана, литосферы и атмосферы 16,4 : 0,55 : 1, а изменения их теплосодержания на 1 К соотносятся как 77 : 0,5 : 1,1.

В табл. I.3.1 представлены среднегодовые значения компонентов теплового баланса поверхности суши для различных широтных зон СП и ЮП по данным [31]. При этом $R_{sL} - LE_L - H_L = \Delta_L$, где R_{sL} — радиационный баланс, LE_L — затраты тепла на испарение (E — скорость испарения, L — удельная теплота парообразования), H_L — турбулентный поток тепла от поверхности в атмосферу, Δ_L — разбаланс (теплонакопление в слое почвы). Согласно табл. I.3.1, для всей суши доля LE_L составляет 54 %, а доля H_L — 46 % от R_{sL}.

Среднегодовые значения R_{sL} и LE_L на поверхности суши максимальны у экватора и минимальны в высоких широтах. Значения H_L также минимальны в высоких широтах, а кроме того, проявляется локальный минимум в приэкваториальных широтах. На суше H_L преобладает над LE_L в субтропических широтах.

Максимум E_L соответствует экваториальным широтам, где для E_o отмечается локальный минимум. Значительно менее выраженный максимум E_L зафиксирован в средних широтах СП, слабо проявляется в средних и субтропических широтах ЮП. В 20-х широтах обоих полушарий отмечаются локальные минимумы, а наи-

меньшие значения E_L в среднегодовом режиме соответствуют высоким широтам полушарий.

Испарение на континентах зависит от тепло- и влагозапаса суши. При достаточном увлажнении основная часть радиационного баланса суши R_{sL} расходуется на испарение. При недостаточном

Таблица I.3.1.

Среднегодовые значения компонентов теплового баланса поверхности суши в Вт/м² для разных широтных зон по данным [31], а также значения R_{sL} для января и июля (в скобках) по данным [94]

Характеристика	Широты, ... °						
	70—60 с.	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—0
R_{sL}	29	43	60	77	85	98	105
LE_L	21	31	33	31	25	43	76
H_L	8	12	27	46	60	56	29
R_{sL}	—20 (119)	—15 (121)	—5 (129)	19 (127)	49 (121)	72 (118)	101 (109)

Характеристика	Широты, ... °						СП + ЮП
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60 с.	
R_{sL}	105	100	94	82	58	46	66
LE_L	81	60	37	39	29	29	36
H_L	24	40	57	44	29	17	31
R_{sL}	112 (97)	127 (70)	139 (47)	136 (28)	110 (2)	89 (—10)	45 (94)

увлажнении роль испарения уменьшается до незначительной в зонах тропических пустынь. В [31] представлено широтное распределение отношения LE_L/R_{sL} затрат тепла на испарение LE_L к радиационному балансу R_{sL} поверхности суши в среднегодовом режиме. Сравнительно малый диапазон изменения среднегодовой испаряемости E/P_r для достаточно широкого диапазона широт указывает на соответствие более высоких значений испарения большим величинам осадков.

Согласно [94], зимой R_{sL} в обоих полушариях увеличивается от полярных широт к экваториальным. При этом над сушей межширотные изменения R_{sL} менее резкие, чем над океаном (см. п. I.2). Это можно связать с бóльшим альбедо для суши, чем для океана, в низких широтах и более высокими по сравнению с сушей температурами океана в высоких широтах.

Для лета обоих полушарий согласно [94] характерно увеличение R_{sL} от высоких широт к средним и субтропическим и уменьшение к экватору в тропических широтах. Как отмечено в [94], R_{sL} суши от 70° с. ш. до 60° ю. ш. (см. (СП + ЮП) в табл. I.3.1) летом и зимой определяется в основном величиной R_{sL} для СП из-за большей доли континентов в этом полушарии.

Важной климатической характеристикой является влагосодержание почвы, значения которого представлены, например, в [17,

Таблица I.3.2.

Значения безразмерного параметра влажности почвы W_{s0} для июля и января в зависимости от широты [17]

Месяц	Широты, ... °									
	84—72 с.	72—60	60—48	48—36	36—24	24—12	12—0	0—12	12—24	24—36 ю.
VII	0,63	0,62	0,41	0,32	0,20	0,38	0,68	0,76	0,27	0,20
I	1,0	1,0	1,0	0,49	0,20	0,38	0,63	0,80	0,48	0,44

42, 302]. В табл. I.3.2 приведены значения безразмерного параметра влажности почвы W_{s0} ($W_{s0} = 1$ для водной поверхности и $W_{s0} = 0$ для сухой почвы), рассчитанного с использованием эмпирических данных для января и июля в различных широтных зонах [17]. Согласно табл. I.3.2, параметр влажности почвы в целом выше в январе и в СП (зимой) и в ЮП (летом).

В табл. I.3.3 приведены два варианта (II вариант — модификация) широтных зависимостей влагоемкости почвы (максимального влагосодержания) $W_{s\,max}$ для климатической модели общей циркуляции [302]. Средние глобальные значения $W_{s\,max}$ при этом равны 32 см для II варианта и 15 см для I варианта. Максимальные значения влагоемкости почвы соответствуют экваториальным широтам, минимальные — полярным. Во II варианте наряду с ло-

Таблица I.3.3.

Значения влагоемкости почвы $W_{s\,max}$ в см для двух вариантов модели общей циркуляции в зависимости от широты [302]

Вариант	Широты, ... °										
	88—80	80—72	72—64	64—56	56—48	48—40	40—32	32—24	24—16	16—8	8—0
Северное полушарие											
II	2,9	18,7	31,6	36,9	36,7	30,1	27,7	21,2	20,5	34,2	50,2
I	14,4	14,4	14,4	14,4	13,7	12,0	13,3	10,1	12,5	17,9	24,9
Южное полушарие											
II	0	0	0	46,4	28,2	30,6	22,3	21,0	29,9	38,6	53,1
I	0	0	0	14,4	10,8	13,1	13,1	10,6	14,1	20,3	28,5

кальным максимумом $W_{s\,max}$ в средних и субполярных широтах СП проявляется достаточно сильный локальный максимум около 60° ю. ш. Субтропическим широтам соответствуют локальные минимумы влагоемкости почвы.

Водный баланс для суши определяется уравнением $P_{rL} - E_L - f_L = \Delta_{WL}$, где P_{rL} — скорость выпадения осадков, E_L — испарение, f_L — горизонтальный сток, Δ_{WL} — разбаланс (влагонакопление в слое почвы). В табл. I.3.4 приведены среднегодовые зна-

Таблица I.3.4.

Значения компонентов водного баланса суши в см/год в зависимости от широты [31]

	Широты, ... °													
	70—60 с.	60—50	50—40	40—30	30—20	20—10	10—0	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60 ю.	СП + ЮП
P_{rL}	57	71	64	58	61	90	182	194	112	59	66	138	188	80
E_L	26	39	41	39	32	53	95	102	75	47	48	38	36	80

чения P_{rL} и E_L для суши в разных широтных зонах СП и ЮП по данным [31]. Для суши везде $P_{rL} > E_L$, тогда как для океана в целом $E_o > P_{ro}$).

В среднегодовом режиме атмосфера является существенным источником (максимальны $P_{rL} - E_L$) влаги для суши в зоне 40—50° ю. ш. и в приэкваторных широтах. Локальные минимумы $P_{rL} - E_L$ проявляются для суши субтропических широт обоих полушарий. Согласно [151], из общего количества осадков, выпадающих на всей суше за год (80 см), 61 % испаряется, а 39 % (31,5 см) приходится на сток.

I.4. КРИОСФЕРА

В масштабах времени от сезона до миллионов лет наиболее заметные и обширные изменения свойств земной поверхности происходят в результате изменений площади криосферы, включающей (кроме вечной мерзлоты) сезонный снежный покров, ледниковые щиты, морской лед и горные ледники. Снег и лед оказывают существенное действие на энергетический баланс и процессы в пограничном слое над сушей и океаном, и поэтому их необходимо включать в любую модель глобального климата независимо от степени ее сложности. Так как на долю горных ледников приходится не очень существенная часть глобальной криосферы по объему и занимаемой площади, то влияние горных ледников на глобальный климат оценивается сравнительно малым.

В пределе короткопериодных (сезонных и межгодовых) изменений климата вариации протяженности глобальной криосферы

определяются вариациями площади снежного покрова суши и морского льда. В качестве зональной характеристики снежно-ледяного покрова (СЛП) в [169] использовался синус широты ($x_s = \sin\varphi_s$) границы снежно-ледяной массы, сплоченной к полюсу без изменения ее площади S_Σ. При этом $S_\Sigma = 2\pi R_З^2(1 - x_s)$, где $R_З$ — радиус Земли, и СЛП существует только на широтах $\varphi \geqslant \varphi_s$, полностью заполняя поверхность суши и океана полярнее x_s. Широта границы зонально сплоченного СЛП φ_s определялась по среднемесячным данным из [410] о доле покрытия морским льдом и снегом различных широтных зон в течение года. Значение площади S_Σ и широты границы φ_s для СЛП и отдельно для снега (S_c и φ_c) и льда ($S_л$ и $\varphi_л$) в СП и ЮП (вместе с площадью ледникового щита Антарктиды) для разных месяцев и в среднегодовом режиме приведены в табл. I.4.1.

Согласно [169], значения криосферных характеристик в табл. I.4.1 по данным [410] достаточно хорошо согласуются со значениями соответствующих характеристик по данным [95, 124]. Приведены также значения приповерхностной температуры на широтах границ СЛП T (φ_s) и отдельно снежного $T(\varphi_c)$ и ледяного $T(\varphi_л)$ покрова [169].

Площадь *снежного покрова* (S_c), как и всего СЛП (S_Σ), в СП максимальна в феврале, а минимальна в августе. При этом для площади ледяного покрова ($S_л$) СП характерны максимум в марте и минимум в сентябре, а для $S_л$ в ЮП — соответственно в сентябре — октябре и феврале. Амплитуда годового хода S_c в СП превышает 20 млн км², а для $S_л$ — около 4 млн км² в СП и около 9 млн км² в ЮП.

Как отмечено в [131], изменения в годовом ходе площади и объема *морского льда* в ЮП подобны (при этом в октябрьском максимуме площадь льда в 5,2, а объем в 8,5 раза больше, чем в февральском минимуме). На 70—80 % амплитуда годового хода $S_л$ южного полушария объясняется изменениями однолетних льдов.

Как отмечено в [131], годовому ходу $S_л$ в Арктике свойственно более быстрое образование льда, чем таяние, а в Антарктике наоборот. Различие между СП и ЮП проявляется и в меньших значениях оценок времени релаксации $\tau_л$ (порядка месяца) для морского льда в ЮП [169, 349]. По оценкам [169], время инерции границы морского льда в южном полушарии в 1,5 раза меньше, чем в северном.

Наряду с характеристиками морского льда ЮП в годовом ходе (объема и площади многолетнего и однолетнего морского льда, его сплоченности) в [131] приведены данные об объеме и количестве айсбергов в Южном океане. Айсберги являются основным стоковым компонентом баланса ледникового покрова Антарктиды. В ЮП годовой ход объема айсбергов аналогичен годовому ходу объема морских льдов. При этом сезонные изменения объема айсбергов (со среднегодовой величиной около $9 \cdot 10^3$ км³ льда в ЮП) относительно малы: их амплитуда в ЮП в 3 раза меньше, чем для морских льдов.

Таблица I.4.1.

Годовой ход характеристик снежно-ледяного покрова

Характеристика	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
Северное полушарие													
$S_д 10^6$ км²	14,0	14,7	14,9	14,4	13,3	11,9	10,0	8,1	7,4	8,7	10,9	12,7	11,8
$\varphi_д^\circ$	65,2	64,1	63,8	64,6	66,5	69,5	71,8	73,9	74,9	73,2	70,8	67,8	68,5
$T(\varphi_д)$ °C	—22,7	—19,5	—14,3	—6,5	0,0	3,3	5,5	2,3	—2,5	—9,4	—17,2	—21,2	—8,5
$S_c 10^6$ км²	42,9	43,2	37,7	29,2	19,7	9,3	2,9	1,6	3,0	18,1	30,2	39,8	23,1
φ_c°	43,3	43,1	46,4	51,5	57,9	65,5	71,9	74,7	71,6	59,2	50,9	45,2	55,1
$T(\varphi_c)$ °C	—0,3	1,3	0,8	3,4	5,7	8,1	5,4	1,7	—0,2	1,4	—0,5	—0,2	2,2
$S_л 10^6$ км²	57,0	57,9	52,5	43,6	33,0	21,2	12,9	9,8	10,4	26,8	41,1	52,5	34,9
$\varphi_л^\circ$	51,0	50,6	52,6	56,0	60,5	66,5	71,7	74,1	73,6	63,5	57,0	52,6	59,7
$T(\varphi_л)$ °C	—8,0	—6,5	—3,8	0,7	4,3	6,5	4,9	1,6	—1,6	—1,9	—4,4	—6,6	—0,9
Южное полушарие													
$S_д 10^6$ км²	19,6	17,1	18,1	21,9	25,5	28,6	31,1	32,9	33,4	33,4	30,1	24,7	26,3
$\varphi_д^\circ$	67,4	68,9	68,3	66,1	64,2	62,6	61,4	60,6	60,3	60,3	61,8	64,5	63,7
$T(\varphi_д)$ °C	—3,1	—8,0	—10,1	—8,3	—6,7	—6,5	—6,3	—5,2	—4,0	—2,2	—1,3	—0,4	—4,7

В связи со значительной неопределенностью в оценках *айсбергового стока* $r_а$ в Антарктиде — другие вклады существенно меньше скорости выпадения осадков P_r и $r_а$ — существует неопределенность в знаке баланса (m_r) массонакопления для ледникового покрова Антарктиды. В частности, согласно [120] для Антарктиды $P_r = 2 \cdot 10^3$ км³/год воды, $r_а = 2{,}4 \cdot 10^3$ км³/год, $m_r = -0{,}8 \times \times 10^3$ км³/год (при вкладе других компонентов $\Delta r = 0{,}4 \times \times 10^3$ км³/год). Оценки положительных значений m_r по разным данным достигаются 10^3 км³/год. В [131] принято $m_r = 0$ при $P_r = 2 \cdot 10^3$ км³/год, $r_а = 1{,}6 \cdot 10^3$ км/год, $\Delta r = 0{,}4 \cdot 10^3$ км³/год.

От объема ледниковых щитов зависит уровень Мирового океана. Согласно [296, 495], в последние 100 лет в целом отмечено уменьшение ледников со скоростью $(-1{,}2 \pm 0{,}7)$ м/год. Значимых тенденций изменения ледниковых щитов Антарктиды и Гренландии не отмечено: скорость массонакопления соответственно $(0{,}02 \pm 0{,}02)$ и $(0{,}02 \pm 0{,}08)$ м/год с эквивалентным увеличением уровня моря $(-0{,}6 \pm 0{,}6)$ и $(-0{,}1 \pm 0{,}4)$ мм/год.

Диапазон вариаций S_c в СП в межгодовой изменчивости, по данным 1967—1984 гг., около 5 млн км², что примерно в 8 раз меньше диапазона изменений S_c в годовом ходе. Вариации $S_л$ в межгодовой изменчивости в 3—4 раза меньше сезонных вариаций [349]. Согласно [95], межгодовые отклонения $S_л$ достигают в отдельные месяцы 1,5 млн км² и наибольшие — в летний сезон. По данным [95] с 12-месячным скользящим осреднением, диапазон изменения $S_л$ в 1960—1976 гг. около 0,6 млн км².

Для определения трендов глобальных криосферных характеристик необходимы длительные ряды измерений. Что касается оценки, то по данным [349] для 1966—1976 гг., в частности, получен тренд уменьшения $S_л$ в СП на 0,4 млн км² за 10 лет. Этим трендом можно объяснить 17 % дисперсии ряда.

I.5. БИОСФЕРА

В биосферный блок ЗКС включается растительность на суше и в океане и живые организмы. Режим биосферы зависит от остальных компонентов климатической системы и в свою очередь также влияет на климатический режим в целом. Изменения растительного покрова вызывают изменения альбедо подстилающей поверхности, ее шероховатости, условий испарения и гидрологического режима почвы. От биомассы зависит содержание CO_2 в атмосфере и океане [26, 122, 228].

Основная доля (95—99 %) массы живого вещества в ЗКС относится к растительным фотосинтезирующим организмам [152]. Общие запасы фитомассы суши оцениваются в $2{,}4 \cdot 10^{12}$ т в единицах сухого веса. Наибольшие значения фитомассы на единицу площади отмечены в теплых тропических широтах. Во влажнотропических лесах средняя плотность биомассы 65 кг/м², тогда как в тропических и субтропических пустынях при дефиците влаги плотность биомассы достигает 0,2 кг/м². В термическом режиме

субтропиков при меньших притоках тепла максимальные запасы фитомассы составляют 45 кг/м². Также уменьшаются запасы фитомассы с уменьшением температуры и влагосодержания в субполярных и полярных широтах [152].

В Мировом океане запасы фитомассы оцениваются почти в $1{,}5 \cdot 10^4$ раз меньше, чем на суше, т. е. $2 \cdot 10^9$ т (речной и озерный запасы фитомассы составляют около четверти океанического). По сравнению с сушей максимальная биомасса в океане соответствует не тропическим, а средним широтам с более интенсивным перемешиванием вод. Уменьшение океанической биомассы в высоких широтах связано с низкой температурой воды и коротким вегетационным периодом. В целом регионы с высокой концентрацией биомассы занимают меньше четверти площади Мирового океана [152].

Годовое производство фитомассы суши оценивается величиной $1{,}7 \cdot 10^{11}$ т (7 % от общих запасов фитомассы). При этом максимальное производство фитомассы в обеспеченных влагой (гумидных) областях проявляется в тропических и субтропических широтах — почти до 3 кг/м², около 1 кг/м² в средних широтах, а в полярных уменьшается до меньших 0,2 кг/м² значений. Дефицит влаги вызывает большие вариации фитомассового производства в тропических широтах (0,2—2,9 кг/м²) [152].

Годовое производство фитомассы Мирового океана оценивается в 0,13—0,2 кг/м² или в целом $(6—7) \cdot 10^{10}$ т. Это примерно в 400 раз больше общего запаса фитомассы и связано с большой скоростью воспроизводства.

Около 90 % мертвого органического вещества почвы — гумус. По разным данным его количество оценивается в $(2—2{,}5) \cdot 10^{12}$ т (запасы органического вещества в подстилке и торфе на порядок меньше [152].

На рис. I.5.1 приведены зональные распределения среднегодового производства биомассы в ЗКС в расчете на единицу площади $p_Б$ и для 1-градусной широтной зоны $P_Б$ согласно модели биосферы [152] в сочетании с моделью общей циркуляции атмосферы и океана. В модели с сеткой 4° по широте и 5° по долготе учитывалось географическое распределение 30 типов экосистем на суше. Экосистема характеризовалась количеством углерода на единицу площади в биомассе живых растений и в гумусе почвы. Концентрация CO_2 в атмосфере считалась не зависящей от координат, а обмен CO_2 между атмосферой и океаном задавался. Климатический режим характеризовался рассчитываемыми среднегодовой приповерхностной температурой и годовым количеством осадков. Годовое производство биомассы выражено в единицах сухого веса органического вещества при содержании углерода в сухом органическом веществе растительности 40 %, а в гумусе — 56 %. Сопоставление с реальными значениями годового производства биомассы показало различие в пределах точности оценок [152].

Наибольшее производство биомассы соответствует экваториальным широтам с тропическими лесами и резко спадает к границам тропиков с меньшим количеством осадков и зонами пустынь. В субтропических и средних широтах СП производство биомассы мало меняется, тогда как в ЮП производство на единицу площади с широтой растет, а для широтной зоны в целом — падает. Отмеченный эффект связан с противоположными тенденциями изменения термического режима и режима осадков с широтой. При этом в ЮП с меньшей долей суши осадки на континентах с ростом широты увеличиваются больше [152].

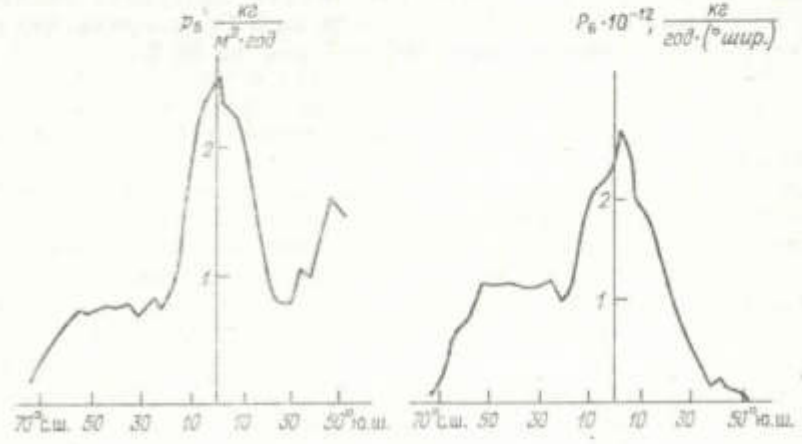


Рис. I.5.1. Зональные распределения среднегодового производства биомассы на единицу площади $p_Б$ и для 1-градусных широтных зон $P_Б$ согласно [152].

В связи с развитием системы спутникового мониторинга радиационных полей ЗКС развиваются соответствующие методы диагностики глобальных биосферных характеристик. Растительность поглощает радиацию в видимом диапазоне солнечного спектра, а также отражает и рассеивает в ближнем инфракрасном (БИК) диапазоне. При этом соотношение выходящих потоков радиации в видимом ($F_в$) и в БИК ($F_{БИК}$) диапазонах спектра используется для характеристики фотосинтетически активной биомассы. В частности, используется индекс $\delta_Б = (F_{БИК} - F_в)/(F_{БИК} + F_в)$. Для хорошо развитой зеленой растительности $\delta_Б$ превышает 0,5 и отмечается ниже 0,02 для пустынь [293].

В [293, 468] отмечена связь сезонных вариаций биосферного индекса $\delta_Б$ и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2}. Представлены значения $\delta_Б$ по данным радиометра высокого разрешения на спутнике NOAA-7 (для каналов 0,55—0,68 и 0,73—1,1 мкм) и по данным 20 станций глобального мониторинга для разных широтных зон в зависимости от времени — в годовом ходе и при межгодовых вариациях для 1982—1984 гг. [293, 456].

Наибольшие изменения биомассы проявляются с максимальной амплитудой в окрестности 50—70° с. ш. Сильные сезонные эффекты отмечаются как в $\delta_Б$, так и для q_{CO_2} в северных широтах, влияние пустынь — в широтной зоне 20—30° с. ш., примерное постоянство — в приэкваториальных широтах, малость доли суши —

южнее 30° ю. ш. Анализ фаз годового хода $\delta_Б$ и q_{CO_2} указывает на то, что сезонные вариации q_{CO_2} в основном связаны с вариациями биосферы [293].

Согласно [293], в межгодовой изменчивости отмечено, что биосфера СП летом 1982 г. была более фотосинтетически активной по сравнению с 1983 г. и 1984 г. и соответственно больше CO_2 было выведено из атмосферы. По оценкам продукция биомассы в 1982 г. была выше на 10—15 %, или на 5 Гт углерода, что способно увеличить амплитуды колебаний q_{CO_2} на 50 %.

Глава II. ПАРАМЕТРЫ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Анализ результатов климатических моделей, в том числе моделей общей циркуляции, выявляет существенное различие оценок чувствительности характеристик климатического режима к изменению различных факторов естественной и антропогенной природы. Заметные различия проявляются в оценках не только региональных, но и глобальных характеристик чувствительности, в частности чувствительности среднеполушарной приповерхностной температуры T_p к изменению солнечной постоянной Q, содержания в атмосфере углекислого газа m_{CO_2} и аэрозоля m_a. Эти оценки сильно зависят от характера обратных связей в ЗКС [138, 163, 178, 204, 208, 279, 411, 425—429, 450].

Так, результаты численных экспериментов с моделями общей циркуляции выявили, что полный меридиональный перенос энергии довольно нечувствителен к детализации климатических механизмов, с которыми он связан (в том числе при вариациях гидрологического цикла, орографии, океанического влияния). В связи с этим в [446] при использовании модельных результатов в сравнении с реальными данными для потоков энергии сделан вывод, что пока система атмосфера — океан на полусфере находится в стационарном состоянии и для ее структуры характерен планетарный масштаб, меридиональный поток энергии ограничивается максимумом около широты 35°, а поток на единицу площади — максимумом около широты 45°. Количественно поток определяется в основном солнечной постоянной, размером Земли, наклоном ее оси и средним полушарным альбедо. Он нечувствителен к структуре и динамике системы атмосфера — океан частично из-за высокой эффективности механизмов динамического переноса и частично в связи с отрицательной корреляцией между изменениями планетарного альбедо и теплового излучения системы.

В [62] отмечена близость современного режима ЗКС к режиму с минимальной чувствительностью широты снежно-ледовой границы к изменению инсоляции. В то же время в [38] также на основе энергобалансовой модели (ЭБМ) получено, что при современной интенсивности меридионального переноса тепла чувствительность температурного режима ЗКС к вариациям инсоляции и содержания CO_2 в атмосфере близка к максимальной. Интересная особенность минимальности количества облаков в стационарном, среднем за десятилетие, режиме выявлена по эмпирическим данным для СП, ЮП и Земли в целом в [174].

При оценке влияния на глобальный температурный режим радиационно-активной атмосферной примеси q соответствующий параметр чувствительности в рамках энергобалансового рассмотрения можно представить в виде

$$\varkappa = q\frac{dT_p}{dq} = -q\frac{\partial R/\partial q}{\partial R/\partial T_p}. \qquad \text{(II.1)}$$

В (II.1) $R = F_\downarrow - F_\uparrow$ — радиационный баланс ЗКС, $F_\downarrow$ — поглощенная коротковолновая солнечная радиация (ПКР), $F_\uparrow$ — поток уходящей тепловой радиации (УТР). Величина в знаменателе (II.1) зависит от взаимосвязи климатических переменных, в частности от связи различных климатических переменных с температурным режимом (T_p).

В (II.1) можно учесть различные обратные связи и оценить влияние всевозможных климатических переменных и параметров: количества облаков, альбедо облачной системы, относительной влажности, вертикального градиента температуры, высоты и температуры облаков, количества осадков, параметров стратосферы, биосферы, криосферы и т. д. Так, при выделении связи количества облаков n с температурой T

$$\varkappa = -q\frac{\dfrac{\partial R}{\partial q}}{\dfrac{\partial F_\downarrow}{\partial T} + \dfrac{\partial F_\downarrow}{\partial n}\dfrac{dn}{dT} - \dfrac{\partial F_\uparrow}{\partial n} - \dfrac{\partial F_\uparrow}{\partial n}\dfrac{dn}{dT}}. \qquad \text{(II.2)}$$

В [163] приведен пример качественного учета стратосферного вклада в параметр $\varkappa$ при оценке влияния увеличения содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2}:

$$\varkappa_{CO_2} = q_{CO_2}\frac{\dfrac{\partial F_\uparrow}{\partial q_{CO_2}}D_{st} + \dfrac{\partial D_{st}}{\partial q_{CO_2}}(F_{\uparrow tr} - B_{st}) - \dfrac{\partial F_{\downarrow st}}{\partial q_{CO_2}}}{\dfrac{\partial F_\downarrow}{\partial T} - \dfrac{\partial F_{\uparrow tr}}{\partial T}D_{st} - \dfrac{\partial B_{st}}{\partial T}(1 - D_{st})}. \qquad \text{(II.3)}$$

Здесь $F_\uparrow = F_{\uparrow tr}D_{st} + B_{st}(1 - D_{st})$; $F_{\uparrow tr}$ — поток УТР тропосферы; D_{st} — интегральная функция пропускания стратосферы для теплового излучения; $B_{st} = \sigma T_{st}^4$, T_{st} — эффективная температура слоя стратосферы (σ — постоянная Стефана — Больцмана). Влияние стратосферы можно связать, в частности, с тем, что при большем q_{CO_2} увеличивается выхолаживание в стратосфере (уменьшающее температуру стратосферы) и уменьшается прозрачность стратосферы в тепловом диапазоне. Кроме того, увеличенное при этом поглощение солнечной радиации как CO_2, так и водяным паром способствует увеличению температуры. Из баланса энергии можно получить условие выхолаживания стратосферы при увеличении q_{CO_2} (при $F_{\downarrow st} = 0$):

$$\frac{\partial B_{st}}{\partial T}(1 - D_{st})\,dT - B_{st}\frac{\partial D_{st}}{\partial q_{CO_2}}dq_{CO_2} > 0.$$

Или иначе

$$\frac{\partial D_{st}}{\partial q_{CO_2}} < \frac{4}{T_{st}}\frac{\partial T_{st}}{\partial T}(1 - D_{st})\frac{dT}{dq_{CO_2}} < 0$$

при $dT/dq_{CO_2} > 0$ и $\partial T_{st}/\partial T < 0$. Как отмечено в [163], стратосфера с D_{st} близкой к 1 существенно увеличивает чувствительность (dT/dq_{CO_2}) приповерхностной температуры T к увеличению q_{CO_2}.

В [163] проведен также качественный анализ влияния облачности на параметр чувствительности $\varkappa_{CO_2}$, представленный в виде

$$\varkappa_{CO_2} = \frac{\Delta F_\uparrow}{f_1 + f_2\dfrac{d\alpha_n}{dT} + f_3\dfrac{dn}{dT}}. \qquad \text{(II.4)}$$

В (II.4) $\Delta F_\uparrow$ — изменение потока УТР при удвоении q_{CO_2} (—4 Вт/м²); $f_1 = b + Q(1 - n)\,d\alpha_0/dT$; $f_2 = Q_n$, $f_3 = Q(\alpha_n - \alpha_0) - (a_1 + b_1T)$. При этом использовались следующие представления: $F_\downarrow = Q(1 - \alpha)$ и $F_\uparrow = a + bT - (a_1 + b_1T)n$, где $\alpha = \alpha_n n + \alpha_0(1 - n)$, n — доля облачного неба, α_n — альбедо облачной системы, α_0 — альбедо безоблачной системы, $Q = Q_0/4$, Q_0 — солнечная постоянная, T — приповерхностная температура (a, b, a_1 и b_1 — параметры).

Таблица II.1.

Оценка параметра $\varkappa_{CO_2}$ в зависимости от $d\alpha_n/dT$ при $dn/dT = 0$ и от dn/dT при $d\alpha_n/dT = 0$

$d\alpha_n/dT$ K^{-1}	0,015	0,001	0
$\varkappa_{CO_2}$	1,1 (0,6)	3,2 (1,8)	3,7 (2,1)
dn/dT K^{-1}	0,026	0,004	0
$\varkappa_{CO_2}$	2,5 (1,4)	3,5 (1,9)	3,7 (2,1)
$d\alpha_n/dT$ K^{-1}	—0,0005	—0,001	—0,0065
$\varkappa_{CO_2}$	4,1 (2,3)	4,4 (2,5)	0
dn/dT K^{-1}	—0,004	—0,01	—0,05
$\varkappa_{CO_2}$	4,1 (2,3)	4,7 (2,6)	0

В табл. II.1 приведены рассчитанные в [163] значения $\varkappa_{CO_2}$ при значениях $d\alpha_n/dT$ и dn/dT, использовавшихся в разных климатических моделях, в том числе [165, 195, 353, 393]. (Согласно II.4, зависимость $\varkappa_{CO_2}$ от $d\alpha_n/dT$ и dn/dT гиперболическая.) В скобках отмечены оценки $\varkappa_{CO_2}$ без учета влияния стратосферы с $\Delta F_\uparrow$ согласно [160]. Из приведенных оценок следует, что различные модельные параметризации облачности могут существенно изменять значение параметра $\varkappa_{CO_2}$, вплоть до изменения знака. Заметные вариации $\varkappa$ связаны со стратосферой.

Как отмечено в [163], при достаточно сильной отрицательной зависимости альбедо и количества облаков от температуры увеличение q_{CO_2} может приводить к понижению температуры. Согласно табл. II.1, параметр $\varkappa_{CO_2}$ чувствителен к вариациям $d\alpha_n/dT$ и dn/dT и с увеличением по модулю их отрицательных значений растет (при $\varkappa_{CO_2} > 0$).

Чувствительность температурного режима ЗКС определяется как зависимостью потока УТР от температуры, так и связью планетарного альбедо с температурой. Последняя зависит от температурной чувствительности криосферных характеристик, в частности площади S_Σ и широты φ_s снежно-ледяного покрова. При этом

$$\varkappa = -q \frac{\dfrac{\partial R}{\partial q}}{\dfrac{\partial F_\uparrow}{\partial T_p} + Q \dfrac{\partial \alpha_p}{\partial x_s} \dfrac{dx_s}{dT_p}},$$

где α_p — полушарное альбедо; $x = \sin\varphi$; $x_s = \sin\varphi_s$.

Различные температурные параметризации используются для меридиональных потоков тепла в ЗКС [29, 382, 450]. В частности, в энергобаланасовых моделях (ЭБМ) предложены следующие параметризации меридиональных притоков тепла $F_{\leftrightarrow}$ через зональную приповерхностную температуру T:

$$F_{\leftrightarrow} = \beta (T - T_p) \tag{II.5}$$

в модели Будыко [29],

$$F_{\leftrightarrow} = -\frac{d}{dx} D (1 - x^2) \frac{dT}{dx} \tag{II.6}$$

в модели Норса [380, 381]. Параметр β и коэффициент диффузии D в (II.5) и (II.6) характеризуют интенсивность меридиональных притоков тепла. Существенной особенностью параметризации Стоуна [444, 445] является пропорциональность эффективного коэффициента диффузии меридиональному градиенту температуры.

На основе модельных и эмпирических исследований предложен целый ряд нелинейных температурных параметризаций меридионального потока тепла в ЗКС (в атмосфере и океане). В частности, при его эмпирической параметризации в виде степенной функции меридионального градиента температуры $(\nabla T)^\eta$ по данным в годовом ходе значения параметра η оценены разными для разных широтных зон (от отрицательных η до $\eta \geqslant 2$).

В [38] проведен анализ чувствительности характеристик малопараметрических термодинамических и энергобалансовых моделей климата к изменению интенсивности и способов параметризации меридионального переноса тепла. В частности, при учете в ЭБМ [29] зависимости $\beta(T_p)$ параметр чувствительности $\varkappa$ имеет вид

$$\varkappa = \frac{\Delta_q R}{B - \dfrac{\alpha_л - \alpha_б}{1 - \alpha_s} \cdot \dfrac{S(x_s)}{[-S'(x_s)]} \left[\beta - \dfrac{d\beta}{dT_p} (T_s - T_p)\right]}.$$

Здесь $\alpha_л$, $\alpha_б$ и α_s — планетарное альбедо над снежно-ледяным покровом, над поверхностью без снежно-ледяного покрова и на его границе (x_s), соответственно; $B = dF_\uparrow/dT$; $T_s = T(x_s)$; S — функция распределения инсоляции $\left(\int_0^1 S(x)dx = 1\right)$, $S'(x_s) = \dfrac{dS}{dx}(x_s)$.

В двухмодовом приближении при разложении по полиномам Лежандра $P_n(x)$ в среднегодовом режиме $S(x) = 1 + S_2 P_2(x)$ [380].

В случае изменения содержания CO_2 в атмосфере m_{CO_2} относительно современного $m_{CO_2}(0)$ при $F_\uparrow = A + BT$, $A = -q(m_{CO_2})A(0)$, $B = -q(m_{CO_2})B(0)$ [29] с учетом $q(m_{CO_2} = m_{CO_2}(0)) = 1$ величина $\Delta_q R$ для $\varkappa = \varkappa_{CO_2}$ имеет вид $A(0) + B(0)T_p$. Выражение для $\varkappa$ в случае изменения солнечной постоянной ($\varkappa = \varkappa_Q$) при $q = Q/Q(0)$, где $4Q(0) \equiv Q_0(0)$ — современное значение солнечной постоянной, совпадает (следует отметить, что отмеченное $\varkappa_{CO_2}$ характеризует чувствительность не к изменению m_{CO_2} в атмосфере, а к изменению q_{CO_2}) с выражением для $\varkappa_{CO_2}$, так как при балансе энергии $Q(1 - \alpha_p) = A + BT_p$.

В [38] приведено также выражение для параметра чувствительности $\varkappa_a$ при изменении содержания аэрозоля в атмосфере (q_a) в предположении оптически неактивного аэрозоля в тепловой области спектра и независимости его характеристик (интегральной оптической толщины τ_a и распределения по высоте) от широты. При этом $\Delta_q R = -Q\,\partial\alpha_p/\partial q_a$, где $q_a = -\tau_a/\tau_a(0)$, $\tau_a(0)$ — современная оптическая толщина атмосферного аэрозоля τ_a,

$$\frac{\partial \alpha_p}{\partial q_a} = \frac{\partial \alpha_л}{\partial q_a}\left[1 - \left(1 - \frac{S_2}{2}\right)x_s - \frac{S_2}{2} x_s^3\right] + \frac{\partial \alpha_б}{\partial q_a}\left[\left(1 - \frac{S_2}{2}\right)x_s + \frac{S_2}{2} x_s^3\right].$$

Важной характеристикой ЗКС наряду с глобальной или полушарной температурой T_p является перепад температур экватор — полюс T_{ep}. В [38], в частности, оценено влияние интенсивности и способов параметризации меридионального переноса тепла на чувствительность T_{ep} у поверхности к изменению m_a, m_{CO_2} и Q. Так, для ЭБМ [29]

$$T_{ep} = \frac{Q[S(0)(1 - \alpha_б) - S(1)(1 - \alpha_л)]}{B + \beta}. \tag{II.7}$$

При изменении содержания аэрозоля в атмосфере (при $Q = \text{const}$)

$$\delta T_{ep} = \frac{Q[S(1)\delta\alpha_л - S(0)\delta\alpha_б] - T_{ep}\delta\beta}{B + \beta}. \tag{II.8}$$

При допущении, что увеличение содержания фонового аэрозоля в атмосфере увеличивает альбедо системы в приэкваториальных областях (с малым альбедо подстилающей поверхности) и уменьшает его в приполярных широтах (с большим альбедо поверхности), из (II.8) в случае $\beta = \text{const}$ с $\delta\alpha_л < 0$ и $\delta\alpha_б > 0$ для современного режима следует $\delta T_{ep} < 0$. Таким образом, с увеличением содержания фонового аэрозоля в атмосфере T_{ep} в ЭБМ [29] с $\beta = \text{const}$ уменьшается. При альбедо системы α, зависящем только от альбедо атмосферы α_a и альбедо подстилающей поверхности, в предположении влияния аэрозоля только на α_a $(\delta\alpha_a > 0)$ следует $\partial T_{ep}/\partial\alpha_a < 0$.

С учетом $\beta = \beta(T_p)$ из (II.8) следует

$$\delta T_{ep} = \frac{\partial T_{ep}}{\partial \alpha_a}\delta\alpha_a + \frac{\partial T_{ep}}{\partial T_p}\delta T_p, \qquad \text{(II.9)}$$

где $\frac{\partial T_{ep}}{\partial T_p} = -\frac{\partial\beta}{\partial T_p}\frac{T_{ep}}{B+\beta} < 0$ и $\frac{\partial T_{ep}}{\partial \alpha_a} < 0$. Согласно (II.9), $\delta T_{ep} > 0$ при $\frac{\partial\beta}{\partial T_p} > \left[\frac{(B+\beta)}{T_{ep}}\frac{\partial T_{ep}}{\partial\alpha_a}\left(\frac{\partial T_p}{\partial\alpha_a}\right)^{-1}\right] = \left(\frac{\partial\beta}{\partial T_p}\right)_{кр}$. Таким образом, при учете достаточно сильной зависимости $\beta(T_p)$ при общем выхолаживающем эффекте фонового аэрозоля ($\delta T_p < 0$) интенсивность меридионального переноса тепла ослабевает по сравнению с вариантом с $\beta = \text{const}$, высокие широты выхолаживаются интенсивнее и T_{ep} увеличивается. Из оценки выполнимости последнего условия для современного климата следует, что T_{ep} в рассматриваемой ЭБМ возрастает при увеличении содержания фонового аэрозоля в атмосфере.

Условия для выполнения неравенства $\delta T_{ep} > 0$ в (II.9) можно облегчить (или затруднить) варьированием оптических свойств аэрозоля. В частности, при включении поглощающего аэрозоля в атмосферу возможно выполнение не только $\delta\alpha_A < 0$, но и $\delta\alpha_B < 0$ и согласно (II.8) условие $\delta T_{ep} > 0$ может выполняться даже при $\beta = \text{const}$.

Аналогично можно проанализировать влияние МПТ на чувствительность T_{ep} к изменению солнечной постоянной. Из (II.7) следует

$$\delta T_{ep} = \frac{[S(0)(1-\alpha_0) - S(1)(1-\alpha_a)]\,\delta Q - T_{ep}\delta\beta}{B+\beta}. \qquad \text{(II.10)}$$

При значениях параметров в (II.10) для современного режима $\partial T_{ep}/\partial Q > 0$ и $\partial T_{ep}/\partial B < 0$, т. е. для $\beta = \text{const}$ с увеличением Q растет T_{ep}. Для случая $\beta = \beta(T_p)$ при $\delta Q > 0$ следует $\delta T_{ep} < 0$, если

$$\varkappa_Q = Q\frac{dT_p}{dQ} > \frac{Q[S(0)(1-\alpha_0) - S(1)(1-\alpha_a)]}{T_{ep}\,\partial\beta/\partial T_p}.$$

Последнее условие реализуется для современных значений параметров.

При аналогичном анализе с варьированием содержания CO_2 в атмосфере из соотношения

$$\delta T_{ep} = \frac{T_{ep}(B\delta q_{CO_2} - \delta\beta)}{B+\beta} \qquad \text{(II.11)}$$

следует, что в современном режиме для $\beta = \text{const}$ с ростом содержания CO_2 в атмосфере ($\delta q_{CO_2} > 0$) величина T_{ep} растет. В то же время согласно (II.11) $\delta T_{ep} < 0$ при $\delta q_{CO_2} > 0$, если

$$\varkappa_{CO_2} = \frac{dT_p}{dq} > B\left(\frac{\partial B}{\partial T_p}\right)^{-1}, \qquad \text{(II.11а)}$$

что выполняется при современном $\partial\beta/\partial T_p = (\partial\beta/\partial T_p)_s$.

В [38] был проведен также анализ чувствительности T_p и T_{ep} к изменению m_{CO_2}, m_a и Q при учете в ЭБМ [29] широтной неоднородности параметра интенсивности МПТ $\beta(x)$. Значения $\beta(x)$ были оценены с использованием данных [389] для МПТ. В табл. II.2 сравниваются характеристики тенденций изменения T_{ep} при различных способах параметризации параметра интенсивности МПТ β в ЭБМ [29]. Как видно из табл. II.2, тенденции изменения T_{ep} существенно зависят от обратной связи $T_p - \beta - T_p$ и подобны при $\beta = \beta(x)$ и $\beta = \text{const}$. [1]

Таблица II.2.

Тенденции изменения T_{ep} при варьировании Q, q_{CO_2}, q_a для различных параметризаций меридионального притока тепла в энергобалансовых моделях климата

Параметризация МПТ	$\partial T_{ep}/\partial Q$	$\partial T_{ep}/\partial q_{CO_2}$	$\partial T_{ep}/\partial q_a$
$\beta = \text{const}$ [$D = \text{const}$]	>0	>0	<0
$\beta = \beta(x)$ [$D = D(x)$]	>0	>0	<0
$\beta = \beta(T_p)$ [$D = D(T_{ep})$]	<0	<0	>0

Аналогично был проведен анализ ЭБМ [380, 381] при $D = \text{const}$ $D = D(x)$ и $D = D(\nabla T)$ или $D = D(T_{ep})$. Качественно результаты подобны результатам для ЭБМ [29] при $\beta = \text{const}$, $\beta = \beta(x)$ и $\beta = \beta(T_p)$ (см. табл. II.2).

Наряду с T_p, T_{ep}, x_s существенными климатическими характеристиками являются характеристики их статистических режимов, такие как дисперсия (σ^2) флуктуаций T_p, T_{ep} и x_s. Анализ $\sigma^2_{T_p}$, $\sigma^2_{T_{ep}}$ и $\sigma^2_{x_s}$ можно провести, вводя аналогично [38, 63, 306] в нестационарное уравнение баланса энергии случайные силы. В частности, для ЭБМ [380, 381] уравнение имеет вид

$$c\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = QS(x)[1-\alpha(x, x_s(t))] - I(x,t) - \frac{\partial}{\partial x}D(1-x^2)\frac{\partial I}{\partial x} + f(x,t), \qquad \text{(II.12)}$$

где $I(x,t) \equiv F_\downarrow(x,t) = A + BT(x,t)$; c характеризует инерционность системы, $f(x,t)$ — случайная сила, предполагаемая гауссовой, имеющей нулевое среднее, дельта-коррелированной по времени, полностью определяется своей корреляционной функцией $\langle f(x,t)f(x',t')\rangle = 2R(x,x')\delta(t-t')$.

При разложении решения уравнения (II.12) по полиномам Лежандра в двухмодовом приближении с $I(x,t) = I_0(t) + I_2(t)P_2(x)$ уравнение (II.12) сводится к системе

$$c\frac{dI_p}{dt} = H_p(x_s) - I_p + f_p(t),$$

$$c\frac{dI_2}{dt} = H_2(x_s) - (6D+1)I_2 + f_2(t). \qquad \text{(II.13)}$$

[1] Рассмотренные эффекты справедливы и при $\partial\beta/\partial T_p$ из [38].

Здесь $D = \text{const}$ — безразмерный, нормированный на B, коэффициент диффузии; $f_p(t) = \int_0^1 f(x,t)\,dx$; $f_2(t) = \int_0^1 f(x,t)P_2(x)\,dx$; $H_p(x_s) = Q\int_0^1 S(x)\,[1-\alpha(x,x_s)]\,dx$; $H_2(x_s) = Q\int_0^1 S(x)\,[1-\alpha[x,x_s)]\times P_2(x)\,dx$.

Аналогично [38, 63] можно определить для системы (II.13) с учетом $I_p = A + BT_p$ и $T_{ep} = -\frac{3}{2}\frac{I_2}{B}$ флуктуационные характеристики: дисперсию полушарной температуры $\sigma^2_{T_p} = \sigma^2_{\tau_p}/B^2$, дисперсию площади снежно-ледяного покрова $\sigma^2_s = (2\pi_{R_s})^2\sigma^2_{x_s}$, а также дисперсию перепада температур экватор — полюс $\sigma^2_{T_{ep}} = 9\sigma^2_{I_2}/(4B^2)$:

$$\sigma^2_{T_p} = \frac{1}{c}\left[R_\Sigma - \frac{H_p'(6DR_\Sigma + 2\Delta R_s - \varkappa R_s)}{I_s'(1+6D\lambda_H)(1+\lambda_I)}\right],$$

$$\sigma^2_{x_s} = \frac{1}{cH_s'I_s'}\left[R_s + 6D\,\frac{(6DR_\Sigma + 2\Delta R_s - \lambda_H R_s)}{(1+6D\lambda_H)(1+\lambda_I)}\right], \qquad \text{(II.14)}$$

$$\sigma^2_{I_s} = \frac{1}{c(1+6D)P_2^2(x_s)}\left[R_\Sigma + R_s + 2\Delta R_s + \right.$$

$$\left. + \frac{H_2'P_2(x_s)(1-6D/\lambda_I)(6DR_\Sigma + 2\Delta R_s - R_s\delta)}{(1+6D\lambda_H)I_s'(1+\lambda_I)}\right].$$

Здесь

$$H_p' = \frac{\partial H_p(x_s)}{\partial x_s},\quad H_2' = \frac{\partial H_2(x_s)}{\partial x_s},\quad I_s' = I_2\frac{\partial P_2(x_s)}{\partial x_s},$$

$$H_s' = \frac{\partial}{\partial x_s}\left[H_p(x_s) + H_2(x_s)P_2(x_s)\right],$$

$$\delta = \frac{1 + 1/\lambda_I + (1+6D)\lambda_H}{(1-6D/\lambda_I)},\quad \lambda_H = \frac{H_p'}{H_s'},\quad \lambda_I = \frac{H_s'}{I_s'},$$

$$R_\Sigma = \int_0^1\int_0^1 R(x,\ y)\,dx\,dy = \langle f_p^2(t)\rangle\tau_k,$$

$$\Delta R_s = \int_0^1 R(x,\ x_s)\,dx = \langle f_p(t)\,f_s(t)\rangle\tau_k,$$

$$R_s = R(x_s,\ x_s) = \langle f_s^2(t)\rangle\tau_k,\quad f_s = f_p + P_2(x_s)f_2.$$

В [38] приведены зависимости σ_{T_p}, $\sigma_{T_{ep}}$ и σ_s от параметра интенсивности МПТ D. Значения R_Σ, ΔR_s и R_s оценивались на основе их асимптотических выражений в предположении малости радиуса пространственной корреляции флуктуаций притоков тепла. При этом принималось, что характерные флуктуации энергетического баланса составляют около 40 Вт/м², радиус пространственной корреляции случайных притоков тепла — 1000 км, характерное время корреляции флуктуаций τ_k — около 3 сут, характерное время инерции системы (c) — порядка 10^8 с. Получено, что дисперсия среднеполушарной температуры $\sigma^2_{T_p}$ слабо зависит от параметра интенсивности МПТ D. Дисперсия площади снежно-ледяного покрова σ^2_s растет практически линейно с ростом D. Наиболее сильная зависимость от D получена для дисперсии перепада температур экватор — полюс $\sigma^2_{T_{ep}}$, которая уменьшается с ростом D. Аналогичные результаты получены для дисперсий $\sigma^2_{T_p}$ и σ^2_s на основе ЭБМ [29].

Следует ожидать, что простые и физически ясные аналитические закономерности тенденций глобального климата, выявленные в ЭБМ, имеют более общий характер и должны воспроизводиться на других КМ, в том числе КМОЦ. В частности, как отмечено в [38], они проявляются в малопараметрической термодинамической модели климата [197].

Отмеченные параметры чувствительности характеризуют чувствительность стационарных режимов ЗКС, в частности, к скачкообразному изменению содержания CO_2 в атмосфере. При тренде, например CO_2, чувствительность ЗКС к его вариациям изменяется. Так, согласно моделям общей циркуляции ([476]), изменения температурного режима ЗКС при тренде CO_2 в атмосфере получены заметно меньшими, чем изменения стационарного режима при соответствующем скачкообразном изменении q_{CO_2}.

II.1. ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ ВКЛАД КЛИМАТИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ В ЭНЕРГЕТИКУ СИСТЕМЫ

Энергетические характеристики ЗКС определяются радиационным балансом на верхней границе атмосферы. От его чувствительности зависит чувствительность глобального климата к различным воздействиям. В связи с этим необходим сравнительный анализ роли основных факторов, формирующих радиационный баланс и его составляющие.

На основании результатов работ [228, 375, 482] можно сделать вывод, что изменения потока УТР определяются в основном вариациями полей следующих переменных ЗКС: температуры, влагосодержания атмосферы и облачности. В частности, в табл. II.1.1 приведены результаты расчетов изменений потока УТР $F_\uparrow$, связанных с изменением поля температуры (T), поля влажности (q_{H_2O}) и облачности (n) в климатических моделях при увеличении солнечной постоянной Q_0 на 6 % в КМОЦ [482], при увеличении — учетверении в КМОЦ [364] и удвоении в статистико-динамической модели климата [368, 375, 402] концентрации CO_2

в атмосфере q_{CO_2}. Расчеты в [375, 402] выполнены для СП, ЮП и для глобальной ЗКС.

Согласно таблице, наибольший вклад в изменения $F_\uparrow$ во всех модельных экспериментах вносит перестройка поля температуры, второй по значимости вклад — поля влажности в атмосфере и на третьем месте — облачность.

Наряду с анализом модельных результатов для определения иерархии формирующих поток УТР полей климатических переменных можно использовать эмпирические данные. В [3] для диагностики относительного вклада переменных в $F_\uparrow$ в линейном

Таблица II.1.1.

Вклад различных климатических переменных и параметров в вариации радиационного баланса ЗКС $R = F_\downarrow - F_\uparrow$ и компонентов $F_\downarrow$ и $F_\uparrow$ разных климатических моделей при вариациях солнечной постоянной Q_0 и содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2}

δF_x (Δ) Вт/м²		x					
		S	T	q_{H_2O}	n	α_s	q_{CO_2}
$\Delta = 6\ \%\ Q_0$ [482]	$\delta_x F_\downarrow$	15,5	—	1,9	2,3	4,7	—
	$\delta_x F_\uparrow$	—	32,1	−10,2	2,8	—	—
	$\delta_x R$	15,5	−32,1	12,1	−0,5	4,7	—
$\Delta = 4q_{CO_2} - q_{CO_2}$ [364]	$\delta_x F_\downarrow$	—	—	1,1	2,3	2,1	0,4
	$\delta_x F_\uparrow$	—	16,7	−6,7	2,1	—	−4,3
	$\delta_x R$	—	−16,7	7,8	0,2	2,1	4,6
$\Delta = 2q_{CO_2} - q_{CO_2}$ [375, 402]	$\delta_x F_\downarrow$	—	—	0,6	1,9	0,5	—
	$\delta_x F_\uparrow$	—	4,4	−1,8	1,6	—	−2,5
	$\delta_x R$	—	−4,4	2,4	0,3	0,5	2,5

приближении использовались результаты регрессий $F_\uparrow$ на T, q_{H_2O} и n ($F_\uparrow$: T, q_{H_2O}, n) по среднемесячным данным для отдельных широтных зон и СП в целом. При этом квадрат множественного коэффициента корреляции (коэффициент детерминации) характеризует долю дисперсии зависимой переменной $F_\uparrow$, объясняемую соответствующей линейной регрессией. Последовательное исключение (пошаговая множественная регрессия) переменных T, q_{H_2O} и n из полной регрессии приводит к уменьшению значения множественного коэффициента корреляции r: $r(F_\uparrow$: T, q_{H_2O}, $n)$ не меньше величин $r(F_\uparrow$: q_{H_2O}, $n)$, $r(F_\uparrow$: T, $q_{H_2O})$ $r(F_\uparrow$: T, $n)$. При оценке значимости климатических переменных в формировании $F_\uparrow$ в [3] величина r использовалась в качестве критерия. Исключение из регрессии наиболее значимой переменной, вносящей наибольший вклад в вариации $F_\uparrow$, вызывает максимальное уменьшение r.

Согласно [3, 164], с использованием полушарно осредненных среднемесячных данных в годовом ходе для $F_{\uparrow p}$ [283, 442], T_p [276], n_p [21, 142] и средней (по вертикальному слою 1012,5—75 гПа) массовой доли влаги в атмосфере $\hat{q}_{H_2O}$ [387] получено, что независимо от выбора данных ($F_\uparrow$ из [283] или из [442], n из [21] или из [142]) наиболее существенную роль в формировании потока УТР играет поле температуры. Сделанный вывод подтверждается и результатами частных корреляций климатических переменных с зависимой переменной $F_{\uparrow p}$ ($F_{\uparrow p}$ с T_p, $F_{\uparrow p}$ с $\hat{q}_{H_2O}$, $F_{\uparrow p}$ с n_p): коэффициент корреляции r ($F_{\uparrow p}$: T_p) — наибольший при всех использовавшихся в [3] данных.

В ЗКС со взаимно коррелируемыми, хотя бы частично, внутренними переменными для определения иерархии последних более применимым является метод последовательного исключения переменных из множественных регрессий, а не метод их последовательного включения. Следует отметить, что формальное применение регрессионного анализа эмпирических данных в системе со взаимно коррелируемыми переменными не имеет строгого обоснования, результаты этого анализа — диагностического характера («эмпирические модели») и нуждаются в сопоставлении с результатами использования других методов.

Согласно [3], сравнение с модельными результатами в таблице показывает, что иерархия основных климатических переменных по относительному вкладу в формирование потока УТР с использованием эмпирических данных в годовом ходе для СП в целом и в разных численных экспериментах для климатических моделей одинакова.

Аналогичные расчеты в [3] проведены на основе тех же эмпирических данных для разных широтных зон СП. При этом получено, что во внетропических широтах (25° с. ш. и севернее) независимо от выбора данных наиболее существенную роль в формировании потока УТР на верхней границе атмосферы в годовом ходе играет поле температуры. Независимый вклад в изменения УТР вследствие перестройки поля влажности и количества облаков в годовом ходе для внетропических широт по оценке получен заметно меньше. Это говорит в пользу параметризаций УТР в терминах приповерхностной температуры, применяемых в энергобалансовых моделях климата [29, 232, 382], в качестве первого приближения.

Труднее установить иерархию климатических переменных, формирующих УТР в приэкваториальных широтах (0—20° с. ш.), что связано с заметно меньшей изменчивостью термического режима в годовом ходе в данных широтах. При этом поля температуры, влажности и облачности по использованным в [3] данным варьируются в годовом ходе достаточно независимо, на что указывают сравнительно низкие коэффициенты их взаимной корреляции. Хотя вариации климатических переменных в тропических широтах в годовом ходе малы, но тропики занимают существенную часть площади полушария и оказывают заметное влияние на глобальные характеристики.

Результаты проведенной в [2, 3] диагностики указывают на сравнимость вклада разных переменных в дисперсию потока $F_\uparrow$ в годовом ходе для тропических широт. При этом в пределах точности использованных данных трудно однозначно установить иерархию переменных. В частности, на 5° с. ш. по данным $F_\uparrow$ [442], T [276], n [21] и q_{H_2O} [387] получена следующая иерархия переменных (в порядке убывания значимости): облачность, влажность, температура. При замене данных $F_\uparrow$ [442] на $F_\uparrow$ [283] иерархия иная: температура, облачность, влажность. По данным $F_\uparrow$ [442], T [276], n [142], q_{H_2O} [387] следует иерархия: влажность, облачность, температура. На 15° с. ш. результаты, полученные на основе данных $F_\uparrow$ [442] и $F_\uparrow$ [283] при n [21], аналогичны, но отличаются от результатов, полученных с использованием n [141—143].

На необходимость уточнения характеристик годового хода климатических переменных в тропических широтах указывают и результаты сравнения различных среднемесячных данных в годовом ходе для разных широтных зон СП в таблице в [3]. В частности, коэффициенты корреляции данных [442] и [283] для потока УТР достаточно высоки, кроме приэкваториальной зоны. Следует отметить при этом большие различия амплитуд вариаций $F_\uparrow$ в годовом ходе. Только в приэкваториальной зоне ослаблена и корреляция температуры на уровне 1000 гПа [387] с приповерхностной температурой [212, 276] (см. п. II.2). Высокие коэффициенты корреляции для удельного влагосодержания в столбе атмосферы (q_{H_2O}) и на уровне 1000 гПа по данным [387] указывают на то, что на сделанные выше выводы не должен повлиять выбор переменной, характеризующей влагосодержание атмосферы. Наиболее существенные различия в данных об облачности. При этом достаточно высока корреляция данных [21] и [142], хотя первые получены по наземным наблюдениям, а последние по спутниковым. Заметно слабее корреляция с данными [277] и [280], поэтому эти данные в диагностике иерархии климатических переменных в [3] не использовались.

В [3] отмечено также, что величины q_{H_2O} хорошо коррелируют с T на всех широтах СП, кроме приэкваториальной зоны (см. п. II.3). В связи с этим в определении вариаций потока УТР можно учитывать в качестве независимых только две переменные n и T, что используется в энергобалансовых моделях климата [29, 232].

Изменения $\delta F_\downarrow$ поглощенной в системе коротковолновой солнечной радиации $F_\downarrow$ согласно [164, 168, 182, 202, 204, 228, 482] определяются в основном изменениями полей следующих внутренних переменных ЗКС: влажности воздуха, облачности и альбедо подстилающей поверхности.

В табл. II.1.1 приведены результаты расчетов изменений $F_\downarrow$, связанных с изменением полей влажности (q_{H_2O}), облачности (n) и альбедо подстилающей поверхности (α_s) в климатических моделях при увеличении солнечной постоянной Q на 6 % в КМОЦ [482], при учетверении в [364] и удвоении в модели [375, 402] содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2}. Согласно табл. II.1.1, наибольший (кроме S) вклад в глобальные изменения $F_\downarrow$ в [482] вносят вариации α_s, вклад облачности — второй по значимости, на третьем месте — вклад вариаций поля влажности. Вклад же вариаций $F_\downarrow$ за счет изменения S почти вдвое превышает вклад остальных трех факторов. При этом, в частности, роль q_{H_2O} в вариациях $F_\downarrow$ более чем в 5 раз меньше, чем в вариациях $F_\uparrow$. В [375, 402] наибольший вклад в изменения $F_\downarrow$ в СП, ЮП и для всей системы в целом вносят вариации облачности. Вклад вариаций q_{H_2O} и α_s сравним, причем в СП несколько больше вклад вариаций q_{H_2O}, а в ЮП и для системы в целом — вариаций α_s.

Аналогично [3] с использованием эмпирических данных была проведена диагностика относительной значимости в формировании притока в систему солнечной радиации $F_\downarrow$ различных климатических факторов: инсоляции (S) и зенитного угла Солнца (Z), массовой доли водяного пара атмосферы q_{H_2O}, облачности n и альбедо подстилающей поверхности α_s. В [164, 168] вместо изменений альбедо подстилающей поверхности $\delta\alpha_s$ использовались также изменения приповерхностей температуры T, с которыми связаны $\delta\alpha_s$.

При анализе различных эмпирических (регрессионных) моделей формирования $F_\downarrow$ согласно [168] использовались данные для различных широтных зон в годовом ходе. Наиболее тесная связь вариаций $F_\downarrow = QS(1-\alpha)$ в годовом ходе для различных широтных зон СП отмечена с вариациями инсоляции (S), менее тесная — с зависимостью планетарного альбедо α от зенитного угла Солнца Z. Роль климатических переменных в формировании $F_\downarrow$ изменяется с широтой и зависит от сезона. Выявлено, в частности, ослабление связи $F_\downarrow$ с α_s в арктических широтах.

Отмеченную корреляцию значений $F_\downarrow$ и T можно связать с изменением радиационных (оптических) свойств облачности (оптической толщины, альбедо), ее пространственных характеристик (в частности, высоты облаков), с изменением термического режима.

В [182] проведена диагностика относительного вклада различных переменных в формирование сезонных изменений радиационного режима в атмосфере разных широт и для разных атмосферных слоев. Радиационные потоки и притоки в безоблачной атмосфере северного и южного полушария рассчитывались при разных зенитных углах Солнца Z ($\mu = \cos Z$) и разной инсоляции S с использованием среднемесячных зонально осредненных (для 10-градусных широтных зон) данных для температуры T [247, 391], содержания озона q_{O_3} [330, 369], водяного пара q_{H_2O} [371, 391] в тропосфере и стратосфере и для альбедо подстилающей поверхности α_s [335]. Расчеты производились для 25 атмосферных слоев (с интерполяцией исходных данных) с центрами на уровнях 997, 950, 900, 870, 800, 700, 600, 500, 400, 300, 200, 100, 50, 31, 20, 15, 10, 7, 5, 4, 3, 2, 1, 0,5 гПа.

Потоки длинноволновой (ДВ) радиации рассчитывались согласно [201] в двухпотоковом приближении для 17 спектральных

интервалов в диапазоне 10—2260 $см^{-1}$ (4,43—1000 мкм) с дальнейшим суммированием по спектру. Функция пропускания потока ДВР для селективного газового поглощения H_2O, CO_2, O_3 аппроксимировалась в спектральных интервалах функцией пропускания Гуди для статистической модели полосы поглощения. Учет неоднородности атмосферы осуществлялся по методу Куртиса — Годсона и учитывалась зависимость полуширины линии поглощения от температуры. Использовалось приближение диффузности, пренебрегалось рассеянием ДВ радиации. В длинноволновом диапазоне поверхность считалась абсолютно черной. Объемная доля CO_2 составляла 330 $млн^{-1}$.

Потоки коротковолновой радиации рассчитывались с использованием двухпотокового метода δ-Эддинтона согласно [201] с разбиением на три диапазона длин волн: ультрафиолетовый (УФ) от 0,1975 до 0,3125 мкм, видимый (В) от 0,3125 до 0,750 мкм и ближний инфракрасный (БИК) от 0,75 до 4 мкм. В УФ диапазоне с 11 спектральными интервалами учитывалось только поглощение O_3 и пренебрегалось рэлеевским рассеянием. В видимом диапазоне из двух спектральных интервалов учитывалось поглощение O_3 и рэлеевское рассеяние. Газовое поглощение в УФ и В диапазонах определялось коэффициентом поглощения в каждом спектральном интервале (неселективное поглощение в пределах спектрального интервала).

В БИК диапазоне с 12 спектральными интервалами учитывалось селективное поглощение H_2O, CO_2 и пренебрегалось рэлеевским рассеянием. Газовое поглощение аппроксимировалось функцией пропускания Гуди для статистической модели полосы поглощения.

В связи с несовместимостью учета рассеяния методом δ-Эддингтона и газового поглощения функцией пропускания Гуди использовался приближенный алгоритм [182].

При использовании зональных среднемесячных значений радиационных потоков на верхней границе атмосферы [442] и количества облаков [142] по спутниковым данным были сделаны оценки роли облачности в формировании компонентов радиационного баланса земной климатической системы.

По спутниковым данным радиационный баланс в среднегодовом режиме ($\bar{R}$) положителен от экватора до субтропических широт, среднегодовые значения для безоблачной системы ($\bar{R}_0$) положительны от экватора до средних широт (табл. II.1.2). При этом около 40° с. ш. и в 40-х широтах ЮП при положительных $\bar{R}_0$ значения $\bar{R}$ отрицательны и $\bar{R}_0 > \bar{R}$ везде, кроме полярных широт. Это указывает на то, что в полярных широтах облачность уменьшает отрицательные значения радиационного баланса ($\bar{R}_0 - \bar{R} \approx \approx -20$ Вт/м² в СП и меньше — 40 Вт/м² в ЮП), т. е. способствует нагреву системы. В других широтных зонах облачность в среднегодовом режиме (по сравнению с безоблачной атмосферой) способствует выхолаживанию (с меньшим прогревом) системы. В целом при анализе среднегодового широтного распределения можно выделить четыре режима: 1) $\bar{R}_0 > 0$, $\bar{R} > 0$, $\bar{R}_0 - \bar{R} > 0$; 2) $\bar{R}_0 > 0$,

Таблица II.1.2.

Характеристики радиационного баланса в Вт/м² в зависимости от широты

Характеристика	Широта, ... °																		
	80 с.	70	60	50	40	30	20	10	0	10	20	30	40	50	60	70	80 ю.
$\bar{R}_0$	—125	—95	—57	—17	12	26	43	70	82	74	58	43	29	6	—38	—130	—130
$\bar{R}$	—108	—85	—59	—32	—6	16	40	64	71	61	43	23	—2	—34	—6	—85	—88
$\bar{R}_0 - \bar{R}$	—18	—10	2	15	—6	11	3	7	11	13	16	21	31	39	26	—46	—42

Таблица II.1.3.

Январские и июльские вариации в Вт/м² относительно среднегодового режима для радиационного баланса на верхней границе атмосферы ΔR и на верхней границе безоблачной атмосферы ΔR_0 в зависимости от широты

Характеристика	Широта, ... °																		
	80° с. ш.	70	60	50	40	30	20	10	0	10	20	30	40	50	60	70	80° ю. ш.
ΔR_0 (1)	—57	—97	—134	—146	—126	—104	—78	—53	—11	32	67	97	134	165	200	158	80
ΔR (1)	—51	—70	—91	—95	—91	—81	—67	—39	3	43	75	97	112	120	122	104	66
ΔR_0 (7)	135	161	175	158	121	90	65	334	—9	—51	—84	—141	—141	—157	—159	—76	—43
ΔR (7)	86	120	164	96	84	70	46	18	—21	—58	—84	—100	—106	—105	—93	—61	—30

$\bar{R} < 0$; 3) $\bar{R}_0 < 0$, $\bar{R} < 0$, $\bar{R}_0 - \bar{R} > 0$; 4) $\bar{R}_0 < 0$, $\bar{R} < 0$, $\bar{R}_0 - \bar{R} < 0$.

Значения $\bar{R}_0$ и $\bar{R}$ монотонно убывают от экватора к полюсам. В то же время величины $(\bar{R}_0 - \bar{R})$, характеризующие вклад облачности в радиационный баланс, максимальны в средних широтах СП (до 20 Вт/м²) и ЮП (до 40 Вт/м²). Были рассчитаны также вариации $\bar{R}_0$ относительно среднегодового режима $\bar{R}_0$ в июле $\Delta\bar{R}_0(7) = R_0(7) - \bar{R}_0$ и в январе $\Delta R_0(1) = R_0(1) - \bar{R}_0$ и сопоставлены с соответствующими вариациями $\Delta R(7)$ и $\Delta R(1)$ по спутниковым данным (табл. II.1.3). При этом отмечено, что облачность в различных широтных зонах, за исключением тропических широт в ЮП, демпфирует вариации радиационного баланса в годовом ходе: уменьшает их амплитуду.

Вариации радиационного баланса $\delta_n\bar{R}$ в годовом ходе (в июле и январе относительно среднегодового режима) из-за вариаций облачности n, оцененные согласно $\delta_n R = (\bar{R}_0 - \bar{R})(1 - n/\bar{n})$, получены порядка 1 Вт/м² (с максимумом около 5 Вт/м² в полярных широтах). Малые значения $\delta_n R$ — следствие малых вариаций зональной облачности $\delta n = n - \bar{n}$ в годовом ходе, особенно в ЮП ($|\delta n|$ максимальны около 80° с. ш.: —0,13 в июле и 0,11 в январе). Согласно эмпирическим зональным оценкам [168], вклад облачности в вариации радиационного баланса в годовом ходе для СП также получен относительно малым: в пределах 7 Вт/м² для июля, а с использованием наземных данных об облачности — в пределах 12 Вт/м² для июля и января. При этом величина $\delta_n R$ в средних широтах оценена в пределах 2 Вт/м², а максимальна в полярных широтах (12 Вт/м²). Как оценено в [168], из климатических переменных наибольший вклад (кроме инсоляции) в вариации (δR) радиационного баланса в годовом коде с использованием эмпирических данных вносит поле температуры (T), меньше — поле влажности в атмосфере (q_{H_2O}), еще меньше — количество облаков (n). Вклад вариаций q_{H_2O} существен в субтропических и полярных широтах, особенно летом.

Для безоблачной атмосферы на рис. II.1.1 представлены результаты расчета изменений радиационного баланса системы из-за перехода соответствующей переменной (при среднегодовых значениях остальных переменных) из среднегодового режима в январский и июльский. (Следует отметить, что на 80° ю. ш. при расчетах для рис. II.1.1.*б* использовалось нулевое q_{O_3} в июле). Согласно рис. II.1.1, вариации радиационного баланса при одновременном изменении всех переменных (Σ) практически определяются соответствующими вариациями только инсоляции (S). Это указывает на взаимную компенсацию вкладов в отмеченные вариации радиационного баланса переменных T, q_{H_2O}, q_{O_3}, α_s. Из внутренних переменных систем наибольшие вариации радиационного баланса отмечены при изменениях температурного режима. Вклад вариаций α_s больше, чем вклад вариаций q_{H_2O} в средних и полярных широтах, и наоборот — в субтропических и тропических. Вклад озона мал и становится значимым только в полярных широтах.

Отмечено, что суммарный синергетический эффект совместного изменения всех переменных не соответствует сумме эффектов из-за вариаций отдельных переменных. В связи с этим наряду с вариантами расчетов с одной варьируемой переменной были произведены расчеты межсезонных изменений с одной фиксированной переменной (и с изменением всех остальных переменных). При этом, чем больше отклонение вариаций радиационного баланса подсистемы в сравнении с вариантом изменения всех переменных (Σ), тем более значима соответствующая (зафиксированная в данном расчете) переменная. Получено что основные межсезонные изменения радиационного баланса безоблачной атмосферы и её отдельных слоев связаны с вариациями инсоляции. Из внутренних переменных наибольший вклад, особенно в высоких широтах, вносят вариации поля температуры.

В [182] представлены также результаты межсезонных изменений радиационного баланса системы атмосфера — поверхность, поверхности, пограничного слоя атмосферы (от поверхности до уровня 860 гПа), атмосферы (тропосферы и стратосферы), стратосферы (от тропопаузы до уровня 0,4 гПа) и нижней стратосферы (от тропопаузы до уровня 20 гПа) при изменениях всех переменных и всех переменных, кроме одной. Следует отметить существенный вклад вариаций содержания озона в атмосфере полярных широт при переходе от зимнего режима к весеннему. В частности, в режиме формирования «озонной дыры» в ЮП при переходе от июля к октябрю динамика озона существенно влияет на радиационную энергетику антарктической атмосферы. Этот вывод относится и к арктической атмосфере при переходе от зимнего (январского) режима к весеннему (апрельскому). Соответствующие изменения радиационного режима антарктической и арктической атмосферы из-за вариаций содержания озона связаны в основном с нижней стратосферой. В полярных широтах вариации радиационного баланса атмосферы из-за вариаций содержания озона сравнимы и даже превосходят соответствующие вариации из-за изменения температурного режима.

Следует отметить особенности сезонных вариаций радиационного баланса погранслоя безоблачной атмосферы в СП. Проявилась тенденция противоположных изменений в указанные сезоны радиационного баланса погранслоя СП по сравнению с радиационным балансом всей системы, поверхности, всей атмосферы и стратосферы. Уменьшение вариаций РБ системы в целом в полярных широтах связано с эффектом подстилающей поверхности, который не проявляется для атмосферы в целом и для стратосферы. Этот эффект проявляется в погранслое. В то же время отмечено в общем сравнительно слабое влияние вариаций альбедо подстилающей поверхности на вариации радиационного баланса этого слоя.

В целом результаты проведенных расчетов подтверждают результаты оценок роли различных климатических переменных в формировании радиационного баланса СП, отмеченные в [3, 168], на основе множественных линейных регрессий с использо-

ванием эмпирических данных в годовом ходе («эмпирические модели»). Соответствующие оценки январских и июльских вариаций радиационного баланса климатической системы относительно среднегодового режима приведены в [168]. При этом в варианте I

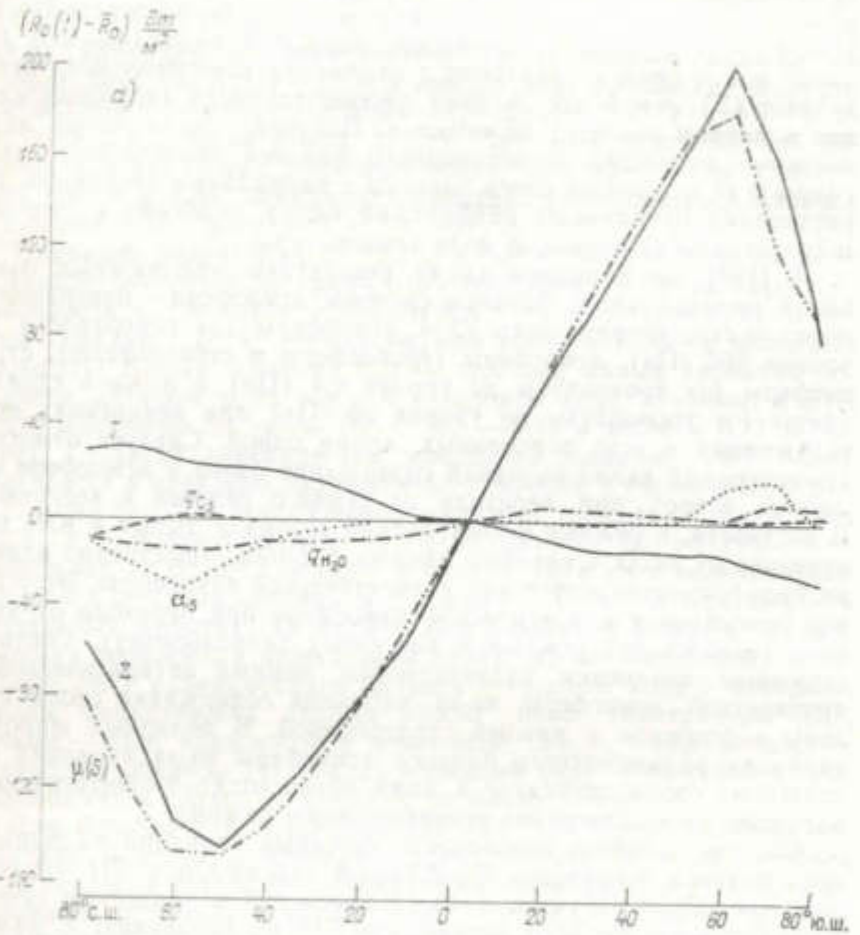
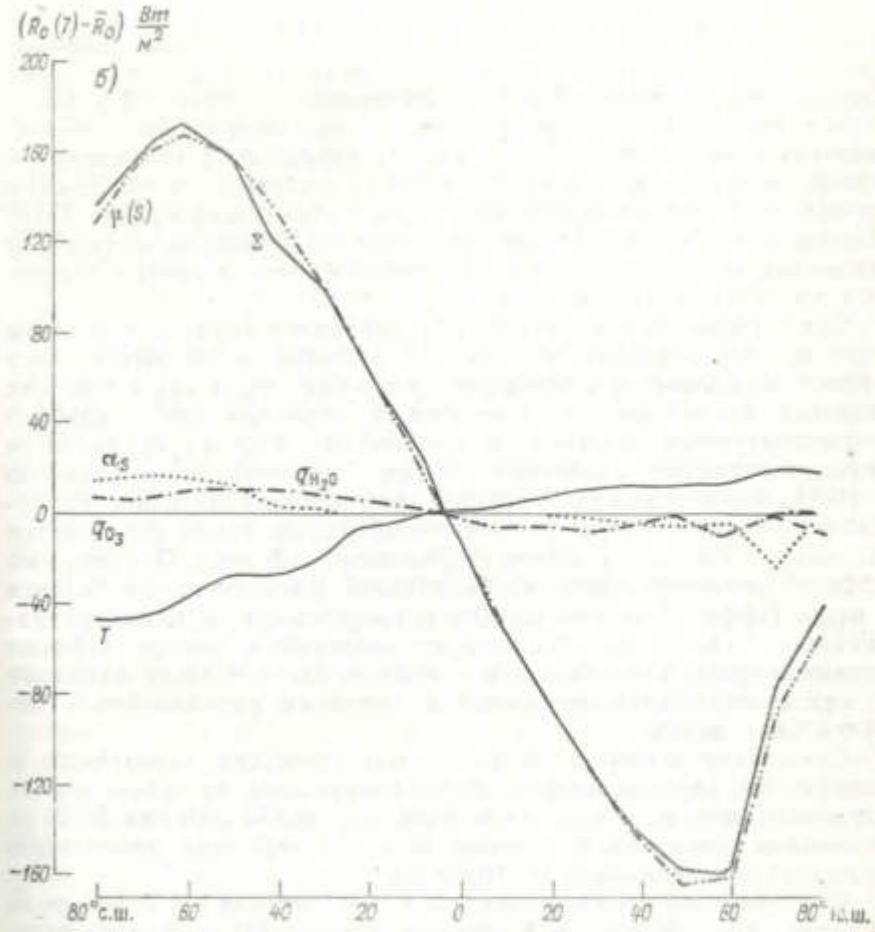


Рис. 11.1. Вариации радиационного баланса на верхней границе безоблачной относительно среднегодового режима

использовались данные об облачности из [142, 143], в варианте II — из [21].

Согласно варианту I, вариации поглощенной в ЗКС коротковолновой (КВ) солнечной радиации и радиационного баланса R как для июля, так и для января определяются в основном вариациями инсоляции. Из внутренних переменных ЗКС наибольший вклад в формирование радиационного баланса (и ДВ радиации) вносит поле температуры (T). Меньше вклад в формирование радиационного баланса (ДВ и КВ радиации) поля влагосодержа-

ния атмосферы и еще меньше облачности (n). Что касается вариаций альбедо подстилающей поверхности (α_s) в годовом ходе, то их вклад в радиационный баланс в июле сравним, а в январе превышает вклад облачности. Роль вариаций зенитного угла



атмосферы из-за вариаций отдельных переменных и всех переменных вместе (Σ) в январе (*а*) и июле (*б*).

Солнца (μ) получена относительно малой для КВ радиации (в январе и июле) и радиационного баланса (в июле), но превышающей вклад облачности в январе [168].

Тенденции влияния климатических переменных и параметров на радиационный баланс СП различаются. Вариации температурного поля уменьшают (по абсолютному значению демпфируют) вариации радиационного баланса, связанные с вариациями инсоляции. Вариации поля влагосодержания атмосферы влияют противоположным образом: увеличивают вариации радиационного ба-

ланса (и КВ радиации, а вариации ДВ радиации уменьшают) в годовом ходе (положительная обратная связь). Облачность уменьшает вариации радиационного баланса (КВ и ДВ радиации) в годовом ходе по абсолютному значению, т. е. стабилизирует ЗКС. За счет облачности в январе радиационный баланс (и КВ радиация) увеличивается, а в июле уменьшается. При этом выхолаживающий летний облачный эффект больше, чем утепляющий зимний, хотя в значительной степени (особенно в январе) влияние облачности на КВ и ДВ радиацию в варианте I компенсирует друг друга и количественный вклад облачности в радиационный баланс относительно мал. В варианте II компенсирующее влияние облачности на КВ и ДВ радиацию в летнем режиме проявляется слабее и преобладает выхолаживающий эффект КВР. Наряду с интегральным стабилизирующим эффектом облачности тенденции ее влияния на радиационный баланс в разных широтных зонах различаются.

Существенно, что вариации радиационного баланса в годовом ходе за счет вариаций α_s для СП в целом ослабляются. Этот эффект определяется в основном тропиками, тогда как в высоких широтах проявляется положительная обратная связь альбедо с температурным режимом. В тропических широтах проявляется стабилизирующий альбедный эффект, который, как отмечено в [168], можно связать с аридизацией климата. Влияние вариаций μ в годовом ходе на радиационный баланс также различается по знаку в высоких и приэкваториальных широтах. Полушарный эффект характеризуется стабилизацией радиационного баланса в июле (эффект высоких широт) и увеличением вариаций радиационного баланса по абсолютному значению в январе (эффект низких широт). При этом как в январе, так и в июле вариации μ вносят отрицательный вклад в вариации радиационного баланса СП в целом.

Суммарное действие вариаций климатических переменных и параметров характеризуется стабилизирующим их влиянием на вариации инсоляции в годовом ходе, и в целом реакция ЗКС на изменение инсоляции в годовом ходе соответствует проявлению принципа типа принципа Ле Шателье.

Существенная неопределенность в ЗКС связана с оценкой роли облачности в глобальной энергетике системы [210]. Диагностические оценки, сделанные в данной работе, выявляют сравнительно малые вариации $\delta_n R$. При этом, несмотря на достаточно большой диапазон различных оценок, можно отметить общую тенденцию увеличения $\delta_n R$ к полюсу в полярных и субполярных широтах, а также к экватору в тропических широтах с локальным минимумом в зоне 10—20° с. ш. Кроме того, для июля по радиационным расчетам с использованием эмпирических данных [168] и для модели [482] с увеличением солнечной постоянной выявляется локальный максимум $\delta_n R$ в субтропиках. Существенное отличие оценок проявляется в средних широтах.

Согласно сделанным оценкам в [168], облачность дестабилизирует (значения $\delta_n R$ того же знака, что и изменения инсоляции)

систему в полярных широтах и стабилизирует (демпфируют изменения инсоляции) в тропических. Для средних и субтропических широт на основе приведенных оценок в [168] нельзя сделать общих выводов.

II.2. ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТРУКТУРА АТМОСФЕРЫ

Температурная стратификация тропосферы в широком классе задач физики атмосферы и теории климата характеризуется средним вертикальным градиентом γ [228]. Параметр γ является важной характеристикой ЗКС и нуждается в теоретическом обосновании причин формирования и в детальных эмпирических исследованиях при различных пространственно-временных осреднениях [79, 166, 175, 197, 403, 408, 429, 448, 482]. Трудность заключается в глобальности механизмов формирования вертикального градиента температуры и зависящих от него обратных связей ЗКС. Средний по высоте тропосферы, градиент γ не постоянен и изменяется как в пространстве, так во времени, например с широтой и в годовом ходе [79, 166, 408, 448]. Учет вариаций γ с изменением термического режима необходим при определении чувствительности ЗКС и ее моделей к различным воздействиям и вариациям параметров. С колебаниями вертикального градиента температуры, в частности, в годовом ходе может быть связано явление параметрического резонанса в атмосфере.

В табл. II.2.1 представлены результаты линейных регрессий

$$T(z) = T_0 - \gamma z \qquad \text{(II.2.1)}$$

по среднегодовым данным [387] для вертикальных температурных профилей разных широт СП согласно [166]. Для всех широтных зон коэффициент корреляции r получен не менее 0,99. В табл. II.2.1 указаны также среднеквадратические отклонения для γ. Величина γ и количество уровней по высоте, учитываемых в регрессии (II.2.1), определялись из условия максимальности r. При этом число уровней, участвующих в регрессии, зависит от широты и ограничивается высотой тропопаузы. Так, для широт от 0 до 25° с. ш. коэффициент корреляции максимален при использовании данных для десяти уровней (1000, 950, 850, 700, 500, 400, 300, 200, 100 гПа) в регрессии (II.2.1), для широт от 30 до 45° с. ш. — для девяти уровней от поверхности, полярнее 50° с. ш. — для восьми уровней. При учете слоев выше высоты тропопаузы коэффициент корреляции для (II.2.1) падает. Результаты показывают, что средний тропосферный градиент температуры достаточно хорошо характеризует вертикальный профиль температуры на разных широтах.

Рассчитанное по среднегодовым данным [387] значение γ для СП и на широте (37° с. ш.) со средней приповерхностной температурой СП 288 К около 6,0 К/км, а при осреднении по площади от экватора до 75° с. ш. $\gamma = 5{,}96$ К/км. Если принять для широт выше 75° с. ш. $\gamma = \gamma$ (75° с. ш.), то среднеполушарное $\gamma =$

$= 5{,}93$ К/км. При этом оно заметно уменьшается от 6,4 К/км на экваторе до 4,9 К/км на широте 75° с. ш. В качестве одной из причин уменьшения γ и увеличения его среднеквадратического отклонения с ростом широты можно указать на существование температурных инверсий в более высоких широтах.

Таблица II.2.1.

Результаты линейных регрессий (II.2.1) для разных широтных зон по данным для северного и южного полушарий

Широта, ... °	Северное полушарие				Южное полушарие			
	$T(0)$ К	γ К/км	r	T_s К	$T(0)$ К	γ К/км	r	T_s К
0	299,7	6,30 (±0,14)	0,998	301,2	299,7	6,32	0,998	301,1
5	299,4	6,32 (±0,13)	0,996	301,1	299,5	6,29	0,996	300,7
10	299,1	6,29 (±0,13)	0,998	301,1	299,1	6,26	0,998	300,2
15	298,6	6,23 (±0,13)	0,997	300,7	298,1	6,17	0,997	299,4
20	297,3	6,09 (±0,13)	0,998	299,3	296,6	6,03	0,998	297,8
25	295,3	5,90 (±0,14)	0,998	296,9	294,7	6,08	0,998	296,0
30	292,7	6,07 (±0,14)	0,998	295,1	292,5	6,07	0,998	293,6
35	289,6	6,05 (±0,12)	0,999	291,9	289,7	6,04	0,999	290,6
40	285,7	5,93 (±0,13)	0,997	287,9	286,5	5,96	0,997	287,1
45	281,8	5,72 (±0,15)	0,998	283,8	283,0	6,10	0,998	283,8
50	278,6	5,83 (±0,17)	0,997	280,9	279,5	6,06	0,997	279,9
55	275,9	5,75 (±0,15)	0,996	277,9	276,6	6,03	0,996	276,0
60	272,5	5,62 (±0,18)	0,997	274,9	268,3	5,88	0,997	271,6
65	268,8	5,38 (±0,21)	0,995	271,7	264,7	5,76	0,995	267,8
70	264,8	5,10 (±0,26)	0,992	268,4	261,5	5,65	0,992	264,8
75° с. (80° ю.)	261,1	4,86 (±0,31)	0,988	265,5	249,1	6,07	0,988	264,8

В табл. II.2.2 представлены результаты регрессий (II.2.1) по среднемесячным данным [387] для вертикальных температурных профилей СП в целом в годовом ходе. При полушарном осреднении γ также достаточно хорошо ($r \geqslant 0{,}997$) характеризует вертикальный профиль температуры для СП. Отметим, что амплитуда годового хода γ для СП в целом существенно меньше, чем его изменение с широтой от экватора к полюсу в среднегодовом режиме. При этом величина γ максимальна летом (6 К/км), достигает минимума в январе (5,6 К/км), а в среднем равна 5,84 К/км. Последняя величина в пределах точности расчетов совпадает со среднеполушарным γ по среднегодовым данным.

Отметим, что рассчитанная в [166] по данным [355] среднегодовая величина $\gamma = 6{,}02$ К/км на широте, где зональная приповерхностная температура равна средней приповерхностной температуре СП, также практически совпадает (как и по данным [387]) со среднеполушарным $\gamma = 6{,}06$ К/км. При этом γ уменьшается от 6,6 К/км на экваторе до 4,2 К/км на полюсе.

Важной характеристикой термического режима ЗКС является приповерхностная температура $T(0)$. В подавляющем большинстве

климатических моделей их чувствительность к изменениям каких-либо параметров характеризуется прежде всего изменением приповерхностной температуры, в частности средней (среднеполушарной или среднеглобальной) приповерхностной температуры T_p системы. Поэтому целесообразно определение функциональной за-

Таблица II.2.2.

Годовой ход результатов регрессий (II.2.1.) по среднеполушарным данным

Месяц	Северное полушарие				Южное полушарие			
	$T(0)$ К	γ К/км	r	T_s К	$T(0)$ К	γ К/км	r	T_s К
I	282,7	5,63 (±0,12)	0,998	284,6	290,5	5,85	0,998	291,7
II	283,0	5,65 (±0,11)	0,999	284,8	291,0	5,84	0,999	291,9
III	283,9	5,72 (±0,11)	0,999	285,9	290,7	5,90	0,999	291,4
IV	286,7	5,84 (±0,10)	0,999	288,8	290,1	6,00	0,999	290,5
V	289,6	5,92 (±0,11)	0,999	291,9	289,5	6,05	0,999	289,0
VI	292,2	5,97 (±0,11)	0,999	294,6	288,2	6,06	0,999	288,0
VII	293,7	5,99 (±0,12)	0,997	296,1	287,5	6,07	0,997	287,3
VIII	293,8	5,99 (±0,12)	0,999	296,0	287,1	6,05	0,999	287,2
IX	292,1	5,98 (±0,11)	0,999	294,0	287,5	6,03	0,999	287,5
X	289,2	5,90 (±0,11)	0,999	291,1	288,5	6,03	0,999	288,6
XI	286,3	5,81 (±0,11)	0,999	288,0	288,8	5,98	0,999	289,9
XII	283,9	5,72 (±0,12)	0,998	285,8	289,9	5,93	0,998	291,0

висимости γ от $T(0)$. В частности, учет зависимости γ от $T(0)$ необходим в глобальных термодинамических моделях, основанных на уравнении баланса энергии. Параметризация $\gamma = \gamma(T(0))$ полезна в радиационно-конвективных и чисто стратосферных глобальных моделях для определения взаимосвязи изменений у поверхности и в стратосфере.

В [166] приведены результаты расчетов γ на основе регрессий (II.2.1) по различным данным [355, 387, 413] для вертикальных температурных профилей в среднегодовом режиме для различных широт и в годовом ходе для СП в целом в зависимости от приповерхностной температуры. (Для температурных распределений [387] высота соответствующих уровней давления определялась с использованием данных для геопотенциала.) При этом отмечено достаточно хорошее совпадение результатов и особо подчеркнута близость γ при зональном осреднении на широте, где зональная приповерхностная температура равна средней приповерхностной температуре СП, к среднеполушарному γ. Подобный вывод [166] отличается от вывода, сделанного в [448] о сильной нелинейности связи γ с $T(0)$ и, таким образом, о неприменимости параметризаций $\gamma = \gamma(T(0))$ для глобальных и полусферных моделей. Полученная в [448] сильно нелинейная связь объясняется, по-видимому, тем, что значение γ определялось средним по массе, а не по высоте.

В [166] с помощью регрессий

$$\gamma = a_0 + a_1 T(0) \qquad \text{(II.2.2)}$$

оценены значения параметра чувствительности $d\gamma/dT(0)$ (a_1). На основе среднегодовых данных [387] для разных широт (см. табл. II.2.1) получено $d\gamma/dT(0) = (0{,}31 \pm 0{,}003)$ км$^{-1}$ с коэффициентом корреляции $r = 0{,}95$. По среднемесячным данным в годовом ходе для СП в целом (см. табл. II.2.2) определено $d\gamma/dT(0) = (0{,}032 \pm 0{,}002)$ км$^{-1}$ с $r = 0{,}98$. Таким образом, величины $d\gamma/dT(0)$, полученные по изменениям в годовом ходе и межширотным различиям в среднегодовом режиме, практически совпадают. Это может служить указанием на климатическую значимость полученной связи $\gamma = \gamma(T(0))$.

Диапазон неопределенности полученной величины $d\gamma/dT(0)$ в [166] оценен сравнением с результатами по другим данным [355, 413]. По среднегодовым данным Мак Клачи и др. (1972) для трех широтных зон СП (тропиков, средних широт и субарктики) $d\gamma/dT(0) = (0{,}030 \pm 0{,}007)$ км$^{-1}$ с $r = 0{,}97$. По среднегодовым данным [413] и данным [355] для разных широтных зон СП получено соответственно $d\gamma/dT(0) = (0{,}031 \pm 0{,}003)$ км$^{-1}$ с $r = 0{,}97$ и $d\gamma/dT(0) = (0{,}052 \pm 0{,}002)$ км$^{-1}$ с $r = 0{,}99$. В [413] представлены данные от экватора до 70° с. ш., а в [355] — от экватора до полюса.

Таким образом, найдено, что γ с хорошей степенью точности пропорционально $T(0)$ и в среднем $d\gamma/dT(0) = (0{,}004 \pm 0{,}001)$ км$^{-1}$ по различным эмпирическим данным для разных широт в среднегодовом режиме и в годовом ходе для СП в целом. Отметим, что $d\gamma/dT(0)$ определяет $H_{кр}^{-1}$ — обратную величину высоты, выше которой с ростом $T(0)$ температура атмосферы уменьшается. При $d\gamma/dT(0) = 0{,}04$ км$^{-1}$ величина $H_{кр}$ равна 25 км.

Полученные в [166] величины $d\gamma/dT(0)$ лежат в пределах оценок, указанных в [273]: $d\gamma/dT(0) = 0 \ldots 0{,}1$ км$^{-1}$. Близка к полученным в [166] величина $d\gamma/dT(0)$ в модели [197]. Нужно отметить, что более высокая эмпирическая оценка получена по данным из [355] для всего СП. Температурные инверсии в высоких широтах могут уменьшать эффективные значения γ и увеличивать $d\gamma/dT(0)$.

Значения $d\gamma/dT(0)$ были оценены в [166] также для различных широт СП по среднемесячным эмпирическим данным [387] в годовом ходе. Предварительно величины γ для различных месяцев и широт определялись на основе линейной регрессии (II.2.1). На рис. II.2.1 приведены результаты линейных регрессий (II.2.2) для разных широт СП. Вертикальные отрезки характеризуют среднеквадратические отклонения $d\gamma/dT(0)$.

Из рис. II.2.1 видно, что не на всех широтах связь γ с $T(0)$ тесная. Провалы в коэффициенте корреляции r (и в величине $d\gamma/dT(0)$) могут быть связаны с циркуляционными эффектами. Следует отметить, что приэкваториальная зона резко отличается от остальных широтных зон величиной $d\gamma/dT(0)$. Это можно объяснить различием механизмов формирования γ. Как отмечено

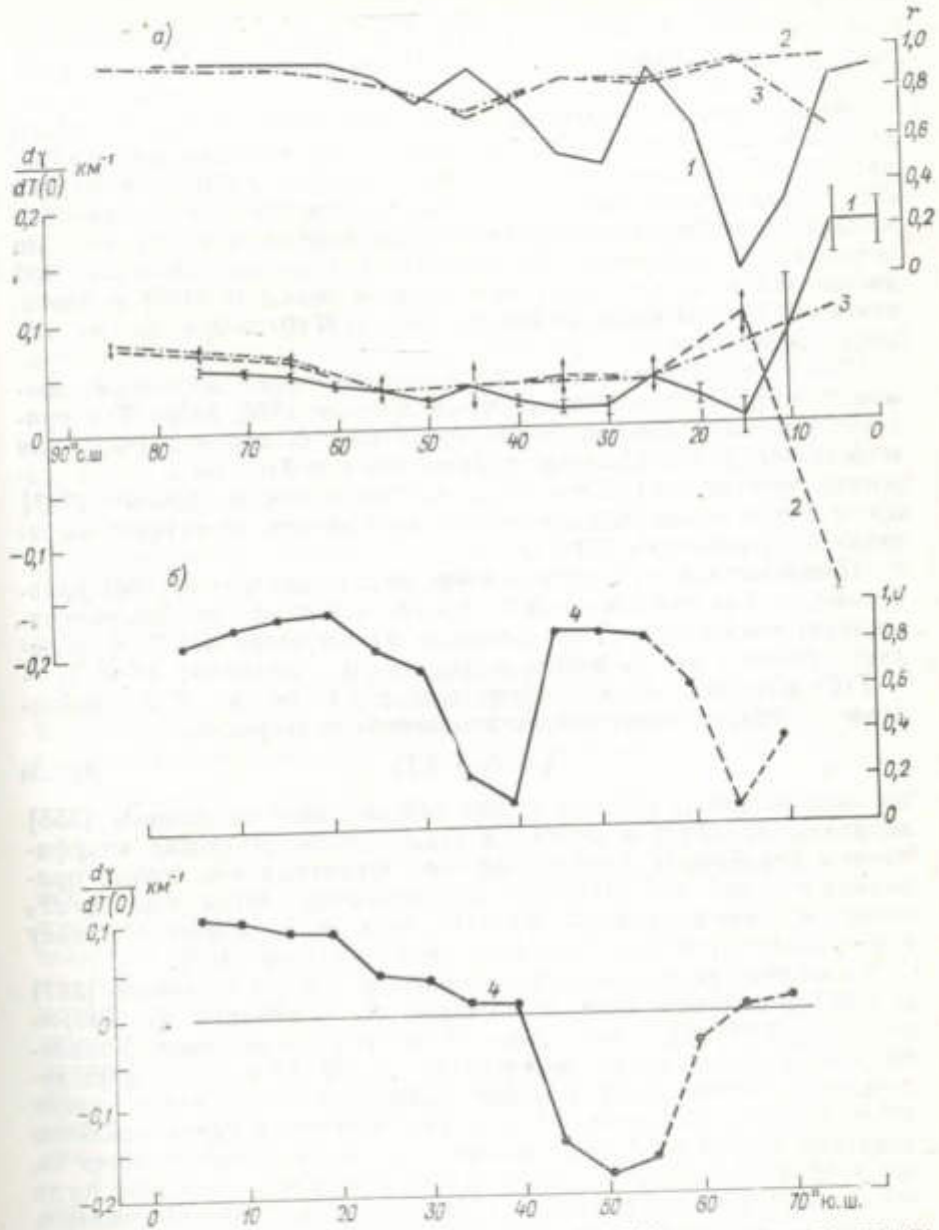


Рис. II.2.1. Широтное распределение значений $d\gamma/dT(0)$, оцененных по разным данным, в годовом ходе для северного (*а*) и южного (*б*) полушарий. Приведены соответствующие коэффициенты корреляции $r(\gamma: T(0))$ и значения $d\gamma/dT_0$ по данным [355] (*3*).
1 — [387], *2* — [355], *4* — [391].

в [448], в низких широтах на формирование γ существенное влияние оказывает влажная конвекция, тогда как в средних и высоких широтах преобладает влияние крупномасштабных бароклинных вихрей.

Важно отметить следующее: на всех широтах СП величины $d\gamma/dT(0)$, определенные по данным [387], положительные. Этот результат отличается от результата анализа [403] для модели общей циркуляции [481]. (Вообще говоря, результаты анализа эмпирических данных [166] не обязаны совпадать с результатами анализа для конкретных экспериментов с изменением солнечной постоянной в модели [481] без годового хода.) В [481] найдено, что в отличие от высоких широт, где $d\gamma/dT(0) > 0$, в низких широтах $d\gamma/dT(0) < 0$.

Для сравнения на рис. II.2.1 приведены также широтные зависимости $d\gamma/dT(0)$ и r по сезонным данным [166, 355]. Для приэкваториальной зоны получено $d\gamma/dT(0) < 0$, как и в [403] для модели [481]. Коэффициент корреляции γ и $T(0)$ ни в одной широтной зоне не опускается ниже 0,7, тогда как по данным [387] проявляются существенные понижения r вплоть до полного отсутствия корреляции на 15° с. ш.

Надежность полученных величин $d\gamma/dT_0$ оценена в [166] сравнением со значениями $d\gamma/dT_0$, где T_0 характеризует приповерхностную температуру, определяемую из регрессии (II.2.1). (Следует отметить, что T_0 всегда больше $T(0)$ и величина $\Delta T = T_0 - T(0)$ максимальна в высоких широтах.) На рис. II.2.1 приведены соответствующие результаты линейной регрессии

$$\gamma = b_0 + b_1 T_0 \qquad \text{(II.2.3)}$$

по данным [355]. Оказалось, что рассчитанные по данным [355] величины $d\gamma/dT(0)$ и $d\gamma/dT_0$, а также соответствующие коэффициенты корреляции близки для всех широтных зон, кроме приэкваториальной (0—10° с. ш.). В приэкваториальной зоне $d\gamma/dT_0$ имеет противоположный $d\gamma/dT(0)$ знак и совпадает по знаку с величиной $d\gamma/dT(0)$, рассчитанной по данным [387].

Сравнение результатов, полученных в [166] по данным [387] и [355] в годовом ходе, показывает, что в среднем $d\gamma/dT(0) = (0{,}04 \pm 0{,}03)$ км$^{-1}$ для широт от 20° с. ш. и севернее. Удовлетворительное совпадение результатов ($d\gamma/dT(0)$ и r) для двух источников данных [387] и [355] наблюдается для широт выше 40° с. ш. и в окрестности 25° с. ш. Тем не менее в целом различие заметное. Одной из причин различия результатов может быть то, что в [355] приводятся данные только для четырех сезонов, тогда как в [387] данные среднемесячные. Кроме того следует отметить возможное влияние на результаты разбиения по уровням давления (и высоты), на которых приводятся температурные данные.

Аналогичный анализ температурной структуры тропосферы проведен в [175] для ЮП по зональным среднемесячным данным [391]. Результаты анализа приведены в табл. II.2.1 и II.2.2. Следует отметить, что, как и в СП, средний вертикальный градиент температуры в тропосфере ЮП равен 6,0 К/км.

Для 40—50-х широт ЮП в [175] получено (см. рис. II.2.1 *б*) $d\gamma/dT(0) < 0$, тогда как в СП $d\gamma/dT(0) > 0$ для всех анализировавшихся широт от экватора до 75° с. ш. Отрицательную зависимость $d\gamma/dT(0)$, характерную, в частности, для температурной зависимости влажно-адиабатического градиента, можно объяснить сочетанием термически инерционного океана и интенсивных вариаций в годовом ходе температуры T_{tr} у верхней границы тропосферы, а не T_0 у нижней. Следует отметить, что вариации T_{tr} и T_0 в годовом ходе достаточно синхронны и коэффициент корреляции r в регрессии (II.2.2) для рассматриваемой зоны достаточно высок. Уменьшение r в зоне 30—40° ю. ш. можно связать с глубоким проникновением в этих широтах (с нисходящей ветвью ячейки общей циркуляции) термического влияния стратосферы (см. п. IV.1). Роль океана в формировании $d\gamma/dT(0)$ иллюстрируется сравнением с широтной зависимостью доли суши и морского льда в среднегодовом режиме на разных широтах ЮП.

Грубо вертикальную температурную структуру тропосферы и стратосферы можно представить с постоянными γ в тропосфере и температурой стратосферы. При этом $H_{tr} = (T_{tr} - T_0)/\gamma$, где H_{tr} — высота тропопаузы, T_{tr} — температура стратосферы (и тропопаузы), T_0 — температура у поверхности, γ — вертикальный градиент температуры в тропосфере. Тогда в случае изменения термического режима

$$\Delta T_{tr} = \Delta T_0 - \gamma \Delta H_{tr} - H_{tr} \Delta\gamma.$$

В частности, связь температурного режима стратосферы с температурным режимом у поверхности можно оценить согласно

$$\frac{dT_{tr}}{dT_0} = 1 - \gamma \frac{dH_{tr}}{dT_0} - H_{tr} \frac{d\gamma}{dT_0}.$$

В табл. II.2.3 приведены эмпирические оценки dT_{tr}/dT_0 и dH_{tr}/dT_0 на основе линейных регрессий $T_{tr} : T_0$ и $H_{tr} : T_0$ с использованием данных [146, 276, 452] в годовом ходе для различных широт СП и ЮП. Отмечены также коэффициенты корреляции r, в скобках приведены среднеквадратические отклонения (СКО) коэффициентов регрессий. Следует отметить положительность величин dH_{tr}/dT_0 для большинства широтных зон, за исключением антарктических широт и тропических широт СП. Величины dT_{tr}/dT_0 также оценены положительными для большинства широт. Отрицательные значения получены в тропических и субтропических широтах ЮП и субтропических широт СП.

Аномальность термического режима в Антарктике и, в частности, аномальность годового хода высоты антарктической тропопаузы четко видна на рис. II.2.2. Особенности эволюции термического и циркуляционного режима в Антарктике отмечены в гл. IV.

В [79] проведен анализ связи вертикального градиента температуры γ в тропосфере северного полушария с приповерхностной температурой $T(0)$ в межгодовой изменчивости и в годовом ходе на основе 15-летних (1957—1971) среднемесячных данных. Получена оценка параметра чувствительности γ к изменению $T(0)$

Таблица II.2.3

Характеристики связи высоты H_{tr} и температуры T_{tr} тропопаузы с приповерхностной температурой в годовом ходе для разных широтных зон

Характеристика	Широта, ... °										
	90 с.	80	70	60	50	40	30	20	10		
dH_{tr}/dT_0 км/К	0,013	0,025	0,035	0,049	0,077	0,195	0,225	—0,060	—0,228		
СКО	(±0,010)	(±0,009)	(±0,007)	(±0,008)	(±0,008)	(±0,018)	(±0,028)	(±0,012)	(±0,140)		
r	0,37	0,66	0,83	0,90	0,95	0,96	0,93	—0,84	—0,46		
dT_{tr}/dT_0	0,334	0,343	0,268	0,224	0,577	—0,179	—0,631	0,350	1,378		
СКО	(±0,040)	(±0,051)	(±0,039)	(±0,017)	(±0,013)	(±0,043)	(±0,093)	(±0,038)	(±0,062)		
r	0,94	0,90	0,91	0,97	0,98	—0,80	—0,91	0,95	0,55		
Характеристика	Широта, ... °										
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90 ю.	
dH_{tr}/dT_0 км/К	0,562	0,359	0,199	0,299	0,335	0,267	—0,015	—0,062	—0,046	—0,042	
СКО	(±0,146)	(±0,146)	(±0,333)	(±0,017)	(±0,032)	(±0,029)	(±0,008)	(±0,014)	(±0,021)	(±0,026)	
r	0,77	0,96	0,97	0,95	0,97	0,95	—0,53	—0,81	—0,58	—0,46	
dT_{tr}/dT_0	—2,921	—2,686	—1,303	—0,998	—0,284	1,345	1,890	0,868	0,583	0,529	
СКО	(±1,066)	(±0,243)	(±0,169)	(±0,129)	(±0,180)	(±0,210)	(±0,095)	(±0,129)	(±0,149)	(±0,176)	
r	—0,66	—0,96	—0,93	—0,93	—0,45	0,90	0,99	0,91	0,78	0,69	

для СП в целом около 0,03 $К^{-1}$ аналогично [166]. При этом по данным в межгодовой изменчивости оценки $d\gamma/dT(0)$ изменяются от 0,04 $км^{-1}$ над океаном до 0,06 $км^{-1}$ над сушей для СП в целом. Соответствующие величины по данным в годовом ходе оценены от 0,02—0,04 $км^{-1}$ (в разных вариантах расчетов) до 0,04—0,05 $км^{-1}$. Наряду с общей тенденцией увеличения γ с увеличением $T(0)$ для тропосферы СП в целом выявлены также широтно-высотные и широтно-долготные области в атмосфере над океаном с отрицательной корреляцией γ и $T(0)$.

При анализе общей температурной структуры атмосферы интересно отметить соотношение горизонтальных ΔT_{ep} (между экватором и полюсом) и вертикальных $\Delta T_{\Delta H}$ ($\Delta T_{\Delta H} = T_H - T_{H+\Delta H}$ в пределах выделенного слоя ΔH) перепадов температур в разных слоях атмосферы, например в тропосфере, стратосфере и мезосфере. Температурный режим с $\Delta T_{\Delta H} > \Delta T_{ep}$ можно определить как режим конвективного типа, а с $\Delta T_{ep} > T_{\Delta H}$ — как адвективного типа. В частности, для мезосферы $\Delta T_{\Delta H}$ в январе на экваторе по данным [121, 247, 333] около 105 К. Оценка ΔT_{ep} разностью температур между 70° ю. ш. и экватором на уровне верхней границе мезосферы (около 80 км) дает величину 25 К, а на уровне нижней границы (около 55 км) — около 12 К. Таким образом, в этом случае величина $\Delta T_{\Delta H}$ заметно больше оценок ΔT_{ep}, т. е. режим конвективного типа.

Соответственно для мезосферы в июле можно оценить $\Delta T_{\Delta H}$ на экваторе около 48 К, ΔT_{ep} (55 км) около 2 К, а ΔT_{ep} (80 км) около 19 К. Эти оценки также указывают на то, что мезосферный температурный режим в целом конвективного типа.

Аналогичные оценки для тропосферы показывают, что в более низких широтах доминирует температурный режим конвективного типа, а в высоких в зависимости от сезона режим может быть адвективного или конвективного типа.

II.3. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КЛИМАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ К ИЗМЕНЕНИЮ ТЕРМИЧЕСКОГО РЕЖИМА

Компоненты радиационного баланса. Параметризации компонентов радиационного баланса ЗКС, в том числе *потока уходящей тепловой радиации* (УТР), в терминах приповерхностной температуры T посвящено много работ. Эти исследования необходимы для определения чувствительности и устойчивости ЗКС, для анализа результатов климатических моделей и их сравнения. Подобные температурные параметризации используются в энергобалансовых моделях климата.

В [2] чувствительность потока УТР $F_\uparrow$ в ЗКС исследовалась на основе зонально осредненных (с шириной зоны в 10°), более полных, чем в [283], спутниковых данных [442] для $F_\uparrow$ за 48 месяцев измерений. В [2] проведено также сравнение результатов, полученных с помощью разных спутниковых данных для $F_\uparrow$. При этом использовались зональные среднемесячные значения для

приповерхностной температуры T по данным [276] для СП и [452] для ЮП. Величина в глобальном масштабе достаточно хорошо аппроксимируется линейной зависимостью

$$F_t = A + BT, \qquad \text{(II.3.1)}$$

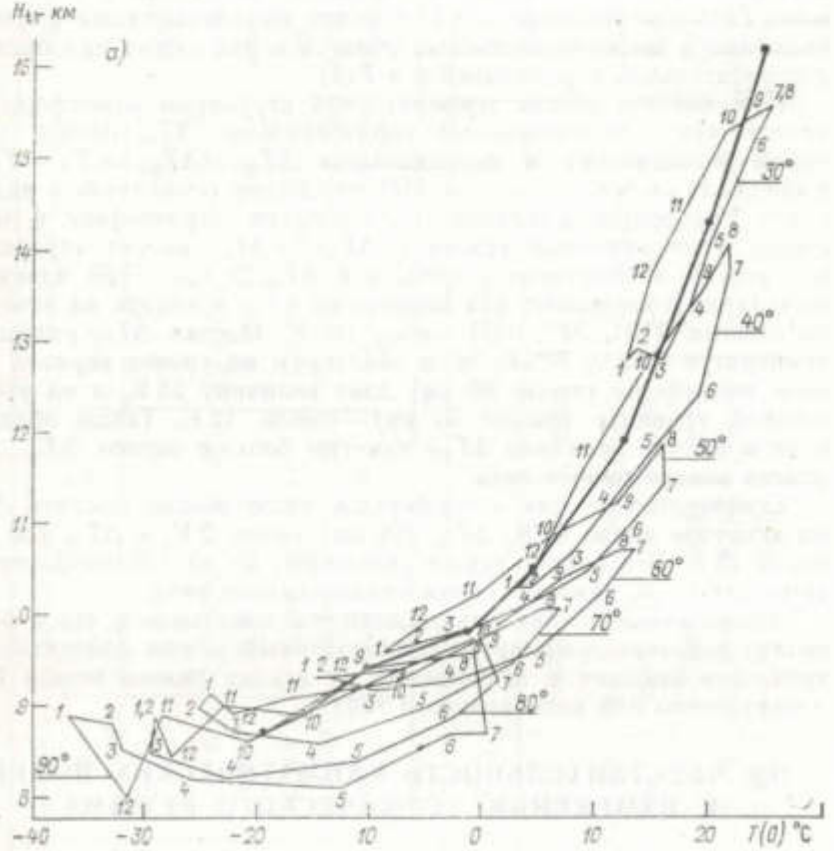


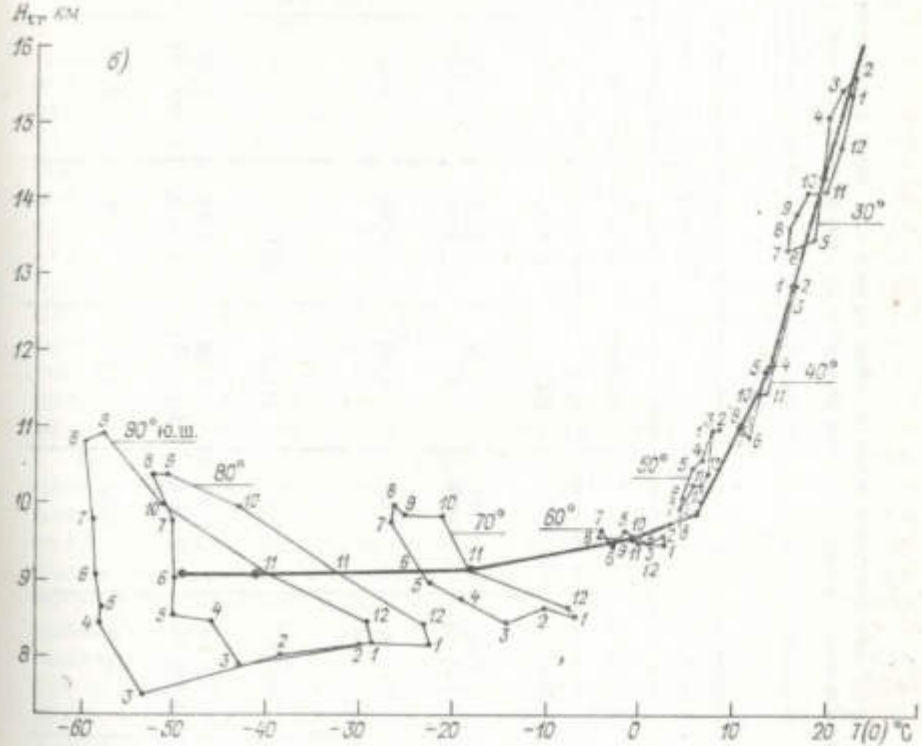
Рис. II.2.2. Высота тропопаузы H_{tr} в зависимости от приповерхностной температуры $T(0)$ по данным в годовом ходе и в среднегодовом режиме для разных широтных зон северного (*а*) и южного (*б*) полушарий.

Цифры — месяцы.

предложенной в [29, 30]. Величина $B = dF_t/dT$ характеризует чувствительность F_t к изменению температурного режима в ЗКС. (Следует отметить, что согласно [166, 175] вариации распределения температуры по вертикали в тропосфере хорошо коррелируют с вариациями приповерхностной температуры в годовом ходе и от широты к широте.)

В табл. II.3.1 представлены результаты линейных регрессий F_t на T по зональным (девять зон в каждом полушарии) и полушарно осредненным среднемесячным данным в годовом ходе для СП, ЮП и ЗКС в целом (СП + ЮП), а также по среднегодовым данным для разных широтных зон. Отмечены коэффициент регрессии r и точность определения $\Delta = \pm \frac{B}{r}\sqrt{\frac{1-r^2}{N-2}}$ коэффициента линейной регрессии B в пределах среднеквадратической ошибки (N — число пар значений, используемых в регрессии). Использовались данные [442] и [283] о среднем годовом ходе F_t по 48 и 29 месяцам измерений соответственно.

Из табл. II.3.1 следует, что параметры B глобальной и отдельно для каждого полушария температурной чувствительности



F_t по данным [283, 442] совпадают в пределах точности их определения. Нужно отметить также, что диапазон изменений величин F_t и T для СП и ЮП определяется в основном межширотными изменениями этих величин, а не амплитудами их годового хода.

Температурная чувствительность УТР по данным [283, 442, 491] исследовалась, в частности, в работах [2, 3, 19, 40, 263, 485]. Сравнение показывает, что параметры B глобальной температурной чувствительности F_t по среднемесячным зональным данным [442] и [283] практически не отличаются. Отмеченное различие величин B для СП и ЮП, определенных по среднегодовым дан-

Таблица II.3.1.

Результаты линейных регрессий $F_\downarrow$ на T для северного, южного полушария и для Земли в целом по зональным данным [276, 283, 442, 452] в годовом ходе и в среднегодовом режиме и по полушарным данным в годовом ходе

Автор	Характеристики	СП			ЮП			СП + ЮП		
		Годовой ход		Среднегод.	Годовой ход		Среднегод.	Годовой ход		Среднегод.
		зоны	полушар.	зоны	зоны	полушар.	зоны	зоны	глобальн.	зоны
[442]	A	204,1	208,7	204,0	208,7	216,1	208,8	206,5	212,9	206,7
	B	1,83 ($\pm$0,05)	1,51 ($\pm$0,17)	1,84 ($\pm$0,16)	1,81 ($\pm$0,05)	1,26 ($\pm$0,27)	1,76 ($\pm$0,14)	1,80 ($\pm$0,04)	1,36 ($\pm$0,16)	1,77 ($\pm$0,10)
	r	0,96	0,96	0,98	0,96	0,83	0,98	0,96	0,88	0,98
[283]	A	203,9	204,2	203,9	215,5	217,1	216,2	210,4	212,2	210,9
	B	1,98 ($\pm$0,06)	1,94 ($\pm$0,41)	1,98 ($\pm$0,12)	1,70 ($\pm$0,07)	1,58 ($\pm$0,66)	1,64 ($\pm$0,15)	1,77 ($\pm$0,05)	1,67 ($\pm$0,37)	1,71 ($\pm$0,12)
	r	0,95	0,83	0,99	0,92	0,61	0,97	0,93	0,69	0,97

ным [283], может быть связано с малыми объемами выборок. При этом в пределах среднеквадратических интервалов точности оценки B для СП и ЮП не перекрываются. Аналогично не перекрываются и интервалы среднеквадратической ошибки параметров чувствительности при определении величин B по среднемесячным зональным данным [283] для СП и ЮП. Следует отметить, что при меньшем объеме данных осреднения в [283] по сравнению с [442] получены и меньшие коэффициенты корреляции.

В [2] уже отмечалось совпадение параметров чувствительности B, определенных линейными регрессиями (II.3.1) $F_\downarrow$ на T по среднегодовым зональным данным (вариант 1) для СП и в годовом ходе при полушарном осреднении (вариант 2) среднемесячных зональных данных [442]. Параметры B для ЮП по данным [442] в вариантах 1 и 2 также получены близкими. Практически совпадают величины B в вариантах 1 и 2 при совместном использовании среднеполушарных данных для СП и ЮП в годовом ходе ($N = 24$). Таким образом, температурная чувствительность $F_\downarrow$ [442] найдена одинаковой как в межширотном, так и во временно́м (в годовом ходе) изменении для каждого полушария. Однако для разных полушарий параметры чувствительности получены различные, хотя и перекрывающиеся в пределах среднеквадратических ошибок. Кроме того, при глобальном осреднении коэффициент корреляции в регрессии $F_\downarrow$ на T сравнительно невысок и величина B заметно отличается от других оценок.

По данным [283] параметры B для вариантов 1 и 2 различаются как для СП, так и для ЮП существенно. Различие в параметрах чувствительности $F_\downarrow$ может быть связано с эффектами нелинейности зависимости $F_\downarrow = F_\downarrow(T)$, неоднородности ЗКС, с зависимостью потока УТР не только от поля температуры, с точностью спутниковых и наземных данных. Что касается эффектов нелинейности и полушарного осреднения, то в [2] отмечено, что конкретные значения в зависимости $F_{\downarrow p} = F_{\downarrow p}(T_p)$ как для СП, так и для ЮП в целом достаточно близки к температурной зависимости $F_\downarrow = F_\downarrow(T)$ в более широкой области определения по зональным среднемесячным данным.

Согласно [3], вариации потока УТР в годовом ходе для СП определяются главным образом вариациями полей температуры T, влажности в атмосфере q_{H_2O} и облачности n. Отмечена в [3] слабая корреляция массовой доли водяного пара в атмосфере q_{H_2O} и количества облаков n с температурой T в годовом ходе в приэкваториальных широтах, что указывает на недостаточность учета чисто температурной параметризации в этих широтах. При исключении данных для тропиков (25° с. ш. и южнее) из регрессии (II.3.1) по зональным среднемесячным данным [276, 442] в годовом ходе для СП в [2] получено

$$F_\downarrow = 203{,}6 + 1{,}82\,(\pm 0{,}06)\,T \quad (r = 0{,}96,\ N = 72)$$

с практически тем же параметром B, что и в варианте без исключения тропиков (см. табл. II.3.1). Тропики, однако, занимают

значительную часть площади полушария и оказывают заметное влияние на чувствительность $F_\uparrow$ при полушарном осреднении, когда разные широтные зоны учитываются с весом, пропорциональным их площади.

При определении температурной чувствительности потока УТР в [2, 3] предложено предварительно выделять в вариациях $\delta F_\uparrow$ в годовом ходе вклад за счет вариаций облачности $\delta_n F_\uparrow$ и влагосодержания в атмосфере $\delta_q F_\uparrow$, не связанных с вариациями температуры. С помощью регрессий $F_\uparrow$ на T, n, q по данным [143, 276, 387, 442] для разных широтных зон СП можно оценить в линейном приближении частные производные $\left.\frac{\partial F_\uparrow}{\partial T}\right|_{n,q}$, $\left.\frac{\partial F_\uparrow}{\partial n}\right|_{T,q}$ и $\left.\frac{\partial F_\uparrow}{\partial q}\right|_{T,n}$. Согласно [3], величина n слабо коррелирует с T в окрестности 5 и 25° с. ш., а q_{H_2O} — в окрестности 5° с. ш. Вариации потока УТР $\delta_T F_\uparrow$ в годовом ходе, связанные с изменением поля температуры, оценены в [2] вычитанием из реальных $\delta F_\uparrow$ изменений за счет вариаций облачности $\delta_n F_\uparrow = \frac{\partial F_\uparrow}{\partial n}\,\delta n$ и влагосодержания в столбе атмосферы $\delta_q F_\uparrow = \frac{\partial F_\uparrow}{\partial q}\,\delta q$ в соответствующих широтных зонах при известных вариациях δn и δq. На основе линейной регрессии $\delta_T F_{\uparrow,p}$ на δT_p для вариаций в годовом ходе в [2] был оценен параметр чувствительности $B = 1{,}75$ Вт/(м²·К) для СП в целом вместо $B = 1{,}51$ Вт/(м²·К) из табл. II.3.1. При этом температурная чувствительность $F_\uparrow$ [442] практически одинакова как в межширотном, так и во временном для СП в целом и равна 1,8 Вт/(м²·К). Нужно отметить, что при глобальном осреднении значение коэффициента B в табл. II.3.1 (1,7 Вт/(м²×К) достаточно близко в оценке $B = 1{,}8$ Вт/(м²·К).

Полученная в [2] величина глобальной температурной чувствительности УТР по данным [442] сравнивалась с чувствительностью по независимым 45-месячным спутниковым данным [491]. Данные [491] получены с помощью узкополосного (инфракрасный канал 10,5—12,5 мкм) сканирующего радиометра, тогда как данные [442] — результат измерений широкоугольными широкополосными радиометрами. Различие в данных [442] и [491] приводит, в частности, к различным оценкам чувствительности радиационного баланса на верхней границе атмосферы к изменению облачности.

Что касается температурной чувствительности УТР, то в [2] получены несколько меньшие глобальные ее значения: $B = 1{,}56$ Вт/(м²·К) для среднегодовых и $B = 1{,}59$ Вт/(м²·К) для среднемесячных зональных данных [491].

В [2] приведено также сравнение эмпирических оценок глобальной температурной чувствительности УТР с модельными результатами. Так, в климатической модели общей циркуляции [481] в экспериментах с увеличением и уменьшением солнечной постоянной на 2 % получены (см. [2]) соответственно значения параметров глобальной чувствительности $dF_\uparrow/dT = 2{,}07$ и 1,59 Вт/(м²·К). При этом среднее из двух (современное) значение $dF_\uparrow/dT = 1{,}83$ Вт/(м²·К) практически совпадает с определенной в [2] глобальной величиной параметра чувствительности.

В табл. II.3.2а представлены оценки параметра B по данным [276, 442, 452] в годовом ходе для разных широтных зон СП и ЮП. Внетропическим широтам СП свойственно примерное постоянство параметра B (около 2 Вт/(м²·К). Значительная неопределенность в определении B отмечается в тропических широтах, особенно в окрестности 5° с. ш. (см. также [2, 3]). Отрицательные значения B в этих широтах можно объяснить развитыми процессами влажной конвекции и влиянием облачности. Значения B во внетропических широтах ЮП больше, чем в СП. Это можно связать с большей долей океана в ЮП по сравнению с СП. (В частности, из-за большей инерционности океана, чем суши, амплитуда годового хода приповерхностной температуры в ЮП меньше, чем в СП.)

Следует отметить, что по более полным данным [442] значения в целом лучше, чем по данным [283], коррелируют с температурными данными [276, 452]. При использовании разных данных о температуре получены меньшие различия в B, чем при использовании спутниковых данных [442] и [283].

На рис. II.3.1 сопоставляются эмпирические оценки $B = dF_\uparrow/dT$ с модельными в различных широтных зонах СП. В частности, сравниваются результаты моделей общей циркуляции с увеличением солнечной постоянной на 6 % при переменной облачности и фиксированной облачности [482], с увеличением и уменьшением солнечной постоянной на 2 % относительно современного режима, сравниваются режимы с уменьшенной солнечной постоянной на 4 и 2 % [481], а также результаты расчетов [160] и эмпирические оценки (см. табл. II.3.2а).

Следует отметить, что в [160] на основе предложенной аналитической аппроксимации интегральной функции пропускания для теплового излучения и с использованием физической параметризации вертикальной структуры оптически активных составляющих атмосферы получено аналитическое представление зонально осредненного потока уходящей тепловой радиации (УТР). Основными оптически активными компонентами тропосферы в длинноволновой области спектра считались водяной пар, углекислый газ и аэрозоль. В частности, в [160] отмечены пределы применимости параметризации потока уходящей длинноволновой радиации $F_\uparrow$ в виде линейной функции приповерхностной температуры и количества облаков.

Эмпирические и полуэмпирические исследования чувствительности **планетарного альбедо** α к изменению термического режима ЗКС приведены во многих работах, в частности в [18, 40, 163, 263, 353, 483], результаты их различаются.

Так, Г. М. Агаяном и И. И. Моховым для определения чувствительности альбедо ЗКС к изменению температуры (ЧАТ) $d\alpha/dT$ использовались среднемесячные зонально осредненные

Таблица II.3.2а.

Результаты линейных регрессий B и r по данным для разных широтных зон северного и южного полушарий

Характеристика	Широта, ... °								
	85	75	65	55	45	35	25	15	5
	Северное полушарие								
B Вт/(м²·К)	1,35	2,03	1,71	1,99	2,44	2,86	1,71	−4,79	−2,13
СКО	(±0,21)	(±0,23)	(±0,13)	(±0,10)	(±0,07)	(±0,08)	(±0,36)	(±2,11)	(±6,96)
r	0,90	0,94	0,97	0,99	0,996	0,996	0,84	−0,58	−0,10
	Южное полушарие								
B Вт/(м²·К)	3,23	2,64	3,85	6,15	4,96	3,09	−0,42	−7,88	−11,90
СКО	(±0,29)	(±0,17)	(±0,17)	(±0,61)	(±0,67)	(±0,46)	(±0,36)	(±1,23)	(±2,91)
r	0,96	0,98	0,99	0,95	0,92	0,91	−0,35	−0,90	−0,79

Таблица II.3.2б.

Оценки коэффициентов связи a_1 и r по данным [276, 442, 452] согласно Г. М. Агаяну и И. И. Мохову

Характеристика	Широта, ... °								
	85	75	65	55	45	35	25	15	0
	Северное полушарие								
a_1К$^{-1}$	−0,0065	−0,0028	−0,0050	−0,0050	−0,0050	−0,0058	−0,0013	0,0146	−0,0123
СКО	(±0,0037)	(±0,0023)	(±0,0025)	(±0,0012)	(±0,0014)	(0,0007)	(±0,0011)	(±0,0079)	(±0,0096)
r	0,08	−0,78	−0,91	−0,95	−0,93	−0,98	−0,83	0,04	−0,40
	Южное полушарие								
a_1К$^{-1}$	−0,0069	0,0019	−0,0097	−0,0093	0,0007	−0,0011	−0,0035	−0,0002	0,0039
СКО	(±0,0262)	(±0,0051)	(±0,0051)	(±0,0034)	(±0,0014)	(±0,0008)	(±0,0010)	(±0,0022)	(±0,0064)
r	0,31	−0,75	−0,85	−0,85	−0,59	−0,71	−0,73	0,57	0,30

спутниковые данные для α [442], более полные, чем данные [283]. Средний годовой ход α в [442] сформирован на основе 48-месячных, а в [283] — 29-месячных наблюдений. Для сравнения использовались также независимые 45-месячные спутниковые данные [491] для планетарного альбедо α в годовом ходе. При

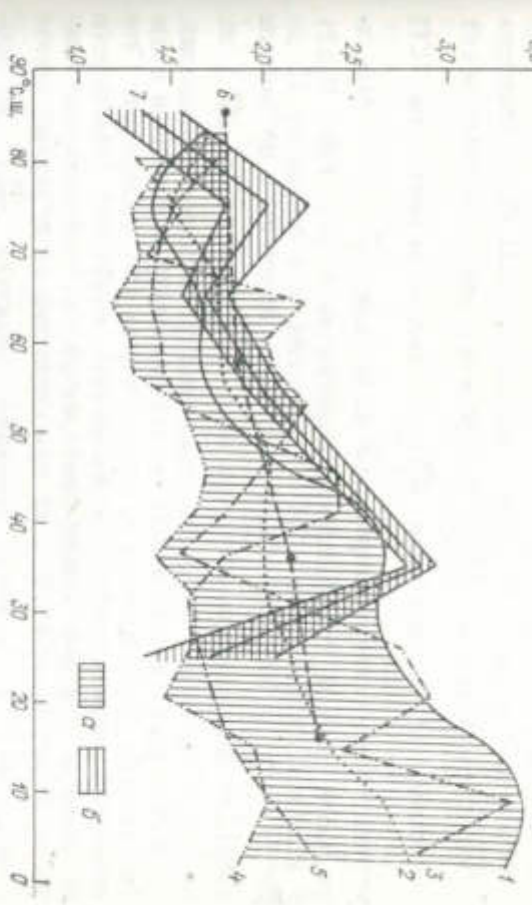


Рис. II.3.1. Широтная зависимость параметра чувствительности уходящей тепловой радиации $B = dF_\uparrow/dT$ согласно моделям общей циркуляции с увеличением солнечной постоянной на 6 % при переменной (1) и фиксированной облачности (2) [482]; при $\Delta Q_0 = 2$ % (3), $\Delta Q_0 = -2$ % (4) и $\Delta Q = (-4 \ldots -2)$ % (5) [481], а также согласно [160] (6) и [3] (7).

Диапазоны неопределенности: *а* — для модельных оценок, *б* — для эмпирических (в пределах среднеквадратических отклонений).

определении ЧАТ использовались зональные среднемесячные данные [276] и [452] для приповерхностной температуры в СП и ЮП в годовом ходе.

В частности, связь α с T (см. [168]) оценена на основе линейных регрессий

$$a = a_0 + a_1 T + a_2 \mu \qquad \text{(II.3.2)}$$

с учетом влияния вариаций зенитного узла Солнца Z ($\mu = \cos Z$). В линейном приближении согласно рассматриваемой эмпирической модели $a_1 = \left.\frac{\partial a}{\partial T}\right|_\mu$, $a_2 = \left.\frac{\partial a}{\partial \mu}\right|_T$. Нужно отметить, что возможность выделения ЧАТ и зависимости α от T на основе формальных регрессий (II.3.2) по данным в годовом ходе a priori не очевидна. Это связано с тем, что изменения μ и T в годовом ходе коррелированы, по крайней мере, частично.

В табл. II.3.2 б приведены величины $a_1 = \left.\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right|_\mu$ и частные коэффициенты корреляции $r_T = r(\alpha, T)$, оцененные для различных широт φ на основе линейных регрессий по данным [276, 442, 452] в годовом ходе. Диапазон неопределенности в пределах среднеквадратических отклонений для оценок $\left.\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right|_\mu$ отмечен в скобках. При этом не во всех широтных зонах оценки являются значимыми.

На всех широтах (с дискретностью 10°) СП была получена знакоопределенность $\left.\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right|_\mu$ в пределах среднеквадратических отклонений. При этом знак $\left.\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right|_\mu$ в рассмотренных зонах СП отрицательный, кроме широты 15° с. ш., где $\left.\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right|_\mu > 0$. Максимальные частные коэффициенты корреляции r_T (см. табл. II.3.2) с использованием данных [442] получены для широт от 75 до 25° с. ш. ($r_T > 0{,}8$). Подобные результаты получены и по данным [283], за исключением того, что знак $\left.\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right|_\mu$ на широте 25° с. ш. не гарантируется в пределах среднеквадратических отклонений.

В 80-х широтах СП и ЮП по данным [442] r_T близок к нулю (по данным [283] малость r_T отмечена еще в 70-х широтах). Это можно квалифицировать как насыщение альбедной зависимости от температуры при низких температурах в околополярных широтах. В окрестности 70° с. ш. при смещении от полярных широт отмечен рост абсолютного значения параметра $\left.\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right|_\mu$ до примерно постоянного уровня около $-0{,}006\ К^{-1}$ в средних широтах СП (от 65 до 35° с. ш.). В окрестности 30° с. ш. проявляются уменьшение величины $\left|\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right|_\mu$ практически до нуля около 25° с. ш.

На основе полученных оценок, в частности для СП, можно предложить параметризацию альбедо с постоянной (—0,005... ... —0,006 $К^{-1}$) величиной $\partial\alpha/\partial T$ от тропических до полярных широт для температурного интервала от 20 до —10 °С в современном среднегодовом режиме. Вне этого диапазона в полярных и субтропических широтах связь $\alpha(T)$ ослабевает и $\partial\alpha/\partial T$ уменьшается по абсолютному значению с падением соответствующего коэффициента корреляции. Следует отметить, что на особенности связи α и T в тропических широтах влияют облачность и биосферные эффекты.

На основе результатов регрессий (II.3.2) Г. М. Агаяном и И. И. Моховым была оценена также полушарная чувствительность планетарного альбедо к изменению приповерхностной температуры (в среднем —0,0017... —0,0032 $К^{-1}$). Проведено сравнение различных спутниковых данных и сравнение с модельными результатами. Сделаны оценки ЧАТ по палеоклиматическим данным. Отмечена нелинейность ЧАТ. В частности, с использованием

спутниковых данных [442] получены следующие оценки $\partial\alpha/\partial T$: —0020 $К^{-1}$ для СП, —0,0024 $К^{-1}$ для ЮП и —0,0023 $К^{-1}$ для Земли в целом. При этом интегральное альбедо определялось с весом варьируемой в годовом ходе инсоляции. При среднегодовой инсоляции получено —0,0019 $К^{-1}$ для СП и —0,0027 $К^{-1}$ для ЮП.

Полученные оценки ЧАТ в диапазоне —0,0017... —0,0030 $К^{-1}$ полезно сопоставить с результатами модельных расчетов. Например, на основании результатов климатической модели общей циркуляции [481] в экспериментах с изменением солнечной постоянной Q_0 можно оценить величину глобальной ЧАТ: 1) —0,0016 $К^{-1}$ при увеличении Q_0 на 2 %, 2) —0,0019 $К^{-1}$ при уменьшении Q_0 на 2 %, 3) —0,0022 $К^{-1}$ при уменьшении Q_0 на 4 %, 4) 0,0024 $К^{-1}$ при уменьшении Q_0 от 2 до 4 %. Проявляется нелинейность ЧАТ: с уменьшением Q_0 абсолютное значение ЧАТ растет. В годовом ходе инсоляция на верхней границе атмосферы изменяется на ±3 %. Диапазон изменения и средняя ЧАТ —0,0018 $К^{-1}$ модели [481] при изменении солнечной постоянной на ±2 % согласуются с отмеченными эмпирическими оценками.

Можно оценить также ЧАТ на основе палеоданных из [92] для условий потепления климата — на примере эпохи раннего плиоцена (около 6 млн лет назад) и для условий похолодания во время последнего оледенения (около 18—20 тыс. лет назад). В первом случае согласно [92] планетарное альбедо уменьшилось на 0,0104 без учета изменения площади морских льдов и на 0,0139 с учетом уменьшения площади морских льдов. При увеличении приповерхностной температуры СП 6 млн лет назад на 4,6—4,8 К (см. [92]) это приводит к оценкам величин ЧАТ —0,0022... ... —0,0023 и —0,0029... —0,0030 $К^{-1}$ соответственно. При понижении приповерхностной температуры в период последнего оледенения примерно на 4,5—5 К [92] планетарное альбедо увеличивалось согласно [92] на 0,0105 без учета изменения площади морских льдов и на 0,0215 с учетом изменения площади морских льдов. На основе этих оценок получим величины ТЧА —0,0021... —0,0023 и —0,0044... —0,0048 $К^{-1}$ соответственно. Последняя оценка ЧАТ для оледенения 18—20 тыс. лет назад с изменением площади морских льдов заметно выше по абсолютному значению, что характеризует нелинейность связи альбедо с температурой и связано с увеличением площади криосферы. Кроме того, из-за инерционности криосферы, в частности морских льдов, обратная связь альбедо — температура — альбедо в годовом ходе (а также в межгодовой изменчивости) может проявляться не полностью и поэтому оценки ТЧА в годовом ходе могут отличаться от оценок ТЧА при долгопериодных изменениях климата. Отметим, что последняя оценка близка к максимальной ЧАТ в годовом ходе для северного полушария —0,0043 $К^{-1}$, получаемой для апреля.

На рис. II.3.2. представлена широтная зависимость параметра альбедо $\partial\alpha/\partial T$ согласно оценкам [353], [485] и для модели общей циркуляции [482] с переменной и фиксированной облач-

ностью. Для сравнения приведены также оценки из табл. II.3.2 по данным [442] и соответствующие оценки Г. М. Агаяна и И. И. Мохова по данным [283].

Меридиональные потоки тепла. По спутниковым данным для среднегодовых значений компонентов радиационного баланса ЗКС

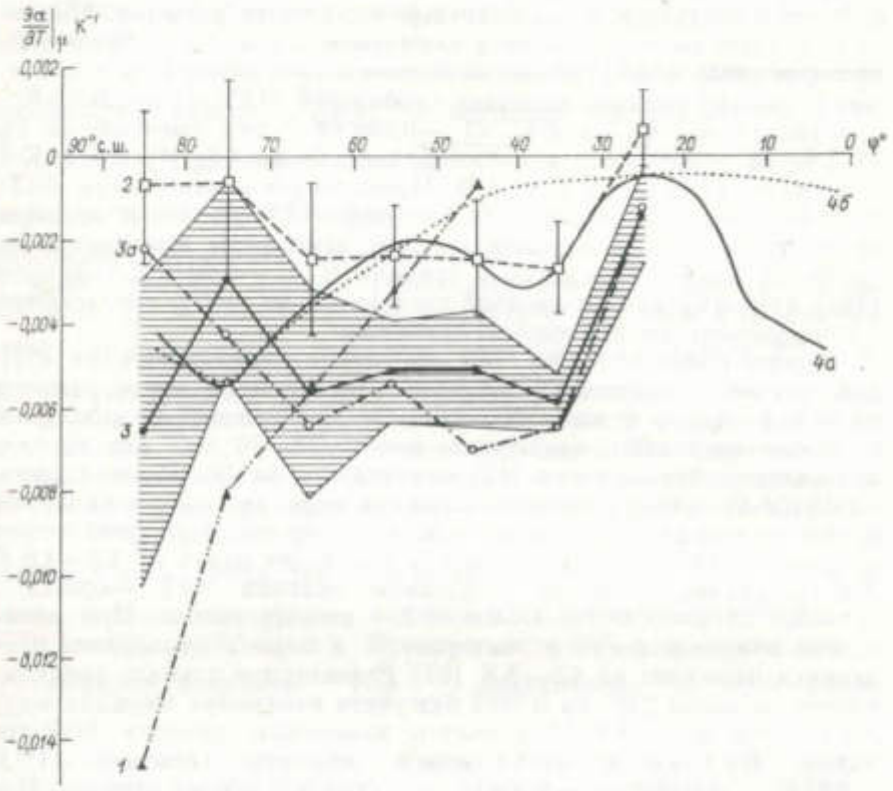


Рис. II.3.2. Широтная зависимость параметра чувствительности альбедо $(\partial\alpha/\partial T)_\mu$ согласно эмпирическим оценкам [353] (*1*), [485] (*2*), оценкам Г. М. Агаяна и И. И. Мохова по данным [442] (*3*) и [283] (*3а*), а также для модели общей циркуляции [482] с переменной (*4а*) и фиксированной (*4б*) облачностью.

Вертикальные отрезки характеризуют среднеквадратическую ошибку, в случае *3* диапазон неопределенности заштрихован.

разных широтных зон можно оценить параметр β интенсивности меридионального притока тепла в атмосфере и океане согласно параметризации Будыко $F_{\leftrightarrow} = \beta(T - T_p)$ по приповерхностным температурным данным (T_p — полушарная температура). В стационарном среднегодовом режиме значения $F_{\leftrightarrow}$ в разных широтных зонах определяются по значениям радиационного баланса на верхней границе атмосферы. При использовании данных [277, 442, 452] для 10-градусных широтных зон на основе соответствующих линейных регрессий $F_{\leftrightarrow}$: $(T - T_p)$ оценено для СП $\beta(\text{СП}) = 3{,}9$ Вт/(м²·К) (с коэффициентом корреляции $r = 0{,}99$) или в безразмерном виде $\beta/B = 2{,}2$ для $B = 1{,}8$ Вт/(м²·К) [2]. Соответственно для ЮП получено $\beta(\text{ЮП}) = 2{,}2$ Вт/(м²·К) ($\beta/B = 1{,}2$, $r = 0{,}89$), а для Земли в целом $\beta(\text{СП} + \text{ЮП}) = 2{,}7$ Вт/(м²·К) ($\beta/B = 1{,}5$, $r = 0{,}90$).

В двухмодовом приближении (при разложении по номиналам Лежандра) параметризация Будыко подобна параметризации $F_{\leftrightarrow}$ диффузионного типа [380, 381] с эффективным коэффициентом меридиональной диффузии тепла $D = \beta/(6B)$. При этом величина D для СП равна 0,36, для ЮП $D = 0{,}20$, а для Земли в целом $D = 0{,}25$.

Для сравнения и определения степени неопределенности стоит привести соответствующие оценки при использовании спутниковых данных [283]: $\beta(\text{СП}) = 3{,}5$ Вт/(м²·К) ($r = 0{,}99$, $\beta/B = 1{,}7$ и $D = 0{,}29$ при $B = 2$ Вт/(м²·К) [163]), $\beta(\text{ЮП}) = 2{,}0$ Вт/м²·К) ($r = 0{,}88$, $\beta/B = 1{,}3$ и $D = 0{,}21$ при $B = 1{,}6$ Вт/(м²·К) [2]), а для ЗКС в целом $\beta = 2{,}4$ Вт/(м²·К) ($r = 0{,}90$, $\beta/B = 1{,}4$ и $D = 0{,}24$ при $B = 1{,}7$ Вт/(м²·К) [2]).

Анализ результатов различных климатических моделей, в том числе моделей общей циркуляции, выявляет для большинства качественное согласие оценок чувствительности среднеполушарной (полушарное осреднение обозначается индексом «*p*») приповерхностной температуры T_p к изменению, в частности, солнечной постоянной Q_0, содержания в атмосфере углекислого газа m_{CO_2} и аэрозоля m_a.

Существенно больший разброс проявляется в оценках соответствующих параметров чувствительности перепада температур экватор — полюс [38]. Вместе с тем T_{ep}, как и T_p, является одной из основных энергетических характеристик ЗКС, определяющих ее термодинамический и циркуляционный режим.

В [38] проведено исследование чувствительности характеристик зональных малопараметрических термодинамической и энергобалансовых моделей климата к изменению интенсивности и способам параметризации меридионального переноса тепла. Обычно используются параметризации меридионального переноса тепла по Будыко (II.5) и по Норсу (II.6) с независящими от режима ЗКС параметрами β и D, характеризующими интенсивность меридионального переноса тепла.

В [38] учитывалась также зависимость β от полушарной температуры T_p. При этом величина $\partial\beta/\partial T_p$ оценивалась на основе соответствующей линейной регрессии меридиональных притоков тепла.

В [38] была оценена величина $\partial\beta/\partial T_p$ на основе линейной регрессии меридиональных притоков тепла (МПТ) в атмосфере и океане на полушарную приповерхностную температуру по зональным среднемесячным данным [276, 389, 452] в годовом ходе для северного полушария, с использованием разложения относительно среднегодового режима

$$\beta = \beta(^0) + \frac{\partial\beta}{\partial T_p}(T_p - T_p(^0)). \qquad \text{(II.3.3)}$$

Полученное значение $\partial\beta/\partial T_p = (\partial\beta/\partial T_p)_s = 0{,}046$ Вт/(м²·К²) приблизительно вдвое меньше, чем оцененное в [264] на основе результатов климатической модели общей циркуляции (КМОЦ). В [264] использовалось, что в численных экспериментах с этой моделью меридиональный поток тепла менялся слабо ($dF_{**}/dT_p \approx \approx 0$). Подобный эффект можно связать со взаимной компенсацией в суммарном МПТ изменений за счет притоков скрытого и явного тепла.

В [38] приведена зависимость параметров чувствительности $\varkappa_{CO_2} = \varkappa_Q$ от β при $\partial\beta/\partial T_p = (\partial\beta/\partial T_p)_s$.

Для современного режима использовались следующие данные: $\alpha_л(0) = 0{,}49$, $\alpha_б(0) = 0{,}29$, $\Delta\alpha_б = 0$, $T_s(0) = 272$ К, $T_p(0) = 288$ К, $\varphi_s(0) = 60°$ с. ш., $Q(0) = 340$ Вт/м², $B(0) = 2$ Вт/(м²·К), $\beta(0) = 3{,}7$ Вт/(м²·К) [163]. Получено, что при $\beta = \beta(0)$ величина $\varkappa = 203$ К близка к максимальной (206 К) и вблизи $\beta = \beta(0)$ слабо зависит от параметра β, характеризующего интенсивность меридионального переноса. При $\beta = \text{const}$ модельная чувствительность к изменению содержания CO_2 в атмосфере меньше на 10 % ($\varkappa = 182$ К). В максимуме, который смещается по сравнению с положением максимума при $\partial\beta/\partial T_p = (\partial\beta/\partial T_p)_s$ в сторону бо́льших β, значение $\varkappa$ равно 187 К.

В [38] приведена также зависимость $\varkappa_a$ от β при $\partial\beta/\partial T_p = (\partial\beta/\partial T_p)_s$ для фонового аэрозоля (q_a) в атмосфере. Расчет значений $\partial\alpha_б/\partial q_a$ и $\partial\alpha_л/\partial q_a$ проводился на основе данных для фонового рассеивающего аэрозоля в атмосфере (с альбедо однократного рассеяния $\omega_a = 0{,}95$ и оптической толщиной $\tau_a = 0{,}125$). В отличие от зависимости $\varkappa_{CO_2} = \varkappa_Q$ от β величина $\varkappa_a$ с увеличением β растет вплоть до $\beta = 6$ Вт/(м²·К), для которого $x_z = 1$. При этом пренебрежение зависимостью $\beta = \beta(T_p)$ также относительно слабо влияет на $\varkappa_a$, как и на $\varkappa_{CO_2} = \varkappa_Q$. В случае $\partial\beta/\partial T_p = (\partial\beta/\partial T_p)_s$ $\varkappa_a(\beta(0)) = 4{,}1$ К, а при $\beta = \text{const}$ величина $\varkappa_a(\beta(0))$ на 10 % меньше (3,7 К). В то же время в обоих случаях зависимость $\varkappa_a(\beta)$ вблизи $\beta = \beta(0)$ более сильная, чем для $\varkappa_{CO_2}(\beta) = \varkappa_Q(\beta)$. Аналогично можно провести анализ для поглощающего аэрозоля в атмосфере.

Для сопоставления с полученными для ЭБМ результатами блок МПТ в термодинамической модели (ТМ) [197] был представлен в [38] также параметризацией (II.5) с различными зависимостями $\beta(T_p)$ согласно (II.3.3). Анализ влияния МПТ на чувствительность T_p и T_{ep} в ТМ к изменению содержания аэрозоля в атмосфере на основе численных экспериментов с изменением современного фонового (рассеивающего с $\omega_a = 0{,}95$) и сильно поглощающего (промышленного, с $\omega_a = 0{,}5$) аэрозоля в атмосфере. Расчеты изменения температурного режима ТМ относительно режима с чистой («рэлеевской») атмосферой производились при включении горизонтально однородного слоя аэрозоля с интегральной оптической толщиной $\tau_a = 0{,}125$ в нижний 1,5-км слой атмосферы либо в стратосфере. Параметризация (II.5) с учетом (II.3.3) использовалась для величин β в интервале 2,8—5,6 Вт/(м²·К) (при современном значении $\beta(0) = 3{,}7$ Вт/(м²·К), а для величины $\partial\beta/\partial T_p$ в интервале от —0,06 до 0,13 Вт/(м²·К²).

В [38] приведены соответственно зависимости изменений T_p и T_{ep}, вызванных введением в термодинамическую модель с «рэлеевской» атмосферой слоя аэрозоля с $\omega_a = 0{,}95$ и $\tau_a = 0{,}125$, от величины $\partial\beta/\partial T_p$ для $\beta(0) = 3{,}7$ Вт/(м²·К). При этом получена достаточно слабая, как и для ЭБМ, зависимость чувствительности T_p к изменению m_a от величины $\partial\beta/\partial T_p$ для 0,04 Вт/(м²·К²) $\leqslant$ $\leqslant \partial\beta/\partial T_p \leqslant 0{,}10$ Вт/(м²·К²). Следует отметить, что эффект рассеивающего аэрозоля, введенного в стратосферу, получен более сильным, чем эффект аэрозоля в нижнем слое атмосферы (пограслое). Наряду с этим проявилась сильная зависимость δT_{ep} как от $\partial\beta/\partial T_p$, так и от высоты аэрозольного слоя.

При введении аэрозоля в нижний атмосферный слой прямой, чисто радиационный эффект проявился в увеличении альбедо системы. В то же время отмечено уменьшение перепада альбедо — полюс — экватор, так как введение аэрозоля уменьшает альбедо в полярных широтах (над снежно-ледяной поверхностью) и увеличивает в приэкваториальных. В отсутствие зависимости (или при относительно слабой зависимости) $\beta(T_p)$ чисто радиационный эффект доминирует в ТМ при изменении ее режима с учетом всех обратных связей, что реализуется в уменьшении T_p и T_{ep}. Качественно эти результаты согласуются с результатами, полученными для ЭБМ.

При сильной обратной связи, выраженной через зависимость $\beta(T_p)$, уменьшение T_p сопровождается уменьшением параметра интенсивности β ($\partial\beta/\partial T_p > 0$) и самого МПТ, достаточным для компенсации вклада радиационного эффекта в изменение $\partial\beta/\partial T_p$. Таким образом, как и в ЭБМ, существует критическое $\partial\beta/\partial T_p$, при повышении которого T_{ep} с включением фонового аэрозоля в ТМ увеличивается.

В случае включения фонового аэрозоля в стратосферу прямой радиационный эффект того же знака, но менее выражен, чем при включении фонового аэрозоля в нижний слой атмосферы. Аэрозольный слой в стратосфере увеличивает альбедо системы и в то же время отражает вниз часть идущего из тропосферы и от поверхности потока солнечной радиации. При этом общее снижение альбедо и перепада альбедо полюс — экватор выражено слабее, чем в случае аэрозоля в нижней атмосфере. В результате смена знака изменения T_{ep} отмечается при меньших значениях $\partial\beta/\partial T_p$.

В [38] приведены результаты расчетов по определению зависимости чувствительности T_p и T_{ep} к введению в модельную атмосферу поглощающего ($\omega_a = 0{,}5$, $\tau_a = 0{,}125$) аэрозоля от $\partial\beta/\partial T_p$. Как и для рассеивающего аэрозоля, зависимость изменения T_p при введении m_a от $\partial\beta/\partial T_p$ слаба, хотя при этом существенна зависимость изменения T_p от высоты аэрозольного слоя в системе. Зависимость чувствительности T_{ep} к изменению m_a от $\partial\beta/\partial T_p$ выражена значительно сильнее.

Следует отметить, что при введении в ТМ поглощающего аэрозоля тенденция изменения T_{ep} не зависит от $\partial\beta/\partial T_p$ и высоты введения слоя аэрозоля в атмосферу. Вследствие однонаправленности в данном случае прямого радиационного эффекта и эффекта зависимости β (T_p) планетарное альбедо и перепад альбедо полюс — экватор уменьшаются. При этом увеличение глобальной температуры приводит к увеличению β и тем самым к снижению T_{ep}. Таким образом, влияние на T_{ep} поглощающего аэрозоля сильнее, чем рассеивающего, при равных концентрациях этих аэрозолей.

В [38] также представлены зависимости изменений T_p и T_{ep} при удвоении содержания CO_2 в атмосфере и при увеличении солнечной постоянной на 2 % от $\partial\beta/\partial T_p$. Расчеты производились при современном содержании фонового аэрозоля в нижнем (1,5 км) слое атмосферы и при $\beta(0) = 3{,}7$ Вт/(м²·К²). Качественные выводы, полученные с помощью ЭБМ, о слабой зависимости чувствительности T_p к изменению содержания CO_2 в атмосфере и солнечной постоянной от интенсивности МПТ подтверждаются в ТМ. Качественно совпадают тенденции изменения T_{ep} при изменении $\partial\beta/\partial T_p$, хотя критические значения $(\partial\beta/\partial T_p)_{кр}$ для изменения знака T_{ep} отличаются от полученных в ЭБМ.

При использовании более детального по сравнению с параметризацией (II.5) и (II.3.3) блока МПТ в ТМ [197] интенсивность МПТ является функцией не только T_p и T_{ep}. Изменения интенсивности МПТ в ТМ связаны с изменением характерного пространственного масштаба и характерного масштаба скорости синоптических вихрей, осуществляющих основной перенос тепла в атмосфере в модели. В частности, интенсивность МТП в ТМ растет с увеличением T_p и T_{ep}. При этом в численных экспериментах с удвоением содержания CO_2 в атмосфере меридиональный поток тепла уменьшается в основном из-за уменьшения T_{ep} и вызываемого им уменьшения интенсивности МПТ до 0,7—0,8 от современных значений в отличие от экспериментов в КМОЦ с приближенным постоянством МПТ. Результаты расчетов изменений T_p и T_{ep} в ТМ при увеличении содержания CO_2 в атмосфере с МПТ из [38] соответствуют аналогичным результатам при $\partial\beta/\partial T_p$, меньших 0,1 Вт/(м²·К²), оцененном из условия постоянства МПТ.

На основе полученных в [38] результатов можно сделать вывод о том, что чувствительность T_{ep} к изменению m_a, m_{CO_2} и Q существенно зависит от способа параметризации и интенсивности меридионального притока тепла. Отмечена также чувствительность к изменению интенсивности меридионального переноса дисперсий перепада температур экватор — полюс и площади снежно-ледяного покрова. В связи с этим необходим детальный анализ КМ, КМОЦ и эмпирических данных с целью установления и верификации параметризаций МПТ, в частности температурных параметризаций.

Влагосодержание атмосферы. Как уже отмечалось, проявляется сильная связь влагосодержания атмосферы с температурным режимом (см., например, [3]). В табл. II.3.3 приведены результаты линейных регрессий массы атмосферного водяного пара m_{H_2O} (или высоты слоя осажденной воды h_{H_2O}) на приповерхностную температуру $T(0)$ по зональным данным в годовом ходе. Коэффициент линейной регрессии B_v характеризует величину $dm_{H_2O}/dT(0)$. Практически на всех широтах коэффициент корреляции r выше 0,9, только вблизи 10° с. ш. коэффициент корреляции заметно уменьшается (до 0,57). При этом для СП в целом $B_v = dm_{H_2O}/dT(0) = (0{,}102 \pm 0{,}006)$ см/К при $r = 0{,}98$, а для ЮП соответственно $(0{,}149 \pm 0{,}11)$ см/К при $r = 0{,}97$. Максимальная чувствительность влагосодержания атмосферы к изменению тем-

Таблица II.3.3.

Характеристики связи влагосодержания атмосферы m_{H_2O} с приповерхностной температурой $T(0)$ в годовом ходе в зависимости от широты

Характеристика	Широта, ... °			
	80	70	60	50
Северное полушарие				
dm_{H_2O}/dT (0) см/К	0,031	0,038	0,050	0,068
СКО	(±0,003)	(±0,003)	(±0,006)	(±0,006)
r	0,96	0,96	0,94	0,96
Южное полушарие				
dm_{H_2O}/dT (0) см/К	0,006	0,016	0,041	0,117
СКО	(±0,001)	(±0,002)	(±0,004)	(±0,011)
r	0,84	0,95	0,95	0,96

Характеристика	Широта, ... °				
	40	30	20	10	0
Северное полушарие					
dm_{H_2O}/dT (0) см/К	0,091	0,142	0,278	0,450	0,308
СКО	(±0,007)	(±0,011)	(±0,029)	(±0,207)	(±0,048)
r	0,97	0,97	0,95	0,57	0,90
Южное полушарие					
dm_{H_2O}/dT (0) см/К	0,162	0,185	0,301	0,519	0,308
СКО	(±0,907)	(±0,006)	(±0,016)	(±0,027)	(±0,048)
r	0,99	0,99	0,99	0,99	0,90

пературного режима оценена для тропических широт с локальным минимумом в экваториальных широтах. Наименьшая чувствительность — в полярных широтах, особенно в антарктических.

Облачность. Один из наиболее существенных и до сих пор не решенных вопросов в теории климата — вопрос о влиянии облачности на радиационной и тепловой режимы ЗКС и, наоборот, о зависимости облачности от термического и циркуляционного режима. Определение климатической значимости облачности осложняется различием ее влияния на солнечную радиацию и тепловое излучение как для разных типов облаков, так и для разных регионов ЗКС.

В настоящее время существует неопределенность даже в знаке зависимости изменений количества облаков от изменений температуры в климатических моделях разного уровня сложности, от простейших энергобалансовых до наиболее детальных моделей общей циркуляции (МОЦ). От указанной функциональной связи зависит чувствительность и устойчивость моделей. Усложняет задачу также неопределенность в данных об облачности. В частности, существенно различаются результаты спутниковых и наземных измерений.

Вообще говоря, между распределениями облачности и приповерхностной температуры нет простой связи. Характер тенденций различных климатических переменных, в том числе облачности и температуры, во временном ходе меняется в пределах полушария. Наблюдающийся тренд температуры полушария может не проявляться в характере изменений отдельных климатических переменных в региональных масштабах. Согласно оценкам, полушарие объединяет несколько десятков статистически независимых областей. Зависимость облачности от температурного режима может проявляться (и проявляется, в частности, в годовом ходе) при большом пространственном осреднении [165, 174]. На больших пространственно-временных масштабах осредняются влияние географических, циркуляционных и других неоднородностей с меньшим масштабом и более короткопериодные флуктуации. На основании использовавшихся в [30] данных о количестве облаков трудно было сделать определенный вывод о существовании связи между температурой и облачностью при средних глобальных условиях. Более детальные данные о количестве облаков использовались для выявления общих тенденций глобального изменения облачности при климатических вариациях в [165, 174]. Крупномасштабная связь количества облаков n с приповерхностной температурой с использованием наземных [21] и спутниковых [142] данных об облачности исследовалась в годовом ходе и в межгодовой изменчивости.

В [165] связь количества облаков n [21] с приповерхностной температурой T [276, 452] в годовом ходе определялась при полушарном осреднении в линейном приближении в виде регрессии

$$\delta n_p = c\delta T_p. \qquad \text{(II.3.4)}$$

Учитывалось, что в годовом ходе отклонения $\delta n_p = n_p - \bar{n}_p$ и $\delta T_p = T_p - \bar{T}_p$ среднеполушарных количества облаков n_p и приповерхностной температуры T_p от их стационарных (среднегодовых) значений $\bar{n}_p$, $\bar{T}_p$ малы как для СП, так и для ЮП.

Для СП в целом методом наименьших квадратов (МНК) по среднемесячным данным найдено $c = dn/dT = (0{,}0039 \pm 0{,}0005)$ К$^{-1}$ с коэффициентом корреляции $r = 0{,}93$. Значение 0,0005 является стандартным отклонением для коэффициента регрессии c. Для ЮП соответственно $c = dn/dT = (0{,}0093 \pm 0{,}0016)$ К$^{-1}$, $r = 0{,}89$. Найденные в [165] коэффициенты связи (стационарной) количества облаков с температурой dn/dT для СП и ЮП положительны и малы по значению. Различие dn/dT для полушарий связано с меньшей амплитудой годового хода приповерхностной температуры из-за большей доли инерционного океана в ЮП по сравнению с СП (амплитуды годового хода количества облаков для обоих полушарий близки).

В [165] оценены также значения параметров нестационарного уравнения для облачности

$$\tau \frac{dn_p}{dt} = -(n_p - \bar{n}_p) + c(T - \bar{T}_p), \qquad \text{(II.3.5)}$$

где τ — характерное время релаксации облачности, c — коэффициент связи n с T (как и в уравнении (II.3.4) при $\tau = 0$). Для СП с использованием эмпирических данных в годовом ходе получено $\tau = 0{,}05$ мес, $c = 0{,}0039$ К$^{-1}$. Отметим, что оцененное время релаксации для количества облаков СП мало по сравнению с масштабом временно́го осреднения (месяц) использованных данных и коэффициент связи (c) n с T получен одинаковым в стационарном и нестационарном случаях.

Как уже отмечалось, данные о количестве облаков из разных источников, в том числе по спутниковым и наземным наблюдениям, существенно различаются. В связи с этим в [165] была оценена значимость связи n с T и проведена проверка их корреляции по разным данным [21, 142, 277, 319, 460] в годовом ходе. Корреляция облачных данных в полушарном осреднении получена достаточно высокой, особенно для данных [21, 142]. Заметно меньше корреляция для данных [277] с остальными данными, по крайней мере для СП. Это, возможно, связано со спецификой спутниковых измерений альбедо, на основе которых определялось количество облаков. В частности, на спутнике Нимбус-6 время измерения в течение суток зависело от широты.

В табл. II.3.4 представлены результаты оценок $dn/dT = c$, полученные в [165] с помощью линейных регрессий (II.3.4) для различных данных о среднеполушарном количестве облаков [21, 142, 277, 319, 460] в годовом ходе. Найдено, что $dn/dT = (0{,}004 \pm 0{,}001)$ К$^{-1}$ для СП и $dn/dT = (0{,}009 \pm 0{,}003)$ К$^{-1}$ для ЮП.

Таким образом, хотя использованные облачные данные сильно различаются (в частности, в [21] среднеполушарное количество

облаков равно 0,6, тогда как в [277] — 0,4), но вариации n_p в годовом ходе по разным данным изменяются подобным образом. В результате в [165], несмотря на малость амплитуд годового хода n и их различие по разным данным, отмечена достаточно четкая связь количества облаков с температурой для СП и ЮП. При этом с увеличением полушарной приповерхностной температуры количество облаков в годовом ходе, хотя и слабо, растет. Как показано в [161] (см. п. III.3) на примере энергобалансовой модели, современный режим с подобной связью n и T устойчив. Кроме того, положительность dn/dT не противоречит физически понятным асимптотическим тенденциям облачности при очень низких ($n \to 0$) и высоких ($n \to 1$) температурах. Следует отметить, что из-за возможной неоднозначной связи n и T нельзя отрицать существование других режимов поведения облачности в окрестности современного режима.

Таблица II.3.4.

Характеристики связи облачности n и приповерхностной температуры T по различным данным в годовом ходе

Характеристика	Берлянд, Строкина (1980)	Матвеев, Титов (1985)	Томпсон (1979)	Хойт (1976)	Каррен, Векслер, Нэк (1978)
Северное полушарие					
dn/dT К$^{-1}$	0,0039	0,0043	0,0050	0,0032	0,0029
СКО	(±0,0005)	(±0,0009)	(±0,0007)	(±0,0010)	(±0,0010)
r	0,93	0,83	0,98	0,88	0,69
Южное полушарие					
dn/dT К$^{-1}$	0,0093	0,0011		0,0058	0,0112
СКО	(±0,0016)	(±0,0022)		(±0,0010)	(±0,0051)
r	0,89	0,15		0,88	0,57

Производная n по T найдена положительной также в моделях [197, 294, 395]. При этом в модели Полтриджа отмечено уменьшение глобальной облачности от января (с минимальным расстоянием от Земли до Солнца) к июлю (с максимальным расстоянием от Земли до Солнца). При анализе в [263] отмечено, что такой результат соответствует отрицательной величине dn/dT, так как среднеглобальная температура в июле больше, чем в январе. Однако в модели Полтриджа производная dn/dT положительна (как dn/dQ и dT/dQ, где Q — солнечная постоянная) и замечание, сделанное в [263], следует отнести к глобальной интерпретации полученных модельных результатов. Указанное противоречие имеет принципиальную причину и связано с зависимостью функциональных связей в ЗКС от масштаба пространственно-временного осреднения [165].

На основе анализа эмпирических данных в [165] было найдено, что величина dn/dT положительна как для СП, так и для ЮП.

При глобальном же осреднении было получено на основе линейной регрессии (II.3.4) $dn/dT = c = -0{,}002$ К$^{-1}$ с низким, меньшим, чем отдельно для СП и ЮП, коэффициентом корреляции. Этот результат связан с существенной неоднородностью ЗКС, с различием СП и ЮП. В ЮП больше доля океана, более термически инерционного, чем суша. Из-за большей доли океана в ЮП амплитуда годового хода приповерхностной температуры СП (7 К) больше, чем в ЮП (3 К), и годовой ход глобальной температуры определяется годовым ходом температуры СП. Амплитуды годового хода количества облаков близки для обоих полушарий, причем для южного она несколько больше. На то, что полученная зависимость в глобальном осреднении не должна выполняться при климатических изменениях, указывает и малость коэффициента корреляции.

Аналогично в [165] были сделаны количественные оценки связи количества облаков с приповерхностной температурой в годовом ходе для разных широтных зон СП. Представленные в табл. II.3.5 результаты соответствующих линейных регрессий сильно зависят от широты. Для сравнения с полученными коэффициентами связи количества облаков и температуры (c) для разных широтных зон приведены величины dn/dT, рассчитанные на основе результатов МОЦ [482] с изменяющейся облачностью при увеличении солнечной постоянной на 6 %. Результаты, полученные с использованием эмпирических данных в годовом ходе, качественно согласуются с модельными результатами. Режим облачности существенно определяется особенностями общей циркуляции атмосферы. При осреднении полушарного масштаба вклады восходящих и нисходящих циркуляционных потоков оказывают взаимокомпенсирующее действие, влияние пространственных неоднородностей нивелируется.

Взаимосвязь среднегодовой доли облачного неба n и приповерхностной температуры T в их межгодовой изменчивости определялась в [174] (см. также п. IV.3). Для анализа использовались среднегодовые зонально осредненные данные о количестве облаков n для СП (1966—1979 гг.) и ЮП (1970—1979 гг.) на основе спутниковых наблюдений [142], а также соответствующие ряды среднегодовой приповерхностной температуры [304] для СП и ЮП. При этом межгодовые вариации δn, δT рассматривались относительно средних значений n, T за 10-летний период (1970—1979), для облачности это $\bar{n}$(СП) = 0,53, $\bar{n}$(ЮП) = 0,61 и $\bar{n}$(СП + ЮП) = 0,57 для Земли в целом.

Для межгодовых вариаций δn и δT, несмотря на сравнительно короткие ряды данных (10 и 14 лет), в [174] выявлена общая тенденция к увеличению n при увеличении T ($dn/dT > 0$) для СП, ЮП и Земли в целом. Эта тенденция аналогична выявленной в годовом ходе для СП и ЮП. Значения коэффициентов регрессий (II.3.4) для n и T в межгодовой изменчивости представлены в варианте А в табл. II.3.6. Здесь r — коэффициент корреляции; $\Delta c = \pm \frac{c}{\sqrt{N-2}} \sqrt{\left(\frac{1}{r}\right)^2 - 1}$ — среднеквадратические отклонения

Таблица II.3.5.

Характеристики связи облачности и температуры для разных широтных зон северного полушария, оцененные по эмпирическим данным и согласно модельным результатам

Характеристика	Широта, ...°								
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90
τ мес	0,22	0,44	—0,05	1,14	0,60	0,41	0,86	0,39	0,20
c К$^{-1}$	—0,011	0,035	0,0009	—0,0088	—0,0033	0,0020	0,0044	0,0095	0,0105
r	0,07	0,79	0,18	0,97	0,65	0,75	0,85	0,96	0,87
dn/dT К$^{-1}$ [482]	—0,0045	—0,0064	0,0010	—0,0035	—0,0050	0,0043	0,0092	0,0050	0,0006

Таблица II.3.6.

Результаты регрессий (II.3.4) по данным для n и δT в межгодовой изменчивости

Вариант	δT	СП + ЮП	СП	ЮП
А	$\delta T \gtrless 0$	$0{,}13 \pm 0{,}07$ $N = 10$, $r = 0{,}54$ (80 %)	$0{,}07 \pm 0{,}04$ $N = 14$, $r = 0{,}43$ (80 %)	$0{,}24 \pm 0{,}15$ $N = 10$, $r = 0{,}48$ (80 %)
Б1	$\delta T \geqslant 0$	$0{,}37 \pm 0{,}19$ $N = 6$, $r = 0{,}70$ (80 %)	$0{,}20 \pm 0{,}10$ $N = 8$, $r = 0{,}65$ (90 %)	$0{,}61 \pm 0{,}34$ $N = 6$, $r = 0{,}67$ (80 %)
Б2	$\delta T \leqslant 0$	$-0{,}16 \pm 0{,}13$ $N = 5$, $r = -0{,}58$ (70 %)	$-0{,}19 \pm 0{,}06$ $N = 7$, $r = -0{,}80$ (95 %)	$-0{,}56 \pm 0{,}85$ $N = 4$, $r = -0{,}42$

коэффициентов регрессии c; N — число реализаций — лет, используемых в регрессии. Как видно из табл. II.3.6, общая тенденция соответствует увеличению количества облаков с ростом температуры[1] как для каждого полушария в отдельности, так и для Земли в целом. При этом знак коэффициентов регрессий в варианте А гарантируется с 80 %-м уровнем доверия (отмеченным в табл. II.3.6 в скобках). Можно отметить положительные выбросы n при $\delta T = (0{,}06 \ldots 0{,}07)$ К как для СП, так и для ЮП, а следовательно, и при глобальном осреднении.

Существенной причиной погрешностей является неточность используемых данных. В частности, 14-летние ряды температуры [304] и [325—327] для СП за 1966—1979 гг. коррелируют только с $r = 0{,}83$ и амплитуды их вариаций различаются в среднем на 6 %. Хотя бы для частичного устранения погрешностей, связанных с неточностью и небольшим объемом данных, в [174] была предложена специальная фильтрационная процедура. При загрублении температурных рядов с точностью до 0,1 К, хотя они производятся с точностью до 0,01 К, увеличивается количество данных об облачности при конкретной вариации температуры. Это позволяет, взяв среднюю величину облачности, сгладить флуктуации облачности.

Кроме общей тенденции возрастания n при увеличении T проявляется свойство экстремальности (минимальности) количества облаков при $\delta T = 0$, т. е. при среднем за 10 лет[2] (квазистационарном) температурном режиме как для СП и ЮП, так и для Земли в целом. При этом величина n возрастает для $\delta T > 0$ ($dn/dT > 0$) и для $\delta T < 0$ ($dn/dT_{\text{р}} < 0$) с ростом абсолютного отклонения δT от среднего режима. То, что подобные свойства зависимости не следствие выбора масштаба загрубления температурных данных, подтверждает сравнение в [174] с вариантом II при масштабе загрубления 0,05 °С.

Для зависимости $n = n(T)$ по исходным данным n и T свойство минимальности n также проявляется вблизи среднего (квазистационарного) температурного режима с $\delta T = 0$ как для отдельных полушарий, так и при глобальном осреднении. В табл. II.3.6 приведены результаты регрессий (II.3.4) отдельно для положительных (вариант Б1) и отрицательных (вариант Б2) вариаций температуры относительно температурных режимов с минимумом n в СП и для Земли в целом, а в ЮП — при $\delta T > 0$ и $\delta T < 0$ соответственно.

Знак приведенных в табл. II.3.6 в вариантах Б1 и Б2 коэффициентов dn/dT на фоне среднеквадратических отклонений не может быть гарантирован только в варианте Б2 при отрицательных вариациях δT для ЮП. Для остальных случаев в табл. II.3.6 отмечен в скобках уровень доверия, с которым гарантируется знак

[1] Согласно [166], вариации распределения температуры по вертикали в атмосфере хорошо коррелируют с вариациями приповерхностной температуры.

[2] В СП средняя приповерхностная температура за 14 лет (1966—1979), по данным [304], практически совпадает со средней температурой за 10 лет (1970—1979).

коэффициентов корреляции и знак коэффициентов регрессии $c = dn/dT$.

Следует также отметить, что при увеличении абсолютных величин δT абсолютные величины dn/dT уменьшаются — возможен асимптотический режим типа режима насыщения. В таком случае при больших произвольных вариациях температуры интегральная температурная чувствительность n определялась бы разностью асимптотических значений n при положительных и отрицательных δT и уменьшалась бы с увеличением амплитуды δT. В годовом ходе амплитуда δT около 7 К для СП и около 3 К для ЮП, что значительно больше вариаций (порядка 0,1 К) в межгодовой изменчивости. В годовом ходе глобальная температурная чувствительность n (dn/dT) по крайней мере на порядок меньше, чем в межгодовой изменчивости по оценкам [165, 174].

Оценку надежности используемых данных о количестве облаков можно сделать сравнением их с данными [21] в годовом ходе. На основе линейной регрессии по среднемесячным данным в годовом ходе ($N = 12$) в первом случае получим $dn/dT = (0{,}0043 \pm 0{,}009)$ К$^{-1}$ с коэффициентом корреляции $r = 0{,}83$ для СП. (Среднемесячные температурные данные для СП в годовом ходе брались из [276, 452].) Это практически совпадает с оценкой $dn/dT = (0{,}0039 \pm 0{,}005)$ К$^{-1}$ ($r = 0{,}93$), полученной в [165] с использованием данных [21]. Однако для ЮП различия существенны, что, по-видимому, связано с недостаточной полнотой наземных данных для ЮП. Для СП метеосеть более широкая и плотная и корреляция с интегральными спутниковыми измерениями лучше, чем для ЮП. В то же время корреляция наземных данных для облачности [21] и температуры [452] в ЮП достаточно высокая — коэффициент корреляции среднеполушарных данных n и T в годовом ходе равен 0,89.

Следует отметить, что эффективное число степеней свободы K при определении зависимости (II.3.4) по рядам данных для n и δT не равно, вообще говоря, $N-2$ (N — мощность массива данных), и его можно оценить по формуле

$$k = (N-2)\,p \equiv (N-2)\,\frac{1 - r_{1,n} r_{1,\delta T}}{1 + r_{1,n} r_{1,\delta T}}.$$

Здесь $r_{1,n}$ и $r_{1,\delta T}$ — коэффициенты автокорреляции для соответствующих рядов при сдвиге на 1 год. При этом для СП $N = 14$, $r_{1,n} = 0{,}53$, $r_{1,\delta T} = 0{,}01$ и $p = 1{,}0$; для ЮП $N = 10$, $r_{1,n} = 0{,}63$, $r_{1,\delta T} = 0{,}17$ и $p = 0{,}8$; для Земли в целом $N = 10$, $r_{1,n} = 0{,}63$, $r_{1,\delta T} = 0{,}09$ и $p = 0{,}9$.

Таким образом, за счет малости коэффициентов автокорреляции рядов δT эффективные числа степеней свободы мало отличаются от $N-2$ и на полученные качественные результаты поправки не должны существенно повлиять.

При существующей в настоящее время неопределенности в оценке тенденций изменения облачности с изменением температурного режима сделанные в [174] оценки полезны, несмотря на сравнительно небольшой массив использованных данных.

В [13] проведен анализ связи количества облаков с приповерхностной температурой для северного полушария в годовом ходе и межгодовой изменчивости по спутниковым данным за 15 лет (1971—1985). Наряду с общей тенденцией увеличения облачности при потеплении аналогично [165, 174] выявлены регионы СП с противоположной тенденцией. Отмечено различие межгодовой взаимной эволюции полей облачности и температуры для разных сезонов. Проведено сравнение полученных характеристик связи полей облачности и температуры с результатами климатических моделей, в том числе моделей общей циркуляции. Сделан также анализ тенденций изменения внутримесячной дисперсии облачности с изменением температурного режима как в годовом ходе, так и в межгодовой эволюции.

Осадки. Крупномасштабная связь осадков с температурным режимам исследовалась, например, в [39, 48, 99, 167].

В [167], в частности, получено выражение для параметра чувствительности скорости массообмена m на поверхности антарктического ледникового щита к изменениям приповерхностной температуры T

$$\frac{dm_*}{dT_*} = -(ML)^{-1}\left[\frac{dR_*}{dT_*} - Lm_*\,\frac{dM}{dT}(\theta_*)\,\frac{dT}{dT_*}(\theta_*)\right]. \quad \text{(II.3.6)}$$

Здесь звездочкой отмечено осреднение по площади щита: $M = \frac{1+\mu}{\mu}$, $\mu = p\frac{L}{c_p}\,f_0(\theta_*)\,\frac{dq_s}{dT}(\theta_*)\,q_e$, $q_e = \int_0^\infty \rho(z)q(z)\,dz \Big/ \int_0^\infty \rho(z)\,dz$; L — теплота сублимации; c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; $f_0(\theta_*)$ — приповерхностная относительная влажность на широте границы антарктического ледникового щита $\varphi_*(\theta_* = \frac{\pi}{2} - \varphi_*)$; $q(z)$ — профиль массовой доли водяного пара; q_s — приповерхностное давление насыщенного водяного пара; ρ — плотность атмосферы; R — радиационный баланс на верхней границе атмосферы; $p = k_q/k_T$, k_T и k_q — коэффициенты макротурбулентного переноса тепла и влаги. Величина μ характеризует отношение интегральных по высоте атмосферы притоков в антарктическую систему скрытого и явного тепла за счет адвекции и турбулентного переноса в меридиональном направлении. Таким образом, (II.3.6) характеризует связь массообмена с радиационным и температурным режимом системы.

В качестве современной границы антарктической системы в [167] была принята зонально осредненная граница морского льда в ЮП на широте $\varphi_* = 63{,}7°$ ю. ш. с приповерхностной температурой на ней $T(\varphi_*) = -4{,}7$ °С [169]. Для оценки величины dm_*/dT_* при заданной границе φ_* характеристики температурной чувствительности компонентов радиационного баланса $dF_{\downarrow *}/dT_*$ и $dF_{\uparrow *}/dT_*$ осреднялись с использованием результатов регрессий величин $F_\downarrow$ и $F_\uparrow$ на приповерхностную температуру T для антарктических широт по среднемесячным данным в годовом ходе. Полученное в табл. II.3.2б отсутствие корреляции альбедо различ-

ных широтных зон в Антарктике с T (коэффициент корреляции не выше 0,2) подтверждает сделанное в [167] предположение независимости $F_{\downarrow *}$ от T_*. На основе регрессии $F_{\downarrow *}$ на T_* по осредненным для $\varphi > 65°$ ю. ш. данным в годовом ходе получена оценка $dF_{\downarrow *}/dT_* = (3{,}7 \pm 0{,}6)$ Вт/(м²·К).

Величина m_* в [167] равна 15,8 г/(см²·год). Необходимая для определения M величина μ была оценена согласно

$$\mu \approx \frac{L}{c_p} \frac{m_v}{m_a [T(\theta_*) - T_*]}, \qquad \text{(II.3.7)}$$

где m_v и m_a — соответственно суммарные меридиональные потоки влаги и воздуха в антарктическую систему. На основе среднегодовых оценок [167] получено $m_v = 2{,}6 \cdot 10^{15}$ кг/год и $m_a = 1{,}4 \cdot 10^{18}$ кг/год. При использовании данных [452] в среднегодовом режиме $T_* = -24{,}0$ °С. В результате из (II.3.7) следует $\mu = 0{,}33$ и $M = 4$.

Согласно [167],

$$\frac{\partial M}{\partial T}(\theta_*) = -\frac{1}{\mu^2}\frac{\partial M}{\partial T}(\theta_*) = -\frac{1}{\mu}\frac{d^2 q_s(\theta_*)/dT^2}{dq_s(\theta_*)/dT}$$

и с использованием формулы Магнуса $\partial M(\theta_*)/\partial T = -0{,}2\ \text{K}^{-1}$ для $\mu = 0{,}33$. При этом согласно (II.3.6) оценка dm_*/dT_* для $dT(\theta_*)/dT_* = 1$ дает 0,005 г/(см²·сут·К). При плотности льда $\rho_л = 0{,}9$ г/см³ это соответствует $dm_*/dT_* = 0{,}006$ см/(сут·К). На основании данных [192] диапазон изменения скорости накопления снега в годовом ходе на разных антарктических станциях от 2 до 15 см/мес. Для диапазона изменения T_* в годовом ходе около 25 К это эквивалентно оценкам dm_*/dT_* в интервале 0,003—0,020 см/(сут·К). Оценка среднего для Антарктики изменения m_* в годовом ходе в 5 см/мес приводит к оценке $dm_*/dT_* = 0{,}006$ см/(сут·К), совпадающей с модельными расчетами в [482].

Отметим, что полученная в [167] относительная величина $\frac{1}{m_*}\frac{dm_*}{dT_*}$ (11 %) сравнима с оценкой [39] относительного изменения осадков[1] при изменении температуры на 1 К и с данными изотопно-кислородного исследования ледяных кернов из Антарктического щита (14 %).

Отметим также, что в анализе осадков над сушей и в широтном поясе 35—70° с. ш. столетних рядов приповерхностной температуры СП T_p с использованием данных [470] получена оценка коэффициента связи $dP_r/dT_p = 5$ см/1 К при среднеквадратическом отклонении ±1 см/К и коэффициенте корреляции $r = 0{,}46$ (см. также п. IV.3).

Характеристики изменчивости ЗКС и вихревая активность. В [16, 246] выявлены тенденции характеристик изменчивости

[1] При малых изменениях испарения E_* в Антарктике по сравнению с изменением осадков P_{r*} изменение m_* определяется изменением P_{r*}.

земной климатической системы (ЗКС) при эволюции ее глобального температурного режима. При этом в [16] наряду с анализом 100-летних рядов эмпирических данных использовалась нестационарная стохастическая энергобалансовая модель климата. Тренд температурного режима в модели определялся, в частности, трендом содержания CO_2 в атмосфере. В рамках стохастической ЭБМ сформулированы условия для случайной силы, при которых реализуются режимы с увеличением изменчивости термодинамических характеристик глобального режима в случае его потепления, что выявилось при анализе эмпирических данных. Отмечена роль гидрологического цикла в реализации подобных тенденций. Аналогичные выводы об увеличении изменчивости ЗКС при глобальном потеплении (антропогенного происхождения из-за увеличения содержания CO_2 в атмосфере) были сделаны в [305] на основе результатов модели общей циркуляции.

В связи с необходимостью более детального исследования механизмов формирования указанных климатических тенденций в [16, 246] отмечена целесообразность анализа тенденций вихревой активности при глобальных климатических изменениях. С этой целью проведен анализ тенденций вихревой активности в атмосфере при тренде температурного режима по эмпирическим данным и с использованием нестационарной термодинамической модели климата (см. п. IV.3).

В табл. II.3.7 приведены, в частности, результаты линейных регрессий скорости циклогенеза для различных широт ЮП на зональную (T) и полушарную приповерхностную температуру (T_p) по данным в годовом ходе и в межгодовой изменчивости для июльских режимов.

В табл. II.3.8 отмечены коэффициенты корреляции r, характеризующие связь скорости циклогенеза (подвижного и местного) и антициклогенеза (подвижного и местного) в разных широтных (и отдельно над сушей и над океаном) СП по данным [230] с полушарной приповерхностной температурой T_p в годовом ходе.

Эмпирические оценки тенденций изменения характеристик вихреволновой активности в атмосфере необходимо сопоставить с теоретическими оценками соответствующих тенденций при изменении температурного (T) режима системы. Характерные размеры вихреволновых особенностей можно оценить масштабом Обухова $L_O = \frac{\sqrt{gH}}{f} = \frac{\sqrt{R}}{f} T^{1/2}$ для баротропной атмосферы и масштабом деформации Россби $L_R = \frac{NH}{f} = \frac{R}{f\sqrt{g}} (\gamma_a - \gamma)^{1/2} T^{1/2}$ для бароклинной атмосферы при частоте Брента — Вяйсяля $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)} = \sqrt{\frac{g}{T}(\gamma_a - \gamma)}$ [158, 188]. (Здесь $f = 2\omega \sin\varphi$ — параметр Кориолиса, ω — частота вращения Земли, φ — широта, R — газовая постоянная, $H = RT/g$ — высота однородной атмосферы, g — ускорение свободного падения, γ_a — сухоадиабатический вертикальный градиент температуры, $\gamma = -\partial T/\partial z$, ρ — плот-

Таблица II.3.7.

Результаты линейных регрессий скорости циклогенеза ($n_ц$ число/с) по данным [230] для различных широтных зон южного полушария на зональную по данным [41, 470] и полушарную приповерхностные температуры в °С

Характеристика	Широта, ... °									
	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70	70—80	80—90	ЮП
					Годовой ход					
$dn_ц/dT$	1,3	5,1	1,7	—1,8	2,0	1,3	0,3	—0,03	0,003	3,8
СКО	(±0,5)	(±0,9)	(±0,5)	(±0,2)	(±0,7)	(±0,6)	(±0,1)	(±0,04)	(±0,004)	(±1,7)
r	0,67	0,88	0,75	—0,94	—0,65	0,58	0,60	—0,22	0,23	0,58
$dn_ц/dT_p$	0,4	3,0	2,0	—1,8	—1,3	1,1	0,6	—0,2	0,006	3,8
СКО	(±0,1)	(±0,3)	(±0,5)	(±0,3)	(±0,6)	(±0,4)	(±0,3)	(±0,1)	(±0,019)	(±1,7)
r	0,82	0,94	0,78	—0,89	—0,54	0,64	0,58	—0,43	0,10	0,58
					Межгодовая изменчивость					
$dn_ц/dT_p$	0,4	—0,9	3,1	0,2	7,4	—3,2	—2,1	7,0	—0,1	11,8
СКО	(±1,0)	(±1,7)	(±5,4)	(±7,3)	(±5,5)	(±10,7)	(±7,8)	(±2,7)	(±0,4)	(±22,2)
r	0,14	—0,17	0,20	0,01	0,43	—0,11	—0,09	0,68	—0,06	0,19

Таблица II.3.8.

Коэффициенты корреляции r скорости циклогенеза и антициклогенеза в разных зонах (и отдельно над сушей и над океаном) северного полушария по данным [230] с полушарной приповерхностной температурой T_p в °С (по данным [276]) в годовом ходе

Поверхность	Широты, ... °							
	90—80	80—70	70—60	60—50	50—40	40—30	30—20	90—20
				Циклогенез местный				
Суша	0,69	0,56	0,93	0,88	0,83	0,64	0,65	0,85
Океан	0,48	—0,61	—0,19	—0,05	—0,64	—0,84	0,06	—0,62
Зона	0,57	—0,32	0,85	0,81	0,62	0,23	0,63	0,74
				Циклогенез подвижный				
Суша	—0,32	0,70	0,76	0,82	0,29	—0,61	—0,11	0,41
Океан	—0,75	—0,88	—0,80	0,24	—0,91	—0,96	—0,92	—0,97
Зона	—0,75	—0,79	0,50	0,68	—0,67	—0,92	—0,75	—0,79
				Антициклогенез местный				
Суша	0,32	0,64	—0,93	0,11	—0,64	—0,94	—0,98	—0,89
Океан	—0,48	0,81	0,80	0,80	0,92	0,84	—0,85	0,80
Зона	—0,40	0,82	—0,80	0,56	0,23	—0,18	—0,92	—0,14
				Антициклогенез подвижный				
Суша	0,01	0,27	—0,82	0,23	—0,33	—0,69	—0,90	—0,58
Океан	0,21	0,20	0,36	0,92	0,67	—0,47	—0,82	0,09
Зона	0,18	0,62	—0,66	0,67	0,11	—0,61	—0,87	—0,41

ность.) Соотношение $L_O/L_R = \frac{1}{N}\sqrt{\frac{g}{H}}$ не зависит от параметра Кориолиса и связано со статистической устойчивостью атмосферы ($L_O/L_R = \sqrt{\frac{g}{R}}\ (\gamma_a - \gamma)^{-1/2}$).

Увеличению температуры T соответствует увеличение L_O: $dL_O/dT > 0$. Такая тенденция для баротропной атмосферы однозначна. Для бароклинной атмосферы

$$\frac{1}{L_R}\frac{dL_R}{dT} = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{T} - \frac{d\gamma/dT}{(\gamma_a - \gamma)}\right] \qquad \text{(II.3.8)}$$

и возможны режимы с $dL_R/dT > 0$ и с $dL_R/dT < 0$ в зависимости от тенденций изменения характеристик статической устойчивости атмосферы (γ и частоты Брента — Вяйсяля N). В частности, согласно [166] для СП в целом в тропосфере $d\gamma/dT_0 > 0$ (T_0 — приповерхностная температура). В то же время для 40—50-х широт ЮП проявляется обратная тенденция в годовом ходе: $d\gamma/dT_0 < 0$ [175]. В [15] выявлено различие тенденций изменения в разных атмосферных слоях. Как отмечено в [79], при общей положительной корреляции вертикального градиента температуры γ в тропосфере СП с приповерхностной температурой T_0 над океаническими областями проявляется также отрицательная корреляция и в годовом ходе и в межгодовой изменчивости. При $d\gamma/dT_0 < 0$ согласно (II.3.8) $dL_R/dT > 0$. Аналогичная тенденция характерна и для бароклинной атмосферы с неизменной статической устойчивостью или со слабой тенденцией ее уменьшения при потеплении (с малыми по сравнению с $(\gamma_a - \gamma)/T$ величинами $d\gamma/dT > 0$). В противном случае при $d\gamma/dT > 0$ значения L_R уменьшаются при увеличении T.

Тенденции изменения циклогенеза $n_ц$ (и антициклогенеза $n_{ац}$), а также концентраций циклонов $p_ц$ (и антициклонов $p_{ац}$) при изменении глобального температурного режима ЗКС оценены в [183] с использованием модели Филлипса [401] и термодинамической модели [137]. Согласно [183], возможны тенденции как с $dn_ц/dT_p > 0$, так и с $dn_ц/dT_p < 0$.

Тенденции изменения L_R и $n_ц$ с изменением температурной стратификации атмосферы (γ) противоположны: при потеплении L_R уменьшается с уменьшением (при $d\gamma/dT_p > 0$) статической устойчивости, а $n_ц$ увеличивается.

Изменение тенденции роста скорости циклогенеза при увеличении T_p на противоположную тенденцию возможно из-за ослабления перепада температур экватор — полюс при потеплении. Тенденция уменьшения скорости циклогенеза возможна также в зонах с $d\gamma/dT < 0$ (в частности, над океаном [79, 175]).

Криосферные характеристики. Чувствительность ЗКС ко всевозможным изменениям параметров системы или внешних (граничных) условий существенно зависит от криосферы и ее взаимосвязи с глобальным термическим режимом. Задача определения

температурной чувствительности протяженности криосферы стала, в частности, в [163, 169] при анализе площади снежного покрова и морского льда в годовом ходе, в пределе высокочастотных (сезонных) изменений климата. При определении чувствительности площади снежно-ледяного покрова (СЛП) и его зонально осредненной границы к изменениям приповерхностной температуры (в том числе среднеполушарной и температуры на границе СЛП) использовались различные данные для криосферы СП и ЮП в годовом ходе.

В качестве зональной характеристики СЛП в [163, 169] использовался синус широты $x_s = \sin\varphi_s$ границы снежно-ледяной массы, сплоченной к полюсу без изменения ее площади $S_Σ$. При этом $S_Σ = 2\pi R_З^2\ (1 - x_s)$, где $R_З$ — радиус Земли, и СЛП существует только при широтах $\varphi \geqslant \varphi_s$, полностью заполняя поверхность суши и океана полярнее x_s.

В работе [169] применялась нестационарная зависимость x_s от средней приповерхностной температуры полушария $T_p = \int_0^1 T(x)dx$. В линейном приближении для малых отклонений x_s и T_p от их стационарных среднегодовых значений $\bar{x}_s$ и $\bar{T}_p$ уравнение имеет вид

$$\tau_s \frac{dx_s}{dt} = -(x_s - \bar{x}_s) + b(T_p - \bar{T}_p), \qquad \text{(II.3.9)}$$

где τ_s — характерное время инерции изменений суммарной площади морского льда и снежного покрова суши, черта сверху здесь и далее обозначает стационарные среднегодовые значения соответствующих переменных, а индекс p — полушарное (или глобальное) осреднение.

Применимость уравнения (II.3.1) проверялась в [169] по данным в годовом ходе для СП и ЮП из табл. I.4.1. Среднемесячные зонально осредненные данные для приповерхностной температуры брались из [276, 452]. Значения T_p для различных месяцев и в среднегодовом режиме, рассчитанные по этим данным, приведены в табл. I.1.4. Количественная оценка показала для СП, в частности, достаточно хорошую выполняемость (II.3.1) при $\tau_s = 0{,}44$ мес, $b = 0{,}014\ \text{К}^{-1}$ для $\bar{\varphi}_s = 59{,}7°$ с. ш. ($\bar{x}_s = 0{,}863$) и $\bar{T}_p = 288$ К.

В стационарном с $\tau_s = 0$ варианте уравнения (II.3.9) для границы СЛП

$$x_s - \bar{x}_s = b(T_p - \bar{T}_p) \qquad \text{(II.3.9а)}$$

методом наименьших квадратов (МНК) получено по данным в годовом ходе $b = d\bar{x}_s/d\bar{T}_p = 0{,}014\ \text{К}^{-1}$ (или $d\bar{\varphi}_s/d\bar{T}_p = 1{,}6°$ шир/К), т. е. практически совпадает с величиной b в нестационарном варианте. Таким образом, граница СЛП в годовом ходе для СП малоинерционная (τ_s меньше полумесяца) и учет ее инерционности практически не сказывается на параметре чувствительности b.

Отсюда можно оценить величину $dS_{\text{кр}}/dT_p = -2\pi R_{\text{З}}^2\, dx_s/dT_p = -3{,}5\cdot 10^6$ км^2/К.

Величина x_s как мера площади криосферы — интегральная характеристика и должна зависеть от глобального температурного распределения, в частности от T_p. С другой стороны, величина x_s, задавая положение СЛГ, является локальной характеристикой и должна определяться температурным распределением в окрестности СЛГ, и, в частности, температурой $T_s = T(x_s)$ на СЛГ. (В ряде климатических моделей, от энергобалансовых до моделей общей циркуляции, положение снежной и ледовой границ связывается с определенными изотермами, и необходимо исследование вариаций последних.) В этом случае нестационарное уравнение для СЛГ в линеаризованном виде при малых отклонениях x_s, T_s и T_p от их стационарных среднегодовых значений $\bar{x}_s$, $\bar{T}_s$ и $\bar{T}_p$ может быть представлено в [169] в виде

$$\tau_s \frac{dx_s}{dt} = -(x_s - \bar{x}_s) + b(T_p - \bar{T}_p) + b_s(T_s - \bar{T}_s), \qquad \text{(II.3.10)}$$

где b и b_s характеризуют зависимость x_s от температурного режима, а τ_s — время инерции СЛГ.

С использованием эмпирических данных в годовом ходе в [169] для (II.3.10) получено $\tau_s = 0{,}18$ мес, $b = 0{,}018$ К$^{-1}$, $b_s = -0{,}005$ К$^{-1}$. Зависимость x_s от T_p была оценена более существенной, чем зависимость x_s от T_s. Из сравнения с величиной b из (II.3.9) следует, что согласно [169] исключенные зависимости x_s от T_s не очень сильно (на 20 %) изменяет значение коэффициента b.

Характерное время инерции СЛГ в годовом ходе в (II.3.10) τ_s более чем в 5 раз меньше времени осреднения (месяц) использованных данных, и с достаточной точностью можно пользоваться стационарным уравнением

$$x_s - \bar{x}_s = b(T_p - \bar{T}_p) + b_s(T_s - \bar{T}_s). \qquad \text{(II.3.10а)}$$

Здесь $b = \dfrac{\partial x_s}{\partial T_p}\Big|_{T_s}$, $b_s = \dfrac{\partial x_s}{\partial T_s}\Big|_{T_p}$. Согласно [169], по данным в годовом ходе $b = 0{,}020$ К$^{-1}$ (или $\dfrac{\partial \varphi_s}{\partial T_p}\Big|_{T_s} = 2{,}3°$ шир/К и $b_s = -0{,}007$ К$^{-1}$ (или $\dfrac{\partial \varphi_s}{\partial T_s}\Big|_{T_p} = -0{,}8°$ шир/К). Полученные коэффициенты близки к полученным для нестационарного уравнения (II.3.10). Параметр $b_s = \dfrac{\partial x_s}{\partial T_s}\Big|_{T_p}$ мал по абсолютному значению и отрицателен, т. е. связь x_s и T_s достаточно слабая, и более высокой T_s соответствует более низкая широта СЛГ φ_s. Это качественно согласуется с выводами [30]. Изменение T_s с широтой можно связать, в частности, с большей амплитудой годового хода в высоких широтах, с широтным распределением суши и океана и эффектами инерционности криосферы. Проявляющаяся общая

тенденция к повышению T_s с понижением СЛГ к экватору согласно [161] соответствует устойчивому режиму ЗКС. Однако в отдельных широтных зонах величина dT_s/dx_s может быть положительной [37] и дестабилизировать термический режим ЗКС (см. п. III.3).

В [169] сделаны также оценки чувствительности к изменению термического режима отдельно для снежного и ледяного покрова (с учетом их различной инерционности в годовом ходе) и проведено сравнение результатов для разных полушарий. С использованием данных [276, 410, 452] получены среднегодовые значения температуры $T_л$ на среднегодовых зональных границах морского льда для СП и ЮП: $T_л(68°$ с. ш.$) = -8{,}5$ °С, $T_л(63{,}7°$ ю. ш.$) = -4{,}7$ °С. Таким образом, характеристики криосферы, в частности ледовой границы, могут заметно различаться для СП и ЮП. При этом согласно [169] значения времени инерции для границ $x_л$ морского льда получены равными 1,9 и 1,3 мес, а параметры чувствительности $dx_л/dT_p$ — равными 0,007 и 0,013 К$^{-1}$ для СП и ЮП соответственно.

В более общем по сравнению с уравнением (II.3.10) случае $T(x)$ можно представить в виде разложения по собственным модам системы (при этом T_p представляет нулевую моду). Например, в модели [380, 381] решение уравнения баланса энергии (в терминах приповерхностной температуры $T(x, t)$) с диффузионным меридиональным переносом ищется для $F_\uparrow(x, t) = A + BT(x, t)$ (A и B — постоянные) в виде разложения по полиномам Лежандра $P_n(x)$.

В двухмодовом приближении решение в среднегодовом режиме имеет вид [380, 381]: $F_\uparrow(x, t) = I_0 P_0(x) + I_2 P_2(x)$, где $I_0(t)$ и $I_2(t)$ — амплитуды нулевой и второй мод соответственно; $P_0(x) = 1$, $P_2(x) = (3x^2 - 1)/2$. При этом на широте границы льда ставится условие $T_s = 263$ К $= -10$ °С.

Если в отличие от [380, 381] считать T_s переменной, то при малых отклонениях x_s, $T_0 = T_p$, $T_2 = -\frac{2}{3}[T(x=0) - T(x=1)]$ и T_s от их стационарных значений $\bar{x}_s$, $\bar{T}_p$, $\bar{T}_2$ и $\bar{T}_s$

$$x_s - \bar{x}_s = \frac{B}{3I_2(\bar{x}_s)\,\bar{x}_s}(T_s - \bar{T}_s) - \frac{B}{3I_2(\bar{x}_s)\,\bar{x}_s}(T_p - \bar{T}_p) - \frac{BP_2(\bar{x})}{3I_2(\bar{x}_s)\,\bar{x}_s}(T_2 - \bar{T}_2). \qquad \text{(II.3.11)}$$

Здесь $I_2(x_s) = A + BT_2(\bar{x}_s) = -\frac{2}{3}B[T(\bar{x}_s, x=0) - T(\bar{x}_s, x=1)]$.

Величина T_2 определяется амплитудой моды I_2 и характеризует разность температур между экватором $T_э = T(x=0)$ и полюсом $T_п = T(x=1)$.

Следовательно, в двухмодовом приближении

$$x_s = x_s(T_p,\ T_э - T_п,\ T_s). \qquad \text{(II.3.12)}$$

В уравнении (II.3.11) на основе модели [380, 381]

$$I_2(x_s)=\left[5Q(\alpha_a-\alpha_6)\int_0^{x_s}S(x)P_2(x)\,dx+Q(1-\alpha_a)S_2\right]\Big/(6D+1),$$

где $S(x)=S_0+S_2P_2(x)$, S_0 и S_2 — постоянные; $Q=Q_0/4$, Q_0 — солнечная постоянная; D — коэффициент диффузии, нормированный на B ($D=D'/B$), в выражении для меридионального притока энергии $D'\frac{d}{dx}(1-x^2)\frac{d}{dx}T(x)$; α_a и α_6 — планетарное альбедо над СЛП и над поверхностью без СЛП. При этом альбедо α параметризуется как α_a для $x>x_s$ и α_6 для $x<x_s$.

Величины $b=-b_s=\frac{B}{3[-I_2(\bar{x}_s)]\,\bar{x}_s}$ и $b_2=bP_2(\bar{x}_s)$ были оценены в [169] при следующих значениях параметров: $Q=340$ Вт/м², $S_0=1$, $S_2=-0{,}48$, $B=2$ Вт/(м²·К), $\alpha_a=0{,}49$, $\alpha_6=0{,}29$, $D=\beta/(6B)=0{,}31$ для $\beta=3{,}75$ Вт/(м²·К). При этом $b=\left.\frac{dx_s}{dT_p}\right|_{T_s,\,\tau_s}=0{,}016$ К$^{-1}$ (или $\left.\frac{\partial\varphi_s}{\partial T_p}\right|_{T_s,\,\tau_s}=1{,}8°$ шир/К), $b_s=\left.\frac{dx_s}{dT_s}\right|_{T_p,\,\tau_s}=-0{,}016$ К$^{-1}$, $b_2=\left.\frac{\partial x_s}{\partial T_2}\right|_{T_p,\,T_s}=0{,}010$ К$^{-1}$.

При эмпирической проверке применимости линейной регрессии на основании (II.3.12) по данным в годовом ходе получены те же коэффициенты регрессии b и b_s, что и для уравнения (II.3.10 а): $b=\left.\frac{\partial x_s}{\partial T_p}\right|_{T_s,\,T_э-T_п}=0{,}020$ К$^{-1}$, $b_s=\left.\frac{\partial x_s}{\partial T_s}\right|_{T_p,\,T_э-T_п}=0{,}077$ К$^{-1}$ при практически нулевом $b_2=\left.\frac{\partial x_s}{\partial(T_э-T_0)}\right|_{T_p,\,T_s}$ ($b_2=8\cdot10^{-5}$ К$^{-1}$). Включение $T_э-T_п$ в (II.3.3) не влияет на результат регрессии по данным в годовом ходе на основе уравнения (II.3.11). Если чувствительность СЛГ к изменению T_p в среднегодовой модели (II.3.3) близка к полученным оценкам в годовом ходе, то чувствительность СЛГ к T_s при этом в 2—3 раза выше.

Таким образом на основании полученных оценок чувствительность СЛГ к изменению среднеполушарной приповерхностной температуры T_p в годовом ходе лежит в интервале между $d\varphi_s/dT_p=1{,}6°$ шир/К и $\left.\frac{d\varphi_s}{dT_p}\right|_{T_s}=\left.\frac{d\varphi_s}{dT_p}\right|_{T_s,\,T_э-T_п}=2{,}3°$ шир/К. Соответственно интервал для чувствительности площади СЛП между $\frac{\partial S_\Sigma}{\partial T_p}=-3{,}5\cdot10^6$ км²/К и $\left.\frac{\partial S_\Sigma}{\partial T_p}\right|_{T_s}=\left.\frac{\partial S_\Sigma}{\partial T_p}\right|_{T_s,\,T_э-T_п}=5{,}1\cdot10^6$ км²/К.

Оценки чувствительности широты СЛГ (1,6—2,3° шир/К) к изменению приповерхностной температуры СП в годовом ходе близки к оценкам 1,5—2° шир/К параметра чувствительности $\varkappa=d\varphi_s/dT_p$ [62, 162] для энергобалансовых моделей в среднегодовом режиме и согласуются с данными о продвижении СЛГ при четвертичных оледенениях [169]. Это указывает на то, что оценки параметра чувствительности $\varkappa$ в пределе высокочастотных изменений климата в годовом ходе могут быть полезны при исследовании долгопериодных изменений климата.

Следует, однако, отметить, что при долгопериодных изменениях климата инерционность криосферы велика и определяется инерционностью ледниковых щитов. В отличие от долгопериодных изменений инерционность площади криосферы, т. е. снежно-ледяного покрова, в годовом ходе мала. Характерное время инерции СЛГ τ_s для уравнений (II.3.9) и (II.3.10) найдено в интервале 0,2—0,4 мес. При этом результаты линейных регрессий на основе нестационарных и стационарных уравнений для СЛГ практически не различаются и τ_s можно считать малым параметром.

Полученные оценки чувствительности СЛГ можно сопоставить также с результатами (стационарными) моделей общей циркуляции (см. [169]) в численных экспериментах 1а — с удвоением концентрации CO_2 в атмосфере (q_{CO_2}), 1б — с увеличением солнечной постоянной на 2 % для модели без годового хода с сильно идеализированной географией и 2 — с учетверением q_{CO_2} для модели с годовым ходом и существенно более реальной географией. Следует отметить, что изменения среднезональных приповерхностных температур в экспериментах 1а и 1б по сравнению с современным распределением температуры практически одинаковы (см. [169]). При этом одинакова и чувствительность СЛГ.

Положение границы морского льда в [481] определяется изотермой —2 °С, положение границы снежного покрова суши — изотермой 0 °С. В модели [364, 482] с равными площадями суши и океана на всех широтах эффективная зональная температура на СЛГ будет соответствовать —1 °С. С учетом зональной доли суши и океана при реальной географии в модели [366] эффективная зональная температура на СЛГ будет чуть меньше по абсолютному значению, чем —1°С. При этом обе эффективные температуры близки к определяемой в данной работе температуре на СЛГ $\bar{T}_s=-0{,}9$ °С. Вообще говоря, предположение изотермичности СЛГ в климатических моделях нуждается в дополнительном эмпирическом анализе.

Используя рассчитанные в [169] среднезональные изменения приповерхностных температур в экспериментах 1а, 1б и 2 и современное среднезональное распределение температуры, с помощью известной величины $\bar{T}_s$ можно оценить изменения эффективной широты СЛГ. При этом получим следующие оценки: $\varkappa=d\varphi_s/dT_p\approx2°$ шир/К в модели (эксперимент 1а) без годового хода и $\varkappa=d\varphi_s/dT_p=2{,}5°$ шир/К в модели с годовым ходом.

На основании оценок по эмпирическим данным в годовом ходе и для четвертичных оледенений, а также для климатических моделей — энергобалансовых и общей циркуляции — в [169] сделан вывод, что чувствительность широты СЛГ к изменению приповерхностной температуры СП лежит в интервале $(2\pm0{,}5)°$ шир/К.

Глава III. ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТОЙЧИВОСТИ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Структурные особенности ЗКС и их изменения связаны с проявлением в системе различного рода неустойчивостей. В табл. III.1 отмечены неустойчивости, проявляющиеся в сухой стратифицированной атмосфере (см. [237]). Здесь γ — вертикальный градиент

Таблица III.1

Неустойчивости, проявляющиеся в сухой стратифицированной атмосфере

Статическая неустойчивость,	Гидродинамическая неустойчивость $U = U(x, y, z)$					
	Вращение Земли несущественно		вращение Земли существенно			
	собственно гидродинамическая неустойчивость $\gamma_a - \gamma = 0$, $U = U(z)$	неустойчивость Кельвина-Гельмгольца $\gamma_a - \gamma > 0$, $U = U(z)$	баротропная неустойчивость $U = U(x, y)$	бароклинная неустойчивость (наклонная конвекция)		баротропно-бароклинная неустойчивость $U = U(x, y, z)$
				симметричная устойчивость	асимметричная (геострофическая) неустойчивость	
$\gamma_a - \gamma < 0$						

температуры в атмосфере, γ_a — сухоадиабатический градиент, U — скорость основного потока, а x, y, z — горизонтальные и вертикальная координаты. При учете влагосодержания в атмосфере и солености в океане условия неустойчивости изменяются. Наряду с гидродинамическими неустойчивостями в ЗКС возможно проявление ряда термодинамических неустойчивостей, связанных, в частности, с зависимостью планетарного альбедо (в том числе из-за изменений криосферы или биосферы) или характеристик облачности от температуры.

III.1. СТАТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА

Структура климатических полей в атмосфере и океане, в том числе структура температурного поля, зависит от условий реализации в системе статической устойчивости или неустойчивости. От

характеристики статической устойчивости зависит режим общей циркуляции атмосферы и, в частности, развитие в атмосфере бароклинной неустойчивости. При этом изменяются режимы волновой и вихревой (циклонической и антициклонической) активности [28, 183, 448]. Характеристиками статической устойчивости определяются условия образования конвективной облачности в МОЦА [139].

Статическая устойчивость атмосферы зависит от разности $\gamma_a - \gamma$ сухоадиабатического градиента γ_a и вертикального градиента температуры $\gamma = -\partial T/\partial z$. В качестве характеристики статической устойчивости используется частота Брента — Вяйсяля [158, 188] $N = \sqrt{\frac{g}{\Theta}\frac{\partial\Theta}{\partial z}} = \sqrt{\frac{g}{T}(\gamma_a - \gamma)}$ и безразмерный параметр $\alpha_0 = \sqrt{\frac{R}{g}(\gamma_a - \gamma)}$. При этом $\alpha_0 = N/N_0$, где введено обозначение $N_0 = \sqrt{g/H}$ — частоты маятника длины $H = RT/g$ — высоты однородной атмосферы. Обозначения стандартные: $\gamma_a = g/c_p$, g — ускорение свободного падения, c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении, R — газовая постоянная, Θ — потенциальная температура.

Частота N_0 соответствует $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial z}}$ для несжимаемой жидкости с экспоненциальной стратификацией плотности ρ по вертикали $\rho(z) = \rho(0)\exp(-z/H)$. В тропосфере с $\gamma \sim 6$ К/км, $T \approx T_0 = 273$ К при $H \approx 8$ км $N_0 \approx 3{,}5 \cdot 10^{-2}$ с$^{-1}$, $N \approx 1{,}2 \cdot 10^{-2}$ с$^{-1}$ и $\alpha_0^2 \sim 0{,}1$. Параметр статической устойчивости α можно определить также соотношением $\alpha_0 = L/L_0$ характерных горизонтальных масштабов глобальных атмосферных полей (много больших характерной высоты однородной атмосферы) — радиуса деформации Россби $L_R = NH/f$ [158, 188] для бароклинной атмосферы и масштаба Обухова $L_O = \sqrt{gH}/f$ [158, 188] для баротропной атмосферы, где f — параметр Кориолиса. (Соотношение L_R и L_O соответствует соотношению N и N_0: для несжимаемой жидкости с экспоненциальной стратификацией плотности по вертикали $L_R(N = N_0) = NH/f|_{N=N_0} = L_O$.) Существенно, что характеристики статической устойчивости атмосферы определяются не только локальными условиями, но связаны и с глобальной структурой и общей циркуляцией атмосферы, их анализ необходим при анализе глобальной эволюции климатической системы.

Соотношение γ_a и γ характеризует статическую устойчивость стратифицированной «сухой» атмосферы, а неустойчивость «влажной» атмосферы (условная неустойчивость[1]) характеризуется соотношением $\gamma_{ва} - \gamma$ между γ и влажноадиабатическим градиентом температуры $\gamma_{ва}$:

$$\gamma_{ва} = \gamma_a \frac{1 + \varepsilon L e_s/(pRT)}{1 + \frac{\varepsilon L}{c_p p}\frac{de_s}{dT}}. \qquad \text{(III.1.1)}$$

[1] Отметим, что условно-неустойчивая атмосфера может быть конвективно устойчивой.

В (III.1.1) $e_s = e_{s0} \exp\left[\frac{\varepsilon L}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right]$, $\varepsilon = 0{,}622$, $e_{s0} = 6{,}11$ гПа, а для теплоты L, выделяющейся при конденсации пара в воду, используется выражение $L = 2510 - 2{,}38(T - T_0)$ в кДж/кг.

Анализ зональных характеристик статической устойчивости атмосферы СП проведен, в частности, в [448] по данным [387] в среднегодовом, январском и июльском режимах для периода 1958—1963 гг. в целом. В [391] представлены результаты расчетов характеристик статической устойчивости сухой атмосферы и с учетом влажности ($\partial\Theta_e/\partial z$, где Θ_e — эквивалентная потенциальная температура) для среднегодового режима СП и ЮП и четырех сезонов по данным 1963—1973 гг.

В [15] проведено сопоставление характеристик статической устойчивости атмосферы СП для отмеченного периода и для периода 1963—1973 гг., а также проведен анализ соответствующих характеристик для ЮП по данным [391] и в годовом ходе. Существенно, что в течение 1958—1973 гг. по данным [391] проявились качественные изменения глобальной структуры климатической системы и периоды 1958—1963 гг. (I) и 1963—1973 гг. (II) принципиально выделяются. Для I периода характерна тенденция общего охлаждения (довольно быстрого — на 0,6 К за 5 лет) атмосферного слоя от поверхности до 75 гПа в СП, тогда как для II периода характерен режим колебаний [391] температуры. (Следует отметить, что в [387] использовались результаты ежедневных аэрологических измерений в 00 GMT, а в [391] — в 00 и 12 GMT.)

Изменения температуры атмосферы в рассматриваемом интервале времени исследовались во многих работах, их сравнительный анализ проведен, например, в [42, 104, 243, 244, 331]. Подобные полученным по данным [387, 391] тенденции изменения температуры атмосферы отмечены, в частности, в [243]. Согласно [243], с 1958 до 1965 г. глобальная тенденция межгодовой изменчивости характеризовалась понижением температуры атмосферного слоя от поверхности до 100 гПа (на 0,6 К в СП и на 0,4 К в ЮП). После 1965 г. проявляются глобальные колебания температуры тропосферы и нижней стратосферы с периодом около 3 лет. Отмеченные глобальные температурные тенденции свойственны СП и ЮП в отдельности. Особенно сильно колебания проявляются в тропиках (амплитуда колебаний достигает 0,5 К).

В [15] при анализе температурные данные [391] для 1963—1973 гг. на уровне 1000 гПа не использовались. С ними (по сравнению с соответствующими данными [387]) связаны особенности в динамике температурного поля атмосферы средних широт СП в годовом ходе, выявленные методом амплитудно-фазовых характеристик [171, 172]. При этом с использованием температурных данных [391] на уровне 1000 гПа вертикальный градиент температуры γ в слое 1000—950 гПа может существенно превышать сухоадиабатический градиент γ_a на многих широтах СП и

ЮП. В отдельные месяцы величина γ может превышать γ_a в несколько раз (до двух в СП и до пяти раз в ЮП). Следует отметить, что данные [391] менее полно представлены в средних и высоких широтах ЮП (южнее 40° ю. ш.), а в СП заметная часть поверхности континентов, в частности в средних широтах, лежит выше уровня 1000 гПа.

Если «сухая» атмосфера согласно рис. III.1.1 является статически устойчивой (по крайней мере, по зональным среднемесячным данным [391] от поверхности до 50 гПа), то во «влажной» атмосфере проявляются зоны условной неустойчивости с $\gamma > \gamma_{ва}$. На рис. III.1.1 кривыми $\gamma - \gamma_{ва} = 0$ даны широтно-высотные границы областей с проявлением условной неустойчивости (ОУН) $\gamma > \gamma_{ва}$ в тропической и субтропической атмосфере для среднегодового режима и для летнего и зимнего сезонов [15]. Здесь и далее сплошные кривые соответствуют периоду II, а пунктирные — периоду I. В качестве дополнительных индикаторов областей условной неустойчивости можно построить кривые, ограничивающие области относительно слабой условной неустойчивости (ОСУН) $\gamma_{ва} < \gamma < \gamma_{ва} + \Delta\gamma$ при $\Delta\gamma > 0$ и относительно слабой условной устойчивости (ОСУУ) $\gamma_{ва} - \Delta\gamma < \gamma < \gamma_{ва}$. Тогда как степень смещения границы ОУН при глобальных климатических изменениях характеризует ее чувствительность и устойчивость, то смещение границы области ОСУН и ОСУУ относительно границы ОУН характеризует чувствительность определения последней. На рис. III.1.1 приводятся соответствующие кривые для $\Delta\gamma = 1$ К/км.

Наиболее заметны изменения границы ОУН в пределах ППС, особенно в весенние и летние месяцы. Максимальные смещения границы ОУН во II периоде относительно I периода выявлены для марта и апреля. При этом ОУН уменьшается в верхней части ППС на 15° по широте (от 25 до 10° с. ш.), т. е. подсистема становится более устойчивой (условно). Следует отметить проявление дополнительной ОУН в июле и августе II периода вблизи 60° с. ш. в окрестности верхней границы ППС, чего не проявлялось в I периоде. В то же время для сентября II периода выявлена область ОСУУ в пределах ОУН в ППС около северного тропика. В I период область ОСУУ обнаружена в центре ОУН на экваторе у верхней границы ППС в январе.

Следует отметить особенности широтно-высотной структуры ОУН, общие для обоих рассматриваемых периодов. В зимние месяцы (включая март и ноябрь) максимально к северу ОУН продвинута вблизи поверхности и минимально в слое около 850—700 гПа. В летние месяцы максимально к северу ОУН продвинута в свободной атмосфере от 2 до 5—6 км.

Чувствительным индикатором оказалась граница области ОСУН. Внедрение границы области ОСУН во II периоде в пределы области относительно сильной условной устойчивости I периода в тропическом ППС для среднегодового режима, режимов отдельных сезонов и месяцев свидетельствует о большей устойчивости (условной) атмосферы ППС II периода. Наряду с этим отметим проявление в тропических широтах над ППС в пределах

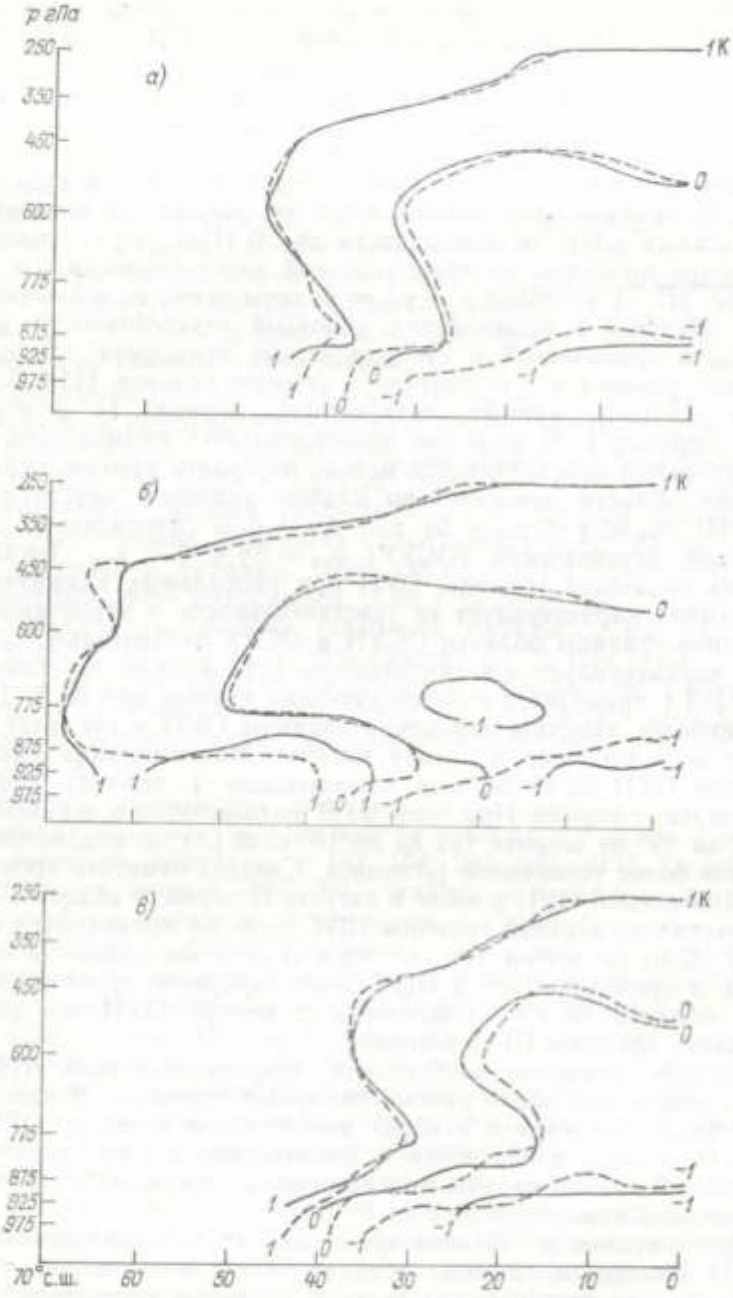


Рис. III.1.1. Широтно-высотные границы $\gamma - \gamma_{ва} = 0$ для областей условно-неустойчивой атмосферы северного полушария в среднегодовом (*а*), летнем (*б*) и зимнем (*в*) режимах.

ОУН сужение области ОСУН во II период относительно I периода в мае — сентябре.

Для границы ОСУУ особенно сильные смещения между II и I периодами проявляются в ППС, в частности в мае — сентябре. В целом для ППС II периода по сравнению с I периодом характерна большая широтная изменчивость общей контрольной зоны ОСУН и ОСУУ вокруг критической кривой $\gamma = \gamma_{ва}$. Расширение контрольной зоны увеличивает вероятность структурных изменений в атмосфере. Этот вывод согласуется с отмеченным ранее фактом проявления во II периоде колебаний температурного режима атмосферы.

В целом изменение ОУН между I и II периодами по данным [387] и [391] сравнительно мало, т. е. граница ОУН в общем достаточно устойчива. При этом анализ режимов отдельных сезонов и месяцев наряду со среднегодовыми режимами I и II периодов не позволяет сделать вывод об однозначной тенденции смещения границы ОУН. Скорее проявляется крупномасштабный эффект перемежаемости — чередование различных тенденций изменения характеристик устойчивости от одного атмосферного слоя к другому [15].

Достаточно четко эффект перемежаемости с различием тенденций изменений характеристик статической устойчивости в разных атмосферных слоях проявляется для атмосферы по данным в годовом ходе. В атмосфере без учета водяного пара изменения ее статической устойчивости определяются изменениями γ. На рис. III.1.2 представлены широтно-высотные области положительных и отрицательных вариаций γ для атмосферы СП при переходе от октябрьского режима к январскому и от апрельского к июльскому. Для оценки чувствительности определения зон различных тенденций изменения на рисунке пунктиром приведены границы изменения γ на $\pm 0{,}1$ К/км.

При анализе вариаций γ в зимнем и летнем режиме относительно среднегодового выявлены структурные особенности, подобные отмеченным на рис. III.1.2. Это подобие связано с близостью октябрьского и апрельского режимов к среднегодовому и с тем, что январский и июльский режимы достаточно хорошо характеризуют зимний и летний режимы в целом. Следует отметить подобие структурных особенностей рис. III.1.2*а* и III.1.2*б*. Области положительных вариаций γ в режиме охлаждения атмосферы на рис. III.1.2*а* в целом соответствуют областям отрицательных вариаций в режиме атмосферы на рис. III.1.2*б* и наоборот.

Согласно рис. III.1.2, выделяются особенности изменения γ в пограслое (за исключением полярных широт, а также части средних широт для холодного периода года на рис. III.1.2*б*). Существенно, что при этом в режиме потепления статическая устойчивость пограничного слоя атмосферы выше уровня 950 гПа увеличивается (с уменьшением γ по абсолютному значению). В режиме похолодания в годовом ходе отмечена обратная тенденция.

Тенденция изменения γ в слое нижней стратосферы в целом аналогичны тенденциям для пограничного слоя атмосферы не-

арктических широт. Отмеченные особенности тенденций изменения статической устойчивости связаны с известными особенностями структуры погранслоя, тропосферы и стратосферы. Наряду с этим на рис. III.1.2 отмечены особенности слоя средней тропосферы. Выявлено, что существенный вклад в формирование особенностей этого слоя вносит тепловое расширение (или сжатие) атмосферы.

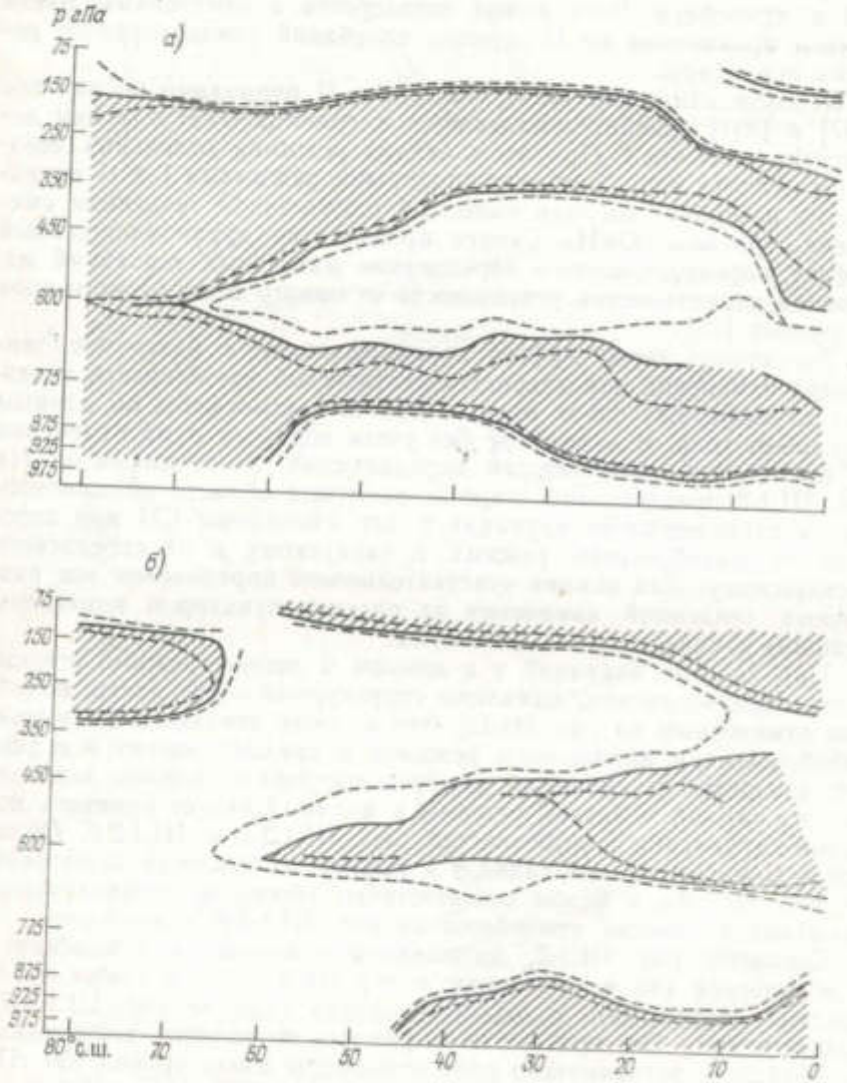


Рис. III.1.2. Широтно-высотные области положительных (заштриховано) и отрицательных вариаций вертикальных градиентов температуры в атмосфере γ при переходе от апрельского режима к июльскому (*а*) и от октябрьского к январскому (*б*).

В линейном приближении при сравнительно малых изменениях (Δz) высоты изобарических поверхностей вариации γ можно представить в виде

$$\delta\gamma = \delta\gamma\,(\Delta z = \text{const}) - \gamma\,(\Delta T = \text{const})\,\frac{\delta\,\Delta z}{\Delta z} \qquad \text{(III.1.2)}$$

или в относительных величинах

$$\frac{\delta\gamma}{\gamma} = \frac{\delta\gamma\,(\Delta z = \text{const})}{\gamma} - \frac{\delta\,\Delta z}{\Delta z},$$

где Δz и ΔT — разности высот и температур между изобарическими поверхностями. В пограничном слое или в стратосфере при вариациях температурного режима атмосферы в годовом ходе доминирует первый член в правой части (III.1.2), характеризующий изменения температуры на изобарических поверхностях с неизменной высотой. В средней тропосфере с близкими вариациями температуры на соседних изобарических поверхностях величины $\delta\gamma\,(\Delta z = \text{const})$ относительно малы. Роль второго члена в правой части (III.1.2), связанного с вариациями высоты изобарических поверхностей в годовом ходе при неизменной на них температуре, становится сравнимой или даже доминирующей.

Амплитуда годовых вариаций уровня изобарических поверхностей растет в атмосфере с высотой. В стадии прогрева атмосферы в годовом ходе вклад второго члена в правой части (III.1.2) для $\gamma > 0$ и $\Delta z > 0$ отрицателен, что соответствует суммарным вариациям γ в средней тропосфере на рис. III.1.2*а*. В стадии охлаждения с $\Delta z < 0$ в годовом ходе для средней тропосферы на рис. III.1.2*б* отмечаются изменения γ противоположного знака.

Отмеченные в годовом ходе особенности эффекта крупномасштабной перемежаемости атмосферных слоев с различными тенденциями изменения характеристик статической устойчивости получены на основе достаточно хорошо статически обеспеченных массивов данных. Структура крупномасштабной перемежаемости проявляется в атмосфере и при межгодовых вариациях земной климатической системы.

Естественно, что структурные особенности межгодовых вариаций температуры атмосферы могут отличаться от вынужденных достаточно синхронизованных вариаций температуры атмосферы в годовом ходе.

В [15] приведены также широтно-высотные распределения изменений температуры атмосферы (δT) и изменений характеристики статической устойчивости ($\delta\gamma = \gamma(\text{II}) - \gamma(\text{I})$) между II и I периодами для среднегодовых режимов. Для характеристики условной устойчивости структура изменений ($\gamma_{\text{ва}} - \gamma$) подобна структуре изменений $-\gamma$.

Проявляется крупномасштабный эффект перемежаемости. Отмеченная в [15] вертикальная область с $\delta\gamma > 0$ (и аналогично для соответствующей области с $\delta(\gamma_{\text{ва}} - \gamma) < 0$) от 35 до 10° с. ш. связана с границей ОУН и ее динамикой. Вне этой области проявляется слоистая структура с перемежающимися слоями положительных и отрицательных $\delta\gamma$ и $\delta(\gamma_{\text{ва}} - \gamma)$.

Для сравнения в [15] приведены аналогичные широтно-высотные распределения для летних сезонов. Отметим, что граница ОУН в летний сезон смещается до 50° с. ш. (и проявляется даже около 60° с. ш. у верхней границы ППС) по сравнению с 30° с. ш. в среднегодовом режиме. Вследствие этого горизонтальная слоистость тропосферы около 30° с. ш. в летний сезон выражена лучше, чем в среднегодовом режиме. В то же время в ППС горизонтальная слоистость нарушается летом около 60° с. ш.

Общая структура широтно-высотного распределения $\delta\gamma$ и $\delta(\gamma_{вл} - \gamma)$ подобна общей структуре распределения δT, т. е. основные изменения температурной структуры атмосферы между II и I периодами связаны главным образом с изменением γ. От 50 до 950 гПа выделяется семь слоев, в четырех из них статическая и условная устойчивость во II периоде увеличилась по сравнению с I периодом, а в трех слоях уменьшилась. В целом более статически и условно устойчивыми проявились погранслой, стратосфера над тропической тропопаузой, стратосфера над полярной тропопаузой и слой в средней тропосфере между 400 и 500 гПа. Менее статически и условно устойчивыми проявились слой под полярной тропопаузой, слой раздела нижней стратосферы, полярных и тропических широт и слой нижней тропосферы над погранслоем. С этим, в частности, может быть связано изменение режима облачности нижнего и верхнего ярусов.

Следует отметить, что переменность расстояния между разными уровнями с температурными данными может сказаться на точности выявления перемежаемости слоев, особенно при большой дискретности уровней. Тем не менее качественно перемежаемость выявляется и можно оценить характерный вертикальный масштаб слоев 2—3 км. При этом в тропосфере высоких широт выявляется четыре слоя, средних широт — пять слоев, а в тропической тропосфере — шесть слоев. Для сравнения отметим, что в годовом ходе выделяется до шести слоев в атмосфере от поверхности до 50 гПа в тропических широтах и до пяти слоев в средних широтах (с характерным вертикальным масштабом слоев примерно 4 км).

В качестве характеристики статической устойчивости океана используется частота Брента — Вяйсяля

$$N = \sqrt{\frac{g}{\rho_0}\frac{\partial \rho}{\partial z}},$$

где $g = 9{,}8$ м/с^2, ρ — плотность ($\rho_0 = \text{const}$). Плотность ρ зависит от солености и температуры. На рис. III.1.3 представлено широтно-глубинное распределение N для Мирового океана по данным [350] в среднегодовом режиме.

Бóльшие значения N соответствуют большей устойчивости зон океана. Наибольшая статическая устойчивость в среднегодовом режиме согласно рис. III.1.3 отмечается в верхнем квазиоднородном слое (ВКС) в тропических широтах и в высоких (особенно 70-х широтах СП (до 60 циклов/ч). В пределах ВКС в целом отмечается уменьшение устойчивости к поверхности. Значения N убывают и с увеличением глубины ниже ВКС. В ВКС наименьшей

устойчивостью характеризуется океан в 40—60-х (особенно в 50-х) широтах ЮП. Ниже ВКС в пределах сезонного термоклина в ЮП в целом устойчивость уменьшается от тропиков к высоким широтам, тогда как в СП отмечено увеличение устойчивости в 70-х широтах. При этом в 50—60-х широтах СП проявляется уменьшение статической устойчивости океана.

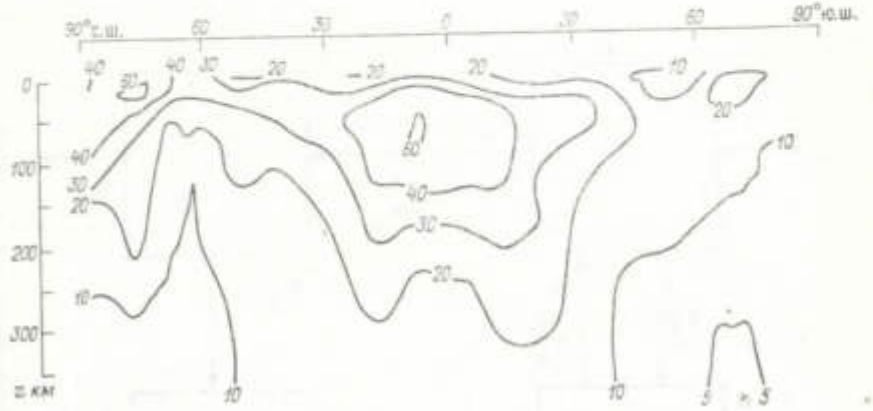


Рис. III.1.3. Среднегодовое широтно-глубинное распределение значений частоты Брента — Вяйсяля (цикл/ч) для Мирового океана.

III.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Для общей циркуляции атмосферы существенное значение имеют два вида неустойчивости, отмеченные в табл. III.1 — бароклинная и баротропная. Бароклинная неустойчивость проявляется при превращении доступной потенциальной энергии основного потока в кинетическую энергию вихревых образований [126, 133]. Блок-схема соответствующего энергетического цикла [123] представлена на рис. III.2.1. Здесь $\bar{Q}$ — внешний источник зональной доступной потенциальной энергии (ДПЭ) P, P' — вихревая ДПЭ, K и K' — зональная и вихревая кинетическая энергия. При баротропной неустойчивости вихревые образования (K') питаются кинетической энергией основного потока (K).

Проявление чисто бароклинной неустойчивости, когда энергия основного потока содержится в форме ДПЭ, возможно при характерных горизонтальных масштабах основного потока L много больших радиуса Россби $L_R = NH/f$ [54, 158, 188]. В этом случае горизонтальные градиенты малы по сравнению с вертикальными. Запас ДПЭ основного потока характеризуется горизонтальной температурной неоднородностью. Зависимость поля скорости только от широты соответствует баротропной атмосфере. В целом для земной атмосферы характерно проявление бароклинной неустойчивости и баротропной устойчивости.

Анализу роли бароклинной неустойчивости и бароклинных вихрей в атмосфере и океане посвящено много работ. В [447] характеристики бароклинной неустойчивости исследовались с помощью двухслойной атмосферной модели Филлипса [401]. На основе этой модели было получено, что в средних и высоких широтах СП ме-

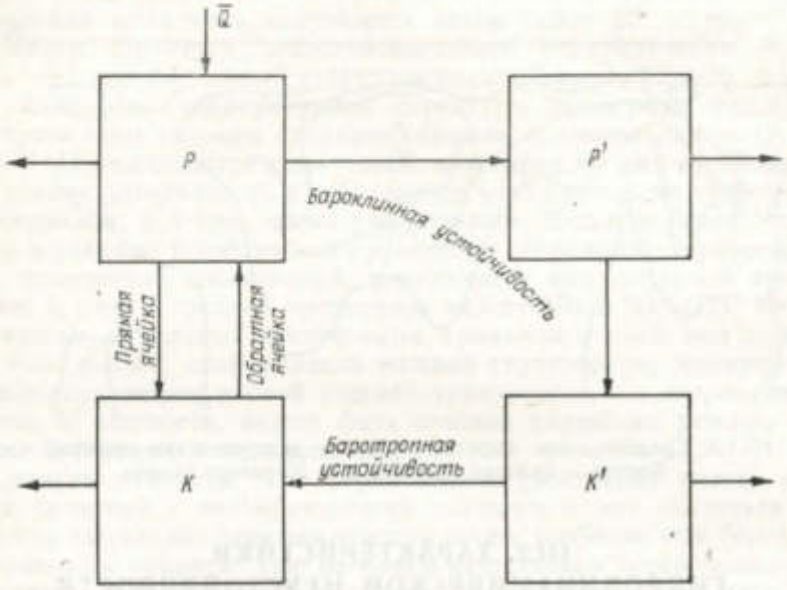


Рис. III.2.1. Блок-схема энергетического цикла.

ридиональный градиент температуры $\partial T/\partial\varphi$ в средней тропосфере в среднегодовом и среднесезонных режимах близок к критическому значению $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$, соответствующему условию бароклинной неустойчивости атмосферы в модели [401]. Используя эти результаты, Стоун предложил бароклинное приспособление, сводящееся к ограничению (по модулю) меридионального градиента температуры $\partial T/\partial\varphi$ величиной $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$:

$$\frac{\partial T}{\partial \varphi} \geqslant \left(\frac{\partial T}{\partial \varphi}\right)_{кр} = -H\frac{\Delta\Theta}{\Delta z}\operatorname{ctg}\varphi. \qquad \text{(III.2.1)}$$

Условие (III.2.1) получено из выражения для критического вертикального сдвига скорости $(\Delta U/\Delta z)_{кр}$ (условие бароклинной неустойчивости) в двухслойной модели [401]

$$\left(\frac{\Delta U}{\Delta z}\right)_{кр} = \frac{\beta R}{f^2}\frac{\Delta\Theta}{\Delta z} \qquad \text{(III.2.2)}$$

с учетом соотношения термического ветра. Здесь f — параметр Кориолиса; $\beta = \partial f/\partial\varphi$; R — газовая постоянная; Θ — потенциальная температура; $H = RT/g$ — масштаб высоты (высота однородной атмосферы).

На рис. III.2.2 представлены широтные зависимости $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$ согласно (III.2.1) и $(\partial T/\partial\varphi)$ в средней тропосфере, определенных в [15] по зональным данным [391] для 10-летнего периода (1963—1973) для среднегодового, зимнего, весеннего, летнего и осеннего глобальных тропосферных режимов.

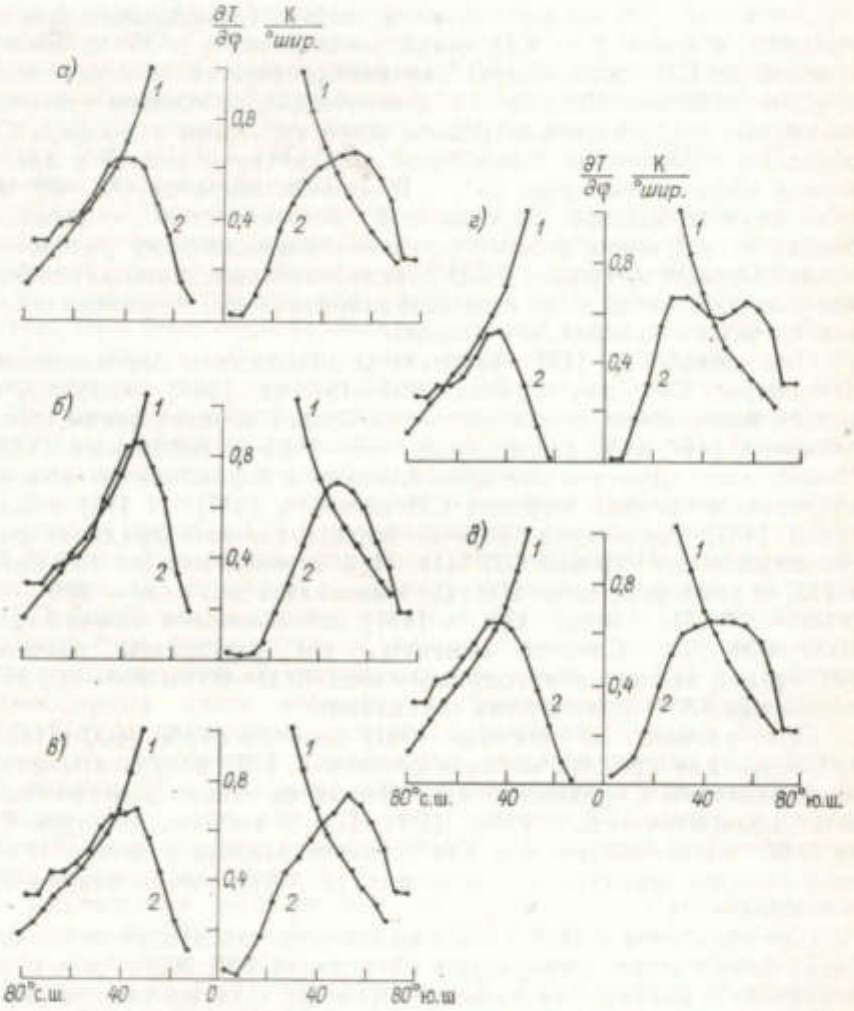


Рис. III.2.2. Широтные зависимости критического меридионального температурного градиента $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$ в сравнении с реальным $\partial T/\partial\varphi$ в средней тропосфере для среднегодового (*а*), зимнего (*б*), весеннего (*в*), летнего (*г*) и осеннего (*д*) тропосферных режимов.

Согласно рис. III.2.2, в среднегодовом режиме тропосфера СП и ЮП в двухслойном приближении бароклинно неустойчива полярнее 45° ш. При этом в средних широтах СП (45—60° с.) хорошо выполняется бароклинное приспособление. Полярнее 60° с. ш.

атмосфера СП находится существенно в закритическом бароклинно неустойчивом режиме. В ЮП бароклинное приспособление явно не удовлетворительно и не только в среднегодовом режиме, но и во все сезоны. Начиная с 40-х широт и полярнее атмосфера ЮП во все сезоны находится в существенно закритическом (бароклинно неустойчивом) режиме.

Достаточно хорошо выполняются условия бароклинного приспособления в тропосфере СП зимой на широтах $\varphi > 35°$ с. Весной тропосфере СП соответствует бароклинно неустойчивое состояние в целом полярнее 40° с. ш. со сравнительно небольшой степенью закритичности, особенно в средних широтах. Летом атмосфера СП определена достаточно бароклинно неустойчивой только в арктических широтах полярнее 65° с. В средних широтах (45—65° с.) она характеризуется бароклинной устойчивостью и довольно близка к состоянию, соответствующему бароклинному приспособлению. Осенью тропосфера СП определена бароклинно неустойчивой полярнее 45° с. ш. со степенью закритичности в средних широтах несколько большей, чем весной.

Отмеченные в [15] результаты диагностики бароклинности атмосферы СП для периода 1963—1973 гг. [391] оказались не только качественно, и количественно близки к результатам, полученным в [447, 448] для периода 1958—1963 гг. по данным [387]. Можно лишь отметить бóльшую близость к бароклинному приспособлению в средних широтах СП весной в [447]. В [15] аналогично [447] среднетропосферный меридиональный градиент рассчитывался на уровне 600 гПа. При определении же $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$ в [15] в атмосфере ниже 200 гПа выделялись два слоя — 950—600 и 600—200 гПа, тогда как в [447] использовался нижний слой 1000—600 гПа. Следует отметить, что результаты расчетов $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$ с нижним атмосферным слоем 1000—600 и 950—600 гПа по данным [387] практически совпадают.

При расчете по данным [391] величин $\partial T/\partial\varphi$ (600 гПа) и $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$ для средних месяцев сезонов в [15] результаты получены близкими к среднесезонным. Выявлена только заметно большая надкритичность $\partial T/\partial\varphi$ (600 гПа) в высоких широтах СП ($\varphi > 60°$ с.) в октябре, чем для осеннего режима в целом. В общем следует отметить, что величина $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$ слабо изменяется в годовом ходе.

Для сравнения в [15] использовались результаты расчетов широтой зависимости температуры на уровнях 400, 800 гПа и у поверхности в январе и июле для МОЦА [5] с двумя типами бароклинного приспособления с сохранением и без сохранения внутренней энергии атмосферы. Приводятся также соответствующие распределения по эмпирическим данным и для модели с грубой сеткой (без бароклинного приспособления) и с более детальным разрешением по горизонтали. По эмпирическим данным и для модели с более детальным разрешением по горизонтали температуры на уровне 400, 800 гПа и у поверхности около полюсов в июле и около южного полюса в январе, а около северного полюса в январе у поверхности лежат вне пределов соответствующих температурных различий модели с крупной сеткой для двух типов бароклинного приспособления.

В модели с использованием бароклинного приспособления отмечено удовлетворительное описание термодинамических характеристик, за исключением высоких широт с более резким по сравнению с наблюдаемым падением температуры с увеличением широты в окрестности границы тропической зоны ЮП как в январе, так и в июле и с занижением температуры в средних широтах. При этом в средних и высоких широтах ЮП для модели с бароклинным приспособлением меридиональные градиенты температуры меньше, чем наблюдаемые. Это подтверждается результатами сравнения $\partial T/\partial\varphi$ (600 гПа) и $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$ в средних широтах ЮП: $(\partial T/\partial\varphi)_{кр}$ заметно меньше $\partial T/\partial\varphi$ (600 гПа).

Из сопоставления вариантов модели [5] с крупной сеткой и без бароклинного приспособления и с учетом следует, что занижение температуры в тропических и средних широтах ЮП связано не с бароклинным приспособлением, а с укрупнением модельной сетки. При этом недооценивается перенос тепла в сторону более высоких широт на подсеточных масштабах (вихревой перенос). Бароклинное же приспособление начинает работать в ЮП с 40-х широт (и выше) и занижает меридиональный градиент температуры в средних широтах по сравнению с реальным (полярные широты характеризуются особым режимом).

Следует отметить, что осенью в средних и высоких и весной в высоких широтах СП получена заметно большая надкритичность по сравнению с зимним режимом. Это интересный результат, так как перепад температур экватор — полюс у поверхности зимой в СП выше, чем в другие сезоны, и бароклинная неустойчивость должна быть более развитой. Анализ годового хода меридиональных градиентов $\partial T/\partial\varphi$ различных широтных зон СП для разных атмосферных слоев выявляет в свободной тропосфере (850—300 гПа) и тропосфере в целом на широтах полярнее 50° с. (за границей тропической тропопаузы) существенность полугодовой гармоники. При этом максимальных значений в годовом ходе величина $\partial T/\partial\varphi$ достигают в 50—60-х широтах СП осенью и весной. Для $\partial T/\partial\varphi$ в планетарном пограслое (ППС) этих широт доминирует годовая гармоника.

Диагностику особенностей динамики температурного режима в средних и субполярных широтах СП в годовом ходе можно провести на основе метода амплитудно-фазовых характеристик [171, 172]. Согласно [171], весной тропосфера СП греется от поверхности в средних широтах и при этом градиент температуры в более высоких широтах увеличивается (максимальные градиенты в марте—апреле), в том числе и в ППС (максимальные градиенты в марте). Осенью охлаждение атмосферы СП распространяется от полярных широт в более низкие. При этом, как и весной, меридиональные градиенты температуры осенью возрастают (в свободной тропосфере они максимальны в 50—60-х широтах в октябре, в ППС — в ноябре). В южном полушарии весенняя динамика прогрева и осенняя динамика охлаждения атмосферы меньше разли-

чаются [175], чем в СП. Существенно, что меридиональные градиенты температуры в тропосфере 40—50-х широт ЮП минимальны зимой и максимальны летом в отличие от окружающих широт. При этом надкритичность на рис. III.2.2 для зимнего сезона в ЮП меньше в средних и субантарктических широтах, чем для других сезонов.

В целом наряду с достаточно близким соответствием меридионального градиента температуры в средней тропосфере условию бароклинного приспособления Стоуна в средних широтах СП (особенно в среднегодовом и зимнем режимах) проявляются существенные отклонения в высоких и средних широтах ЮП. Проведен также анализ применимости бароклинного приспособления для январских и июльских режимов конкретных лет для периода 1958—1973 гг. В отдельные годы (например, в январе 1972 г.) отмечены значительные отклонения от бароклинного приспособления.

Для понимания климатической значимости бароклинной неустойчивости, в частности для исследования сравнительной роли бароклинной и баротропной неустойчивости, необходим анализ роли различных факторов, например сферичности системы, степени детализации ее вертикальной структуры, влагосодержания атмосферы, подстилающей поверхности и т. д.

В [291] проведена диагностика широтно-высотных областей реализации бароклинной неустойчивости в годовом ходе с использованием критерия Чарни—Стерна [270]. Согласно [270], в отсутствие градиентов температуры на границе для профилей градиента квазигеострофической потенциальной завихренности q_e основного состояния должно проявляться нулевое значение этого градиента, чтобы реализовывалась бароклинная неустойчивость.

В [291] представлены результаты расчетов меридионального градиента квазигеострофической потенциальной завихренности $\partial q_e/\partial y$ основного состояния по данным для разных сезонов в атмосфере СП. Влияние влагосодержания атмосферы на статическую устойчивость не учитывалось. Согласно [291], при использовании среднемесячных данных для полей скорости и температуры нули для $\partial q_e/\partial y$ отмечаются во все сезоны, на многих уровнях и почти на всех широтах. Это свидетельствует о том, что в атмосфере достаточно потенциальных источников бароклинной неустойчивости во все сезоны. В [291] выделены следующие области: ниже 750 гПа и выше пограничного слоя во все сезоны и для большинства широт, между 600 и 750 гПа от 55 до 65° с. ш. для январского режима, между 400 и 500 гПа от 50 до 65° с. ш. для июльского режима.

Согласно проведенным исследованиям (см., например, [237, 337—341]), крупномасштабная неустойчивость атмосферы связана в значительной степени с реализацией бароклинной неустойчивости, тогда как эффекты чисто баротропной неустойчивости более локальны во времени и пространстве. В то же время горизонтальная стратификация течений (баротропный эффект) может оказывать существенное влияние на реализацию в атмосфере бароклинной неустойчивости.

В [324] отмечена важность поверхностного трения на гидродинамический режим на сфере при наличии диабатического воздействия. При большем поверхностном трении численно реализовались более неустойчивые режимы с интенсивными вихрями. В случаях слабого трения с реализацией бароклинной неустойчивости по обычным критериям [270, 323] при значимых изменениях знака градиента потенциальной завихренности проявление неустойчивых

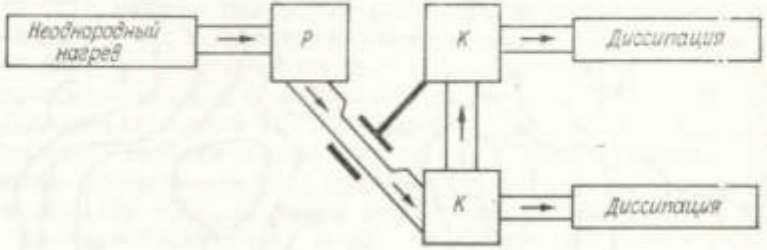


Рис. III.2.3. Схема влияния «баротропного регулятора» на энергетический цикл и на режим бароклинно неустойчивой системы согласно [324].

режимов было подавлено. Согласно [324], этот эффект («баротропный регулятор») связан с регулированием уровня вихревой активности баротропным компонентом.

На рис. III.2.3 приведена схема влияния «баротропного регулятора» (горизонтальных сдвигов) на энергетический цикл и на режим бароклинно неустойчивой системы согласно [324]. Превращение зональной доступной потенциальной энергии (P) в вихревую кинетическую энергию (K_e) связано с режимом зональной кинетической энергии (K_z).

Горизонтальный сдвиг не устраняет возможности бароклинной неустойчивости, а ограничивает структуру неустойчивых мод. Структура нормальных мод для потока без горизонтального сдвига достаточно оптимальна для отвода энергии из основного потока и добавление сдвига обычно уменьшает скорости роста неустойчивых мод [324]. Меридиональное ограничение на моды связано с трудностью синхронизации возмущений при разных скоростях потоков на разных широтах.

С эффектом подавления неустойчивости бароклинной струи при наличии баротропного сдвига можно связать отмеченную в [15] сильную бароклинную неустойчивость в атмосфере ЮП, что было оценено согласно критерию [401]. Существенность особенностей энергетических циклов, связанных с баротропными процессами для широт струйных течений, отмечена в [343].

Характеристикой гидродинамического режима атмосферы и океана является также число Ричардсона $\mathrm{Ri} = \frac{g}{T} \cdot \frac{\gamma_a - \gamma}{(\partial U/\partial z)^2} = \frac{N^2}{(\partial U/\partial z)^2}$, по значению которого определяется развитие неустойчивости Кельвина — Гельмгольца (см. табл. III.1). В частности, в линейном приближении неустойчивость Кельвина — Гельмгольца возможна

при больших градиентах скорости потока $\partial U/\partial z$ (см., например, [237]). С развитием подобной неустойчивости связано проявление слоев повышенной турбулентности в атмосфере и океане (эффекты перемежаемости).

На рис. III.2.4 приведено среднегодовое широтно-высотное распределение значений числа Ri, рассчитанное с использованием со-

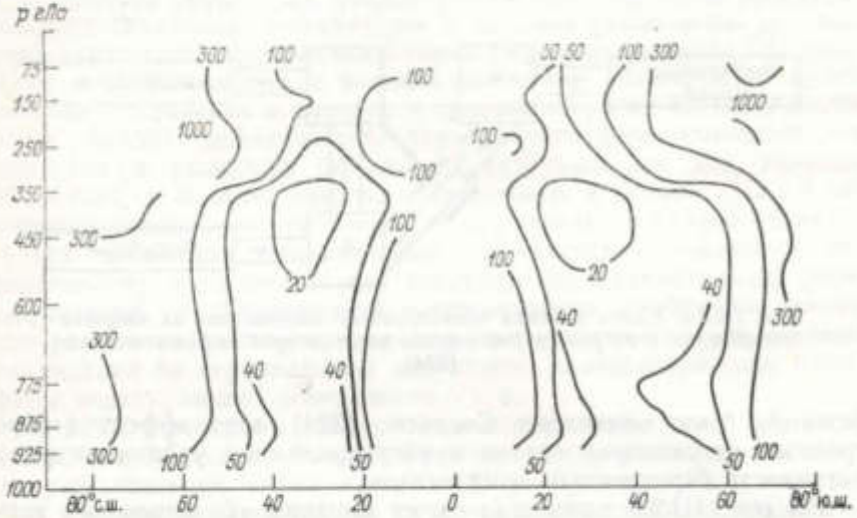


Рис. III.2.4. Среднегодовое широтно-высотное распределение значений числа Ричардсона в атмосфере северного и южного полушарий.

отношения термического ветра $\left(\mathrm{Ri} = R_3^2 \frac{T}{g} \quad (2\omega \sin\varphi)^2 \cdot \frac{\gamma_a - \gamma}{(\partial T/\partial\varphi)^2}\right)$ по данным [387]. Зоны с наименьшими Ri соответствуют субтропическим широтам. Локальные минимумы ($\mathrm{Ri} < 20$) отмечены в верхней тропосфере ниже центров субтропических струйных течений.

III.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Состояние ЗКС зависит от различных климатических факторов с многочисленными причинно-следственными связями между ними. Варианты общей схемы этих связей приведены, например, в [331]. Проявляющиеся между климатическими переменами обратные связи классифицируются как отрицательные и положительные — соответственно стабилизирующие и дестабилизирующие глобальный или локальные режимы системы.

Реализация в системе различных структур, в частности колебательных режимов в системе без внешнего периодического воздействия, зависит от обратных связей (ОС) — отрицательных (или стабилизирующих) и положительных (или дестабилизирующих).

В ЗКС существует множество ОС. В частности, проявляются ОС из-за температурных зависимостей альбедо поверхности и планетарного альбедо (АОС); вертикального градиента температуры в тропосфере γ (ГОС); облачности, в том числе количества, высоты, оптической толщины (ООС); распределения влажности в атмосфере (ВОС), горизонтального переноса тепла в атмосфере и океане (ПОС) и др. [204, 310, 411, 425].

В [204, 425] исследование роли различных климатических ОС проведено с использованием радиационно-конвективных моделей. На основе результатов численных экспериментов с вариациями инсоляции отмечена, в частности, значимость ГОС и АОС.

Для анализа роли ГОС наряду с использованием влажноадиабатического градиента температуры $\gamma_{\text{ва}}$ в [204] применялись эмпирические зависимости γ от приповерхностной температуры T. Так, согласно [166, 175], значения $d\gamma/dT$ положительны в СП и ЮП (за исключением широтной зоны 30—60° ю. ш. с большой долей океана). Соответствующая ОС положительная для нижней тропосферы и отрицательная в верхней тропосфере и стратосфере.

Зависимость альбедо подстилающей поверхности α_s от T, в частности из-за изменения площади снежно-ледового покрова, приводит к положительной ОС. В [204] для анализа роли связи $\alpha_s(T)$ использовались параметризации, предложенные Вангом и Стоуном, Робоком и Сессом. Учет этой связи увеличивает первоначальное изменение T из-за изменения инсоляции согласно [204] на 20—200 % (интенсивность обратной связи) в зависимости от параметризации. Большая интенсивность рассматриваемой ОС получена при использовании параметризации Сесса.

ВОС анализировалась в [204] в предположении постоянства относительной влажности атмосферы. Интенсивность этой положительной ОС оценена равной 43 %.

Существенное влияние на чувствительность и устойчивость климатической системы может оказывать зависимость водности облаков от температурного режима [204]. По эмпирическим оценкам рост температуры сопровождается ростом абсолютной влажности, что ведет к увеличению водности облаков. Согласно расчетам, учет температурной зависимости водности облаков приводит к появлению в тропосфере отрицательной ОС. В частности, в радиационно-конвективной модели [204] интенсивность соответствующей ОС получена равной 30 %. Менее значимой оценена роль ОС из-за зависимости количества облаков от температуры согласно [165] (интенсивность которой не превышала 4 %).

В целом относительно оценки значимости облачных ОС до сих пор существует неопределенность, на что указывают также результаты сравнения моделей общей циркуляции [266]. Режимы облачности, в частности, различаются в полярных и средних широтах, в тропических и средних широтах.

Анализ ПОС проведен, например, в [38, 310].

Исследование стабилизирующей или дестабилизирующей роли в ЗКС отдельных климатических связей проведено в [161] на основе нестационарной зональной ЭВМ [29]. При учете в модели за-

висимости количества облаков n от термического режима ЗКС (в предположении независимости n от широты) устойчивость последнего определяется условием

$$\frac{\nu}{(1+\beta_0)\,q_0}\,\frac{dn}{dx_s} < 0. \qquad \text{(III.3.1)}$$

Здесь $\nu = QS(x_s)(\alpha_0 - \alpha_s) - (1+\beta_0)A_1 + \beta_0 Q[\alpha_0 - \alpha_6 - (\alpha_л - \alpha_6)\times \psi(x_s)]$; $QS(x_s)$ — инсоляция на широте $\varphi = \varphi_s(x_s = \sin\varphi_s)$ снежно-ледовой границы (СЛГ); $Q = Q_0/4$ — солнечная постоянная, α_0 — альбедо облачной системы; $\alpha_s = (\alpha_л + \alpha_6)/2$ — альбедо на СЛГ; $\alpha_л = n\alpha_0 + (1-n)\alpha_л'$; $\alpha_6 = n\alpha_0 + (1-n)\alpha_6'$; $\alpha_л'$ и α_6' — альбедо безоблачной системы над снежно-ледяным покровом и без него; $\beta_0 = \beta/B$, β — параметр интенсивности меридионального притока тепла, B и A_1 — параметры в выражении для потока УТР $F_\uparrow = A + BT - (A_1 + B_1 T)n$; T — приповерхностная температура;

$$q_0 = -\frac{1}{(1+\beta_0)}\,Q(1-\alpha_s)S'(x_s) \quad (>0); \quad \psi(x_s) = \int\limits_{x_s}^{1} S(X)\,dx,$$

$S'(x_s) = \frac{dS}{dx}(x = x_s)$. (Для параметризации Сесса [263] в модели [29] $B_1 = 0$.)

При значениях параметров для современного режима из [263] $\nu < 0$ и условие устойчивости (III.3.1) сводится к условию

$$dn/dx_s > 0 \qquad \text{(III.3.2)}$$

или в случае $dx_s/dT_p > 0$ $\left(T_p = \int\limits_0^1 T(x)\,dx\right)$

$$dn/dT_p > 0. \qquad \text{(III.3.3)}$$

Согласно (III.3.3), увеличение среднеполушарного количества облаков с ростом полушарной температуры (и широты СЛП) соответствует устойчивому термическому режиму ЗКС. При этом определенный в [163, 165] и [174] по эмпирическим данным рост среднеполушарного количества облаков с увеличением температуры в годовом ходе и год от года указывает на то, что связь температура—облачность—температура является отрицательной обратной связью, стабилизирующей современный режим ЗКС. Следует отметить, что в зависимости от значений параметров системы ее устойчивому режиму могут соответствовать различные величины dn/dT_p, даже разного знака. В частности, учет нечерноты верхнего яруса облаков для УТР [64, 160] приводит к уменьшению эффективного количества облаков для УТР и к изменению параметра $A^\uparrow$ в значении для ν в (III.3.1).

Аналогично (III.3.1) можно определить условия устойчивости по другим параметрам системы [161]. В [160] обращено внимание на чувствительность к изменениям физических характеристик параметра B, характеризующего зависимость потока УТР от температуры. При вариациях B условие устойчивости термического режима ЗКС имеет вид

$$(\beta_0 T_p + T_s)\,\frac{dB}{dx_s} < 0 \qquad \text{(III.3.4)}$$

или

$$dB/dx_s < 0\,(dB/dT_p < 0) \quad \text{при} \quad \beta_0 T_p + T_s > 0, \qquad \text{(III.3.4а)}$$

$$dB/dx_s > 0\,(dB/dT_p > 0) \quad \text{при} \quad \beta_0 T_p + T_s < 0. \qquad \text{(III.3.4б)}$$

Здесь

$$T_p = \{Q[1 - \alpha_6 - (\alpha_л - \alpha_6)\psi(x_s)] - A - A_1 n\}\,B^{-1} \qquad \text{(III.3.5)}$$

— полушарная приповерхностная температура, T_s — температура на широте СЛП. При использовании данных [276, 442] в годовом ходе для СП вблизи среднегодового значения температуры отмечается уменьшение величины $B = dF_{\uparrow\,p}/dT_p$ с ростом температуры T_p, что указывает на устойчивость современного режима ЗКС.

Влияние изменения содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} учитывается в [161] введением параметрической зависимости $\lambda = \lambda(q_{CO_2})$ в выражении для потока УТР на границе СЛП $F_\uparrow(x_s) = \lambda F_{\uparrow\,c}(x_s)$, где $F_{\uparrow c}$ — поток УТР для современного q_{CO_2}. При уменьшении q_{CO_2} и соответственно λ условие устойчивости термодинамического режима модели [29] согласно [161] имеет вид

$$\chi\, d\lambda/dx_s < 0, \qquad \text{(III.3.6)}$$

где

$$\chi = \frac{(1+\beta_0)}{(1+\beta_0/\lambda)}\,\frac{\left[F_\uparrow(x_s) + \frac{\beta_0}{\lambda^2}\,Q(1-\alpha_p(x_s))\right]}{Q(1-\alpha_s)S'(x_s)},$$

$$\alpha_p = \int\limits_0^1 \alpha(x,\ x_s)\,dx.$$

При $\chi < 0$ условие (III.3.6) сводится к условию

$$d\lambda/dx_s < 0 \quad (d\lambda/dT_p < 0). \qquad \text{(III.3.6а)}$$

Современный режим ЗКС удовлетворяет этому условию, так как $d\lambda/dq_{CO_2} < 0$ (с ростом q_{CO_2} поток УТР уменьшается).

Для зависящего от термического режима параметра интенсивности меридионального притока тепла $\beta = \beta_0 B$ условие устойчивости для модели [161] имеет вид

$$d\beta/dx_s > 0 \quad (d\beta/dT_p > 0) \quad \text{при} \quad T_p > T_s, \qquad \text{(III.3.7а)}$$

$$d\beta/dx_s < 0 \quad (d\beta/dT_p < 0) \quad \text{при} \quad T_p < T_s. \qquad \text{(III.3.7б)}$$

Согласно (III.3.7а), для современного режима ЗКС со средней температурой полушария T_p выше температуры на широте снежно-ледовой границы T_s системы устойчиво, если β растет с увеличением температуры T_p. Оценка $d\beta/dT_p = 0{,}046$ Вт/(м^2·К^2), полученная в [38] (см. п. II.3) на основе данных в годовом ходе, указывает на устойчивость современного режима ЗКС. Аналогичный вывод можно сделать при использовании оценки [264] на основе ре-

зультатов климатической модели общей циркуляции при взаимной компенсации в суммарных меридиональных притоках тепла изменений за счет притоков скрытого и явного тепла.

Условие устойчивости ЗКС при изменении солнечной постоянной $Q = Q_0/4$ имеет вид

$$d\varphi_s/dQ > 0 \quad (dT_p/dQ > 0). \tag{III.3.8}$$

Устойчивость климатической системы зависит также от вида функции распределения инсоляции $S(x)$. Для устойчивости необходимо

$$\frac{S(x_s)}{S'(x_s)} > -\frac{(1-a_s)}{(a_л - a_б)}\frac{1}{\beta_0}. \tag{III.3.9}$$

При современных значениях параметров в (III.3.9) система устойчива. в [161, 162] оценено также, как влияют на устойчивость ЗКС вариации функции $S(x)$ в годовом ходе.

Если наряду с изменением Q в модели [29] $a_б = a_б(x_s)$ (в частности из-за изменений биосферы) и $a_л = a_л(x_s)$, то условие устойчивости принимает вид

$$\frac{dQ}{dx_s} > \frac{Q^2}{(1+\beta_0)F_1(x_s)}\left\{\left[\frac{S(x_s)}{2} + \beta_0(1-\psi(x_s))\right]\frac{da_б}{dx_s} + \right.$$

$$\left. + \left[\frac{S(x_s)}{2} + \beta_0\psi(x_s)\right]\frac{da_л}{dx_s}\right\}. \tag{III.3.10}$$

При этом если $da_б/dx_s < 0$ и $da_л/dx_s \leqslant 0$, то устойчивая стационарная граница СЛП возможна и при $dQ/dx_s < 0$. Если $Q = \text{const}$, также $a_л = \text{const}$ или $a_б = \text{const}$, то условие устойчивости (III.3.10) сводится соответственно к условиям:

$$da_б/d\varphi_s < 0, \tag{III.3.10а}$$

$$da_л/d\varphi_s < 0. \tag{III.3.10б}$$

В частности, эффект опустынивания (с повышением альбедо для пустынь) с $da_б/dT_p > 0$ ($da_б/dx_s > 0$) дестабилизирует ЗКС, как и эффект уменьшения альбедо СЛП (потемнение и загрязнение) при потеплении.

Условия устойчивости системы зависят от переменности температурного режима на границе криосферы. В частности, при функциональной зависимости температуры T_s на криосферной границе от x_s для устойчивости модели ЗКС (при $a_л > a_б$, $S(x_s) > 0$) требуется

$$\frac{dT_s}{dx_s} > \frac{Q}{B}\frac{1}{(1+\beta_0)}\{\beta_0(a_л - a_б)S(x_s) - (1-a_s)[-S'(x_s)]\} \tag{III.3.11а}$$

или

$$\frac{dT_s}{dx_s} < -\frac{Q}{B}\frac{1}{(1+\beta_0)}(1-a_s)[-S'_s(x_s)]. \tag{III.3.11б}$$

В случае

$$-(1+\beta_0)\frac{B}{Q}\frac{1}{2(1-a_s)\Delta S} < \left(\frac{dT_s}{dx_s}\right)^{-1} <$$

$$< \frac{(1+\beta_0)}{\beta_0}\frac{B}{Q}\frac{1}{(a_л - a_б)S_0}$$

условия устойчивости (III.3.11) выполняются сразу для всех широт снежно-ледовых границ. При этом использовалась аналитическая параметризация функции среднегодового распределения инсоляции по широтам в виде $S(x) = S_0 - \Delta S x^2$. Для зональных энергобалансовых моделей климата обычно принимается $T_s = \text{const}$ и тогда при широте границы СЛП φ_s выше критической режим устойчив, ниже — неустойчив (с переходом к режиму «белой Земли»).

Температура на границе СЛП может зависеть от широты из-за различных факторов, в том числе термодинамических (также радиационных), циркуляционных и географических. Так, среднегодовые температуры над среднегодовой границей морского льда СП и ЮП отличаются (см. п. II.3). Кроме того, из-за различия температуры на снеговой границе и границе морского льда при смещении СЛП изменяется доля суши и океана в широтной зоне и в связи с этим изменяется эффективная среднезональная температура над широтой φ_s границы СЛП.

На зависимость T_s от широты указывается в [30, 37], где анализировались данные о высоте снеговой линии в горах на разных широтах с учетом средних значений вертикальных градиентов температуры в атмосфере. При этом в [30] сделано предположение, что из-за преобладания над ледяным покровом условий континентального климата среднегодовая температура на границе ледяного покрова в различных широтных зонах соответствует аналогичной температуре для снеговой линии на континентах. Отмеченная общая тенденция к повышению T_s с понижением границы СЛП (к экватору) соответствует устойчивому режиму ЗКС [161]. Однако в отдельных широтных зонах величина dT_s/dx_s может быть положительной и дестабилизировать термический режим климатической системы.

Согласно графику $T_s = T_s(\varphi)$ из [30], можно оценить для средней тенденции изменения T_s с широтой величину $dT_s/d\varphi_s \approx \approx -0{,}2$ К/°шир. Модуль этой величины на два порядка меньше значения верхней границы выполнения условия (III.3.11), характеризующего отсутствие неустойчивости для отрицательных dT_s/dx_s (—25 К/°шир.) при значениях климатических характеристик согласно [161]). Таким образом, неустойчивые режимы из-за наличия связи $T_s = T_s(x_s)$ реализуются в модели, однако современный режим устойчив.

Следует отметить еще одну особенность рассмотренной модели ЗКС. При отрицательных значениях $dT_s/d\varphi_s$ возможна неустойчивость при высоких широтах границы СЛП, что не проявляется в случае $T_s = \text{const}$. В частности, для оцененной величины $dT_s/d\varphi_s \approx -0{,}2$ К/°шир. неустойчивость возможна при границе

СЛП, близкой к полюсу. Это указывает на увеличение вероятности развития подобной неустойчивости при моделировании более теплых эпох и летних режимов.

Устойчивость термического режима ЗКС существенно определяется зависимостью планетарного альбедо от зенитного угла Солнца. Согласно, в частности, [62, 162], при учете этой зависимости запас устойчивости ЗКС $\Delta Q_0/Q_0$ (где Q_0 — солнечная постоянная, а ΔQ_0 — ее изменение относительно современного значения, необходимое для достижения неустойчивого режима системы) увеличился втрое (до 5 % по сравнению с 1,6 % согласно [29, 437]). При дополнительной модификации параметризацией компонентов радиационного баланса ЗКС величина $\Delta Q_0/Q_0$ достигает 20 % [162], т. е. на порядок превосходит первоначальную оценку [29].

Глава IV. ДИАГНОСТИКА ЭВОЛЮЦИИ ЗОНАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Среди методов, широко применяемых для исследования климатических полей, — стандартный гармонический анализ, метод эмпирических ортогональных функций. В качестве диагностической полевой характеристики в метеорологии и океанологии используются потенциальный вихрь и поток Элиассена—Пальма (пропорциональный потоку волновой энергии). Предложены новые подходы [52, 77, 125, 127, 128, 130, 138—140, 150, 171, 172, 184, 229, 254, 307, 387, 391].

Развитие глобального мониторинга ЗКС порождает необходимость развития прямых методов диагностики ее глобальной структуры и динамики на основе эмпирических данных. Кроме анализа функциональных данных ЗКС для ее исследования (диагноз и прогноз) необходим анализ климатических производных, характеризующих пространственно-временную структуру системы. Для диагностики динамики ЗКС в [171] предложен метод амплитудно-фазовых характеристик. В основе метода — определение динамических характеристик ЗКС и анализ их пространственно-временного распределения. В ЗКС существенно наличие цикличностей внешних условий и внутренних явлений, и поэтому наряду с анализом амплитудных характеристик ее динамики необходим анализ фазовых характеристик. Цель метода — определение структурных особенностей в синергетической динамике системы, выявление и подтверждение глобальных и региональных механизмов формирования ЗКС с количественной оценкой их относительно роли.

ЗКС является сложной неоднородной системой с достаточно широким диапазоном изменений переменных и параметров в пространстве, что затрудняет ее исследование. В [171] изменения климатических переменных предлагается рассматривать на фоне среднего или какого-либо конкретного (начального) неоднородного их распределения. При этом локальный фон (среднегодовой режим или режим некоторого выбранного состояния системы, относительно которого рассматриваются ее изменения), изменяющийся от точки к точке, исключается и не затрудняет анализ временной эволюции климатических переменных.

Для диагностики динамики ЗКС в [171, 172] используются: 1) фазовые характеристики, определяемые, в частности, значениями времени достижения переменной X в годовом ходе ее среднегодового значения $\bar{X}$ на соответствующих широтах (φ), долготах (λ), высотах (z); 2) амплитудные характеристики с выявлением взаимного расположения последовательных изохрон с изменением

переменной X на определенную величину ΔX. (Для выяснения нелинейных эффектов и влияния неоднородности ЗКС необходимо варьирование величины ΔX.) Возможны дополнительные или альтернативные варианты выбора динамических характеристик (в зависимости от диагностируемых особенностей системы). Представляет интерес, например, анализ динамики границ экстремальных фаз или фаз экстремальных производных. Характеристиками годового хода переменной X, выявляющими степень его ангармоничности, могут служить интервалы годового цикла с положительной производной $\partial X/\partial t$ (интервал роста) или с превышением X локального среднегодового значения $\bar{X}$ [70, 71].

Полезную информацию о структуре системы может дать анализ интегральных (не для отдельных гармоник) фазовых характеристик периодических, но, вообще говоря, ангармонических, процессов (например, при малом клирфакторе — мере несинусоидальности периодической функции). Метод амплитудно-фазовых характеристик удобно использовать, в частности, для диагностики динамики ЗКС в годовом ходе при доминирующей годовой гармонике во внетропических широтах.

О структуре ЗКС можно судить по степени асинхронности достижения климатической переменной в различных зонах определенной фазы годового хода. В частности, в [171] для поля температуры T проведен анализ времени достижения в различных зонах системы атмосфера — подстилающая поверхность 0-фазы (момент $t = t_\uparrow$ весеннего с $\partial T/\partial t > 0$ перехода локальной температуры через локальный среднегодовой режим) и π-фазы (момент $t = t_\downarrow$ осеннего с $\partial T/\partial t < 0$ перехода локальной температуры через локальный среднегодовой режим). Густота изохронных линий характеризует структуру и термическую инерцию различных зон системы. Аналогично можно анализировать значения времени достижения экстремумов (условно, $\pi/2$-фаза и $^3/_2\pi$-фаза) климатических переменных в годовом ходе, однако при достаточно большой дискретности по времени (порядка 1 мес и более) используемых данных предпочтительнее проводить анализ 0- и π-фаз.

При построении изохрон на основе пространственно-дискретных данных необходима пространственная интерполяция. В случае дискретных данных необходима пространственная интерполяция. В случае дискретных по времени данных возможна и временная интерполяция при описании тонкой структуры ЗКС. Для выявления (качественного) неоднородностей в системе с характерными масштабами δy по пространству (y — пространственная переменная) и δt по времени (t) при характерной скорости смещения последовательных изохрон $U(y, t)$ дискретность используемых данных по пространству Δy и по времени Δt не должна превышать некоторого предела:

$$\Delta y \leqslant U\,\delta t,$$
$$\Delta t \leqslant \delta y/U. \qquad \text{(IV.1)}$$

Для адекватного (количественного) описания динамической структуры ЗКС необходимо выполнение более сильных неравенств:

$$\Delta y \ll U\,\delta t,$$
$$\Delta t \ll \delta y/U.$$

Метод амплитудно-фазовых характеристик апробирован, в частности, при диагностике годового хода климатических переменных, в том числе процессов нагрева ЗКС весной и охлаждения осенью, мусонных явлений, структурных образований в общей циркуляции атмосферы и океана, включая структурные течения и ячейки общей циркуляции, особенности энергоактивных зон океана и атмосферы, стратосферные потепления и блокирующие образования, особенности типа «бабье лето» (или возвратные похолодания), механизм эволюции «озонной дыры» в Антарктике.

IV.1. ГОДОВОЙ ХОД ПОЛЕЙ КЛИМАТИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ

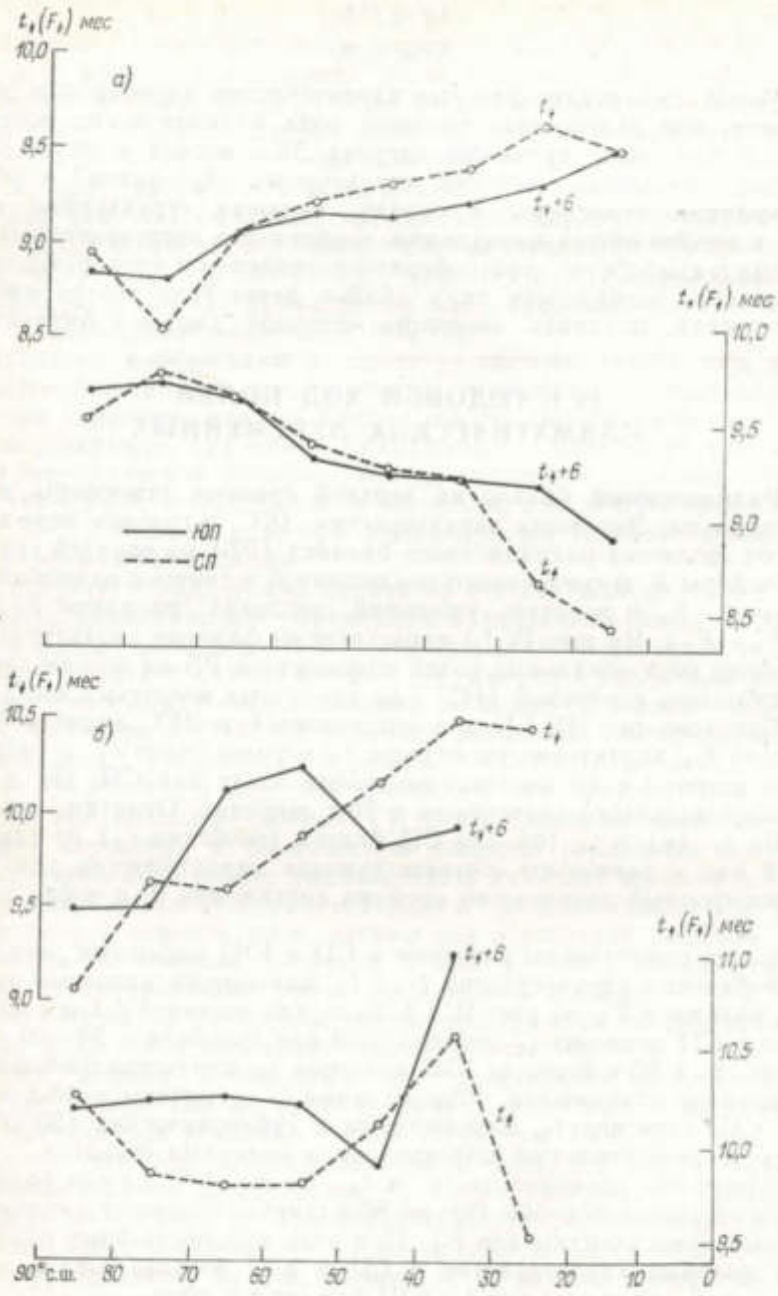
Радиационный баланс на верхней границе атмосферы и его компоненты. Эволюция характеристик ЗКС в годовом ходе зависит от эволюции радиационного баланса (РБ) на верхней границе атмосферы R, формируемого поглощенной в системе солнечной радиацией $F_\downarrow$ и потоком уходящей тепловой радиации $F_\uparrow$ ($R = F_\downarrow - F_\uparrow$). На рис. IV.1.1 представлены фазовые характеристики годового хода зональных полей компонентов РБ на основе данных спутниковых измерений [442] для различных широтных зон [181].

Согласно рис. IV.1.1, для поглощенной в ЗКС солнечной радиации $F_\downarrow$ характерно увеличение $t_\uparrow$ и уменьшение $t_\downarrow$ с увеличением широты φ во внеэкваториальных зонах как СП, так и ЮП с экстремальными значениями в 70-х широтах. Отметим, что значения $t_\uparrow$ (φ) и $t_\downarrow$ (φ) для СП близки (особенно $t_\uparrow$) со сдвигом на 6 мес к значениям соответствующих характеристик для ЮП. Межширотные различия во времени достижения 0- и π-фаз достигают 1 мес.

Более существенны различия в СП и ЮП широтных зависимостей фазовых характеристик $t_\uparrow$ и $t_\downarrow$ для потока уходящей тепловой радиации $F_\uparrow$ на рис. IV.1.1. Если для весенней фазы годового хода в СП значения $t_\uparrow$ минимальны вне тропиков в 50—60-х широтах, то в 60-х широтах ЮП значения $t_\uparrow$ характеризуются относительным максимумом. Минимальные $t_\uparrow$ отмечены в 40-х широтах СП, значения $t_\uparrow$ максимальны в субтропических (30-х) широтах с относительным максимумом в полярных широтах.

Широтные зависимости $t_\uparrow$ и $t_\downarrow$ на рис. IV.1.1 *в* для радиационного баланса подобны (кроме 80-х широт) соответствующим широтным зависимостям для $F_\downarrow$. При этом количественные различия для фазовых характеристик в СП и ЮП больше 0-фазе, тогда как для $F_\downarrow$ различия в СП и ЮП больше в π-фазе.

Существенно, что величины $t_\uparrow$ и $t_\downarrow$ для R получены меньше соответствующих величин для $F_\downarrow$ и $F_\uparrow$ в одних и тех же широтных зонах. Возможность более раннего достижения среднегодового режима весной и осенью для радиационного баланса по сравнению



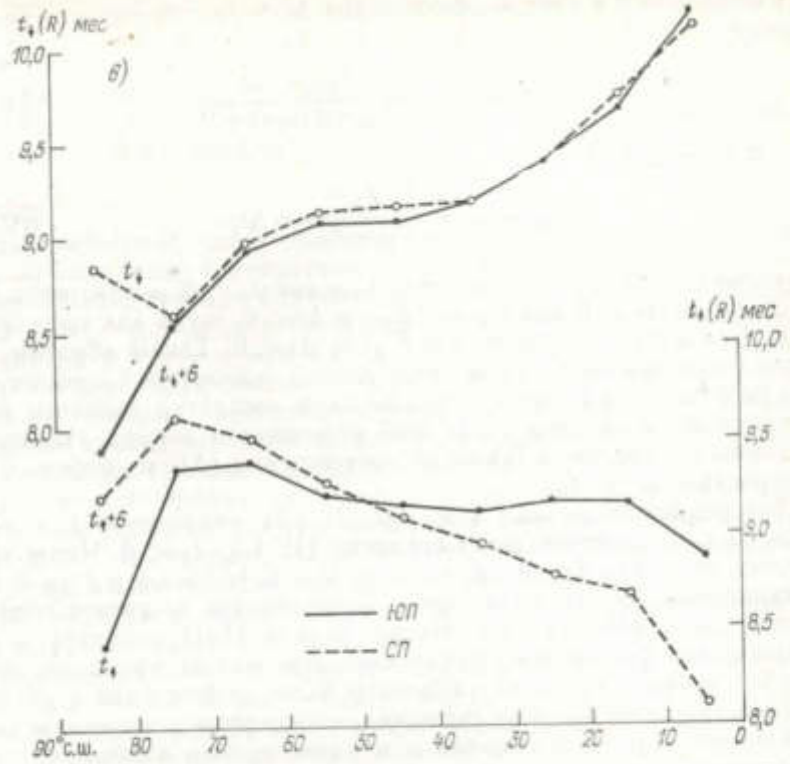


Рис. IV.1.1. Широтные зависимости времени достижения режимов 0-фазы ($t_\uparrow$) и π-фазы ($t_\downarrow$) для $F_\downarrow$ (*а*), $F_\uparrow$ (*б*) и R (*в*) в годовом ходе.

с его компонентами $F_\downarrow$ и $F_\uparrow$ показана в [181] с использованием представлений $F_\downarrow$, $F_\uparrow$ и R в годовом ходе (с доминирующей во внетропических широтах годовой гармоникой):

$$F_\downarrow = \overline{F}_\downarrow + \Delta F_\downarrow = \overline{F}_\downarrow + F_{\downarrow 0} \sin \omega (t - t_S), \qquad \text{(IV.1.1)}$$

$$F_\uparrow = \overline{F}_\uparrow + \Delta F_\uparrow = \overline{F}_\uparrow + F_{T0} \sin \omega (t - t_T), \qquad \text{(IV.1.2)}$$

$$R = \overline{R} + \Delta R = \overline{R} + R_0 \sin \omega (t - t_R). \qquad \text{(IV.1.3)}$$

Здесь $\overline{F}_\downarrow$, $\overline{F}_\uparrow$, $\overline{R}$ и $F_{\downarrow 0}$, $F_{\uparrow 0}$, R_0 — среднегодовые значения и амплитуды годовой гармоники; t_S, t_T, t_R — характеристики фазы годового хода $F_\downarrow$, $F_\uparrow$, R ($\omega = 2\pi/T_\text{г}$, $T_\text{г}$ — годовой период). При этом из $\Delta R = \Delta F_\downarrow - \Delta F_\uparrow$ следует

$$\operatorname{tg}(\omega t_R) = \frac{F_{\downarrow 0} \sin \omega t_S - F_{\uparrow 0} \sin \omega t_T}{F_{\downarrow 0} \cos \omega t_S - F_{\uparrow 0} \cos \omega t_T} \equiv \delta_R \qquad \text{(IV.1.4)}$$

или

$$t_R = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \delta_R.$$

Выбор $t_S = 0$ с учетом обозначения $\Delta t = t_T - t_S$ сводит (IV.1.4) к виду

$$\operatorname{tg}(\omega t_R) = -\frac{F_{\uparrow 0} \sin \omega \Delta t}{F_{\downarrow 0} - F_{\uparrow 0} \cos \omega \Delta t} \qquad \text{(IV.1.5)}$$

или при $\omega \Delta t \ll 1$

$$\operatorname{tg}(\omega t_R) \simeq \frac{F_{\uparrow 0}}{F_{\downarrow 0} - F_{\uparrow 0}} \omega \Delta t. \qquad \text{(IV.1.6)}$$

Согласно (IV.1.6), в частности, условие $t_R < 0$ реализуется при $F_{\downarrow 0} > F_{\uparrow 0}$ и $\Delta t > 0$ или $F_{\downarrow 0} < F_{\uparrow 0}$ и $\Delta t < 0$, тогда как $t_R > 0$ при $F_{\downarrow 0} < F_{\uparrow 0}$ и $\Delta t > 0$ или $F_{\downarrow 0} > F_{\downarrow 0}$ и $\Delta t < 0$. Таким образом, относительная задержка (или опережение) достижения среднегодового режима R зависит от соотношения амплитуд годового хода поглощенной в системе солнечной радиации и потока уходящего теплового излучения, а также от соотношения (Δt) из фазовых характеристик t_S и t_T.

Для реальных данных (см. рис. IV.1.1) характерно $t_S < t_T$ и $F_{\downarrow 0} > F_{\uparrow 0}$, что соответствует согласно (IV.1.5) $t_R < 0$. Что и требовалось показать. Отметим, что при $\Delta t < 0$ ($t_S > t_T$) и $F_{\downarrow 0} < F_{\uparrow 0}$ радиационный баланс позже своих компонентов достигает среднегодового значения ($t_R > 0$). Полученные в [181] результаты достаточны для физического понимания отмеченных эффектов. Аналогично можно провести анализ в более общем виде с учетом, в частности, более высоких гармоник, с выделением в годовом ходе $F_{\downarrow}$ влияния вариаций инсоляции и планетарного альбедо с соответствующими амплитудами и фазами годового хода.

На рис. IV.1.1 выявлены существенные особенности полярных районов. Здесь среднегодовой режим $F_{\downarrow}$ устанавливается весной позже, а осенью раньше, чем в средних и субтропических широтах. Различие широтных зависимостей $t_{\uparrow}$ ($F_{\uparrow}$) в полярных — субполярных широтах для ЮП и СП существенно связано с различием распределений суши и океана (см. [171, 172, 175, 177, 179, 181]).

Наряду с тем, что энергетика ЗКС в целом определяется радиационным балансом на верхней границе атмосферы, роль радиационных притоков тепла в формировании изменений температурного режима атмосферы различается в разных широтных зонах, на разных уровнях и в разные сезоны. Для диагностики вклада радиационных притоков (ΔT_R) в изменения температурного режима атмосферы (ΔT) в годовом ходе в [181] использованы результаты радиационных расчетов [413]. В [413] рассчитывались профили радиационных притоков для атмосферы СП от экватора до 70° с. ш. между уровнями 1000 и 10 гПа для января, апреля, июля и октября. Наряду с вариациями в годовом ходе полей температуры и влажности в атмосфере учитывались также изменения облачности и профилей содержания озона.

Представим локальное изменение температуры в атмосфере ΔT при межсезонных изменениях в виде

$$\Delta T = \Delta T_R + \Delta T_D,$$

где ΔT_R — изменение температуры, связанное с радиационными притоками тепла, а ΔT_D — с другими притоками тепла, в том числе с динамическими. Введем безразмерный параметр

$$\delta = \Delta T / \Delta T_R,$$

характеризующий долю радиационного притока тепла, расходуемую на изменение температурного режима атмосферы или степень взаимной компенсации влияния на T притоков различной природы.

В [181] приведено широтно-высотное распределение значений параметра δ в атмосфере СП при переходе от января к апрелю. В тропосфере практически везде $\delta < 0$, т. е. изменения температуры в режиме прогрева атмосферы при переходе от января к апрелю противоположны по знаку выхолаживающему радиационному эффекту. Положительные δ, характеризующие доминирующий радиационный эффект, отмечены в южной половине стратосферы СП в зоне разрыва тропопаузы и субтропического струйного течения (ССТ). В северной части стратосферы $\delta < 0$, с наибольшими $|\delta| > 0{,}5$ в высоких широтах на высотах 16—18 км.

В тропосфере максимальные значения $|\delta|$, превышающие 0,1 (до 0,14), отмечены в средних широтах в пределах атмосферного пограслоя. В большей части тропосферы (за исключением широтной зоны 40—60° с. ш.) — $0{,}05 < \delta < 0$, что характеризует достаточно высокий уровень компенсации радиационных и нерадиационных (динамических и др.) притоков тепла.

Максимальные значения $|\delta|$ отмечены для перехода от апреля к июлю, что характеризует бóльшую нескомпенсированность различных притоков энергии в переходный весенний сезон с быстрым изменением инсоляции по сравнению с эволюцией атмосферы вблизи экстремальных (квазистационарных) состояний. При этом $-0{,}1 < \delta < 0$ в средних и высоких широтах тропосферы, а в пределах пограслоя средних и высоких широт отмечено $\delta < -0{,}3$.

Для перехода от июля к октябрю и от октября к январю в режиме выхолаживания в тропосфере и северной половине стратосферы СП $\delta > 0$ (в южной половине стратосферы $\delta < 0$). При этом значения δ в целом больше для перехода от июля к октябрю, чем от октября к январю. Максимальные в тропосфере δ (около 0,2 и более) отмечены в средних (а также высоких — для летне-осеннего перехода) широтах в пределах пограслоя.

Температурный режим атмосферы. В [171] был проведен анализ годового хода температурного режима атмосферы методом амплитудно-фазовых характеристик на основе среднемесячных зональных данных [387]. На рис. IV.1.2 приведены амплитудные характеристики эволюции температурного поля атмосферы относительно января и июля. Расширение (или сжатие) широтно-высотных областей прогрева (или охлаждения) атмосферы на ΔT определяется взаимным расположением изохрон $t = t_{+(-)}(\varphi, z) = \text{const}$

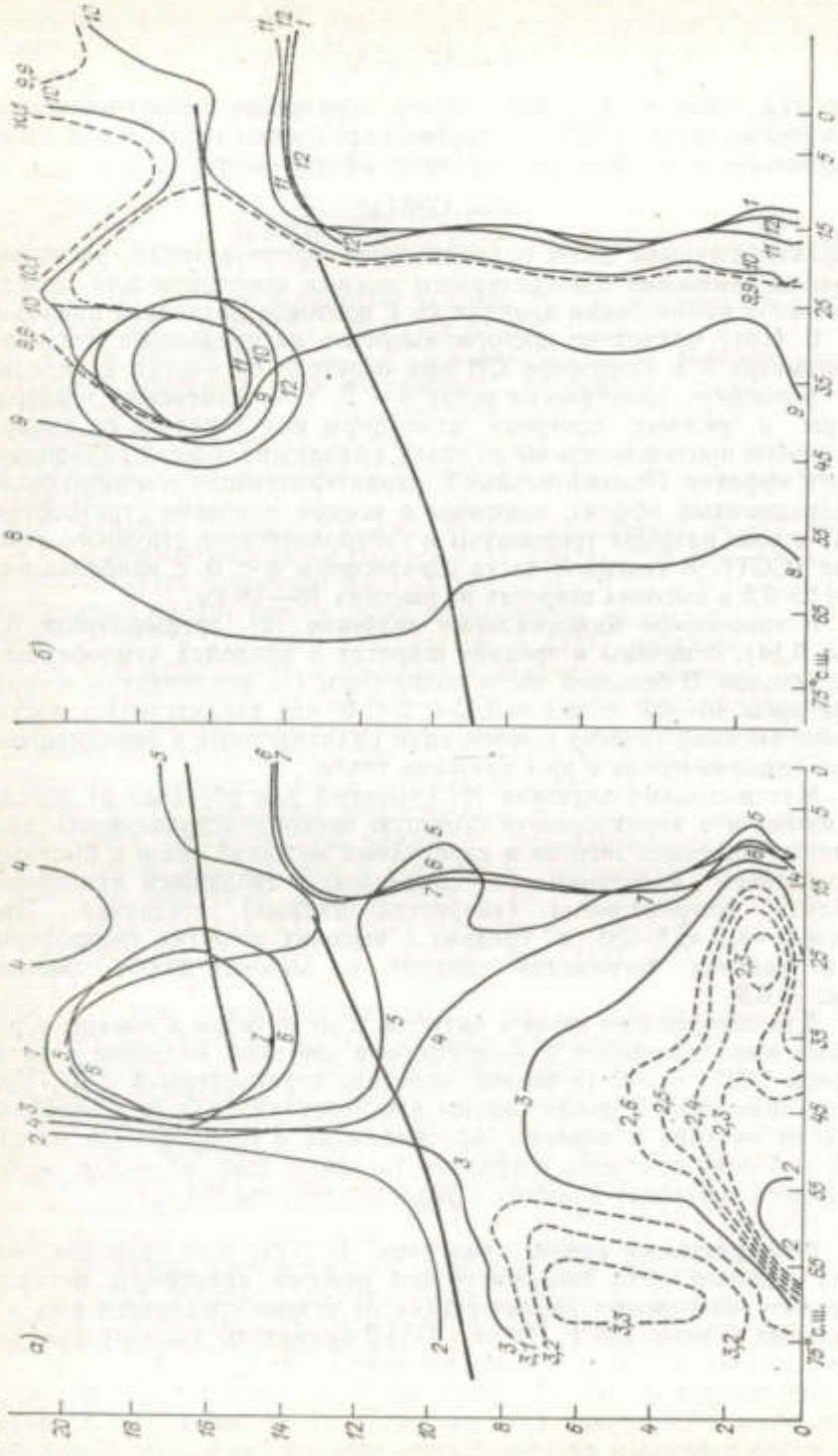


Рис. IV.1.2. Изохронные зональные границы областей прогрева (*а*) и охлаждения (*б*) атмосферы северного полушария на 1К относительно соответственно января и июля.

при $T(\varphi,\ z,\ t=t_{+(-)})-T(\varphi,\ z,\ t=t_0)=\Delta T$ в последовательные моменты времени относительно начального $t=t_0$. При этом время играет роль параметра, значения которого для изохрон приведены на рисунках в месяцах (целое число соответствует середине месяца).

Согласно рис. IV.1.2 *а*, прогрев атмосферы СП на $\Delta T=1$К относительно январского режима распространяется от поверхности максимально высоких широт (их чувствительность больше), доступных Солнцу в феврале и в последующие месяцы. Граница области прогрева распространяется в среднюю тропосферу и в сторону экватора, выявляя особенность субтропической области высокого давления. Штриховые кривые отмечают изохроны с интервалом между ними меньше месяца с использованием линейной интерполяции по времени. Сближение границ областей прогрева от поверхности и из стратосферы порождает две «вторичных» границы областей прогрева. Одна из них быстро распространяется (распространение адвективного характера) к полюсу, выявляя субполярную особенность. Вторая распространяется в сторону экватора.

Выявляется термическая особенность, связанная с разрывом тропопаузы и с субтропическим струйным течением (ССТ) на высотах 12—14 км. Жирными линиями отмечены высоты тропической и полярной тропопаузы в среднегодовом режиме на соответствующих широтах [146]. В мае прогрев на 1 К относительно января практически окружает область, связанную с ССТ и вышележащей тропической тропопаузой. После этого происходит разрыв границы прогрева: замыкание одной ее части вокруг отмеченной термически особой области и стабилизация второй части вокруг экваториальной тропосферы. Отметим, что если в мае продвижение границы прогрева к экватору неодинаково на разных высотах в тропосфере, то затем происходит выравнивание профиля границы.

В неоднородной и нелинейной ЗКС динамика прогрева или охлаждения, в частности, в годовом ходе, должна зависеть от амплитуды прогрева или охлаждения. Для сравнения в [171] приведены соответствующие изохроны прогрева на $\Delta T=5$ К относительно среднеянварского режима. При сопоставлении температурных изменений с различными амплитудами ΔT с фазовыми характеристиками годового хода температуры атмосферы на рис. IV.1.3 проявляются некоторые особенности.

Из рис. IV.1.3 видно, что граница весенней фазы $t_f(\varphi,\ z)=$ $=\text{const}$ распространяется в СП от экватора к субтропикам в тропосфере и одновременно из приполярной стратосферы и стратосферы средних широт. Последнее связано в [171] с озонным прогревом стратосферы. При этом положительные приращения радиационного баланса стратосферы, связанные с озоном, отмечаются при переходе от зимы к весне в 40—70° с. ш. В приполярных широтах максимум содержания озона в атмосфере ниже, чем в низких широтах, и его положение соответствует выявленной особенности прогрева приполярной стратосферы.

Во второй половине апреля в средних широтах (около 55° с. ш.) отмечено распространение последовательных изохрон 0-фазы от

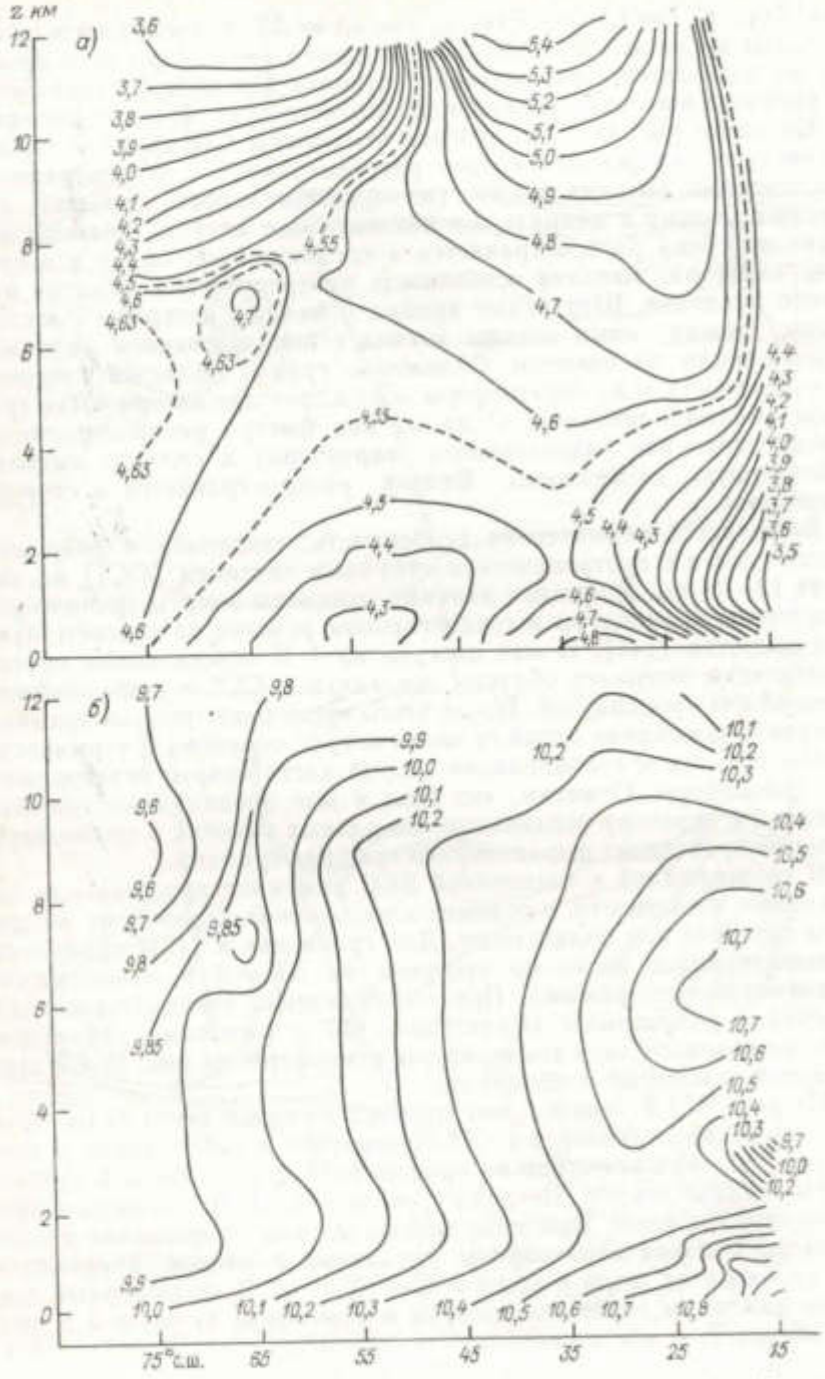


Рис. IV.1.3. Последовательные изохроны 0-фазы (*а*) и π-фазы (*б*) годового хода зонального температурного режима атмосферы северного полушария.

поверхности, что характеризует прогрев атмосферы конвективного типа. В начале мая из изохрон весенней фазы со стороны экватора и от поверхности средних широт формируется общая изохрона. При этом обособляется субтропическая область высокого давления в пределах пограничного слоя атмосферы (1,5 км), для которой «весна» наступает позднее. В результате сближения изохрон, движущихся от поверхности и из стратосферы, порождаются «вторичные» изохроны: граница весенней фазы распространяется в полярную тропосферу и верхнюю тропосферу внетропических широт южнее 50° с. ш. Выявляется задержка фазы прогрева зоны полярного струйного течения (около 65° с. ш. на высоте около 6—7 км). В [171, 173, 175] для сравнения приведена шкала времени достижения инсоляцией в годовом ходе на различных широтах соответствующих среднегодовых значений.

Аналогично в [171] приведен анализ динамики охлаждения атмосферы СП в годовом ходе при охлаждении атмосферы на $\Delta T = 1$ К (рис. IV.1.2*б*). Относительно июльского режима выявляется, как и в режиме нагревания, термическая особенность, связанная с разрывом тропопаузы и ССТ. В целом процесс охлаждения атмосферы осенью носит адвективный характер в отличие от весеннего прогрева в СП, в значительной степени конвективного характера.

В режиме охлаждения атмосферы изохроны с увеличением амплитуды ΔT по абсолютному значению сильнее отличаются от вертикальных. Деформация изохроны увеличивается при приближении к зоне, связанной с разрывом тропопаузы и ССТ. В октябре происходит разрыв границы области охлаждения на $\Delta T = 1$ К относительно июля: замыкание одной ее части вокруг отмеченной термически особой области и стабилизация второй части вокруг экваториальной тропосферы аналогичны границам прогрева на рис. IV.1.2*а*. При этом охлаждению на 5 К относительно июля атмосферная зона, связанная с ССТ и вышележащей тропической тропопаузой, не поддается. Структура январских изохрон охлаждения на $\Delta T = 2$ К и на $\Delta T = 3$ К относительно июля в тропиках различается в окрестности тропической тропопаузы. Выявлена еще одна особенность — «отражение» границы области охлаждения от зоны, связанной с ССТ и вышележащей тропопаузой, в течение ноября—января. В то же время в тропосфере ниже 10 км граница области охлаждения на $\Delta T = 5$ К последовательно продвигается к экватору [171].

На рис. IV.1.3*б* показано взаимное распределение последовательных изохрон $t_{\downarrow}(\varphi, z) = \text{const}$ осенней (л) фазы температурного режима атмосферы СП. Сравнение рис. IV.1.3*а* и IV.1.3*б* показывает, что, судя по фазовым характеристикам, прогрев системы атмосфера — подстилающая поверхность и ее охлаждение в годовом ходе, принципиально различаются. Если весенней фазе в значительной степени свойствен прогрев атмосферы конвективного типа от поверхности и прогрев стратосферы, то осенняя термодинамика носит существенно адвективный характер. Изохроны осенней фазы вертикальны и движутся к экватору. При этом по-

верх атмосферного погранслоя навстречу смещаются последовательные изохроны π-фазы со стороны экватора. В результате полярная граница с достижением режима π-фазы разбивается на две, продолжающие движение к экватору: поверх атмосферного погранслоя и внутри его. Отметим проявление полярного струйного течения на высоте около 7 км вблизи 65° с. ш. Следует также отметить, что границы областей охлаждения и прогрева, как и изохроны весенней и осенней фаз температурного режима атмосферы, распространяются от широты к широте быстрее поверх погранслоя чем внутри его.

В [171, 173] оценены характерные скорости продвижения границ 0- и π-фаз для температурного режима атмосферы СП в годовом ходе: горизонтальная скорость $U_г \approx 10$ км/ч (70° шир/мес), вертикальная скорость $U_в \approx 10$ м/ч. При этом $U_г$ близка к характерной скорости продвижения границ 0- и π-фаз для инсоляции $U_s \approx 70°$ шир/мес. Отношение вертикальной и горизонтальной скоростей $U_в/U_г \sim 10^{-3}$ соответствует отношение вертикального ($H \sim 10$ км) и горизонтального $\left(\frac{\pi}{2} R_З \sim 10^4 \text{ км}, R_З \text{ — радиус}\right.$ Земли) масштабов для тропосферы. При найденных скоростях для качественного выявления термических особенностей в атмосфере с характерными масштабами $\delta t \sim 1$ мес согласно (IV.1) необходимо разрешение $\Delta y \leqslant 7$ км по вертикали и $\Delta\varphi \leqslant 70°$ по горизонтали. Для использовавшихся в [171] данных [387] эти условия выполняются: $\Delta\varphi = 5° \ll 70°$, а $\max \Delta y_в = 4 \text{ км} < 7$ км.

Основные особенности годового хода температурного режима атмосферы в широтно-высотном разрешении, выявленные в [171], можно качественно описать на основе модели системы с вертикальной теплопроводностью и с горизонтально перемещающимся (сканирующим) тепловым источником (сканер-модель). Согласно [171, 173], средняя горизонтальная скорость межширотного перемещения границ 0- и π-фаз годового хода температурного режима в тропосфере близка к скорости смещения (порядка 10 км/ч) границы соответствующих фаз для инсоляции с запаздыванием примерно на месяц. Такая скорость соответствует быстрому — за месяц — горизонтальному перемещению границы фазы среднегодового режима от полюса до тропических широт (70° шир./мес).

При моделировании динамики границ 0- и π-фаз годового хода температурного режима в [181] считалось в первом приближении, что атмосфера, быстро сканируемая источником нагрева (переменным во времени с годовым периодом $T_г = 2\pi/\omega$), состоит из невзаимодействующих между собой вертикальных столбов (горизонтальный обмен отсутствует). Перенос по вертикали в каждом атмосферном столбе описывается при этом нестационарным уравнением

$$\rho(z)\, c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(z,\ t) \frac{\partial T}{\partial z}\right) + F(z,\ t) \qquad \text{(IV.1.7)}$$

с переменным коэффициентом теплопроводности. Здесь $\rho(z)$ — плотность воздуха на уровне z; c — теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности; T — температура; F — нестационарный

источник тепла. Широта φ является в сканер-модели параметром соответствующего атмосферного столба. При $c = \text{const}$ и замене $\eta = \int_0^z \frac{\rho(z)}{\rho_0}\, dz$ одномерное (по высоте z) нестационарное уравнение теплопроводности с источником примет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \eta} K(\eta,\ t) \frac{\partial T}{\partial \eta} + f(\eta,\ t), \qquad \text{(IV.1.8)}$$

где $K = \rho\lambda/(c\rho_0^2)$, $\rho_0 = \rho(0)$. Представляя

$$K(\eta,\ t) = k(\eta)\, S(t) \qquad \text{(IV.1.9)}$$

и вводя обозначение

$$\tau = \int_0^t S(t)\, dt, \qquad \text{(IV.1.10)}$$

преобразуем (IV.1.8) к виду

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \eta} k(\eta) \frac{\partial T}{\partial \eta} + \bar{f}(\eta,\ \tau). \qquad \text{(IV.1.11)}$$

Здесь

$$\bar{f}(\eta,\ \tau) = f(\eta,\ t)/S(\tau). \qquad \text{(IV.1.12)}$$

В [181] метод решения уравнения (IV.1.11) из [238] распространен на случай произвольных, зависящих от времени условий на верхней границе системы, в данном случае на высоте тропопаузы H:

$$T(\eta = 0) = T_0(0,\ \tau), \qquad \text{(IV.1.13а)}$$

$$T(\eta = \eta_H) = T_H(\eta_H,\ \tau) \qquad \text{(IV.1.13б)}$$

В (IV.1.13) $\eta_H = \int_0^H \frac{\rho(z)}{\rho_0}\, dz$. Решение (IV.1.11) с учетом (IV.1.13 *а*), (IV.1.13 *б*) и $T(\eta,\ \tau = 0) = \Theta(\eta)$ имеет вид

$$T(\eta,\ t) = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(\eta) \left\{ \exp(-\lambda_n P_0) \int_0^{\eta_H} \Theta(\eta)\, \varphi_n(\eta)\, d\eta + \right.$$

$$+ \int_0^{P_\tau} \left[k(0)\, T_0(\tau)\, \varphi_n'(0) - k(\eta_H)\, T_H(\tau)\, \varphi_n'(\eta_H) + \right.$$

$$\left. \left. + \int_0^{\eta_H} \bar{f}(\eta,\ \tau)\, \varphi_n(\eta)\, d\eta \right] \exp(-\lambda_n P_\tau)\, d\tau \right\}. \qquad \text{(IV.1.14)}$$

Здесь $P_0 = \int_0^t S(\tau)\,d\tau$, $P_\tau = \int_\tau^t S(\nu)\,d\nu$, а $\varphi_n(\eta)$ и λ_n — собственные функции и собственные значения уравнения

$$\frac{d}{d\eta}\left[k(\eta)\frac{d\varphi}{d\eta}\right] + \lambda\varphi = 0. \qquad \text{(IV.1.15)}$$

В частности, можно рассмотреть вариант сканер-модели с $S = 1$ (коэффициент теплопроводности не зависит от времени и при этом $\tau = t$), $\rho = \rho_0 \exp(-z/H_0)$ (при этом $\eta = H_0(1 - \exp(-z/H_0))$, $T(0, t) = T_0 \cos\omega t$, $T(\eta_H, t) = T_H \cos\omega(t - t_H)$. Качественный анализ выявленных в [171] особенностей годового хода температурного режима тропосферы позволяет сделать даже простейший вариант сканер-модели с $k = \text{const}$. При этом решение уравнения теплопроводности для столба атмосферы (без верхней границы) на широте φ имеет вид

$$T(z, \varphi, t) = T(z = 0, \varphi) - \gamma z + A_0 \exp(-az)\cos[\omega(t - t_*) - az]. \qquad \text{(IV.1.16)}$$

Здесь зависимость от широты φ параметрическая; $t_*(\varphi) = R_З(\varphi - \varphi_0)/V$, $R_З$ — радиус Земли, $V(\varphi)$ — характерная скорость межширотного смещения определенной фазы температурной волны на нижней границе из-за годового хода инсоляции; γ — вертикальный градиент температуры в тропосфере; $a = (\omega/(2k))^{1/2}$.

Уравнение характеристики для (IV.1.16) в плоскости вертикальной z и горизонтальной x ($x = R_З\varphi$) координат имеет вид

$$az + \omega(x - x_0)/V = \text{const}.$$

Таким образом, изохроны постоянной фазы годового хода температурного режима атмосферы определяются уравнением

$$\left(\frac{\omega}{2k(x)}\right)^{1/2} z + \frac{\omega}{V(x)}\,x = \text{const}.$$

Если принять, что весной в целом для СП согласно [171, 173] $V(x) > 0$ (граница 0-фазы приповерхностной температуры смещается от экватора к полюсу), то изохроны 0-фазы в атмосфере будут иметь вид согласно рис. IV.1.4 *а*. Осенью $V(x) < 0$, последовательные изохроны π-фазы смещаются от полюса в сторону экватора и имеют вид согласно рис. IV.1.3.

При учете неоднородности подстилающей поверхности и различий термодинамических свойств океана и суши в [171] выявлена особенность более раннего прогрева атмосферы СП весной от поверхности средних широт, чем для полярных и субтропических областей. Это соответствует наличию локального экстремума $\max V(x) = V(x_*)$ в окрестности 50-х широт СП с $V(x) > 0$ при $x < x_*$ и $V(x) < 0$ при $x > x_*$. Структура изохрон 0-фазы качественно представлена на рис. IV.1.4 *в*. С учетом прогрева и охлаждения стратосферы структура изохрон 0- и π-фазы имеет вид согласно рис. IV.1.4 *г* и IV.1.4 *д* соответственно (в предположении

синхронного прогрева нижней стратосферы полярнее северной границы тропической тропопаузы).

Можно отметить, что на основе простой сканер-модели получены принципиальные особенности структуры изохрон 0- и π-фаз, выявленные при анализе эмпирических температурных данных для

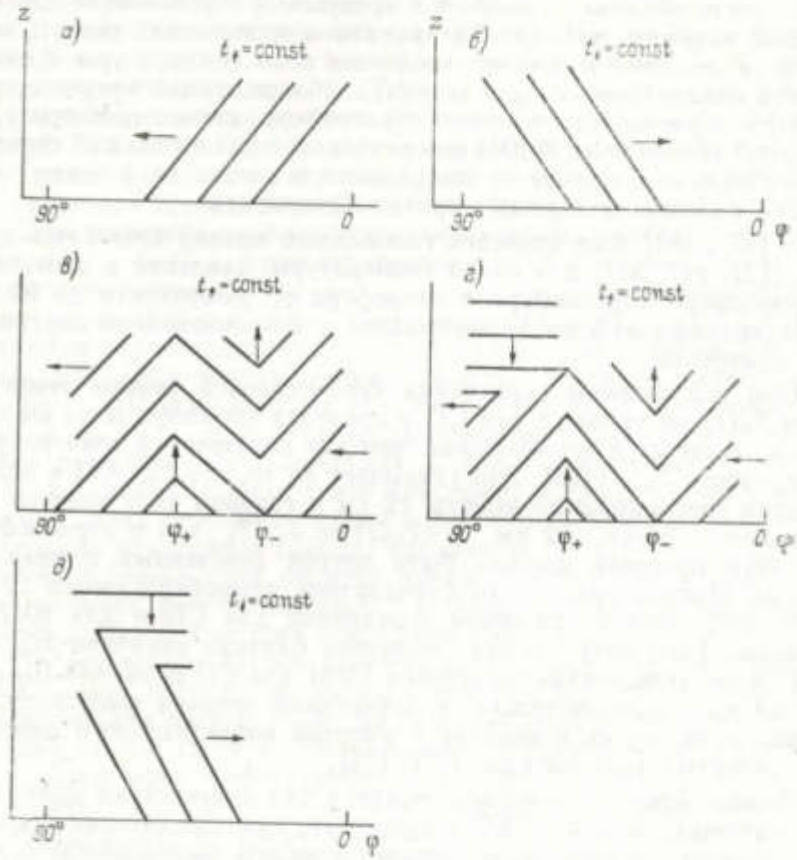


Рис. IV.1.4. Изохроны 0-фазы (*а*, *в*, *г*) и π-фазы (*б*, *д*) годового хода температуры в сканер-модели атмосферы северного полушария. Стрелками здесь и далее отмечено направление смещения последовательных изохрон.

атмосферы СП. Ограничением сканер-модели является невозможность выделения особенности пограничного слоя, поверх которого горизонтальный прогрев и охлаждение атмосферы распространяются быстрее, чем внутри его. Для описания этих эффектов в ЗКС как системе термодинамического типа в рамках малопараметрических моделей необходим учет меридионального теплопереноса согласно, например, зональной модели [23] с зависящими от координат коэффициентами теплопроводности.

Динамика температурного режима СП и ЮП существенно различается. Температурную структуру атмосферы ЮП в значительной степени определяет сочетание континента в полярных широтах и окружающего его теплоемкого и инерционного океана. В [175] выявлены следующие особенности антарктической и приантарктической тропосферы и нижней стратосферы ЮП в годовом ходе: особенность области, связанной с «ревущими сороковыми», блокирующей взаимное влияние Антарктики и тропических широт; особенности весенней и осенней эволюции поля температуры в окрестности антарктической тропопаузы; глубокое проникновение в тропосферу термического влияния стратосферы южнее границы тропической тропопаузы. В ЮП по сравнению с СП в большей степени играет роль охлаждение от поверхности, в частности, в связи с наличием в южных полярных широтах Антарктиды.

В [177, 181] был проведен глобальный анализ зональных данных [121, 247, 333] для полей температуры, давления и плотности в тропосфере, стратосфере и мезосфере от поверхности до 80 км (с дискретностью 5 км по вертикали) с использованием спутниковых измерений.

При полушарном осреднении среднегодовой режим температуры $T_p(z)$ на уровне z для СП в пределах тропосферы до высоты 12 км достигается весной позже, чем для полушарной температуры поверхности $T_{s,p}$ [173]. Это указывает на то, что для СП в целом прогрев тропосферы до высоты 12 км в годовом ходе идет от поверхности. Выше 12 км $t_\dagger(T_p(z)) < t_\dagger(T_{s,p})$ и в стратосфере источник прогрева должен быть другой (связанный с озонным слоем). Высота тропопаузы стандартной атмосферы около 12 км [275, 387]. При полушарном осреднении для СП и для ЮП по данным [387, 391] также получена близкая величина $H_{tr,p} = 12{,}3$ км. (Оцененная по данным [355] для СП величина $H_{tr,p} = 13{,}4$ км.) Следовательно, рассчитанная средняя высота тропосферы практически совпадает с высотой потенциального влияния поверхности в годовом ходе [171, 173].

Анализ времени задержки полезен для диагностики причинно-следственных связей в ЗКС, в частности, для определения границы тропосферы и стратосферы. Следует отметить выделенность планетарного погранслоя наличием минимума задержки $t_\dagger$ относительно $t_\dagger$ (0) (3 сут) на высоте около 1,5 км. При этом максимум задержки прогрева атмосферы на высоте около 7 км, где $t_\dagger$ больше $t_\dagger$ (0) на 12 сут. Локальным максимумом $\Delta t_\dagger(z) = t_\dagger(z) - t_\dagger(0)$ на высоте около 0,1 км выделяется приземный слой, формируемый суточным ходом инсоляции. В [173] оценены также значения времени термической инерции (времени задержки $t_\dagger(z)$ относительно $t_\dagger$ для инсоляции) нижней стратосферы СП на высотах до 21 км в годовом ходе — от 0,5 до 1,2 мес.

Аналогичные оценки для режима осеннего охлаждения системы атмосфера — подстилающая поверхность для СП приводят к отличающимся результатам. Атмосфера СП в целом на всех уровнях, кроме приземного слоя, осенью охлаждается быстрее (меньше время достижения среднегодового температурного режима), чем поверхность.

В [173] приведены широтные зависимости времени задержки $t_\dagger(x)$, где $x : S$ — функция распределения инсоляции, T_s — температура поверхности, T_a — средняя температура столба атмосферы от 1012,5 до 75 гПа по данным [387]. Согласно [171, 173], распространение границ весенних и осенних фаз T_s и T_a идет в целом от экватора к полюсу весной и наоборот осенью вслед за смещением границ соответствующих фаз инсоляции с запаздыванием на 1—1,5 мес. При этом на всех широтах СП южнее 75° с.[1] весной выполняется неравенство $t_\dagger(T_s) < t_\dagger(T_a)$, т. е. весеннее установление среднегодового режима (0-фаза) температуры столба атмосферы T_a запаздывает относительно момента достижения соответствующей фазы температурной поверхности. Это указывает на то, что весенний прогрев атмосферы в целом идет от поверхности.

Для широтной зависимости времени запаздывания $\Delta t_{\dagger T_a}(T_s) = t_\dagger(T_a) - t_\dagger(T_s)$, характеризующего температурную релаксацию атмосферы, выявлен его рост от полюса к экватору примерно до двух недель (12 сут). При этом в окрестности 35° с. ш. отмечается минимум характеристики температурной инерции атмосферы. В работе [75] теоретически получен минимум времени радиационной релаксации температурных возмущений на 40° с. ш. в зимний сезон (и на 50° с. ш. в летний). Полученное в [75] увеличение времени радиационной релаксации к полюсу объясняется тем, что в более оптически прозрачной атмосфере высоких широт увеличивается длина свободного пробега фотонов. К экватору оптическая плотность атмосферы заметно увеличивается, так что эффективно излучает только слой порядка длины свободного пробега фотона на границах рассматриваемой системы. Соответственно увеличивается время релаксации атмосферы в целом.

Теоретические оценки времени релаксации [75] были сделаны только по порядку величины и поэтому заметно отличаются от эмпирических оценок [173]. Важно качественное согласие теоретических оценок (хотя в [75] оценивалось время только радиационной релаксации температурных возмущений в атмосфере) и эмпирических оценок в факте наличия минимума времени релаксации атмосферы вблизи средних широт. Существенное различие получено в высоких широтах. Уменьшение времени температурной инерции атмосферы к полюсу можно объяснить влиянием адвекции тепла. При характерной скорости горизонтальной адвекции температурных возмущений в атмосфере СП $U_{T_a} \sim 10$ км/ч (см. [173]) на масштабе $L \sim 10^3$ км соответствующее характерное время $\tau_{T_a} \sim L/U_{T_a} \sim 10^2$ ч ~ 4 сут. Это время заметно меньше характерного времени для вертикального распространения температурной волны от поверхности в тропосфере со скоростью $U_{T_\kappa} \sim 10$ м/ч (см. рис. IV.1.3*а* и [173]). Для характерного масштаба тропо-

[1] Как отмечено, вблизи 75° с. ш. поток уходящей тепловой радиации в среднегодовом режиме сравнивается с потоком солнечной радиации, приходящей на верхнюю границу атмосферы.

сферы $H = 12$ км по вертикали $\tau_{T_к} \sim H/U_{T_к} \sim 12$ км : 10 м/ч $\sim$ ~ 50 сут. В результате температурная инерция атмосферы в высоких широтах может определяться адвективными механизмами, а в средних — радиационными и конвективными.

На основе сделанных в [173] оценок $\omega_г \tau_{T_к} \approx 1$, где $\omega_г = 2\pi/T_г = 1/58$ сут — угловая частота вращения Земли вокруг Солнца и соответственно вариаций инсоляции. Это означает, что высота слоя атмосферы, прогреваемого в годовом ходе от поверхности Земли, соответствует высоте тропосферы. Аналогично в суточном ходе ($T_с = 1$ сут, $(\omega_с/\omega_г)^{-1} = T_с/T_г = 1/365 \ll 1$) со скоростью около 10 м/ч прогревается приземный слой $h \sim 100$ м и $h/H \sim (\omega_с/\omega_г)^{-1} \sim 10^{-2}$. Особенность приземного слоя выявлена в [171, 173] как для весенней фазы, так и для осенней. Таким образом, с двумя характерными частотами $\omega_с$ и $\omega_г$ изменения граничных условий на верхней границе атмосферы связаны два температурных скин-слоя: приземный слой и тропосфера.

Для осеннего режима СП выполняется $t_{\downarrow \tau_з} > t_{\downarrow \tau_з}$ и выхолаживание атмосферы носит адвективный характер [173]. Отметим, что фаза осени (момент осеннего достижения среднегодового режима) для температуры атмосферы движется от полюса к экватору практически с постоянной скоростью, определяемой скоростью движения порядка 10 м/ч соответствующей фазы инсоляции, запаздывание при этом составляет примерно месяц.

Как отмечено в [171], результаты могут зависеть от масштабов осреднения в неоднородной по горизонтали и высоте системе. Согласно [171], не на всех широтах φ и высотах z весенний прогрев тропосферы носит характер вертикального прогрева от поверхности. В частности, в субтропических широтах на уровне и вблизи планетарного погранслоя температура атмосферы достигает весной своего среднегодового значения раньше, чем температура поверхности соответствующих широт. Это можно объяснить адвективным прогревом со стороны экватора. О степени «конвективности» или «адвективности» прогрева системы можно судить по стратификации изохронных кривых — горизонтальному или вертикальному их напластованию (см. также [173]). Роль адвекции, в частности, проявляется в высоких широтах и в тропических.

Для атмосферы ЮП соответствующий анализ с использованием данных [391] был проведен в [175]. Согласно рис. IV.1.5, граница области прогрева на $\Delta T = 1$ К относительно июльского режима распространяется сверху из стратосферы средних широт ЮП. Южнее границы тропической тропопаузы в средних широтах происходит резкое (в пределах месяца) распространение границы прогрева в августе—сентябре глубоко в тропосферу сквозь полярную тропопаузу. При этом в нижней тропосфере 20—30-х широт ЮП выше пограничного слоя существует область неопределенности положения границы прогрева в сентябре ($t = 9$) из-за дискретности используемых данных. Эта область связана с температурной особенностью области вблизи верхней границы пограничного слоя атмосферы 20-х широт.

Как отмечено в [175], распространение границы прогрева носит характер температурного «пробоя» из стратосферы в тропосферу. В области стратосферной инжекции в тропосферу (СИТО) в пределах месяца в августе—сентябре на 1 К прогревается относительно июля сравнительно узкий канал атмосферы до пограничного слоя. Зона теплового пробоя затем расширяется и, объединяясь

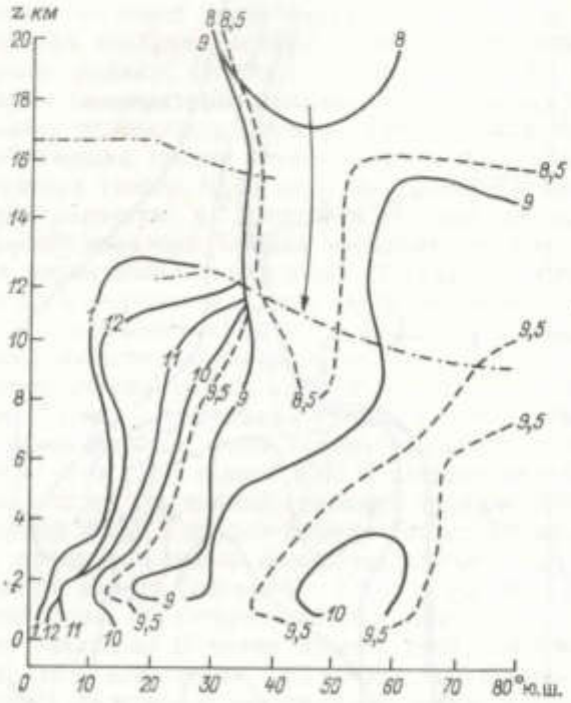


Рис. IV.1.5. Широтно-высотное смещение границ прогрева атмосферы южного полушария в годовом ходе на 1К относительно июля.
Изохроны соответствуют месяцам.

с областью прогрева на 1 К из Антарктики, выявляет в октябре ($t = 10$) особенность зоны 40—50-х широт. Прогрев этой практически чисто океанической зоны запаздывает относительно окружающих областей. В ноябре граница области прогрева, выявляя структуру тропопаузы, распространяется в тропосфере к экватору. Для сравнения приведены соответствующие границы прогрева атмосферы ЮП на $\Delta T = 5$ К относительно июля. Проявляется термическая особенность области «ревущих сороковых».

В [175] проведен также анализ процесса охлаждения атмосферы ЮП в годовом ходе соответственно на $\Delta T = -1$ К и $\Delta T = -5$ К (рис. IV.1.6) относительно января. Выявляется проникновение области охлаждения из стратосферы в тропосферу. Осенние области охлаждения атмосферы на 1 и 5 К, расширяющиеся из

Антарктики, при объединении с соответствующими областями охлаждения из стратосферы выявляют особенность ревущих сороковых (ОРС).

Кроме того, в [175] показана динамика изохрон $t_ф(\varphi, z) = \text{const}$ весенней фазы температуры атмосферы ЮП в годовом

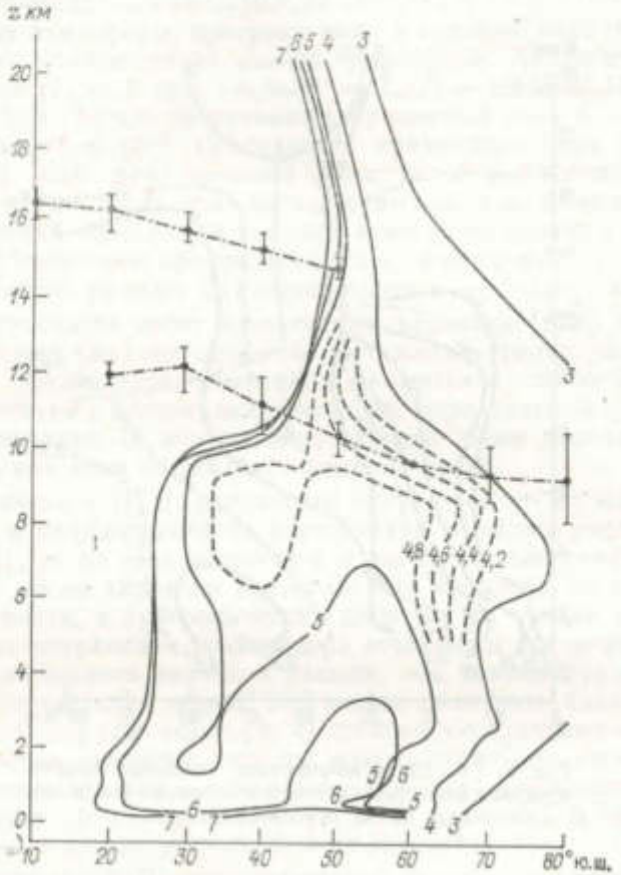


Рис. IV.1.6. Изохронные границы областей охлаждения зональной атмосферы южного полушария в годовом ходе на 5К относительно января.

ходе. Крайнее южное положение тропической тропопаузы [145], отмеченной кружками, достигается не во все сезоны. Вертикальные отрезки соответствуют отклонению высоты тропопаузы относительно среднегодового режима.

Согласно [175], «весна» движется от экватора поверх тропической тропопаузы в сторону южного полюса. За южной границей тропической тропопаузы в окрестности 50° ю. ш. в сентябре—октябре происходит резкое распространение весенней фазы вниз к полярной тропопаузе и даже проникновение сквозь полярную

тропопаузу в тропосферу над 40—50-ми широтами. Наряду с распространением весенней фазы из стратосферы она распространяется со стороны экватора поверх пограничного слоя и одновременно от антарктического щита (начиная с 10,3 мес). Граница фазы весны от антарктического щита распространяется вверх к тропопаузе и в сторону экватора. В начале ноября граница фазы антарктической весны достигает тропопаузы и происходит ее слияние с границей весенней фазы идущей из стратосферы. Сформированная общая изохрона поверх полярной тропопаузы смещается в сторону полюса. Особенность эволюции изохрон весенней фазы для поля температуры в окрестности антарктической тропопаузы выявляет особенность формирования последней.

После сближения границ весенней фазы из стратосферы и со стороны экватора (около 10,75 мес) «вторичная» граница весенней фазы распространяется в средней и верхней тропосфере (выше 3 км) в сторону экватора. Общая изохрона весенней фазы, сформированная первичными изохронами 0-фазы из стратосферы, из Антарктики и со стороны экватора, выявляет особенность ревущих сороковых. Эта область оказывается термически более инерционной в отношении наступления «весны».

Аналогично показана динамика изохрон $t = t_ф(\varphi, z) = \text{const}$ осенней (л) фазы для температурного режима атмосферы ЮП в годовом ходе. Граница фазы осени смещается поверх тропической тропопаузы от 20-х широт ЮП в сторону экватора и в сторону южных широт. За южной границей тропической тропопаузы граница осенней фазы в начале апреля (около 3,8 мес) резко снижается и проникает сквозь полярную тропопаузу в тропосферу. Одновременно в апреле (начиная с 3,7 мес) распространяется граница осенней фазы от антарктического щита вверх к тропопаузе и в сторону экватора. В конце апреля (около 4,4 мес) граница фазы антарктической осени достигает тропопаузы. При этом (около 4,5 мес) происходит ее слияние с изохроной осенней фазы, распространяющейся из стратосферы, и формируется общая изохрона в окрестности антарктической тропопаузы.

Эволюция температурного режима атмосферы в режиме осенней фазы заметно отличается от эволюции в режиме весенней фазы в окрестности антарктической тропопаузы. Так, граница весенней фазы (потепления), проникающая из стратосферы, поворачивает в тропосфере к полюсу (в более холодную область тропосферы), тогда как стратосферная граница осенней фазы (похолодания) поворачивает в тропосфере в сторону более теплой тропической области. Согласно [175], с этим, в частности, можно связать особенность изменения высоты антарктической тропопаузы в годовом ходе, в том числе то, что летом высота антарктической тропопаузы ниже, чем зимой.

В тропосфере после сближения границ осенней фазы из стратосферы и со стороны Антарктики динамика общей вторичной границы осенней фазы выявляет особенность ОРС. Отмечена также особенность в нижней тропосфере 20-х широт ЮП выше пограничного слоя.

Приведенные результаты выявляют различие температурной
люции атмосферы в годовом ходе для ЮП и СП в целом.
В [175] приведены широтные зависимости времени достижения
енней ($t_\uparrow$) и осенней ($t_\downarrow$) фаз для температуры атмосферы
оверхности $T_a(0)$ и рассчитанной средней температуры T_a
лба тропосферы с зависящей от широты высотой по данным
1] для ЮП. При этом отмечены также соответствующие значе-
времени $t_\uparrow$ и $t_\downarrow$ для средней температуры столба атмосферы
уровня 1012,5 гПа до одинакового для всех широт уровня
гПа в нижней стратосфере. Для сравнения приведены также
чения времени достижения соответствующих фаз инсоляции.
Согласно [175], для весенней фазы от 30-х до 50-х широт вы-
няется неравенство $t_\uparrow(T_a) < t_\uparrow(T_a(0))$. Вне этих широт выпол-
тся обратное неравенство, что указывает на то, что весенний
грев тропосферы в целом идет от поверхности (конвективного
а) аналогично весеннему прогреву тропосферы СП южнее
с. ш. Таким образом, сравнение весенней эволюции температур-
режима атмосферы двух полушарий выявляет особенность
ТО и ревущих сороковых в ЮП. Следует отметить, что в СП
ечается локальный минимум положительной разности $t_\uparrow(T_a) -$
$(T_a(0))$ для 30-х широт, тем не менее знак разности не меня-
в этих широтах.

Несмотря на географические различия полушарий и особен-
ь СИТО и ревущих сороковых в ЮП температурный прогрев
осферы для ЮП, как и для СП в целом, конвективного типа.
этом среднегодовой режим $T_p(z)$ для ЮП в целом в преде-
тропосферы до высоты 13 км достигается весной в более позд-
моменты времени, чем $t_\uparrow$ $(T_{a,p}(0)) = 10{,}5$ мес. Это указывает
о, что для ЮП в целом прогрев тропосферы до высоты порядка
м в годовом ходе идет в основном от поверхности. Выше 13 км
$_p(z)) < t_\uparrow(T_{a,p}(0))$ и в стратосфере источник прогрева дол-
быть другой, связанный с озоном. При полушарном осреднении
ЮП по данным [391] получено значение высоты тропопаузы
$_p = 12{,}3$ км, близкое к полученной выше высоте потенциального
ического влияния поверхности в годовом ходе.

Следует также отметить, что для весенней фазы высоте плане-
ого погранстроя соответствует минимум $t_\uparrow(z)$. Локальным
нимумом $t_\uparrow(z)$ на высоте порядка 0,1 км выделяется призем-
(приводный) слой.

Для осенней фазы в ЮП согласно [175] на широтах южнее
о. $t_\uparrow(T_a) > t_\uparrow(T_a(0))$. Это указывает на то, что процесс вы-
живания атмосферы Антарктики идет от поверхности (конвек-
ого типа), тогда как в СП он носит адвективный характер и
сех широтах $t_\downarrow(T_a) < t_\downarrow(T_a(0))$. При этом для осенней фазы
СП проявляется минимум для положительной разности
$_a(0)) - t_\downarrow(T_a)$, но знак разности не меняется с широтой, как
П.

ерхняя тропосфера ЮП в целом осенью охлаждается быстрее
ьше $t_\downarrow$), чем поверхность. Резкое уменьшение $t_\downarrow$ с высотой
происходит в окрестности высоты тропопаузы как весной, так и осенью. Если в СП процесс выхолаживания атмосферы носит в целом адвективный характер, то в ЮП в большей степени играет роль охлаждение от поверхности, в частности, в связи с наличием на южном полюсе Антарктиды.

Различие эволюции температурных режимов атмосферы ЮП и СП связано с географическими особенностями полушарий и солнечной орбиты Земли. В термодинамике ЮП важную роль блокатора взаимного влияния Антарктики и тропических широт выполняет ОРС. При этом термодинамика атмосферы ЮП существенно определяется сочетанием материка на Южном полюсе и окружающего его инерционного и теплоемного океана. Особенность СИТО можно связать с нисходящей ветвью циркуляционной ячейки в атмосфере ЮП.

Особенность ревущих сороковых и взаимодействия атмосферы и океана в 40—50-х широтах проявляется и в динамике среднего вертикального градиента температуры в тропосфере в годовом ходе (см. п. II.2).

В [177, 181] наряду с уже отмеченными особенностями температурного режима тропосферы и тропосферно-стратосферного взаимодействия выявлены особенности полярных широт средней и верхней стратосферы и мезосферы. Прогрев стратосферы весной распространяется из области на высотах 35—40 км в 60-х широтах ЮП. Прогрев стратосферы СП из области полярных широт на высотах около 25—30 км сопровождается распространением границы 0-фазы из верхней стратосферы тропических широт. Охлаждение стратосферы характеризуется смещением границы π-фазы от стратопаузы полярных и тропических широт. Общая изохрона π-фазы от стратопаузы тропических широт и из стратосферы ЮП проникает в СП до 40-х широт.

Значения параметра ангармоничности годового хода температуры атмосферы $\Delta_+ t = t_\downarrow - t_\uparrow$ максимальны в тропических широтах. Следует отметить различие значений $\Delta_+ t$ в тропических широтах тропосферы согласно [181] при использовании данных [247] по сравнению с [391] (хотя и в том и другом случае использовались одни и те же исходные данные [391]). Дело в том, что в [247] использовались данные на уровнях, отстоящих друг от друга на 5 км по высоте, тогда как в [391] использовались более детальные данные на 11 уровнях от 1000 до 50 гПа. При этом в [179, 181] наряду с $\Delta_+ t < 6$ мес в тропиках проявляются и $\Delta_+ t > 6$ мес в нижней тропосфере около экватора. Не удивительно, что при малых амплитудах годового хода температуры атмосферы и при наличии полугодовой гармоники в тропиках результаты могут зависеть от масштаба осреднения.

Тропосфера полярных широт характеризуется величинами $\Delta_+ t$ меньше 5,5 мес. При этом большую часть года температура в полярных областях ниже среднегодовой, как и в окрестности тропопаузы и под ней. Увеличение значений $\Delta_+ t$ отмечено кроме тропических широт в тропосфере, верхних частях стратосферы и мезосферы также в нижней тропосфере средних и субполярных широт

СП и ЮП, в полярных областях стратосферы и в верхней мезосфере. Высокие величины $\Delta_+ t$ (до 7—8 мес) отмечены в верхней мезосфере (особенно в тропических широтах). В нижней мезосфере и вблизи стратопаузы значения $\Delta_+ t$ уменьшаются (до 4—5 мес и менее).

В зонах с $\Delta_+ t < 6$ мес аналогично системам триггерного типа режим отрицательных отклонений относительно среднегодового режима затягивается, а режим положительных отклонений в стадии нагрева более короткий и с большей амплитудой. В окрестности тропопаузы и стратопаузы, в частности, проявляются пониженные значения $\Delta_+ t$. При этом тропопауза и стратопауза — границы раздела между зонами действия различных источников нагрева атмосферы. Параметр ангармоничности годового хода $\Delta_+ t$ может оказаться полезной характеристикой для диагностики источников (истоков) нагрева атмосферы.

Следует отметить межполушарную асимметрию широтно-высотного распределения $\Delta_+ t$. В частности, выявлены различия ЮП и СП в нижней стратосфере. В нижней стратосфере ЮП выделяются области полярных и средних широт на высотах около 20 км. Существенные различия $\Delta_+ t$ отмечены в верхней стратосфере полярных широт СП и ЮП.

В [179] отмечено, что основные особенности годового хода температурного режима атмосферы воспроизводятся моделью общей циркуляции атмосферы (МОЦ) [365]. В то же время выявлены и заметные различия амплитудных и фазовых характеристик годового хода температурного поля тропосферы и нижней стратосферы. В модели, в частности, отмечено более слабое термическое взаимодействие стратосферы с тропосферой.

Сравнение результатов анализа годового хода температурного режима стратосферы и мезосферы по спутниковым [247] и ракетным [121, 333] данным на высотах от 25 до 80 км выявило наряду со сходством общих закономерностей и некоторые различия [171, 181].

Геопотенциал. Годовой ход поля геопотенциала в атмосфере СП и ЮП также заметно различается. При анализе данных [391] отмечено распространение последовательных вертикально расположенных изохрон 0-фазы в тропосфере высоких широт ЮП выше погранслоя от полюса. В стратосфере ЮП, как и для поля температуры, отмечено опускание границы 0-фазы геопотенциала за южной оконечностью тропической тропопаузы и даже проникновение в тропосферу в 30—40-х широтах; в свободной тропосфере окрестность 50-х широт ЮП характеризуется некоторым запаздыванием достижения среднегодового значения геопотенциала весной [172, 177, 181].

Осенняя эволюция поля геопотенциала в атмосфере ЮП отличается от весенней. Граница π-фазы от антарктического щита в марте — апреле распространяется вверх и в сторону тропиков. Наряду с этим в апреле отмечено опускание последовательных изохрон π-фазы из стратосферы за южной границей тропической

тропопаузы. Наиболее глубоко в тропосферу граница π-фазы из стратосферы проникает в субтропических широтах. В результате сближения изохрон π-фазы от антарктического щита и из стратосферы выявляется особенность субантарктической области над полярной тропопаузой.

На рис. IV.1.7*а* приведены изохроны 0-фазы ($t_\downarrow$) весеннего достижения геопотенциалом его локального среднегодового значения на разных высотах и широтах в атмосфере СП по данным [387]. У апрельских изохрон выявляются меридиональные ячейки общей циркуляции атмосферы: подъем последовательных изохрон 0-фазы в тропосфере и стратосфере выше 16 км с опусканием на высотах 8—16 км в субполярных широтах, разворот границ 0-фазы из 50-х широт и от экваториальных широт к субтропическим в нижней тропосфере, в полярных широтах подъем границы 0-фазы сопровождается смещением к полюсу. Таким образом в годовом ходе зонального поля геопотенциала выявляется трехъячейковая меридиональная структура в тропосфере.

Выявляется также особенность субтропического струйного течения на высоте около 12 км с более поздним весенним достижением среднегодового режима геопотенциала. Задержкой достижения режима 0-фазы характеризуется субтропическая область в пограничном слое атмосферы и стратосфере полярных широт на высоте около 20 км. Наряду с этим в полярных широтах СП на высоте около 15 км отмечены минимальные значения $t_\downarrow$. (При этом в стратосфере полярных широт проявляется двухъячейковая структура.)

Эволюция границ π-фазы геопотенциала атмосферы СП в годовом ходе на рис. IV.1.7*б* существенно отличается от эволюции границ 0-фазы. Проявляется двухъячейковая структура: подъем последовательных изохрон π-фазы ($t_\downarrow$) от поверхности полярных широт с поворотом к субтропикам. Еще одна двухъячейковая структура проявляется в нижней стратосфере (выше уровня 100 гПа) тропических и внетропических широт.

Адвективный (межширотный) характер распространения более сильно проявляется для π-фазы годового хода поля геопотенциала, чем для 0-фазы (для последней практически только в диапазоне средних широт).

Плотность атмосферы. На рис. IV.1.8 представлены в широтно-высотном разрешении изохроны 0- и π-фаз для поля плотности ρ стратосферы и мезосферы в годовом ходе по данным [247] для СП и ЮП на высотах от 20 до 80 км. На рис. IV.1.8*а* отмечено смещение границы 0-фазы в антарктических широтах от стратопаузы в нижнюю стратосферу со смещением в сторону полюса. В нижней мезосфере граница 0-фазы распространяется от стратопаузы вверх и от полюса. Для π-фазы годового хода на рис. IV.1.8*б* характерно опускание последовательных изохрон в антарктических широтах от мезопаузы в нижнюю стратосферу (в мезосфере со смещением от полюса). При этом в высоких широтах ЮП граница 0-фазы опускается от стратопаузы до высоты 20 км несколько бы-

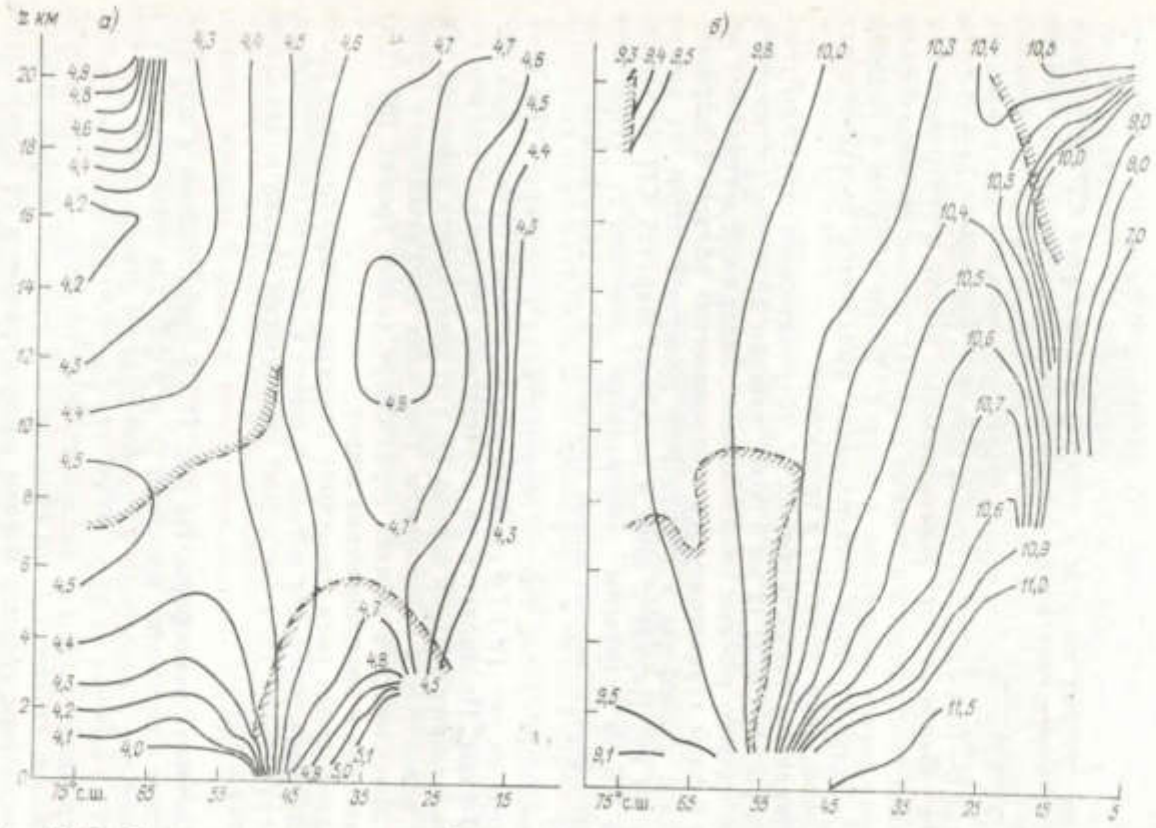


Рис. IV.1.7. Последовательные изохроны 0-фазы (*а*) и π-фазы (*б*) годового хода геопотенциала для атмосферы северного полушария.

Штрихпунктиром отмечены границы заштрихованных областей с опережающим (*а*) или запаздывающим (*б*) достижением соответствующих фаз температурным полем.

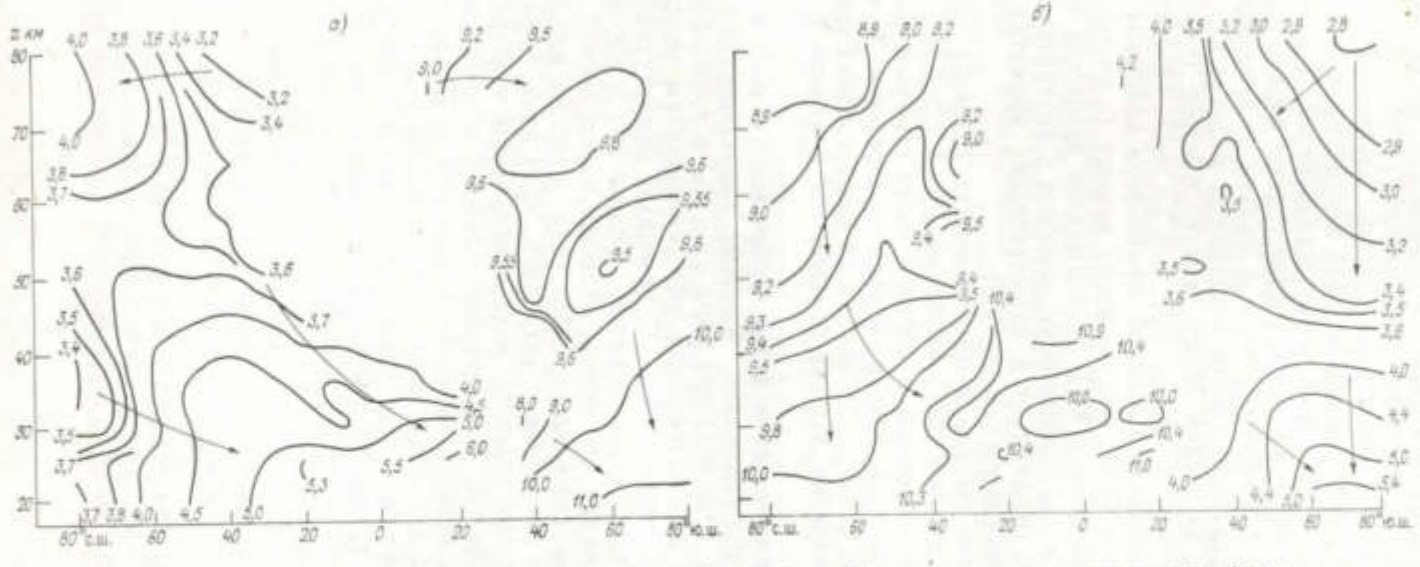


Рис. IV.1.8. Последовательные изохроны 0-фазы (*а*) и π-фазы (*б*) годового хода плотности атмосферы

стрее (за 1,5 мес), чем граница π-фазы (за время около 2 мес).

В арктических широтах СП эволюция границ π-фазы годового хода ρ в страто- и мезосфере подобна выявленной для высоких широт ЮП. Весенняя эволюция поля плотности стратосферы высоких широт СП и ЮП существенно различается. Для высоких широт СП характерно распространение границ 0-фазы адвективного типа от полюса в стратосфере и к полюсу в мезосфере. Следует отметить, что граница π-фазы в полярных широтах СП опускается от мезопаузы до уровня 20 км заметно быстрее (около месяца), чем в полярных широтах ЮП (за 2,5 мес). Режимы 0-фазы и π-фазы годового хода в нижней стратосфере полярных широт для СП достигаются более чем на месяц раньше (с учетом сдвига на 6 мес) по сравнению с ЮП. Запаздывание процессов перестройки термического и циркуляционного режимов в антарктической атмосфере должно отражаться в климатических эффектах, подобных эффекту озонной дыры (см. п. IV.3).

При анализе степени асимметричности годового хода ρ с использованием данных [247] выявлено, что $\Delta_+ t > 6$ мес в тропических широтах мезосферы и верхней части стратосферы, а также в высоких широтах нижней и средней стратосферы. В стратосфере средних широт СП $\Delta_+ t < 6$ мес, тогда как в средних широтах ЮП отмечаются значения $\Delta_+ t$ как больше, так и меньше 6 мес.

Влагосодержание атмосферы. Существенную роль в атмосфере играет ее влагосодержание. Фазовые характеристики эволюции поля массовой доли водяного пара q_{H_2O} (q_v) в тропосфере, в частности СП в целом, соответствуют особенностям эволюции поля температуры в годовом ходе. С помощью амплитудных характеристик выявляется существенность тропических и субтропических широт в снабжении атмосферы водяным паром весной. Это отражается и в особенностях годового хода энтропии влажной атмосферы (S_v) по сравнению с энтропией сухой атмосферы (S_d).

Характеристики годового хода температуры и энтропии сухой атмосферы подобны. Для энтропии влажной атмосферы в 0-фазе годового хода меньше выделяется весенняя особенность средних широт СП, так как существенна роль переноса влаги тропических широт. На значение гидрологического цикла в атмосфере указывает и то, что режим 0-фазы для S_v в пределах атмосферного погранслоя устанавливается заметно быстрее, чем для S_d. При этом режим 0-фазы для q_{H_2O} устанавливается заметно позже, т. е. относительно небольшие изменения влажности атмосферы могут приводить к существенным изменениям термодинамического режима атмосферы, по крайней мере в пределах погранслоя.

Облачность. При анализе 0- и π-фаз годового хода с зональным осреднением облачности n и зональным осреднением отдельно над сушей (n_c) и над океаном (n_o) выявляются различные режимы для ячеек Хедли, Ферреля и полярной ячейки (рис. IV.1.9). Синфазность годового хода n, n_c и n_o в СП для широт полярной ячейки и ячейки Хэдли, противофазность — для широт ячейки Ферреля. Существенно, что границы 0-фазы годового хода n, n_c и n_o смещаются от средних широт в полярные, тогда как границы π-фазы наоборот — от полярных к средним [144].

В целом (кроме 0-фазы для n_c) противоположны тенденции смещения границ 0- и π-фазы для n, n_c и n_o — соответственно от средних широт СП к тропическим для 0-фазы и наоборот для π-фазы. В тропических широтах границы π-фазы годового хода n, n_c и n_o смещаются к экватору. Для смещения границы 0-фазы в тропиках выявлены разные тенденции, в том числе для n и n_c отмечена тенденция смещения от приэкваториальных широт к тропическим.

Выявленные тенденции соответствуют в целом структуре общей циркуляции атмосферы с тремя меридиональными ячейками: режим фазы роста облачности (0-фаза) достигается раньше в широтных зонах с восходящими ветвями ячеек (около экватора и в 50-х широтах СП), а режим фазы уменьшения облачности (π-фаза) раньше достигается в широтных зонах с нисходящими ветвями ячеек (около 30 и 90° с. ш.).

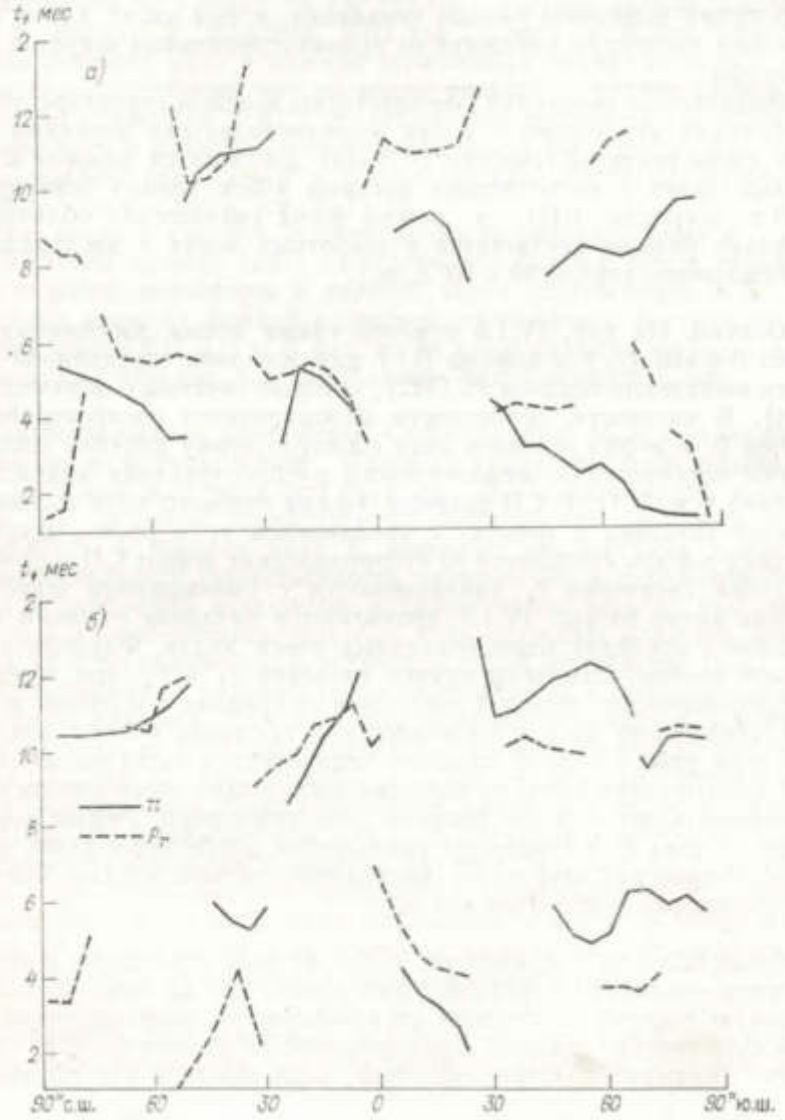
Осадки. На рис. IV.1.9 отмечен также время достижения режима 0-фазы ($t_\uparrow$) и π-фазы ($t_\downarrow$) для зонально осредненной скорости выпадения осадков P_r [322], которые связаны с облачностью [144]. В частности, особенности межширотного распространения границ 0- и π-фаз годового хода согласно этому рисунку соответствуют особенностям межширотного распространения индийского муссона (см. V.1). В СП граница 0-фазы годового хода P_r смещается от экватора к тропику с увеличением $t_\uparrow$ с ростом широты, граница π-фазы смещается от субтропических широт СП в сторону экватора (значения $t_\downarrow$ увеличиваются с уменьшением широты).

Как видно из рис. IV.1.9, проявляются различия годового хода осадков в пределах меридиональных ячеек Хэдли, Фарреля и полярной ячейки. Отмечены скачки значений $t_\uparrow$ и $t_\downarrow$ при переходе от субтропических широт к средним и от средних к высоким широтам. Индийский муссон развивается в пределах ячейки Хэдли и при этом режим 0-фазы годового хода осадков в стадии их роста достигается ранее всего на широтах восходящей ветви ячейки с вовлечением влаги в более высокие слои атмосферы. Режим π-фазы годового хода P_r в стадии их уменьшения достигается ранее всего в субтропических широтах с нисходящей ветвью ячейки Хэдли и относительным дефицитом влаги.

Озон. Одна из современных задач физики атмосферы и теории климата — влияние стратосферных изменений на земную климатическую систему. Состояние стратосферы, ее энергетический режим существенно связаны с распределением стратосферного озона и его динамикой. Стратосферный озон важен и как индикатор атмосферной циркуляции и антропогенных изменений состава атмосферы. В настоящее время наряду с наземными, зондовыми и ракетными измерениями развивается система глобального спутникового мониторинга атмосферного озона.

Особенности изменений стратосферного озона отражают сложность фотохимических, радиационных и динамических процессов в атмосфере. Сильно зависят особенности динамики q_O, от высоты слоя в атмосфере и от широты. В изменениях стратосферного озона проявляется значительная ангармоничность его годового хода. Диагностика годового хода содержания озона в стратосфере проводилась с помощью метода амплитудно-фазовых характеристик.

В [70, 71] для диагностики динамики стратосферного озона в годовом ходе использовались зонально осредненные среднемесячные данные для отношения смеси озона q_O на различных уровнях от 20 до 0,4 гПа (25—50 км) от 80° с. ш. до 80° ю. ш. на основе спутниковых измерений [330] в 1978—1982 гг.



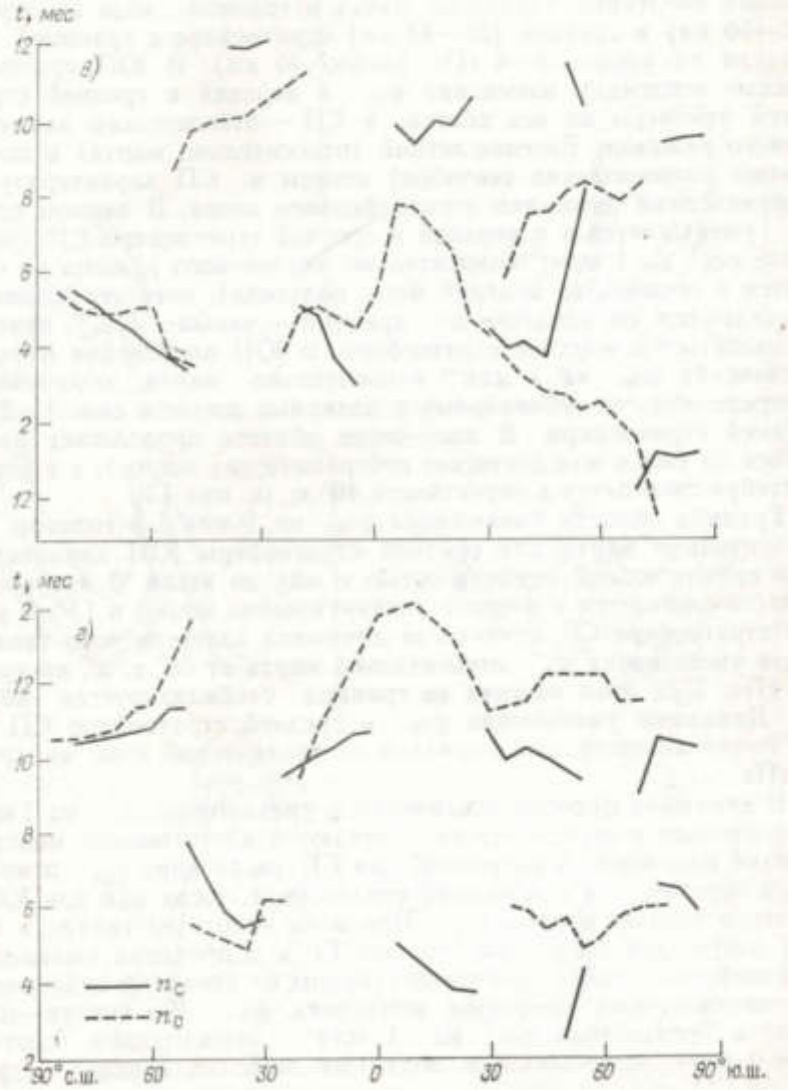


Рис. IV.1.9. Время ($t_\uparrow$ и $t_\downarrow$) достижения режима 0-фазы (*а*, *в*) и π-фазы (*б*, *г*) облачностью (n) и осадками (P_r) в зависимости от широты.
г — над океаном (n_o).

На рис. IV.1.10 показаны изохронные границы изменения q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ относительно декабрьского, мартовского, июльского и сентябрьского режимов q_{O_3} (φ, p) в последующие месяцы годового хода. Локальный фон (режим конкретного месяца, относительно которого рассматриваются изменения системы), изменяющийся от точки к точке, исключается и не затрудняет анализ временных вариаций содержания озона в атмосфере.

Амплитудная динамика на рис. IV.1.10 выявляет противоположные тенденции изменения озона в годовом ходе в верхней (40—50 км) и средней (25—40 км) стратосфере с границей (ГР) раздела на уровне 3—4 гПа (около 40 км). В ЮП противоположные тенденции изменений q_{O_3} в верхней и средней стратосфере отмечены во все сезоны, в СП — относительно зимнего и летнего режимов. Весенне-летний (относительно марта) и осенне-зимний (относительно сентября) сезоны в СП характеризуются особенностями динамики стратосферного озона. В первом случае q_{O_3} уменьшается и в верхней и средней стратосфере СП (увеличение q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ относительно мартовского режима не отмечается в течение, по крайней мере, полугода), хотя эти изменения проявляются со сдвигом по времени — раньше q_{O_3} начинает уменьшаться в верхней стратосфере. В ЮП апрельская изохрона увеличения q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ относительно марта ограничивает в апреле область субполярных и полярных широт в слое 1—2 гПа верхней стратосферы. В мае—июне область продолжает расширяться (и уже в мае достигает субтропических широт), а в июле—сентябре сжимается в окрестности 40° ю. ш. над ГР.

Граница области уменьшения q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ в годовом ходе относительно марта для средней стратосферы ЮП характеризуется сравнительной стабильностью с мая до июля. В августе эта область сжимается в сторону антарктических широт к ГР. В верхней стратосфере СП отмечается динамика дивергентного типа области уменьшения q_O относительно марта от 60° с. ш. на уровне 1,5 гПа. При этом нижняя ее граница стабилизируется вблизи ГР. Динамика уменьшения q_{O_3} в средней стратосфере СП также имеет дивергентный характер от арктической зоны на уровне 15 гПа.

В динамике фронтов увеличения и уменьшения q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ относительно сентября также отмечаются качественные межполушарные различия. В частности, для СП увеличение q_{O_3} отмечено как в верхней, так и в нижней стратосфере, тогда как для ЮП — только в средней стратосфере. При этом вплоть до января в каждом полушарии по разные стороны ГР и в пределах выделенных стратосферных слоев по разные стороны от экватора проявляются противоположные тенденции изменения q_{O_3}. В январе—марте область превышения q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ относительно сентября ($t = 9$ мес) проявляется в полярных широтах средней стратосферы СП и распространяется от арктических широт, а в верхней стратосфере СП уже не обнаруживается.

Отметим, что при меньшей амплитуде (например, $\Delta q = 0{,}5$ млн$^{-1}$) в верхней стратосфере СП область q_{O_3} (φ, p, t) —

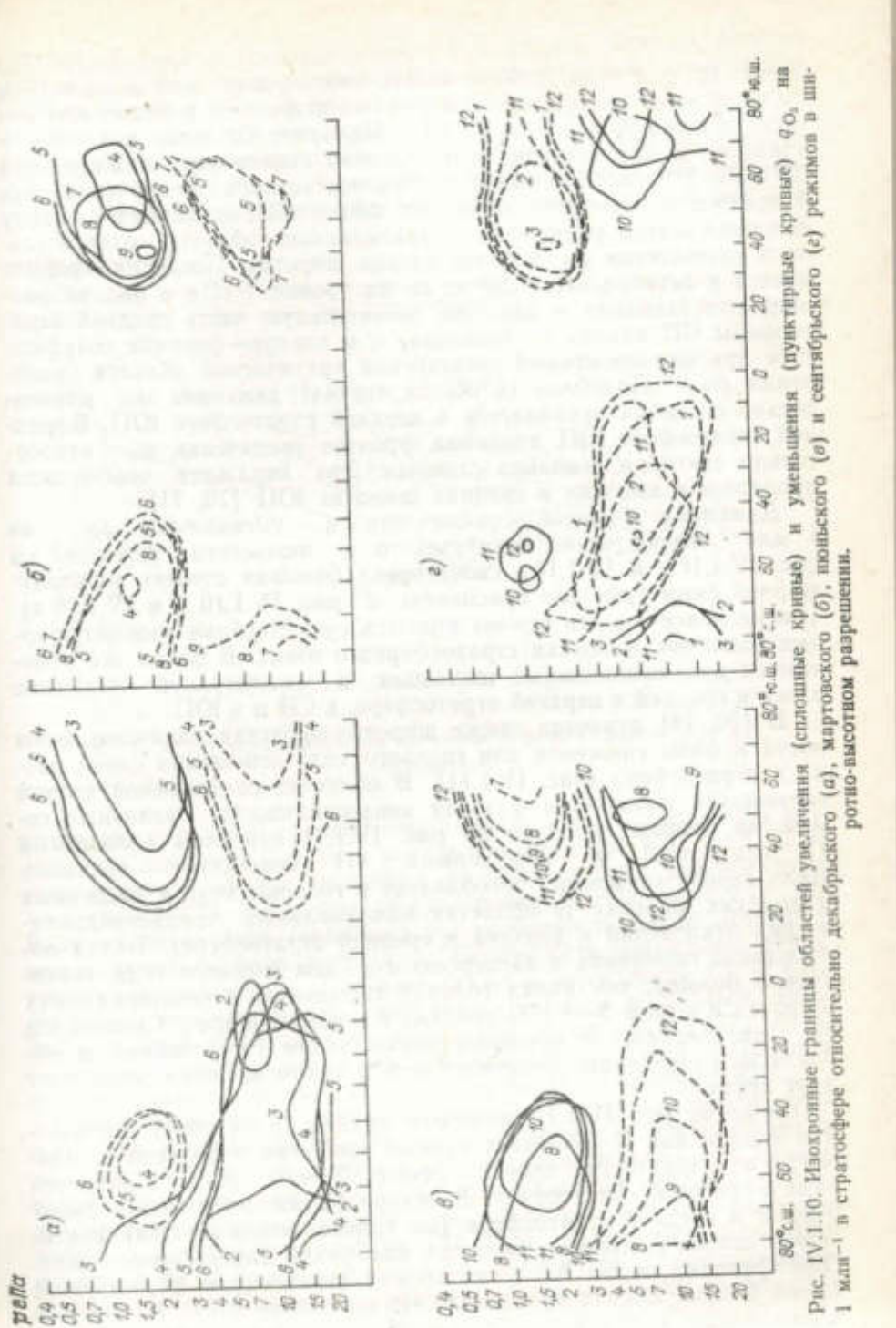


Рис. IV.1.10. Изохронные границы областей увеличения (сплошные кривые) и уменьшения (пунктирные кривые) q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ в стратосфере относительно декабрьского (*а*), мартовского (*б*), июньского (*в*) и сентябрьского (*г*) режимов в широтно-высотном разрешении.

$-q_{O_3}$ $(\varphi, p, t=9) \geqslant \Delta q$ относительного увеличения q_{O_3} к марту сдвигается из средних в полярные широты и в целом опускается (с нижней границей на ГР). Полярнее 70° с. ш. эта область занимает к марту среднюю и верхнюю стратосферу ниже уровня 0,7 гПа. Расширение области относительного увеличения q_{O_3} в средней стратосфере полярных широт СП от января к марту сопровождается уменьшением прилегающей области относительного уменьшения q_{O_3} в более низких широтах. Последняя формируется в октябре около 50° с. ш. на уровне 7 гПа и быстро расширяется, занимая к декабрю значительную часть средней стратосферы СП вплоть до экватора, а в январе—феврале сокращается при одновременном расширении арктической области увеличения q_{O_3}. Подобная (в общих чертах) динамика q_{O_3} относительно сентября проявляется в верхней стратосфере ЮП. В средней стратосфере ЮП динамика фронтов увеличения q_{O_3} относительно сентября довольно сложная. Это отражает особенности процессов в высоких и средних широтах ЮП [70, 71].

Динамике фронтов увеличения и уменьшения q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ относительно декабрьского и июньского режимов на рис. IV.1.10 *а* и IV.1.10 *в* свойственна бóльшая степень межполушарной симметрии (по сравнению с рис. IV.1.10 *б* и IV.1.10 *г*). Тем не менее и в эти сезоны имеются существенные межполушарные различия динамики стратосферного озона. В целом же отмечаются противоположные тенденции в амплитудной динамике озона в средней и верхней стратосфере, в СП и в ЮП.

В [70, 71] отмечена также широтно-высотная динамика фазы роста и фазы снижения для годового хода отношения смеси озона в стратосфере (рис. IV.1.11). В областях со значимой второй гармоникой появляется фазовая неоднозначность. Различные семейства фазовых изохрон на рис. IV.1.11 отмечены сплошными (I семейство) и штриховыми (II семейство) кривыми. Доля первой гармоники преобладает в годовом ходе в умеренных и высоких широтах (в областях максимальных среднеквадратических отклонений в верхней и средней стратосфере). Вклад полугодовой гармоники в дисперсию q_{O_3} для годового хода значительно больше, чем вклад годовой гармоники в экваториальных широтах и в слое 3—4 гПа средних и высоких широт. Годовой ход q_{O_3} определяется в основном двумя этими гармониками и области их раздельного доминирования в целом взаимно дополняют друг друга.

Согласно рис. IV.1.11, наиболее раннее (в октябре) достижение 0-фазы для II семейства кривых выявлено в верхней стратосфере над экватором, откуда фронт 0-фазы распространяется вниз в среднюю стратосферу. В январе формируется также фронт 0-фазы в средней стратосфере (на уровне около 15 гПа) арктических широт с широтно-высотной динамикой дивергентного типа. Одновременно около 70° с. ш. вблизи стратопаузы формируется фронт 0-фазы, откуда происходит его опускание к ГР. К марту из тропического и арктических фронтов формируется общий фронт 0-фазы, выявляя особенность нижней части средней стратосферы

СП от экватора до средних широт. Эта область характеризуется максимальной задержкой достижения среднегодового режима для отношения смеси озона в фазе роста весной СП.

Широтно-высотная динамика I семейства изохрон 0-фазы более сложная. При этом, как и в предыдущем случае, происходит опускание фронта 0-фазы в апреле—мае над тропиками от стратопаузы к ГР и выделение области субтропических и средних ши-

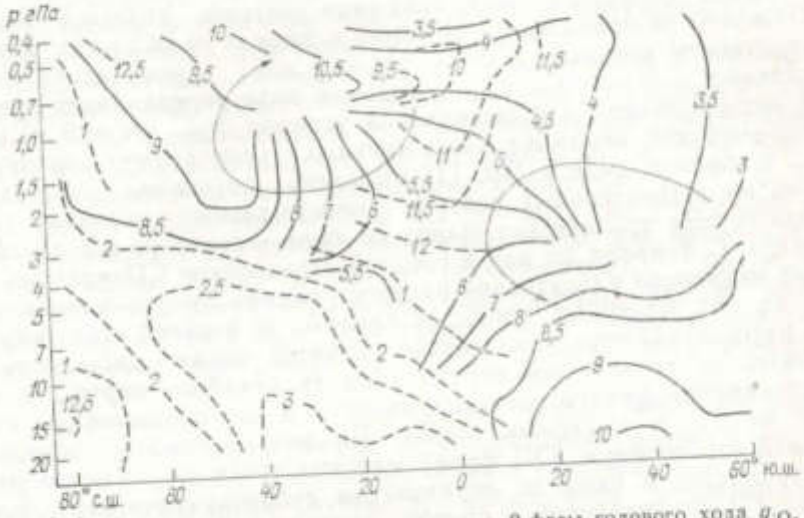


Рис. IV.1.11. Последовательные изохроны 0-фазы годового хода q_{O_3} в стратосфере.

рот в нижней части средней стратосферы ЮП. Существенно различается динамика 0-фазы в верхней стратосфере ЮП и СП. Следует отметить эффект вращения фазового фронта ревербераторного типа [1, 70, 71] в окрестности уровня 0,7 гПа около 30° с. ш. В динамике годовой гармоники эта особенность менее выражена, чем в динамике фазы роста q_{O_3}. Особенности спиральной структуры в динамике q_{O_3} отмечены также в окрестности ГР в ЮП. Эффект реверберaторного типа проявляется и в фазовой динамике годовой гармоники в окрестности слоя 7—10 гПа около экватора, а спиральная структура для полугодовой гармоники отмечена около уровня 2 гПа в окрестности 30-х широт ЮП.

Широтно-высотная динамика фронтов л-фазы годового хода q_{O_3}, как и динамика 0-фазы, характеризуется в приэкваториальных широтах вертикальным распространением вниз от стратопаузы (для обоих семейств изохрон), выделяется особенность распространения фронта л-фазы дивергентного типа от полярных широт в средней стратосфере СП. При этом распространение фронта л-фазы более медленно по сравнению с продвижением 0-фазы в этой области. В динамике л-фазы выявлены особенности конвергентного типа в окрестности уровня 10 гПа около 20° с. ш.

в средней стратосфере, в окрестности уровня 1 гПа около 10° с. ш. и в окрестности 0,5 гПа около 10° ю. ш. в верхней стратосфере.

Можно отметить существенное различие динамики 0- и π-фаз в верхней стратосфере. В частности, в ЮП распространение 0-фазы от высоких широт адвективного типа [70, 71] (в слое 1—3 гПа вплоть до 40-х широт СП), тогда как распространение π-фазы из верхней стратосферы в среднюю — конвективного типа [70, 71].

Важной характеристикой динамики системы является время достижения экстремальных режимов в разных ее областях. Ввиду дискретности озонных данных ($\Delta t = \frac{1}{2}$ мес) время достижения локальных экстремумов q_{O_3} в годовом ходе определялось линейной интерполяцией для выполнения условия $\partial q_{O_3} / \partial t = 0$. В широтно-высотной динамике максимальных (локальных) значений q_{O_3} в годовом ходе в [70, 71] выявлено опускание от стратопаузы последовательных изохрон максимальных значений q_{O_3} в стратосфере тропических широт (в июне — сентябре и с декабря по май). С февраля по май в средней стратосфере СП идет достаточно медленное адвективное распространение фронта максимальных q_{O_3} от полярных широт в средние. В верхней стратосфере СП распространение аналогичных фронтов носит дивергентный характер от тропической стратопаузы (в декабре—марте), в октябре—ноябре фронты распространяются в противоположную сторону от ГР и полярных широт. Во внетропических широтах верхней стратосферы ЮП фронт максимальных q_{O_3} быстро распространяется в июне от стратопаузы субантарктических широт и над ГР поворачивает в сторону экватора. Сформировавшийся к концу июля общий с опускающимся в тропиках фронт в августе проникает в среднюю стратосферу (в тропических широтах) и распространяется в сторону антарктических широт. В октябре—ноябре происходит резкое (инжекционного характера) опускание фронта от ГР в нижнюю часть средней стратосферы в 60-х широтах ЮП с адвективной составляющей в сторону высоких широт. Отметим, что именно в это время года на антарктической станции Сёва (69° ю. ш.) отмечалось быстрое и интенсивное увеличение общего содержания озона в атмосфере. В ноябре — декабре фронт максимальных значений q_{O_3} медленно продвигается в средней стратосфере в сторону более низких широт, быстро проходит 30—40-е широты ЮП и затем его продвижение к экватору опять замедляется.

В динамике фаз минимальных (локальных) значений q_{O_3} в годовом ходе отмечено опускание фронтов в тропических широтах от стратопаузы в сентябре—декабре и в феврале—июле. От апреля к июлю в верхней стратосфере СП фронт минимальных значений распространяется адвективно от тропических широт в полярные. В ноябре—декабре в верхней и средней стратосфере СП отмечено распространение аналогичных фронтов от полярных широт в средние. При этом в январе в верхней стратосфере СП проявляется особенность конвергентного типа. В верхней стратосфере ЮП фронт минимальных q_{O_3} распространяется в октябре—

декабре адвективно от тропических широт в антарктические, причем особенно быстро в декабре в средней части верхней стратосферы. В средней стратосфере ЮП фронт минимальных q_{O_3} достаточно медленно (от февраля к июлю) распространяется от полярных широт в субантарктические. Асинфазность достижения режима минимальных значений q_{O_3} в годовом ходе, как и максимальных, в значительной части верхней стратосферы ЮП и средней стратосферы СП мала — в пределах полумесяца. Существенные различия в динамике максимальных и минимальных значений q_{O_3} в годовом ходе проявляются в ЮП.

Характеристикой годового хода q_{O_3}, выявляющей степень его ангармоничности, может служить интервал годового цикла $\Delta_+ t = t_\downarrow - t_\uparrow$ с превышением q_{O_3} над локальным среднегодовым значением. Широтно-высотное распределение $\Delta_+ t(\varphi, p)$ в [70, 71] выявило межполушарную асимметрию с выделением ГР. В большей части средней стратосферы $\Delta_+ t > 6$ мес, при этом более резкие изменения содержания озона характерны для интервала годового цикла с пониженными значениями q_{O_3} ($q_{O_3} < \bar{q}_{O_3}$). В приэкваториальной стратосфере аналогичный режим свойствен и верхним ее слоям. Отмечаются ее особенности, связанные с проявлением спиральных структур в динамике 0-фазы годового хода q_{O_3}.

Аналогично в [70, 71] определено широтно-высотное распределение другой динамической характеристики годового хода — интервала роста $\Delta_\uparrow t$ содержания озона в стратосфере с $\partial q_{O_3} / \partial t > 0$. В распределении $\Delta_\uparrow t(\varphi, p)$ проявляется межполушарная асимметрия. Для большей части средней стратосферы полярных и средних широт $\Delta_\uparrow t < 6$ мес. В этих областях годовой ход характеризуется более резким ростом содержания озона, но более длительными интервалами его более плавного уменьшения. Проявляются и зоны очень резкого (инжекционного характера) роста q_{O_3} с $\Delta_\uparrow t$ примерно 3—4 мес, в частности в полярных областях. Большими значениями интервала роста (около 8 мес) характеризуется область ГР южного полушария. Этой областью совместно с аналогичной субтропической зоной верхней стратосферы отделяется область с $\Delta_\uparrow t < 6$ мес полярнее 40° ю. ш. В полярных областях верхней стратосферы СП также отмечаются повышенные (более полугода) значения интервала роста $\Delta_\uparrow t$. В тропических широтах структура распределения $\Delta_\uparrow t$ в стратосфере более пестрая, чем в средних и высоких широтах. Особенно резкие изменения $\Delta_\uparrow t$ с широтой и высотой отмечены около 20—30° с. ш.

Результаты, полученные в [70, 71], могут служить для выявления и подтверждения механизмов, определяющих динамику озона в годовом ходе, для тестирования фотохимических, радиационно-фотохимических моделей и моделей общей циркуляции атмосферы. В частности, отмечены особенности динамики озона в антарктической стратосфере, характеризующие эволюцию в годовом ходе озонной дыры [467, 477]. (Озонная дыра — проявление сильного весеннего минимума в общем содержании озона (ОСО) над Антарктидой, углубившегося в последние годы.)

Динамика озона в антарктической стратосфере (см. рис. IV.1.10 *в*, *г*) и в фазе максимума характеризует процесс заполнения озонной дыры в ноябре. Согласно рис. IV.1.10 *г*, фронт увеличения q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ относительно сентябрьского режима достаточно быстро опускается в ноябре над окрестностью 70° ю. ш. с распространением ниже уровня 15 гПа в сторону полюса. При этом фронт максимальных значений q_{O_3} опускается над 60-ми широтами ЮП и тоже распространяется к полюсу.

Анализ зональных спутниковых данных [369] подтверждает полученные результаты: фронт увеличения q_{O_3} относительно августа опускается в сентябре—ноябре в окрестности 60° ю. ш. из средней стратосферы в нижнюю и в тропосферу со смещением в более высокие широты. То, что рост ОСО в ноябре происходит за счет переноса озона из средней стратосферы, согласуется, в частности, с данными озонного зондирования на антарктических станциях Новолазаревская и Сёва. На станции Новолазаревская отмечено уменьшение высоты максимума от зимы к лету от уровня примерно 80 до 200 гПа, пока в октябре не появляется новый абсолютный максимум на уровне 30—40 гПа. Последний связан с переносом среднестратосферного озона. Последовательность заполнения озонной дыры в ОСО на станциях Сева и Амундсен-Скотт согласуется с направлением распространения фронтов увеличения q_{O_3} и его максимальных значений.

В [72] с помощью метода амплитудно-фазовых характеристик проведена сравнительная диагностика динамики стратосферного озона в годовом ходе по зональным спутниковым данным [330, 369] и в двухмерной фотохимической модели для нижней стратосферы и тропосферы [201]. В целом можно отметить качественное соответствие особенностей эволюции содержания озона в нижней стратосфере по данным и в модели, хотя проявляются и заметные количественные различия.

Во внетропических широтах южного полушария как для модели (q_{O_3} в мол/см^3), так и на основе спутниковых данных (q_{O_3} в млн$^{-1}$) отмечено опускание границ фазы роста, или 0-фазы, и фазы снижения, или π-фазы, концентрации озона q_{O_3} в годовом ходе (с одновременным достижением на разных широтах и высотах среднегодового режима соответственно в стадии роста и уменьшения q_{O_3}) в средней и нижней стратосфере. При этом граница фазы роста по спутниковым данным смещается из слоев средней стратосферы выше 35 км, тогда как граница фазы снижения формируется в марте заметно ниже — на уровне около 30 км. В модели, как и по данным, проявляется смещение последовательных изохрон границ фазы роста и фазы снижения в нижней стратосфере ЮП из более низких широт в сторону полярных. К октябрю граница фазы снижения достигает тропопаузы. Граница фазы роста к октябрю достигает уровня около 22 км в 60-х широтах ЮП, а к марту—апрелю — уровня тропопаузы.

В отличие от ЮП в стратосфере северного полушария не проявляется общее запаздывание достижения фазы роста и снижения

q_{O_3} в высоких широтах по сравнению с более низкими широтами. Область с достижением фазы роста расширяется в нижней стратосфере СП выше 20 км от полярных широт, а ниже 16 км проявляется тенденция смещения к полюсу. Соответствующие особенности эволюции содержания озона в стратосфере ЮП и СП проявляются при анализе амплитудных характеристик годового хода q_{O_3}. В [72] отмечены особенности изохрон границ областей увеличения и уменьшения концентрации озона в годовом ходе относительно июня и декабря.

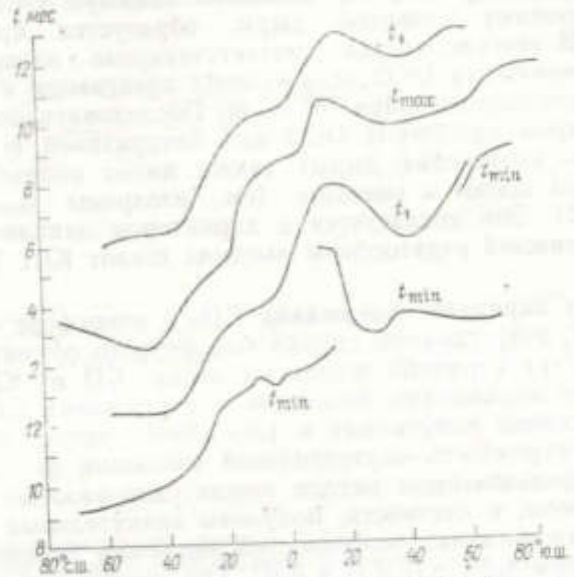


Рис. IV.1.12. Зависимость от широты времени ($t_{\uparrow}$, t_{max}, $t_{\downarrow}$ и t_{min}) достижения различных фаз (0-фазы, фазы максимума, π-фазы и фазы минимума) годового хода общего содержания озона в атмосфере.

Отмеченные особенности годового хода озона характеризуют, в частности, механизмы формирования и заполнения дефицита атмосферного озона — озонных дыр — в атмосфере полярных областей. Полученные результаты указывают на то, что проявление эффектов типа озонной дыры более свойственно Антарктике, чем Арктике.

По спутниковым данным [330] были рассчитаны фазовые характеристики для среднезонального распределения ОСО (рис. IV.1.12). В целом по земному шару границы всех фаз имеют тенденцию распространения с севера на юг. Наряду с этим фаза максимума ОСО во внетропических широтах СП смещается из средних широт в сторону арктических. В тропических широтах ЮП отмечается тенденция распространения фазовых изохрон от 40° ю. ш. в сторону экватора. Изохрона фазы минимума имеет

разрывы и характеризуется бимодальным распределением в окрестности 10 и 60—65° ю. ш. Последняя особенность связана с эффектом озонной дыры над Антарктидой. Согласно рис. IV.1.12, озонная дыра проявляется в условиях изоляции антарктической атмосферы от атмосферы более низких широт, в связи с чем она имеет ограниченные размеры (наблюдается южнее 60° ю. ш.) и более свойственна Антарктике, чем Арктике.

Ранее всего (в августе) весенний минимум ОСО, соответствующий режиму озонной дыры, образуется примерно над 60° ю. ш. В течение месяца соответствующие последовательные изохроны минимума ОСО (t_{min}=const) сдвигаются к полюсу, достигая в середине сентября 75° ю. ш. Последовательнотсь перемещения изохрон максимума ОСО над Антарктикой (т. е. последовательность заполнения дыры) также имеет направленность от более низких широт к высоким (см. изохроны t_{max}=const на рис. IV.1.12). Это согласуется с характером заполнения озоном средней и нижней стратосферы высоких широт ЮП [70, 71].

Сезонные вариации содержания CO_2 в атмосфере и биосфере. В [285, 397, 398] сделаны оценки биосферного обмена углеродом $\dot{q}_Б$ в кг/(м²·с) в разных широтных зонах СП и ЮП в связи с сезонными вариациями биосферы и содержания CO_2 в атмосфере. На основе полученных в [397, 398] результатов можно оценить асинхронность внутригодовой эволюции $\dot{q}_Б$ для разных широт с использованием метода амплитудно-фазовых характеристик. При этом, в частности, получены значительные межширотные различия фазовых особенностей эволюции биосферного обмена в годовом ходе для СП и ЮП. Так, весной при уменьшении $\dot{q}_Б$ в СП наиболее раннее (в мае) достижение режима $\dot{q}_Б$ = выявлено в тропических широтах около 20° с. ш. Затем последовательные изохроны с достижением этого режима распространялись в сторону полярных широт и в стороны экватора. При этом степень асинхронности оценена малой — в пределах полумесяца для разных широт.

Для ЮП весной наиболее раннее достижение режима $\dot{q}_Б$=0 выявлено в приэкваториальных широтах (в августе) с последующим смещением в сторону антарктических широт. Получена большая степень асинхронности (около 3 мес), в 40—50-х широтах ЮП соответствующий режим достигался в ноябре.

Противоположная фаза — фаза $\dot{q}_Б$ =0 при росте осенью — ранее всего (во второй половине сентября) в СП достигалась в приполярных широтах с последующим смещением в сторону низких широт. Отмечена большая степень асинхронности (более 2 мес): около экватора соответствующий режим $\dot{q}_Б$ =0 достигался в начале декабря. В ЮП степень асинхронности достижения соответствующей осенней фазы получена существенно меньшей, чем весной. Запаздывание достижения этой фазы (в феврале—марте) в 40—50-х широтах ЮП по сравнению с экваториальными широтами меньше месяца.

Характер эволюции содержания CO_2 в атмосфере q_{CO_2} в годовом ходе можно оценить, используя, в частности, результаты модели [397, 398]. На рис. I.1.4 *б* представлены последовательные изохроны (сплошные и штриховая кривые) с q_{CO_2} = 337 млн$^{-1}$.

Температурный режим океана. Глобальная эволюция ЗКС в годовом ходе определяется изменением режима Мирового океана. В [176] выявлены зональные особенности годового хода температуры Мирового океана в пределах квазиоднородного слоя и сезонного термоклина. Для диагностики динамики температурного поля океана методом амплитудно-фазовых характеристик использовались среднемесячные многолетние данные [350, 351] при зональном (одноградусном) осреднении на основе океанографических измерений на стандартных уровнях.

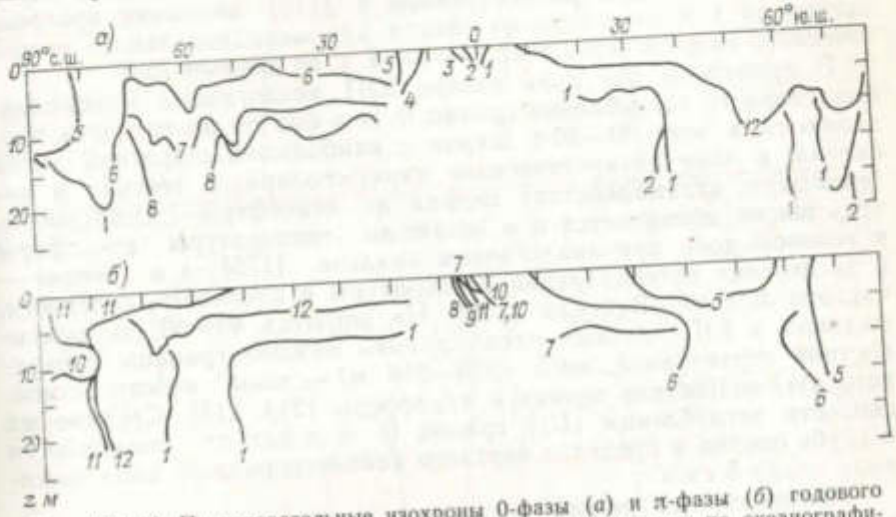


Рис. IV.1.13. Последовательные изохроны 0-фазы (*а*) и π-фазы (*б*) годового хода температуры океана в глубинно-широтном разрешении по океанографическим данным.

На рис. IV.1.13 в глубинно-широтном разрешении приведены последовательные изохроны весенней (0) и осенней (π) фаз годового хода. Отмечается межполушарная асимметрия динамики температурного поля океана. В осенней динамике температурного поля верхнего квазиоднородного слоя океана проявляется стабилизация границы π-фазы, распространяющейся из ЮП, вблизи экватора в июле—ноябре. Влияние ЮП в эволюции границы 0-фазы годового хода температуры океана чувствуется вблизи поверхности до широт около 45° с. При этом характерная горизонтальная скорость перехода границы 0-фазы из ЮП в СП в приэкваториальных широтах порядка 1 км/ч.

Севернее 45° с. ш. в свободном ото льда океане максимальная скорость прогрева (заглубление границы 0-фазы) порядка 10 см/ч проявляется около 60° с. ш. Аналогичная особенность отмечена

в динамике границы фазы выхолаживания (л-фазы) от поверхности в глубь океана. Для этих широт характерны особенности циркуляции атмосферы и океана и интенсивное их взаимодействие. В частности, около 60° с. ш. максимален меридиональный приток тепла в атмосфере и в океане [389], проявляется максимум дисперсии солености и потенциальной плотности, а также локальный максимум дисперсии потенциальной температуры в океане [350]. Особенность более быстрого прогрева на широтах около 60° с. подтверждается при рассмотренной в [176] динамике прогрева океана на 1 К относительно января для меридионального атлантического разреза через пояс 30—35° з. д. по данным [53].

В свободном ото льда океане ЮП аналогичные максимальные скорости заглубления границ 0- и л-фаз от поверхности проявляются в зоне 30—60-х широт с наибольшей широтной долей океана, в зоне антарктического циркумполярного течения и интенсивного взаимодействия океана и атмосферы. Особенность этих широт проявляется и в эволюции температуры атмосферы в годовом ходе при аналогичном анализе [175], а в океане — в дисперсиях потенциальной температуры и плотности, солености, частоты Брента—Вяйсяля [350]. На широтах 40—60° ю. максимальная в ЮП глубина расположения нижней границы поверхностной структурной зоны (230—250 м) — зоны непосредственного взаимодействия океана и атмосферы [214, 215]. Средние же скорости заглубления ($U_в$) границ 0- и л-фаз от поверхности в глубь океана в пределах верхнего квазиоднородного слоя составили около 5 см/ч.

Температурный режим покрытого льдом океана имеет интересные особенности. В частности, в СП граница 0-фазы распространяется от полюса с горизонтальной скоростью $U_г \sim 1$ км/ч и заглубляется с $U_в \sim 10$ см/ч, в ЮП граница 0-фазы заглубляется с $U_в \sim 15$—20 см/ч. Динамика границ л-фазы в подледном океане носит адвективный характер со скоростью горизонтального перемещения от полюсов $U_г \sim 1$ км/ч.

В [176] проведена взаимная диагностика динамики температурного режима океана в годовом ходе по эмпирическим данным и на основе модельных результатов. Расчеты на МОЦ океана [111] с годовым ходом граничных условий на поверхности были выполнены для Мирового океана от 67,5° с. ш. до 67,5° ю. ш. с 5-градусным разрешением по горизонтали и с неравномерной сеткой для 12 уровней по вертикали до глубины 1000 м и с шагом 500 м для 8 уровней на глубинах от 1000 м до 5000 м. Динамика верхнего перемешанного слоя океана в модели [111] определяется коэффициентом вертикального турбулентного обмена.

На рис. IV.1.14 приведены последовательные изохроны весенней (0) и осенней (л) фаз годового хода температурного режима Мирового океана в зональном осреднении на основе результатов численных экспериментов с моделью [111]. В целом динамика фазовых границ на рис. IV.1.14 *а, б* качественно согласуется с динамикой температурного поля океана в годовом ходе по океанографическим данным [350, 351] на рис. IV.1.13. Как и на

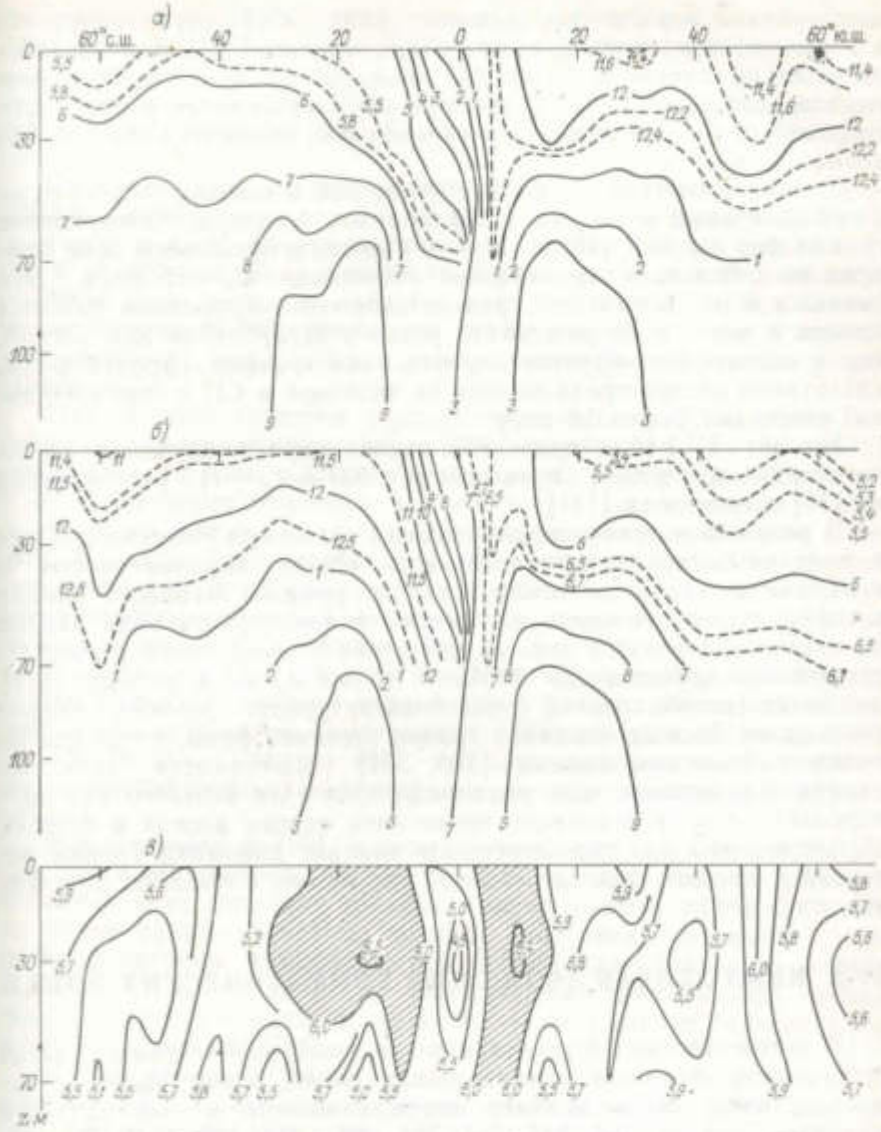


Рис. IV.1.14. Последовательные изохроны 0-фазы (*а*) и л-фазы (*б*) годового хода температуры океана, значения интервала превышения $\Delta_i t = t_{i+1} - t_i$ (*в*) в глубинно-широтном разрешении, рассчитанные с использованием результатов модели.

рис. IV.1.13, граница весенней фазы из ЮП проникает в СП приблизительно до 45° с. ш. Проявляются уже отмеченные особенности около 60° с. ш. ($U_в \sim 6$ см/ч) и в 40—50-х широтах ЮП ($U_в \sim 10$ см/ч). В динамике границы осенней фазы по океанографическим [350, 351] и модельным [111] данным есть разли-

чия: граница я-фазы по данным [350, 351] стабилизируется в июле—ноябре около 5° с. ш., а для модели [111] она последовательно проникает из ЮП в СП примерно до 20° с. ш. Несколько меньше для модели [111] средние вертикальные скорости проникновения границ весенней и осенней фаз годового хода в океан (около 4 см/ч).

Следует отметить устойчивое (и весной и осенью) заглубление фазовых границ в модели [111] вблизи экватора. Заглубление границ фаз в узкой (10° ю. ш. — 0°) приэкваториальной зоне происходит с большой вертикальной скоростью $U_в \sim 25$ см/ч. Эта оценка в 6 раз превышает средние скорости заглубления фазовых границ в модели. В результате резкого заглубления как весной, так и осенью формируется вертикальная граница (фронт) фазы, адвективно распространяющейся от экватора в СП с горизонтальной скоростью около 0,5 км/ч.

На рис. IV.1.14 *в* приведено также широтно-глубинное распределение интервала превышения $\Delta_+ t = t_↓ - t_↑$, рассчитанное в [176] для модели [111].

В результате проведенного анализа океанографических данных и модельных результатов выявлены общие закономерности и особенности динамики температурного режима Мирового океана в годовом ходе. В целом динамика температурного поля океана по океанографическим данным качественно согласуется с соответствующими данными для МОЦ. В то же время в модели [111] динамика границ осенней фазы температурного режима океана мало отличается от динамики границ весенней фазы, тогда как по океанографическим данным [350, 351] проявляются заметные различия в годовом ходе температурного поля верхнего квазиоднородного слоя и сезонного термоклина океана весной и осенью. (Отметим, что при гармоническом анализе динамики границ весенней и осенней фаз для годовой гармоники совпадают со сдвигом на 6 мес.)

IV.2. МЕЖГОДОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КЛИМАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

В статистических исследованиях выявлен ряд закономерностей межгодовой эволюции климатических полей, в том числе с использованием дисперсионного, корреляционного и спектрального анализа [3, 40, 41, 60, 244, 284, 304, 325—327, 390, 391]. В частности, в [60] проведен соответствующий анализ длительных рядов приповерхностной температуры полушарий и их отдельных зон с использованием среднемесячных и среднегодовых данных [304, 325, 326], а также данных [109, 110] для уровня Мирового океана. (Следует отметить достаточно высокую взаимную корреляцию различных рядов данных [41, 304, 325—327] для приповерхностной температуры СП.) Отмечено, что температурные изменения отдельных широтных зон СП связаны с полушарными вариациями температурного режима. При этом корреляция и интенсивность вариаций увеличиваются с увеличением широты. В то

же время корреляция среднегодовых аномалий приповерхностной температуры (T) для СП и ЮП, а также для внетропических широт отдельных полушарий и для тропиков невысока (0,5 и меньше). Глобальный тренд T за 100 лет получен в [40] равным 0,4 К, а согласно [60] 0,55 К. Тренды в разных частях ЗКС различаются.

Согласно оценкам, сделанным в [40] по данным за 1881—1983 гг., в последние сто лет происходило потепление приповерхностного режима во внетропической части СП в среднем на 0,5 К за 100 лет. Доля линейного тренда составляет третью часть в общей дисперсии приповерхностной температуры в межгодовой изменчивости. В [40] приведены также оценки трендов в отдельных широтных зонах СП для разных сезонов и среднегодового режима.

При анализе спектров и кросс-спектров в [60] выявлено наличие в температурных рядах [304] минимумов на периодах около 10 и 2,5 года, а максимумов — около 5—8 и 2 лет. При этом Г. С. Голицыным отмечено, что максимум на периодах около 2 лет четко выражен над сушей и отсутствует над океаном в целом. В полушарных спектрах отмечено также наличие максимума примерно для 3-летнего периода вариаций. При этом значимая когерентность изменений в разных полушариях была найдена только на периодах 2—3 года [60].

Для рядов [109, 110, 297] среднего уровня Мирового океана в [60] отмечена хорошая корреляция с рядом глобальных аномалий приповерхностной температуры [304] со сдвигом во времени на 18—20 лет. Согласно [60], это запаздывание может служить эмпирической оценкой характерного времени термической инерции океана.

Как отмечено в [60], в значительной степени корреляция рядов приповерхностной температуры и уровня океана связана с наличием их линейных трендов. Тем не менее и при исключении из рядов данных линейных трендов получена значимая связь с максимальным коэффициентом корреляции 0,65 при сдвиге в 20 лет. Следует отметить, что линейный тренд уровня океана соответствует его подъему на 15 см за 100 лет по данным [109, 110], а по данным [248] — 10 см/100 лет [60].

В [60] проведен также анализ связи флуктуаций термического режима ЗКС и скорости вращения планеты. В частности, при более выраженных вариациях температуры в полярных широтах должен сильнее изменяться меридиональный градиент температуры. При геострофичности атмосферной циркуляции это должно приводить (из соотношения для термического ветра) к изменению зональной скорости ветра. Вследствие сохранения полного момента импульса системы это должно приводить к изменению скорости вращения планеты.

В межгодовой изменчивости климатических полей проявляются особенности годового хода. В частности, в [171, 172] выявлена (см. п. IV.1) особенность годового хода температуры атмосферы в области субтропического струйного течения (ССТ). Отме-

чен эффект «отражения фронта» охлаждения в области ССТ при отрицательных (зимних) отклонениях температуры относительно среднегодового режима. Особенность зоны ССТ отмечена в [171] и в межгодовой изменчивости при анализе январских и июльских температур. В частности, на 40° с. ш. амплитуда межгодовой изменчивости температуры на уровне 200 гПа в зоне ССТ (±2 К) в 2 раза больше амплитуды этой характеристики в средней (500 гПа) тропосфере (±1 К) в тех же широтах. Если учесть, что при этом размах амплитуд годового хода температуры соответственно около 6 и 16 К, то отношения амплитуды межгодовой изменчивости к амплитуде годового хода различаются более чем в 5 раз : 2/3 и 1/8. Очевидно, что межгодовая изменчивость более значима в зоне, связанной с ССТ. Согласно [171], это прежде всего касается межгодовой изменчивости январских температур.

При сравнении межгодовой изменчивости январских и июльских температур в зоне ССТ кроме отмеченного различия амплитуд выявлено различие и характерных периодов межгодовой эволюции: около 10 лет для январских и 2—3 года для июльских температур. Для средней тропосферы подобных различий не выявлено. Согласно [171], при наличии эффекта отражения в период охлаждения атмосферной зоны, связанной с ССТ, как бы увеличивается термическая инерция этой зоны в зимний период по сравнению с летним, что проявляется и в межгодовой изменчивости.

В [171, 172] сделаны оценки спектральной функции $S_{TT}(f)$ для межгодовой изменчивости январской и июльской температур в разных широтных зонах и на разных уровнях атмосферы СП. Так было оценено заметное изменение спектров при переходе из свободной тропосферы в погранслой. В частности, для июльских температур в средних широтах на разных уровнях тропосферы от тропопаузы до погранслоя наиболее значимый максимум в спектре отмечен для периодов около 3 лет. Вклад соответствующих вариаций температуры заметно ослабевает при переходе в погранслой.

В приэкваториальной нижней стратосфере (на уровне 50 гПа) период наиболее значимого максимума в спектре (около 2—3 лет) оценен согласно [171, 172] меньшим для июля, чем для января. Во внетропических широтах на этом же атмосферном уровне максимальный вклад в спектр январских температур вносят долгопериодные вариации, тогда как в июльских температурах существенны и более короткопериодные вариации (в частности, в полярных широтах 2—4-летние). В средней тропосфере для январских температур можно отметить тенденции увеличения периода наибольшего максимума в спектре от 3 лет в приэкваториальных широтах до 7—8 лет в субтропических.

Представляют интерес результаты анализа межгодовой эволюции ЗКС с использованием метода амплитудно-фазовых характеристик, в частности в периоды с достаточно сильными тенденциями изменения глобального термического режима. Существенные изменения температуры атмосферы произошли в 1958—1963 гг. [387, 391]. Так, для этого периода отмечена тенденция

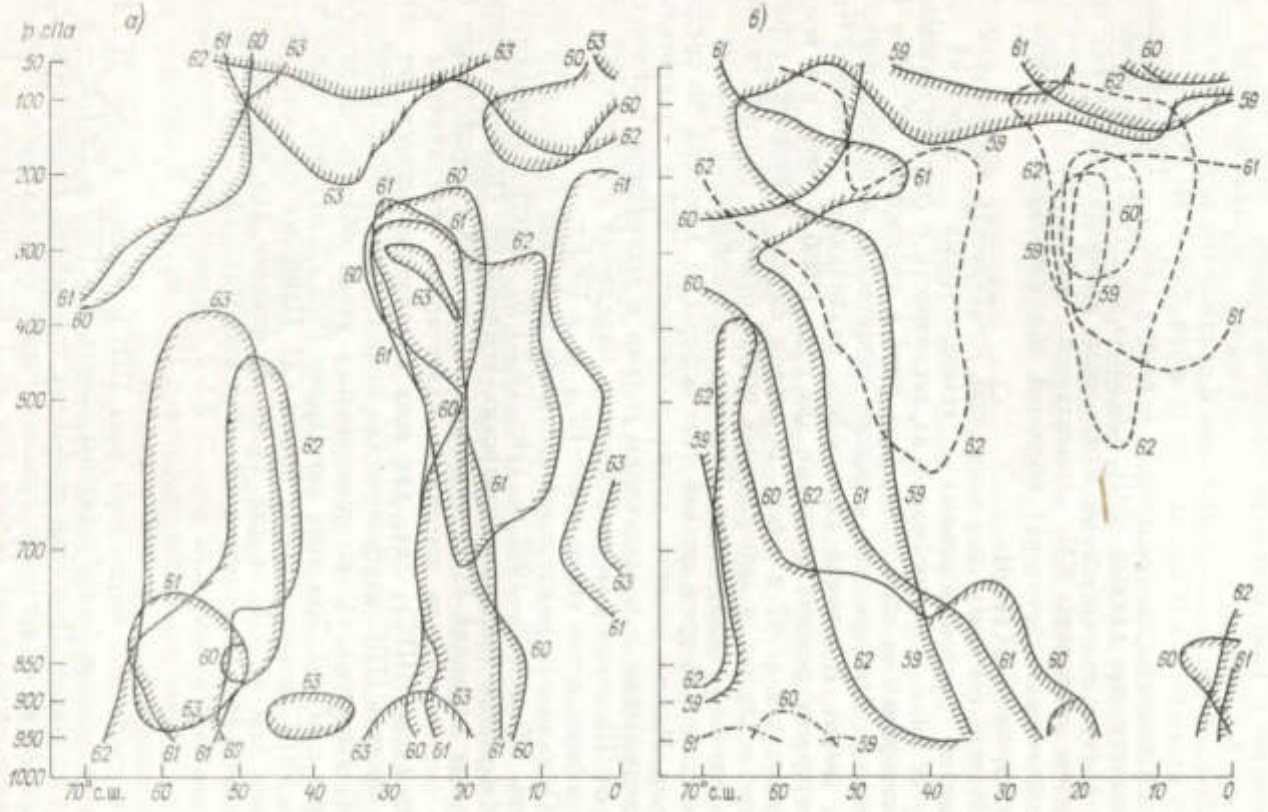
сильного общего охлаждения слоя атмосферы СП от поверхности до уровня 75 гПа (на 0,6 К за 5 лет) [40, 104, 243, 244, 391].

На рис. IV.2.1 отмечены последовательные изохроны (время в годах) с $T(\varphi, p, t) - T(\varphi, p, t=t_0)=0$, ограничивающие широтно-высотные области прогрева и охлаждения январской и июльской атмосферы СП год от года (с июля 1958 г. по январь 1963 г.) относительно t_0 января 1959 г. и июля 1958 г. Использовались температурные данные [391]. Согласно рис. IV.2.1 *а*, который характеризует относительные межгодовые изменения январских температур атмосферы СП, проявляется вертикальная структура («столбчатая» структура) областей положительных температурных вариаций $\delta T(\varphi, p)$.

Можно отметить сравнительную устойчивость местоположения областей положительных температурных вариаций на рис. IV.2.1 *а* в тропосфере и их несвязность с соответствующими стратосферными областями. При этом в тропосфере $\delta T<0$ в полярных, субтропических и полосе тропических и приэкваториальных широт. В нижней стратосфере различаются изменения температурного режима в первые два года (1960 и 1961) и в последующие два (1962 и 1963). В первом случае в нижней стратосфере полярных и субполярных широт отмечен прогрев, во втором случае — охлаждение. Второму стратосферному режиму соответствует прогрев нижней стратосферы от экватора до средних широт. Можно отметить также особенность 1962 г. сравнительно с предыдущим и последующим годами в тропосфере тропических широт. По некоторым особенностям выделяется пограничный слой атмосферы, в том числе около 40° с. ш. в 1963 г.

Особенности межгодовой эволюции июльских температур атмосферы СП в 1958—1962 гг. (рис. IV.2.1 *б*) заметно отличаются от особенностей эволюции январских температур. Области положительных вариаций δT относительно июля 1958 г. существенно более протяженны по широте в планетарном пограничном слое атмосферы (ППС). Так, для всех анализировавшихся лет отмечен прогрев ППС внетропических широт, а для 1960 г. в пределах ППС выявлена только сравнительно узкая область тропических широт с $\delta T<0$. Для этих лет (кроме 1959 г.) отмечен также прогрев ППС экваториальных широт СП. Наиболее сильный прогрев (более чем на 1 К на рис. IV.2.1 *б*) отмечен для приповерхностных атмосферных слоев в 50—60-х широтах для 1959—1961 гг. (границы этих слоев на рис. IV.2.1 *б* отмечены штрихпунктиром). Область максимального прогрева с 1959 по 1961 г. смещалась от окрестности 50° с. ш. в 60-е широты.

В свободной тропосфере (вне ППС) отмечен на рис. IV.2.1 *б* прогрев средних и субполярных широт, а в 1960 и 1961 гг.— и полярных широт. При этом свободная тропосфера тропических, субтропических и частично средних широт охлаждалась. Наиболее сильное охлаждение (более чем на 1 К) отмечалось во все эти годы на уровне 200—300 гПа к югу от оси субтропического струйного течения. Границы областей охлаждения на 1 К относительно июля 1958 г. (на рис. IV.2.1 *б* отмечены штриховыми линиями)



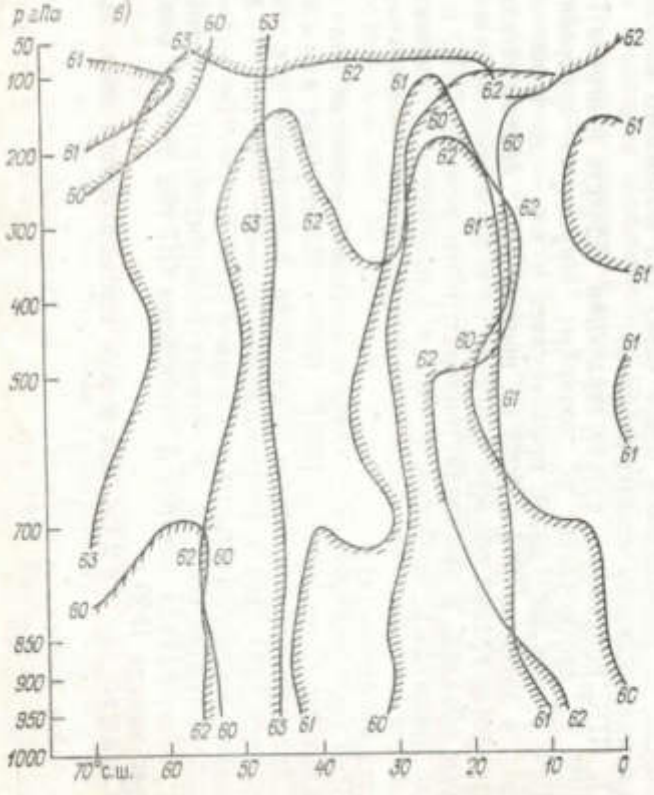


Рис. IV.2.1. Изохронные границы широтно-высотных областей прогрева (заштриховано) и охлаждения январской (*а*) и июльской (*б*) атмосферы СП год от года относительно соответственно января 1959 г. и июля 1958 г.; последовательные изохроны (*в*), ограничивающие области увеличения (заштриховано) и уменьшения геопотенциала январской атмосферы относительно января 1959 г.

Цифры у кривых — годы.

смещались с 1959 по 1961 г. в сторону экватора. Июльский режим 1962 г., судя по рис. IV.2.1 *б*, значительно отличается от режимов предшествующих лет. Для этого года отмечены обширные области с $\delta T < -1$ К к северу и к югу от оси субтропического струйного течения.

Межгодовая эволюция июльских температур в стратосфере отличается от тропосферной, выделяется достаточно четкая граница между стратосферой и тропосферой (примерно на уровне 100 гПа для тропической тропопаузы и около 300 гПа для полярной тропопаузы). В нижней стратосфере (ниже уровня 50 гПа) области с положительными δT во все годы отмечены в тропиках. На всех же широтах нижнестратосферный слой с $\delta T > 0$ (сравнительно тонкий в субтропических широтах) появился только в 1959 г. Наиболее четко особенность полярной тропопаузы видна в 1960 г., несколько слабее — в 1961 г. По сравнению с рис. IV.2.1 *а* на рис. IV.2.1 *б* в отдельные годы (1959 и 1961) отмечается односвязность стратосферных и тропосферных областей с $\delta T > 0$ в высоких широтах.

Следует отметить некоторые особенности широтного смещения последовательных изохрон на рис. IV.2.1 *б*. В свободной тропосфере (в слое 700—400 гПа) относительно июля 1958 г. в 1959 г. прогрелась достаточно большая область от полярных широт к югу (до 40° с. ш.), изохрона же 1960 г. сильно (примерно на 20°) отступила на север, в 1961 г.— обратное смещение к югу (примерно на 10°), а в 1962 г.— снова на север (примерно на 5°). Таким образом, проявляется квазидвухлетняя цикличность с затуханием эффекта относительного прогрева в межгодовой эволюции (с уменьшением вдвое через год широтного взаимного смещения последовательных изохрон).

В ППС проявились другие тенденции. Область прогрева ППС в 1959 г. протянулась от полярных широт до субтропиков, в 1960 г. она еще далее продвинулась к югу — до тропических широт, а затем в 1961 и 1962 гг. происходило последовательное отступление границ области прогрева на север в средние широты. Таким образом, в эволюции температурного режима ППС в эти годы проявилась особенность скорее цикличности с удвоенным периодом по сравнению со свободной тропосферой (квазичетырехлетней цикличности).

При соответствующем анализе межгодовой эволюции поля геопотенциала H по данным [391] (1958—1963 гг.) для атмосферы СП проявляются как общие особенности, выявленные для температурного поля, так и существенные отличия. На рис. IV.2.1 *в* отмечены последовательные изохроны с $H(\varphi, p, t) = H(\varphi, p, t = t_0)$, ограничивающие области увеличения (заштриховано) и уменьшения геопотенциала январской атмосферы СП год от года относительно января 1959 г.

Согласно рис. IV.2.1 *в*, как и для температурного поля, выявляется «столбчатая» структура областей положительных и отрицательных январских вариаций δH в тропосфере. Области положительных вариаций δH, как и области с $\delta T > 0$, отмечены

у 20° с. ш. (1960 и 1961 гг.) и в окрестности 50-х широт СП (1960 и 1963 гг.). В 1962 г. выделена достаточно протяженная по широте (от 10 до 55° с. ш.) область $\delta H > 0$ с проявлением черт уже отмеченных среднеширотной и тропической особенностей. Она включает область с отрицательными в другие годы значениями δH и частично захватывает области положительных (в те же годы) δH около 50 и 20° с. ш.

Качественно подобны температурным особенности областей с $\delta H > 0$ в стратосфере в приэкваториальной тропосфере (1961 г.) Проявляется эффект расширения областей $\delta H > 0$ ниже уровня 700 гПа.

Особенности межгодовой эволюции июльских полей геопотенциала существенно отличаются от соответствующих температурных особенностей на рис. IV.2.1 *б*, в частности в тропических и субтропических широтах. В целом же средним и высоким широтам в тропосфере соответствуют одинаковые тенденции изменения как температуры, так и геопотенциала, за исключением полярных областей в 1962 г.

Заметим, что если на рис. IV.2.1 *б* для температурного режима свободной тропосферы граница прогрева максимально продвинута в сторону экватора в 1959 г., а минимально — в 1960 г., то для границы области с $\delta H > 0$ в средней тропосфере — наоборот. При этом в средней тропосфере в слое 500—400 гПа появилась квазичетырехлетняя цикличность изменений геопотенциала, в нижней же стратосфере средних широт — квазидвухлетняя цикличность.

В межгодовой эволюции поля массовой доли водяного пара атмосферы СП по данным [391] для 1958—1963 гг. также отмечены некоторые особенности «столбчатой» структуры, однако общие тенденции изменений q_{H_2O} существенно отличаются от выявленных на рис. IV.2.1 для T и H. Наибольшая высотная протяженность областей с $\delta q_{H_2O} > 0$ в межгодовой эволюции июльского влагосодержания атмосферы относительно июля 1958 г. проявляется в зоне средних широт (от 40-х широт и до полярных), а также в субтропических широтах (в окрестности 30° с. ш.) и приэкваториальных широтах. Противоположная тенденция изменения q_{H_2O} проявляется в полярных широтах, в окрестности 40° с. ш. и в тропической зоне 10—20° с. ш.

Сопоставление выявляет разные тенденции (относительно 1958 г.) межгодовой эволюции июльских полей T и q_{H_2O} в субтропических широтах и приэкваториальных широтах вне погранслоя. В субтропических широтах отмечен общий подъем год от года границы области с $\delta q_{H_2O} > 0$ от погранслоя в среднюю тропосферу. В средних и субполярных широтах проявляется квазидвухлетняя цикличность смещения южной границы области с $\delta q_{H_2O} \geqslant 0$.

Для январской эволюции q_{H_2O} относительно января 1959 г. отмечена наибольшая вертикальная протяженность областей положительных δq_{H_2O} в зоне полярнее средних широт, а также в тропических широтах. При этом в значительной области тропосферы СП межгодовые изменения T и q_{H_2O} различаются. Суще-

ственная область отрицательных δq_{H_2O} и δT находится между тропическими и средними широтами. Выявлена особенность режима влагосодержания нижней тропосферы в 1963 г.

Вообще говоря, особенности межгодовой эволюции климатических полей должны зависеть от начального режима. При сравнении, в частности, соответствующих границ областей увеличения для января в межгодовой эволюции относительно января 1960 г.

Таблица IV.2.1.

Межгодовые вариации (относительно среднего режима) фазовых характеристик годового хода T_a и q_a для Арктики

Характеристика	Годы					Среднее
	1958—1959	1959—1960	1960—1961	1961—1962	1962—1963	
T_a °C	—29,3	—29,0	—28,9	—29,3	—29,6	—29,2
$t_\uparrow$ сут	—4,0	—0,8	—2,6	0,7	2,9	0
$t_\downarrow$ сут	—0,2	0,2	—1,0	1,9	—1,6	0
$\Delta_+ t$ сут	3,8	1,1	1,6	1,2	—4,4	0
q_a ‰	0,93	0,96	0,92	0,91	0,88	0,92
$t_\uparrow$ сут	1,1	0	—3,7	0	3,3	0
$t_\downarrow$ сут	2,4	2,4	—4,0	2,0	—3,2	0
$\Delta_+ t$ сут	1,4	2,4	—3,0	2,0	—6,4	0
$\Delta t_\uparrow (q, T)$ сут	22,9	18,7	16,8	17,1	18,5	17,9
$\Delta t_\downarrow (q, T)$ сут	—2,4	—2,9	—8,1	—5,0	—6,6	—5,1

и января 1959 г. отмечено, что в целом их структурные особенности проявляют общие свойства. В первом случае более четко выделяется столбчатая структура для 1963 г., особенно в 30—40-х широтах. При рассмотрении эволюции январских температур относительно января 1960 г. проявляются заметные межгодовые колебания положения границ областей прогрева в тропосфере.

Для 5-летнего периода с мая 1958 г. по апрель 1963 г. по данным [388] среднее время достижения режима 0- и л-фаз годового хода получен равным соответственно $t_\uparrow$=4,4 мес и $t_\downarrow$=9,9 мес для взвешенной по массе столба атмосферы температуры T_a в Арктике, а также $t_\uparrow$=5,0 мес и $t_\downarrow$=9,7 мес для взвешенной по массе столба массовой доли водяного пара q_a арктической атмосферы. Вариации времени $t_\uparrow$ и $t_\downarrow$ в конкретные годы относительно соответствующих средних в этот период времени изменялись в пределах недели. Для сравнения в табл. IV.2.1 приведены средние значения T_a и q_a для разных лет и для 5-летнего периода в целом.

В наиболее холодные арктические годы (1962—1963) 0-фаза для T_a и q_a достигалась раньше, чем в среднем (примерно на

3 сут), а л-фаза — соответственно позднее (на 2—3 сут). Более четко этот эффект проявился для влагосодержания арктической атмосферы.

В наиболее теплые арктические годы (1959—1960 и 1960—1961) отмечено в целом более раннее достижение режима 0-фазы (до 4 сут), чем в среднем. Время достижения режима л-фазы

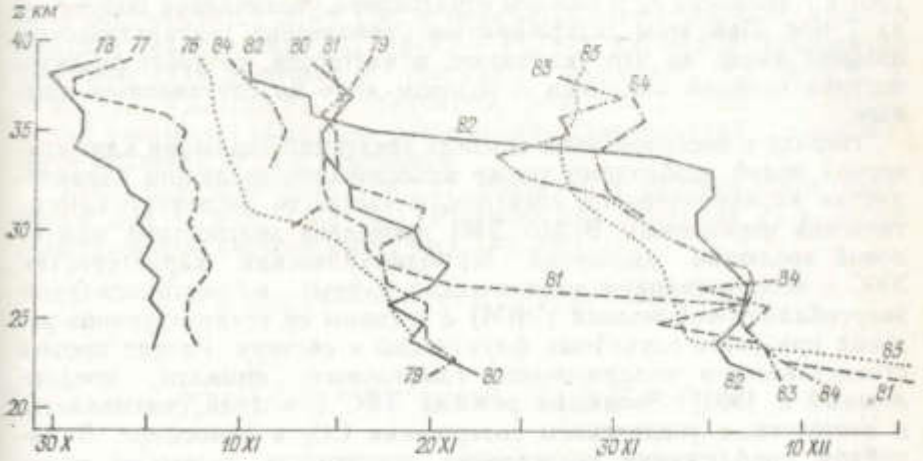


Рис. IV.2.2. Зависимость от высоты времени $t_в$ весеннего изменения знака зональной скорости для 10 лет измерений на антарктической станции Молодежная.

Цифры у кривых — годы.

в эти годы различается, особенно для q_a (от отставания больше чем на 2 сут до опережения на 4 сут).

В последние годы отмечена тенденция увеличения сроков весеннего перехода зональной скорости u через нуль в антарктической стратосфере. На рис. IV.2.2 отмечено время $t_в(z)$ весенней перестройки стратосферной циркуляции (переход зональной скорости ветра через u=0 с западного наравления на восточное) в зависимости от высоты z по данным ракетного зондирования на антарктической станции Молодежная за период измерений с 1976 по 1985 г.

На высотах около 25 км проявляются три характерных периода весенней перестройки, разделенных двухнедельными интервалами: I) 6—7 ноября (1978, 1977 гг.), II) 18—20 ноября (1976, 1979, 1980 гг.), III) 2—7 декабря (1981, 1985, 1982, 1983, 1984 гг.).

Профили $t_в(z)$ в 1979 и 1980 гг. характерны для II режима. Для III режима характерны профили $t_в(z)$ в 1983—1985 гг. Для режимов 1981 и 1982 гг. отмечены переходы от I режима ко II режиму: в 1981 г. на высотах 28—26 км, в 1982 г. на высотах 36—34 км. Зоны смены режимов весеннего перехода в 1981 и 1982 гг. характеризуются резкой высотной границей. Следует отметить еще одну важную особенность: в 1984 г. в средней стратосфере от 30 до 40 км проявились оба режима перестройки.

Первый переход (9—14 ноября) не привел к окончательной весенней перестройке, которая произошла примерно через 18 сут.

Общая тенденция для 10-летних изменений на Молодежной характеризуется задержкой времени разрушения циркумполярного вихря $t_в$. Согласно рис. IV.2.2, наиболее рано весенняя перестройка произошла в 1978 г. В последующие годы (после 1981 г.) величина $t_в$ в нижней стратосфере увеличилась более чем на 1 мес. При этом задерживается заполнение антарктической озонной дыры, на что указывают, в частности, результаты диагностики озонной динамики в годовом ходе по спутниковым данным.

Наряду с исследованием средних тенденций эволюции климатических полей необходимо также исследование эволюции характеристик их изменчивости, спектров, в частности дисперсий климатических переменных. В [16, 246] проведена диагностика межгодовой эволюции дисперсий термодинамических характеристик ЗКС с использованием эмпирических данных и нестационарной энергобалансовой модели (ЭБМ) с трендом ее температурного режима при учете случайных флуктуаций в системе. Развит проход стохастического моделирования глобального климата, предложенный в [306]. Эволюция режима ЗКС в модели связывалась, в частности, с увеличением содержания CO_2 в атмосфере. В линейном приближении исследована зависимость дисперсий полушарной (СП) приповерхностной температуры $\sigma^2_{T_p}$, перепада температур экватор—полюс $\sigma^2_{T_{ep}}$ и границы снежно-ледяного покрова $\sigma^2_{x_s}$ от параметризации случайной силы, скорости изменения параметров среднего режима ЗКС и теплоемкости системы.

В [16, 246] использовалось нестационарное уравнение баланса энергии зональной ЗКС со случайными силами

$$c\frac{\partial T(x,\ t)}{\partial t} = QS(x,\ t)\,a(x,\ x_s(t)) - F_\uparrow(x,\ t) + \\ + \frac{\partial}{\partial x}(1-x^2)D\frac{\partial T(x,\ t)}{\partial x} + f(x,\ t). \qquad \text{(IV.2.1)}$$

Здесь T — зонально осредненная приповерхностная температура; c — характеристика теплоемкости системы; $QS(x,\ t)$ — инсоляция; a — коальбедо; $x = \sin\varphi$, φ — широта, $x_s = \sin\varphi_s$, φ_s — широта снежно-ледовой границы (СЛГ); $F_\uparrow$ — поток уходящей тепловой радиации; D — термический коэффициент диффузии; f — случайная сила. Случайная сила предполагалась гауссовой, имеющей нулевое среднее и дельта-коррелированной по времени.

Для $F_\uparrow$ использовалась параметризация

$$F_\uparrow(x,\ t) = A + BT(x,\ t) + c_0 \ln q_{CO_2}(t)/q^0_{CO_2},$$

где q_{CO_2} — содержание CO_2 в атмосфере, $q^0_{CO_2}$ — его современное значение. Для коальбедо использовалась ступенчатая параметризация со скачком альбедо на СЛГ. Решение (IV.2.1) искалось в двухмодовом приближении при разложении по полиномам Лежандра $P_n(x)$. В этом случае

$$T(x,\ t) = T_p(t) + T_2(t)\,P_2(x), \qquad \text{(IV.2.2)}$$

где T_p — полушарная температура, а T_2 — выражается через перепад температур экватор — полюс T_{ep}.

В двухмодовом приближении ЭБМ диффузионного типа [380, 381] соответствует ЭБМ [29] с параметризацией меридионального притока тепла в виде $F_* = \beta(T_p - T)$, где $\beta/B = 6D$. Аналогично [38, 264, 274] величина β считалась функцией T_p: $\beta = \beta_c + \beta_1(T_p - T_{pc})$, где T_{pc} — современное значение T_p. Эта параметризация учитывает обратную связь между температурой и содержанием водяного пара в атмосфере.

Исходное уравнение (IV.2.1) сводится к системе двух уравнений для T_p и x_s (или T_{ep}). Решение для вариаций T_p в детерминированной системе имеет вид [16, 246]

$$T_p' = c^{(1)}\exp\left(\frac{-k_1+\lambda}{2}\tau\right) + c^{(2)}\exp\left(\frac{-k_1-\lambda}{2}\tau\right) + \\ + \frac{2}{\lambda}\int_0^\tau F(y)\exp\left(\frac{y-\tau}{2}k_1\right)\mathrm{sh}\left[\frac{\lambda}{2}(\tau-y)\right]dy,$$

где $\tau = t\left(\frac{c}{B}\right)^{-1}$; $\lambda = (k_1^2 - 4k_2)$; F зависит от параметров модели (как k_1 и k_2) и $q_{CO_2}(t)$.

Следует отметить, что при варьировании величин β_c и B тенденции изменения характеристик ЗКС в модели получены теми же. При расчетах варьировалась также теплоемкость системы c. В частности, она характеризовалась теплоемкостью верхнего квазиоднородного слоя океана с независящей от широты и времени толщиной. Изменения содержания CO_2 в атмосфере аппроксимировались зависимостью $q_{CO_2}(\tau) = q^0_{CO_2}\exp(p_c\tau)$, где значения параметра p_c варьировались.[1] При увеличении содержания CO_2 в атмосфере среднеполушарная температура модели без случайных сил растет, а широта СЛГ и перепад температур экватор — полюс уменьшаются вблизи современного режима линейно по времени. Следует отметить, что стационарному режиму с удвоенным содержанием CO_2 в атмосфере соответствует увеличение T_p в модели [16] на 2 К относительно современного состояния.

Элементы w_{ij} $(i, j=1, 2)$ матрицы случайных сил $\|W\|$ в предположении дельта-коррелированности по времени случайной силы $f(x, \tau)$ определялись равенством

$$\langle f_i(\tau)\,f_j(\tau')\rangle = w_{ij}\delta(\tau-\tau'),$$

[1] Наряду с экспоненциальной возможны другие аппроксимации. Существенно, в частности, что, как показал О. И. Мохов (1989), модель Эшгера — Зинненталера допускает кроме экспоненциального также точные параболические решения.

где $f_1 = \int_0^1 f(x, \tau)\,dx$, $f_2 = f(x_s, \tau)$. Случайная сила $f(x, \tau)$ при этом полностью определяется своей пространственной корреляционной функцией

$$\langle f(x, \tau) f(x', \tau') \rangle = 2R(x, x')\,\delta(\tau - \tau').$$

Предполагались малость радиуса корреляции случайной силы и независимость в явном виде от времени интенсивности случайной силы. Для $R(x, y)$ использовалась параметризация (пилообразная модель) [348]

$$R(\varphi_1, \varphi_2) = \begin{cases} R(\varphi_1, \varphi_1)(1 - |\varphi_1 - \varphi_2|/\Delta\varphi, & |\varphi_1 - \varphi_2| < \Delta\varphi \\ 0, & |\varphi_1 - \varphi_2| > \Delta\varphi, \end{cases}$$

где $\Delta\varphi$ — параметр, $2R(\varphi, \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\varphi, \varphi, \tau)\,d\tau = 2\sigma^2\tau_k$, а $B(\varphi, \varphi, \tau)$, σ^2 и τ_k — соответственно пространственно-временная корреляционная функция, дисперсия и характерное время корреляции для реальных возмущений. В другом варианте полагалось

$$R(\varphi_1, \varphi_2) = R(\varphi_1, \varphi_1)\,\delta(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Матричное уравнение для характеристик изменчивости, в том числе дисперсий T_p и x_s (или T_{ep}), сводилось в [16] к уравнению 3-го порядка по времени для дисперсии T_p.

При моделировании трендов характеристик изменчивости ЗКС следует учитывать возможные изменения в структуре случайной силы. В [16, 246] интенсивность A_f случайной силы f предполагалась связанной с полушарной температурой T_p:

$$A_f = A_0 + k(T_p - T_{pc}),$$

где A_0 — интенсивность случайной силы для современной полушарной температуры T_{pc}; k может зависеть от широты. Величина A_0 определялась при современных значениях σ и τ_k, коэффициент k варьировался с учетом $A_f > 0$.

Модель лучше характеризует современные значения $\sigma^2_{T_p}$ и дисперсии снежно-ледяного покрова $\sigma^2_{S_л}$ (или $\sigma^2_{x_s}$) для межгодовой изменчивости с использованием данных [40, 95, 124] и заметно занижает $\sigma^2_{T_{ep}}$ ($\sigma_{T_p} = 0{,}15$ К, $\sigma_{S_л} = 0{,}9 \cdot 10^6$ км^2, $\sigma_{T_{ep}} = 0{,}37$ К). При независимой от температурного режима случайной силе ($k = 0$) с потеплением в модели связано слабое уменьшение $\sigma^2_{T_p}$, $\sigma^2_{T_{ep}}$ и $\sigma^2_{x_s}$ (на 6—9 % при $\Delta T_p = 3$ К). Это уменьшение дисперсий становится более существенным в случае уменьшающейся интенсивности случайной силы ($k < 0$) при потеплении. Выявлены

критические значения $k = dA_f/dT_p > 0$, при превышении которых тенденции изменения $\sigma^2_{T_p}$, $\sigma^2_{T_{ep}}$, $\sigma^2_{x_s}$ с ростом T_p меняют знак.

Для сравнения с модельными результатами проведен анализ эмпирических данных для температурного режима СП и снежно-ледяного покрова в межгодовой изменчивости. На рис. IV.2.3 приведены коэффициенты линейных регрессий и соответствующие коэффициенты корреляции дисперсий полушарной температуры $\sigma^2_{T_p}$ и меридионального градиента температуры $\sigma^2_{\Delta T}$ ([ΔT] = = К/10° шир) с T_p при различных масштабах Δt временного (скользящего) осреднения. Использовались данные [40] для приповерхностной температуры полушария и меридионального градиента температуры в зоне 25—75° с. ш. в межгодовой изменчивости для периода 1881—1983 гг. (103 года). С целью сопоставления с модельными результатами в [16] по значениям $\partial T/\partial\varphi = \Delta T$ для зоны 75—25° с. ш. из [40] определялись величины T_{ep} с использованием двухмодовой аппроксимации (IV.2.2). Применялись три варианта расчета дисперсий: 1) по исходным данным; 2) с удалением скользящего среднего (с Δt от 10 до 35 лет) из исходного ряда, 3) с удалением линейного тренда на интервалах осреднения.

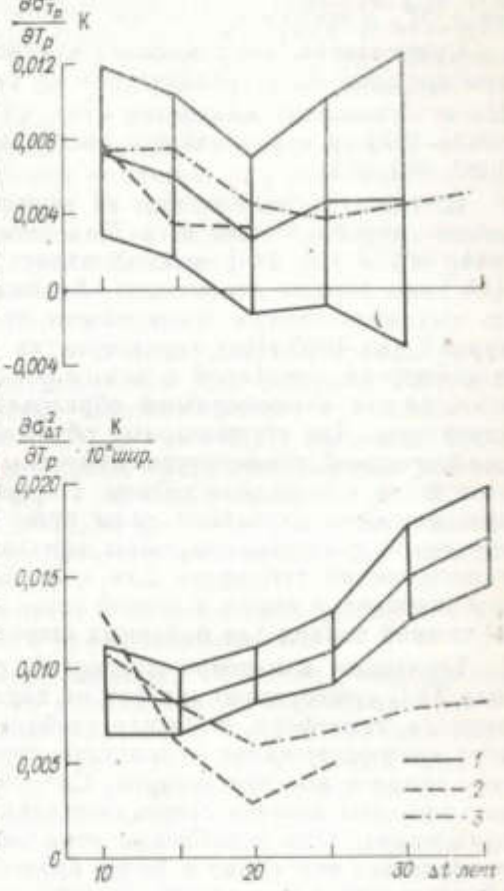


Рис. IV.2.3. Коэффициенты регрессии $\sigma^2_{T_p}$ и $\sigma^2_{\Delta T}$ на T_p согласно [16] в зависимости от периода скользящего осреднения Δt.

1) по исходному 103-летнему ряду; 2) с удалением скользящего среднего из исходного ряда; 3) с удалением линейных трендов на интервалах Δt. Для варианта 1 отмечен также диапазон неопределенности в пределах среднеквадратических отклонений.

Во всех трех вариантах расчетов по эмпирическим данным получено значимое увеличение $\sigma^2_{\Delta T}$ с ростом T_p. Проявляется также тенденция увеличения $\sigma^2_{T_p}$ с ростом T_p. Однако ее значимость,

в частности при Δt=20... 30 лет, не гарантируется в пределах 90 %-го доверительного интервала. В пределах среднеквадратических отклонений (отмечены на рис. IV.2.3 для одного из вариантов) выявленные тенденции ($\partial\sigma^2_{\Delta T}/\partial T_p > 0$, $\partial\sigma^2_{T_p}/\partial T_p > 0$) значимы для зависимости $\sigma^2_{\Delta T}(T_p)$, но незначимы для $\sigma^2_{T_p}(T_p)$, по крайней мере при Δt=20... 30 лет. Как отмечено в [16], значения $r(\sigma^2_{\Delta T}, \Delta T)$ и $\frac{\partial\sigma^2_{\Delta T}}{\partial(\Delta T)}$ соответствуют значениям $r(\sigma^2_{\Delta T}, T_p)$ и $q\sigma^2_{\Delta T}/\partial T_p$ с противоположным знаком.

Существенно, что тенденции изменения дисперсий с изменением температуры могут различаться на разных уровнях в атмосфере. На это указывает сравнение $\sigma^2_T(z, \varphi)$ для периодов 1958—1963 и 1963—1973 гг. с различными распределениями $T(z, \varphi)$ по данным [387, 390, 391].

Для диагностики одного из возможных механизмов формирования случайной силы и ее зависимости от термического режима ($\partial A_f/\partial T$) в [16, 246] использовались зональные данные [387] для атмосферных переменных. Анализ этих данных в годовом ходе выявляет отличие зависимости от приповерхностной температуры T (на 1000 гПа) характеристик температурной изменчивости в атмосфере, связанной с незональными стационарными и нестационарными атмосферными образованиями вихревой и волновой структуры. Для стационарных образований в зависимости от приповерхностной температуры отмечены различия в разных широтных зонах и в разные сезоны. Наряду с тенденцией уменьшения интенсивности случайной силы при увеличении T (1000 гПа), связанной с нестационарными образованиями, проявляется противоположная тенденция для стационарных образований в низких широтах, а также в летний сезон для средних широт и в осенне-зимний период для полярных широт.

Тенденции изменения дисперсий термодинамических переменных ЗКС существенно зависят от характеристик гидрологического цикла в атмосфере. В случае глобального потепления увеличивается влагосодержание атмосферы, перенос водяного пара и скрытого тепла в высокие широты. Следует также учитывать азональные эффекты (значительные аномалии отмечаются в долготном направлении). При ослаблении зонального перемешивания должна проявляться тенденция к более неоднородному по долготе осадкообразованию и выделению скрытого тепла, что увеличивает изменчивость термодинамических климатических переменных.

Согласно данным [390], для СП в целом межгодовая изменчивость суммарного потока водяного пара на север стационарными (F^*_q) и нестационарными (F'_q) вихрями, а также меридиональной циркуляцией (F^c_q) в июле больше, чем в январе. В [390] представлены стандартные отклонения потоков водяного пара F^*_q, F'_q, F^c_q по данным для разных широтных зон СП в январе и

июле. Межгодовая изменчивость потока водяного пара на север в июле обусловлена в основном меридиональной циркуляцией. (Поток водяного пара 1 ‰·м/с эквивалентен потоку тепла примерно 2,5 К·м/с.)

Кроме того, была оценена эволюция циклонической и антициклонической активности при эволюции термического режима ЗКС с использованием данных [230, 486, 487, 493] (см. п. II.3). Так, при значимом на уровне среднеквадратических отклонений отрицательном тренде (коэффициент корреляции $r = -0{,}34$) среднегодовой приповерхностной температуры СП в 1958—1977 гг. (по данным [40]) отмечен четкий отрицательный тренд ($r = -0{,}73$) уменьшения среднегодовой частоты циклогенеза $n_ц$ над Северной Америкой по данным [486], что соответствует увеличению частоты циклогенеза при полушарном потеплении. В этот 20-летний период значимые отрицательные тренды $n_ц$ в межгодовой изменчивости над Северной Америкой отмечены для всех сезонов при значимом отрицательном тренде T_p для зимнего и осеннего, но незначимом для летнего режимов. Для весеннего режима получен незначимый положительный тренд T_p. Тренд $n_ц$ для СП в целом по данным [486] оценен значимым (положительным с $r = 0{,}43$)) для весенних режимов, для которых тренд T_p незначим.

Для периода 1950—1977 гг. отмечены значимые тренды уменьшения числа циклонов и антициклонов над Северной Америкой по данным [493] для январских (соответственно $r = -0{,}54$ и $r = -0{,}56$) и июльских ($r = -0{,}37$ и $r = -0{,}51$) режимов. Этому периоду соответствует отрицательный тренд приповерхностной температуры СП по данным [40] — значимый зимой ($r = -0{,}26$) и незначимый летом ($r = -0{,}08$). Для циклонов отмечены значимые тренды уменьшения среднего значения их минимумов как для зимы ($r = -0{,}47$), так и для лета ($r = -0{,}24$).

Приведенные оценки указывают на реальность режимов с увеличением вихревой активности при потеплении СП.

Для ЮП в целом при использовании 10-летних рядов данных [259, 260] для июля получена положительная корреляция (но незначимая на уровне среднеквадратических отклонений для коэффициента регрессии) $n_ц$ с T_p. При этом положительный тренд T_p для ЮП значим ($r = 0{,}61$), а положительный тренд полушарной $n_ц$ около границы значимости ($r = 0{,}27$). Следует отметить заметное различие летних температурных и вихревых режимов ЮП для двух последовательных 5-летних периодов: 1972—1976 гг. (I) и 1977—1981 гг. (II). Для II периода T_p было больше на 0,18 К, чем для I периода, а $n_ц$ увеличилось на $^1/_6$ от среднего за 10 лет значения. Подобные тренды соответствуют удвоению частоты циклогенеза при увеличении полушарной приповерхностной температуры на 1 К.

Для отдельных широтных зон ЮП значимые корреляции $n_ц$ с T_p получены в 40—70-х широтах и они положительные (см. табл. II.3.7). В табл. II.3.7 приведены также коэффициенты (оценивающие величины $dn_ц/dT_p$ и $dn_ц/dT$) линейных регрессий $n_ц$ на

T_p и $n_ц$ на зональную температуру T, а также среднеквадратические отклонения этих коэффициентов и коэффициенты корреляции для разных широтных зон ЮП по данным в годовом ходе. Для ЮП в целом получена значимая тенденция роста $n_ц$ с ростом T_p. При этом корреляция (значимая) $n_ц$ с T_p и зональной T положительна в 50—60-х широтах и в тропиках, а отрицательна (значимо) в 30—40-х и 70-х широтах.

Как следует из табл. II.3.7, для большинства широтных зон ЮП проявляются противоположные тенденции изменения $n_ц$ с изменением температурного режима в межгодовой изменчивости и в годовом ходе. В целом же для полушария в межгодовой эволюции и в годовом ходе проявляется тенденция увеличения частоты циклогенеза при потеплении ЮП.

В [183] для анализа использовались 25-летние (1962—1986) среднемесячные данные для скоростей циклогенеза $n_ц$ и антициклогенеза $n_ац$, в том числе подвижного ($n_цп$, $n_ацп$) и местного ($n_цм$, $n_ацм$) [1], во внетропических широтах северного полушария. При этом также использовались соответствующие данные для приповерхностной температуры СП T_p по данным [41]. В табл. IV.2.2 приведены результаты линейных регрессий $n_цп$, $n_цм$ и $n_ацп$, $n_ацм$ на полушарную приповерхностную температуру T_p ($n = a_0 + a_1 T_p$) по 25-летним среднегодовым данным для разных широтных зон СП (коэффициент регрессии a_1 со среднеквадратическим отклонением в скобках и коэффициент корреляции r). При этом в линейном приближении коэффициенты регрессии a_1 характеризуют параметры чувствительности dn/dT_p. Для внетропических широт в целом значимые в пределах среднеквадратических отклонений оценки коэффициентов регрессий по данным в межгодовой изменчивости получены только для $n_цп$. Коэффициенты корреляции $n_цп$ с T_p над сушей (r=0,26) и над океаном ($r = 0{,}25$) получены близкими (для внетропической части СП в целом $r = 0{,}33$).

Максимальная корреляция $n_цп$ с T_p получена в 60-х широтах (над сушей $r = 0{,}54$, над океаном $r = 0{,}46$, для всей зоны $r = 0{,}61$). При этом чувствительность подвижного циклогенеза в зоне 60—70° с. ш. над сушей к изменению T_p в 1,5 раза выше, чем над океаном: для $\Delta T_p = 1$ К изменение $n_цп$ соответствует примерно двум циклонам в месяц над сушей и одному циклону над океаном.

Существенная положительная корреляция получена для $n_цп$ с T_p в 30-х широтах над океаном ($r = 0{,}46$). В этой широтной зоне чувствительность циклогенеза к изменению T_p примерно в 4 раза больше над океаном, чем над сушей. Более значимая над сушей тенденция роста $n_цп$ с ростом T_p выявлена в соседней зоне 40-х широт СП ($r = 0{,}36$ и с примерно втрое большим значением dn/dT_p по сравнению с 30-ми широтами).

[1] Подвижными в [230] считаются циклоны (антициклоны), проходящие за время их существования не менее 1600 км, в противном случае циклогенез (антициклогенез) считается местным.

Наряду с широтными зонами, в которых $dn_цп/dT_p > 0$ (в частности, для 60-х, 30-х широт и над сушей для 40-х широт), проявляются зоны с обратной тенденцией. При этом наибольшая корреляция $n_цп$ с T_p (при $r < 0$) выявлена над сушей 50-х широт. Значимая на уровне среднеквадратических отклонений (СО) коэффициента регрессии корреляция получена над океаном в 70-х широтах, а также для 50-х и 70-х широт в целом.

Для местного циклогенеза корреляция $n_цм$ с T_p оценена значимой (на уровне СО) только над сушей 80-х широт.

Связь антициклогенеза внетропических широт (в целом) с полушарной температурой оценена незначимой. В то же время в 20-х широтах получена значимая (на уровне СО) корреляция $n_ацп$ и $n_ацм$ с T_p и над сушей и над океаном, а также для широтной зоны в целом. Наиболее тесная связь ($r = 0{,}34$) отмечена для подвижного антициклогенеза над океаном. Кроме того, положительные значения $dn_ацп/dT_p$, значимые на уровне СО, получены для нелокального циклогенеза над сушей 30-х широт и над океаном 70-х широт, а также для локального циклогенеза над океаном 80-х широт (и над всей этой широтной зоной). Наряду с этим отмечена значимая отрицательная корреляция подвижного антициклогенеза над сушей 60-х широт (и для всей этой широтной зоны) и 80-х широт.

При изменении термического режима ЗКС изменяется и такая важная климатическая характеристика гидрологического цикла, как скорость выпадения осадков. Следует отметить, что последняя в целом более изменчива в пространстве и во времени по сравнению с температурой.

Согласно данным [256], с середины прошлого века по 1980-е годы для широтной зоны 35—70° с. ш. над сушей СП проявляется в целом рост количества осадков, тогда как в зоне 5—35° с. ш. — уменьшение их. В [470] приведена межгодовая изменчивость скорости выпадения осадков над различными континентальными регионами СП за последние примерно 100 лет. Отмечены также линейные тренды. Для широтного пояса 35—70° с. ш. над сушей (без северной Канады) отмечен рост осадков с трендом 46 мм/100 лет (или 8 %/100 лет). Для нашей страны тренд также положителен и составляет 54 мм/100 лет (13 %/100 лет). В то же время для Европы значимый тренд осадков на фоне довольно больших межгодовых флуктуаций не выявлен. Для европейского региона к югу от 55° с. ш. проявляется отрицательный тренд — 41 мм/100 лет (или — 6 %/100 лет), но при этом межгодовые флуктуации осадков велики.

Проведенный нами анализ межгодовых вариаций осадков P_r над сушей в широтной зоне 35—70° с. с использованием данных [470] (100-летний ряд) выявил некоторую тенденцию увеличения экстремальных отклонений P_r с ростом приповерхностной температуры СП. Это согласуется с выводами, сделанными в [16, 246, 305] относительно тенденции увеличения изменчивости ряда климатических характеристик при тенденции глобального потепления.

Таблица IV.2.2.

Характеристики связи скорости циклогенеза и антициклогенеза (местного и подвижного) по 25-летним данным в межгодовой изменчивости для разных широтных зон северного полушария и отдельно над сушей и океаном (dn/dT_p — число событий в год/К)

Характеристика	Поверхность	Широты, ... ° с.							
		90—80	80—70	70—60	60—50	50—40	40—30	30—20	90—20
				Циклогенез местный					
$dn_{цм}/dT_p$	Суша	—1,9	—5,5	—4,2	—21,2	9,6	10,8	13,4	1,2
СКО		(±1,3)	(±7,9)	(±34,9)	(±36,9)	(±43,0)	(±39,0)	(±45,7)	(±179,5)
r		—0,28	—0,14	—0,03	—0,12	0,05	0,06	0,06	0,00
$dn_{цм}/dT_p$	Океан	—2,9	—7,6	15,7	—22,0	4,4	—15,2	2,1	—24,6
СКО		(±9,8)	(±27,7)	(±24,7)	(±33,7)	(±37,2)	(±39,0)	(±18,9)	(±176,4)
r		—0,06	—0,06	0,13	—0,14	0,03	—0,08	0,02	—0,03
$dn_{цм}/dT_p$	Зона	—4,7	—13,1	11,5	—43,1	14,8	—4,4	15,5	—23,4
СКО		(±10,4)	(±32,4)	(±56,2)	(±69,0)	(±77,3)	(±70,5)	(±60,3)	(±346,5)
r		—0,10	—0,08	0,04	—0,13	0,04	—0,01	0,05	—0,01
				Циклогенез подвижный					
$dn_{цп}/dT_p$	Суша	—0,2	—2,4	21,8	—21,8	24,9	8,8	2,0	33,2
СКО		(±0,7)	(±3,3)	(±7,1)	(±8,2)	(±13,3)	(±8,0)	(±4,4)	(±26,0)
r		—0,05	—0,15	0,54	—0,49	0,36	0,22	0,10	0,26
$dn_{цп}/dT_p$	Океан	—2,4	—9,8	14,6	—0,1	—6,7	33,5	6,4	35,5
СКО		(±3,4)	(±8,8)	(±5,9)	(±10,5)	(±12,8)	(±13,5)	(±6,6)	(±28,4)
r		—0,15	—0,23	0,46	0,00	—0,11	0,46	0,20	0,25
$dn_{цп}/dT_p$	Зона	—2,6	—12,2	36,5	—21,7	18,2	42,3	8,4	68,7
СКО		(±3,3)	(±9,0)	(±9,9)	(±13,6)	(±18,7)	(±18,4)	(±7,8)	(±41,2)
r		—0,16	—0,27	0,61	—0,32	0,20	0,43	0,22	0,33
				Антициклогенез местный					
$dn_{\downarrow цм}/dT_p$	Суша	1,0	3,1	1,1	—1,0	9,8	17,5	11,5	43,1
СКО		(±2,3)	(±6,7)	(±17,6)	(±21,7)	(±29,9)	(±20,0)	(±9,4)	(±93,7)
r		0,09	0,09	0,01	—0,01	0,07	0,18	0,25	0,10
$dn_{\downarrow цм}/dT_p$	Океан	14,4	0,2	7,8	4,4	—8,9	—14,3	16,9	19,9
СКО		(±7,0)	(±16,3)	(±8,4)	(±10,7)	(±22,6)	(±25,2)	(±16,8)	(±102,9)
r		0,40	0,00	0,19	0,09	—0,08	—0,09	0,21	0,04
$dn_{\downarrow цм}/dT_p$	Зона	15,4	3,2	8,3	3,4	1,0	3,2	28,4	63,0
СКО		(±7,9)	(±20,2)	(±24,2)	(±31,4)	(±48,7)	(±51,1)	(±23,7)	(±192,0)
r		0,38	0,03	0,07	0,02	0,00	0,01	0,24	0,07
				Антициклогенез подвижный					
$dn_{\downarrow цп}/dT_p$	Суша	—1,7	—0,7	—14,2	—0,1	4,3	5,8	3,0	—3,9
СКО		(±1,6)	(±4,5)	(±9,1)	(±12,0)	(±8,5)	(±4,7)	(±2,6)	(±31,5)
r		—0,22	—0,03	—0,31	—0,00	0,11	0,25	0,24	—0,03
$dn_{\downarrow цп}/dT_p$	Океан	1,8	6,9	2,3	—4,0	—4,4	—9,3	14,4	7,8
СКО		(±4,9)	(±6,1)	(±4,2)	(±5,3)	(±8,2)	(±12,1)	(±8,4)	(±26,7)
r		0,08	0,23	0,12	—0,16	—0,11	—0,16	0,34	0,06
$dn_{\downarrow цп}/dT_p$	Зона	0,1	6,2	—11,8	—4,1	—0,1	—3,5	17,5	3,9
СКО		(±5,3)	(±8,2)	(±9,4)	(±15,6)	(±14,1)	(±13,5)	(±9,7)	(±53,7)
r		0,00	0,15	—0,25	—0,06	—0,00	—0,05	0,35	0,02

Следует, однако, заметить, что, вообще говоря, тенденции дисперсий и экстремальных выбросов для климатических характеристик могут различаться.

IV.3. ДИАГНОСТИКА ВЗАИМНОЙ ДИНАМИКИ КЛИМАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

В годовом ходе и в межгодовой изменчивости проявляется инерция процессов в ЗКС, взаимная эволюция климатических полей. В [173] оценены характерные особенности взаимной эволюции переменных земной климатической системы в атмосфере (тропосфере и нижней стратосфере) на основе зональных среднемесячных данных в годовом ходе для северного и южного полушарий. Проведем сравнительный анализ временных сдвигов соответствующих изменений в годовом ходе климатических переменных относительно друг друга. Как отмечено в [173], подобный анализ необходим для выявления и подтверждения причинно-следственных связей переменных ЗКС.

В [173] приведены для СП в целом (осреднение по полушарию обозначается индексом p) вариации инсоляции (S), нормированной на солнечную постоянную, на верхней границе атмосферы в годовом ходе относительно среднегодового режима и для следующих переменных ЗКС: температуры у поверхности T [276] и средней по высоте температуры атмосферы T_a в °С [387], средней по столбу атмосферы массовой доли водяного пара q_a в промилле, количества (доли) облаков $n = n_\downarrow$ по спутниковым [142] и $n = n_\uparrow$ по наземным данным [21], удельной кинетической энергией атмосферы К в см²/с² [387]. Вертикальное осреднение (с весом массы) в атмосфере осуществлялось от 1012,5 до 75 гПа [387]. Все указанные переменные изменяются в годовом ходе для СП в целом с заметным (более месяца) запаздыванием относительно годового хода инсоляции S_p, причем знак вариаций K_p противоположен знаку вариаций S_p.

Для временного хода полушарно осредненных величин доминирующей является годовая гармоника. Значения времени задержки (инерции) τ_X соответствующих климатических переменных X были оценены в [173] с использованием аппроксимации вариаций $X(t)$ в годовом ходе годовой гармоникой

$$X(t) = a_0 + a_1 \sin \omega_r (t - t_X). \qquad \text{(IV.3.1)}$$

Здесь $\omega_r = 2\pi/T_r$ — угловая частота, T_r — период в годах, $a_0 = \overline{X}$ — среднегодовое значение X, t_X в месяцах.

При этом для СП в целом получено:

$$S_p = 1{,}00 + 0{,}39 \sin \omega_r (t - 2{,}93),$$

$$T_{ap} = 14{,}9 + 6{,}9 \sin \omega_r (t - 4{,}28),$$

$$T_{ap} = -17{,}0 + 4{,}2 \sin \omega_r (t - 4{,}34),$$

$$K_p = 126 - 57 \sin \omega_r (t - 4{,}38),$$

$$n_{\uparrow p} = 0{,}59 + 0{,}03 \sin \omega_r (t - 4{,}39),$$

$$q_{ap} = 2{,}9 + 0{,}8 \sin \omega_r (t - 4{,}61),$$

$$n_{\downarrow p} = 0{,}53 + 0{,}03 \sin \omega_r (t - 4{,}64). \qquad \text{(IV.3.2)}$$

Здесь t в месяцах; T_{sp} и T_{ap} в °С; K_p в см²/с²; q_{ap} в промилле.

Согласно (IV.3.2), аппроксимационная синусоида для T_{sp} отстает в годовом ходе от синусоиды для S_p на $\Delta t_{T_{sp}}(S_p) = 1{,}35$ мес $= 40$ сут. При этом $\Delta t_{T_{ap}}(T_{sp}) = 2$ сут; $\Delta t_{K_p}(T_{ap}) = 1$ сут; $\Delta t_{K_p}(T_{sp}) = 3$ сут; $\Delta t_{q_{ap}}(T_{ap}) = 8$ сут; $\Delta t_{n_{\uparrow p}}(T_{ap}) = 1{,}5$ сут; $\Delta t_{n_{\downarrow p}}(T_{ap}) = 9$ сут.

На основе сделанных оценок в [173] предложена следующая схема причинно-следственных связей энергетически значимых климатических переменных СП в целом в годовом ходе: Солнце (S) греет поверхность Земли (T_s), которая отдает тепло в атмосферу (T_a); с изменением температурного режима поверхности и атмосферы перестраивается динамика атмосферы (K), облачность (n) и поле влажности (q_a). По полученным в [173] результатам преждевременно делать общий вывод о причинно-следственной связи полей облачности и влажности СП, так как $t_{n\uparrow p} < t_{q_{ap}} < t_{n\downarrow p}$. Причиной различия $t_{n\uparrow p}$ и $t_{n\downarrow p}$ может быть погрешность измерений и различие в периодах измерений в течение суток. В [173] отмечено также на основе качественного анализа, что для определения климатической роли облачности, в частности в формировании радиационного баланса ЗКС, необходим адекватный учет суточного хода. Причина различия может быть и в придании различного удельного веса низким и высоким облакам в наземных и спутниковых измерениях, соответственно в характеристике общей облачности. В этом случае можно будет сделать вывод о различной инерционности полей облачности различных ярусов.

Соответствующие предложенной схеме значения времени инерции $\tau_{X_1}(X_2)$ переменной X_1 относительно режима переменной X_2 в пределах четверти периода годового хода оценивались согласно [173] по формуле

$$\tau_{X_1}(X_2) = \frac{1}{\omega_r} \operatorname{tg} [\omega_r \Delta t_{X_1}(X_2)]. \qquad \text{(IV.3.3)}$$

Равенство $\omega_r \Delta t_{X_1}(X_2) = \operatorname{arctg} \omega_r \tau_{X_1}(X_2)$ можно получить из уравнения $\tau_{X_1} \frac{dX_1}{dt} = -X_1 + X_{20} \sin \omega t$ для инерционной переменной X_1 с гармонической вынуждающей силой $X_2 = X_{20} \sin \omega t$

и гармоническим решением в виде $X_1 = X_{10} \sin \omega (t - \Delta t)$ ($\Delta t = \Delta t_{X_1}(X_2)$ — запаздывание относительно вынуждающей силы). При этом $\tau_X \approx \Delta t_X$ при малых (в пределах полумесяца) Δt_X. С помощью (IV.3.2) в [173] оценено: $\tau_{T_{sp}}(S_p) = 1{,}6$ мес = = 49 сут, а для остальных рассмотренных выше вариантов $\Delta t_{X_1}(X_2) \leqslant 9$ сут и соответственно $\tau_{X_1}(X_2) \approx \Delta t_{X_1}(X_2)$.

Оценки времени инерции без гармонической аппроксимации используемых данных можно сделать, сравнивая для различных переменных X значения времени достижения t_X в годовом ходе соответствующих среднегодовых значений $\bar{X}$. При этом значения времени достижения t_X среднегодового режима весной (весенняя, или 0-фаза) и осенью (осенняя, или π-фаза) не обязательно отличаются на полгода из-за эффектов нелинейности ЗКС и ее неоднородности. Динамика ЗКС, ее причинно-следственные связи и соответственно инерционность внутренних процессов в различные сезоны могут заметно различаться [173].

При отсчете времени t_X относительно $t_{s_p} = 3{,}1$ мес для весеннего режима СП при $X = T_{sp}$ в [173] получено $\Delta t_{T_{sp}}(S_p) =$ = 34 сут = 1,1 мес. При этом для СП t_{K_p} совпадает с $t_{T_{sp}}$ с точностью до 1 сут, средняя температура атмосферы T_{ap} отстает в своем изменении в годовом ходе от T_{sp} на $\Delta t_{T_{ap}}(T_{sp}) = 7$ сут = = 0,2 мес. Практически совпадают с $t_{T_{ap}}$ значения времени весеннего запаздывания t_{n_p} для количества облаков n_p по наземным [21] и спутниковым [142] данным для СП в целом. Величина $\Delta t_{q_{ap}}(T_{ap})$ получена равной 10 сут (0,3 мес).

Приведенные оценки сделаны на основе средних годовых ходов климатических переменных. Интервал выборки исходных данных различается. Из-за межгодовой изменчивости климатических переменных это может сказаться на некоторых выводах о причинно-следственных связях. Для сравнения вместо данных о среднем годовом ходе T_a и q_a из [387] за период 1958—1963 гг. можно использовать аналогичные данные [391] за период 1963—1973 гг. Для СП весной $\Delta t_{T_{ap}}(T_{sp}) = 9$ сут = 0,3 мес, $\Delta t_{q_{ap}}(T_{ap}) = 6$ сут = 0,2 мес, годовой ход $n_{\downarrow p}$ и $n_{\uparrow p}$ опережает годовой ход T_{ap} примерно на 2 сут, а от T_{sp} отстает на 6—7 сут, что отличается от соответствующих величин по предшествующим данным. Из последних оценок, в частности, следует, что облачность может влиять на формирование термического режима атмосферы и ЗКС в целом.

Суммируем все полученные в [173] оценки временных сдвигов для СП в целом весной: годовой ход T_{sp} запаздывает относительно годового хода S_p на 34—40 сут ($\tau_{T_{sp}}(S_p) = 39$—49 сут); отставание K_p и T_{ap} от T_{sp} соответственно в пределах 3 и 2— 9 сут; q_{ap} отстает от T_{ap} на 6—10 сут, а сдвиг годового хода q_{ap} относительно годового хода n_p в пределах от —2 до 12 сут для спутниковых данных [142] и в пределах от —2 до 2 сут для наземных данных [21].

Для осенней фазы СП значения времени достижения климатическими переменными их среднегодового режима получены следующие (отсчет времени от начала года): $t_{s_p} = 9{,}2$ мес, $t_{n_{\uparrow p}} =$ = 10,1 мес, $t_{T_{ap}} = 10{,}2$ мес, $t_{T_{sp}} = 10{,}3$ мес, $t_{q_{ap}} = 10{,}4$ мес, $t_{n_{\downarrow p}} = 10{,}5$ мес, $t_{K_p} = 10{,}6$ мес и соответственно $\Delta t_{T_{ap}}(S_p) =$ = 31 сут, $\Delta t_{T_{sp}}(S_p) = 34$ сут, $\Delta t_{q_{ap}}(T_{ap}) = 6$ сут, $\Delta t_{K_p}(T_{ap}) =$ = 13 сут, $\Delta t_{K_p}(T_{sp}) = 10$ сут. С использованием данных [391] вместо [387] получены близкие результаты: $t_{T_{ap}} = 10{,}2$ мес, $t_{q_{ap}} = 10{,}3$ мес. Сравнительный анализ значений времени запаздывания для весенней и осенней фаз СП показывает существенные различия. В частности, для осенней фазы СП $t_{T_{ap}} < t_{T_{sp}}$, тогда как для весенней фазы с прогревом атмосферы в целом от поверхности (условно — конвективного типа) получено обратное соотношение характерных значений времени. В формировании термического режима СП в фазе осеннего выхолаживания существенной может быть роль облачности ($t_{n_{\uparrow p}} < t_{T_{ap}} < t_{T_{sp}}$).

Для сравнения с фазовыми характеристиками динамики температурного режима океана и атмосферы в годовом ходе можно отметить значения времени достижения среднегодовых режимов $\bar{\varphi}_л$(СП) = 68,5° с. ш. и $\bar{\varphi}_л$(ЮП) = 63,7° ю. ш. зональных границ $\varphi_л$ морского льда в годовом ходе по данным, отмеченным в п. I.4: $t_{\uparrow}$(СП) = 5,7 мес и $t_{\uparrow}$(ЮП) = 11,7 мес для 0-фазы, $t_{\downarrow}$(СП) = 11,8 мес и $t_{\downarrow}$(ЮП) = 5,3 мес для π-фазы.

При анализе взаимной эволюции атмосферных полей отмечено, что весной 0-фаза для поля температуры во внетропических широтах ЮП достигается в годовом ходе в целом быстрее, чем 0-фаза для геопотенциала. Исключение составляют область полярнее 70° ю. ш. около уровня 300 гПа и область верхней тропосферы в окрестности 25—30° ю. ш. Осенью режим π-фазы для температуры атмосферы антарктических широт (кроме окрестности уровня 100 гПа) достигается позже, чем для геопотенциала.

В СП режим 0-фазы для геопотенциала ($t_{\uparrow}(H)$) достигается позже ($\Delta_{\uparrow} t_{H,T} = t_{\uparrow}(H) - t_{\uparrow}(T) > 0$), чем соответствующий режим для температуры ($t_{\uparrow}(T)$), в нижней тропосфере южнее 50° с. ш., а также в нижней стратосфере и верхней тропосфере севернее 45° с. ш. (см. рис. IV.1.7). Режим π-фазы годового хода геопотенциала ($t_{\downarrow}(H)$) опережает ($\Delta_{\downarrow} t_{H,T} = t_{\downarrow}(H) - t_{\downarrow}(T) < 0$) соответствующий режим температуры ($t_{\downarrow}(T)$) в тропосфере севернее 55° с. ш., в нижней стратосфере и в окрестности тропопаузы в тропических широтах, а также в полярных широтах вблизи уровня 50 гПа (см. рис. IV.1.7 *б*). Отмеченные особенности взаимной эволюции полей температуры и геопотенциала отражают

влияние динамических и термодинамических факторов, относительная роль которых изменяется в годовом ходе.

Особенности годового хода температурного режима атмосферы проявляются в особенностях ее циркуляционного режима. В значительной степени поле зональной скорости U в атмосфере определяется геострофической скоростью U_g, а его стратификация — соотношением термического ветра [387]. Заметно различается годовой ход циркуляционных характеристик в атмосфере полярных широт СП и ЮП.

При сравнительном анализе эволюции поля содержания озона и температурного поля в стратосфере в годовом ходе в [177], в частности, отмечено совпадение некоторых особенностей. Так, весеннее ядро прогрева относительно июльского режима на высоте около 35 км в стратосфере ЮП в окрестности 60° ю. ш. [177] можно сопоставить с областью наиболее быстрого роста q_{O_3} относительно июньского режима на рис. IV.1.10 *в*, проявляющегося в августе. В стратосфере СП особенность весеннего прогрева полярной средней и нижней стратосферы относительно январского режима [177] проявляется наряду с особенностью роста в этой области содержания озона согласно рис. IV.1.10 *а*.

С особенностями эволюции термического и циркуляционного режимов антарктической атмосферы можно связать, в частности, проявление озонной дыры — сильного весеннего минимума в общем содержании озона (ОСО) с тенденцией его углубления в межгодовой изменчивости. Уменьшение содержания озона проявляется в нижней стратосфере. Один из возможных механизмов формирования озонной дыры — механизм блокирования переноса озона из средней стратосферы в нижнюю стратосферу антарктических широт из-за особенностей общей циркуляции, связанных с циркумполярным течением. Подобный механизм был предложен, в частности, в [171, 176] для объяснения формирования «зон относительного запаздывания» (ЗОЗ) для температурного режима океана и атмосферы в годовом ходе.

В атмосфере ЗОЗ находится в окрестности тропической тропопаузы над субтропическим струйным течением, замедляющим ее весенний прогрев от поверхности Земли. Согласно [176], в Атлантическом океане проявляется ЗОЗ, связанная с Ньюфаундлендской энергоактивной зоной. Реализация ЗОЗ в Атлантическом океане и в атмосфере связана в [176] с частичной изоляцией этих областей струйными течениями в океане (в частности, Лабрадорским течением и Гольфстримом) и атмосфере от источников нагрева (или охлаждения) из-за анизотропной теплопроводности системы. Подобным образом наличие циркумполярного течения в антарктической стратосфере может препятствовать компенсации дефицита озона в нижней стратосфере антарктических широт, образующегося к началу весны, за счет переноса озона из более низких широт и из более высоких слоев средней стратосферы.

В ЮП максимальные значения ОСО отмечаются в окрестности 60° ю. ш. [330, 436]. В октябре, для которого зарегистрированы

наиболее низкие значения ОСО в годовом ходе в антарктической атмосфере и наибольший тренд уменьшения ОСО в межгодовой изменчивости, этим широтам соответствуют восходящие токи полярной ячейки и ячейки Ферреля, пронизывающие не только тропосферу, но и стратосферу [362]. Восходящие токи препятствуют проникновению озона из средней стратосферы в нижнюю.

В октябре—декабре происходит весенняя перестройка атмосферной циркуляции в антарктической стратосфере со сменой западных ветров на восточные. В [181], в частности, представлены изохроны весеннего перехода зональной скорости ветра U через 0 (весенняя перестройка) в зависимости от широты и высоты по ракетным данным [333]. Позднее всего (к декабрю) весенняя перестройка происходит в нижней стратосфере полярных широт: последовательные изохроны с достижением режима $U = 0$ смещаются к полюсу и вниз. Согласно [181], с использованием данных [275, 333] задержка момента перехода через $U = 0$ в нижней стратосфере полярных широт ЮП по сравнению с СП достигает двух месяцев и более. Наиболее позднее достижение режима $U = 0$ отмечается в нижней стратосфере антарктических широт. Подобные особенности эволюции получены и для поля геострофической скорости на основе данных [247]. В целом следует отметить существенное различие годового хода поля скорости в стратосфере ЮП и СП.

В соответствии с циркуляционными особенностями в октябре—ноябре в ЮП отмечается резкое опускание последовательных изохрон максимальных (в годовом ходе) значений отношения смеси q_{O_3} (см. п. IV.1) от уровня около 40 км в нижнюю часть средней стратосферы в 60-х широтах с адвективной составляющей в стороны высоких широт. Именно в это время года на антарктической станции Сёва (69° ю. ш.) отмечалось резкое и интенсивное увеличение ОСО в атмосфере. Отмеченная особенность проявляется и при анализе амплитудных характеристик годового хода q_{O_3}. Так, граница области увеличения q_{O_3} на 1 млн$^{-1}$ относительно сентябрьского режима достаточно быстро опускается в ноябре над окрестностью 70° ю. ш. с распространением ниже уровня 15 гПа в сторону полюса. Это согласуется с особенностью динамики границы максимальных q_{O_3} в этой области в октябре—ноябре. То, что рост ОСО происходит за счет переноса из средней стратосферы, согласуется с данными озонного зондирования на антарктических станциях Новолазаревская и Сёва. При этом последовательность заполнения озонной дыры в ОСО (от октября к декабрю) на станциях Сёва и Амундсен-Скотт соответствует направлению распространения границ областей увеличения q_{O_3} и его максимальных значений в более высокие широты.

Формирование весеннего минимума ОСО в высоких широтах ЮП связано с уменьшением q_{O_3} в нижней стратосфере на уровнях ниже 20 гПа. Согласно данным [369], уменьшение q_{O_3} в сентябре относительно августа отмечено в нижней стратосфере 60—70-х широт, а в октябре — 70-х широт. Отмеченная особенность годового хода озона в антарктической атмосфере с весенним ми-

нимумом его в нижней стратосфере связана с особенностями термического режима Антарктики.

При анализе температурного поля в весеннем режиме следует отметить, что в антарктической атмосфере примерно при $z < z_0 = 25...30$ км меридиональный градиент температуры $\partial T/\partial x > 0$. В 80-х годах отмечено значительное понижение температуры антарктической стратосферы. Так, между 1979 и 1985 гг. согласно [377] отмечено понижение зональной температуры на 85° ю. ш. вблизи уровня 30 гПа (около 25 км) в октябре примерно на 20 К. При вариациях температурного режима T изменяется профиль термического ветра $\frac{\partial U_g}{\partial z} = \frac{g}{fT} \times \frac{\partial T}{\partial x}$:

$$\frac{\Delta U_{zg}}{U_{zg}} = \frac{\Delta T_x}{T_x} - \frac{\Delta T}{T}, \qquad \text{(IV.3.4)}$$

где $T_x = \partial T/\partial x$, $U_{zg} = \partial U_g/\partial z$, f — параметр Кориолиса, g — ускорение свободного падения. Для отмеченных в [377] изменений температурного режима стратосферы доминирующую роль в приполярных широтах играет первый член в правой части (IV.3.4). При этом и для $z > z_0$ с $T_x > 0$, $\Delta T_x < 0$, $U_{zg} < 0$, и для $z < z_0$ с $T_x < 0, \Delta T_x < 0$, $U_{zg} > 0$ согласно (IV.3.4) $\Delta U_{zg} > 0$. Таким образом, выше уровня 25÷30 км (уровня максимума зональной скорости в антарктических широтах в октябре) профиль скорости становится более вертикальным, ниже — более горизонтальным. В средней стратосфере ($z > 25$ км) с увеличением зональной скорости весенний переход через $U = 0$ задерживается. Это приводит к задержке заполнения нижней стратосферы озоном из средней стратосферы и способствует проявлению озонной дыры в Антарктике [181].

Как уже отмечалось, особенности эволюции климатических полей в полярных широтах, в частности в антарктических, можно связать с тенденциями изменения глобального климата. Так, наряду с выявленным вековым трендом увеличения приповерхностной температуры в глобальном масштабе (который, в частности, связывается с трендом содержания CO_2 (q_{CO_2}) и других парниковых газов в атмосфере) заметные положительные вариации поверхностной температуры (порядка 1 К) отмечены после 1979 г. в Антарктике [304]. При этом (см., например, [377, 384]) положительный тренд приповерхностной температуры T_0 сопровождается отрицательным трендом температуры в стратосфере T_{st} в антарктических широтах.

Качественно тенденцию взаимного изменения T_0 и T_{st} при изменении, в частности, q_{CO_2} можно оценить согласно $dT_{st}/dT_0 = \frac{T_0}{4} \frac{\partial D_{st}}{\partial q_{CO_2}} \Big/ [(1 - D_{st}) dT_0/dq_{CO_2}]$, где D_{st} (< 1) — интегральная функция пропускания стратосферы для тепловой радиации.

При этом $dT_{st}/dT_0 < 0$, так как $\partial D_{st}/\partial q_{CO_2} < 0$. Согласно, например, [475], при удвоении содержания CO_2 в атмосфере климатической модели общей циркуляции для антарктических широт $\Delta T_{st}/\Delta T_0 \approx -3$. При тенденции с положительным трендом T_0 и отрицательным (и большим по абсолютному значению) трендом T_{st} с соответствующим изменением циркуляционного режима стратосферы последующее изменение содержания озона в антарктической стратосфере способно заметно (см. [424]) изменять выхолаживание атмосферы. С этим связано дальнейшее изменение циркуляционного режима и содержания озона в стратосфере.

Образованию дефицита озона в нижней стратосфере Антарктики к весне способствуют особенности антарктической тропопаузы. Согласно [105], озонопауза тесно связана с тропопаузой. При четко выраженной тропопаузе (резкое изменение вертикального градиента температуры при переходе от тропосферы к стратосфере) ослаблен вертикальный макротурбулентный обмен между стратосферой и тропосферой.

Согласно [181], зимой ЮП (в июле и августе) температурный профиль в антарктической атмосфере, по данным [391], в значительной степени определяется радиационным выхолаживанием и тропопауза не проявляется. К середине сентября отмечается формирование тропопаузы, и только к середине октября она четко выражена. Для сравнения приведен профиль зональной температуры для зимы СП с четко выраженной тропопаузой в январе. Таким образом, особенности термического и циркуляционного режима антарктической атмосферы допускают зимой и ранней весной перенос озона из нижней стратосферы в тропосферу, что при задержке притока озона из средней стратосферы и из более низких широт способствуют образованию дефицита нижнестратосферного озона и формированию эффекта озонной дыры.

Следует отметить также, что при проявлении антарктической тропопаузы ее годовой ход имеет особый характер. Так, по зональным среднемесячным данным [145], высота антарктической тропопаузы максимальна в конце зимы — начале весны (в августе—сентябре). При этом высота арктической тропопаузы максимальна летом. Подъем антарктической тропопаузы к концу зимы — началу весны приводит к попаданию нижних слоев стратосферы в тропосферу и может способствовать уменьшению содержания O_3 в столбе атмосферы.

Описанному выше динамическому механизму формирования и эволюции озонной дыры в Антарктике не противоречат и результаты диагностики эволюции в годовом ходе полей плотности, давления и геопотенциала в атмосфере (см. п. IV.1).

По экспериментальным данным, существует отрицательная корреляция между ОСО (X) и высотой тропопаузы (H_{tr}). В частности, она отчетливо проявляется в полярных широтах СП, особенно весной [73]. Для зимне-весеннего периода, в частности, в распределениях ОСО и H_{tr} (полярной) отмечены общие закономерности. В среднегодовом распределении ОСО и H_{tr} общие

закономерности прослеживаются менее четко и, по-видимому, практически отсутствуют в летний период.

В табл. IV.3.1 из [73] приведены результаты линейных регрессий ОСО (X) на H_{tr}, температуру тропопаузы (T_{tr}), приповерхностную температуру (T_0) по среднемесячным данным [145, 276, 330, 452] в годовом ходе для различных широтных зон СП и ЮП. Наряду с коэффициентом корреляции (r) и коэффициентами регрессии (оценивающими значения dX/dH_{tr}, dX/dT_{tr} и dX/dT_0) приведены также среднеквадратические отклонения (СКО) последних. Полярный и тропический типы тропопаузы рассматривались отдельно. Корреляция между ОСО и H_{tr} в годовом ходе в целом всюду отрицательна. Высокие положительные коэффициенты корреляции между ОСО и T_{tr} в годовом ходе отмечаются в тропиках СП и субтропиках СП и ЮП. В приэкваториальном поясе ЮП значения r отрицательны. В высоких широтах ЮП, в отличие от СП, значения r положительны, что является отражением особенностей годового хода термического и циркуляционного режима, а также ОСО в южной полярной области (где отмечен, в частности, эффект озонной дыры над Антарктикой). Наличие положительной или отрицательной корреляции между ОСО и T_0 в годовом ходе не обязательно отражает непосредственную связь между ними, но может быть полезным для параметризации влияния озона в климатических моделях, например в малопараметрических.

Отрицательная корреляция между ОСО и H_{tr} может отражать как отмеченную выше статистическую связь между ними в определенные сезоны (в связи со сменой воздушных масс различного происхождения над данным регионом), так и наличие асинхронного годового хода, обусловленного различными причинами, в том числе циркуляционными механизмами. Для зональных значений ОСО и H_{tr} в определенных широтных поясах выявлены сходные тенденции в межширотной динамике фазовых изохрон. Подобие межширотной эволюции отмечено, в частности, для фаз максимума ОСО и минимума H_{tr} во внетропических широтах СП и тропическом поясе обоих полушарий, а также для фазы минимума ОСО и максимума в СП и в высоких широтах ЮП. В меньшей степени это характерно для особенностей межширотной эволюции изохрон 0- и π-фаз ОСО, с одной стороны, и π- и 0-фаз H_{tr}, с другой стороны. При этом для интервалов превышения для ОСО и H_{tr} в меньшей степени, чем для интервалов роста, проявляются противоположные изменения их с широтой.

При анализе взаимной эволюции различных климатических полей проявляются особенности общей циркуляции атмосферы.

В частности, согласно [144, 180], проявляются различия годового хода осадков P_r в пределах меридиональных ячеек Хэдли, Ферреля и полярной ячейки в общем соответствии с особенностями годового хода облачности n. При этом режим 0-фазы годового хода P_r запаздывает относительно n в большинстве широтных зон. Особенно четко запаздывание проявляется в средних и высо-

Таблица IV.3.1

Характеристики связи зональных значений ОСО с H_{tr}, T_{tr} и T_0 в годовом ходе (на основе линейных регрессий) для разных широтных зон

Тропопауза	Характеристика	Широта, ... °										
		80 с.	70	60	50	40	30	20	10	0		
Полярная	dX/dH_{tr}ДЕ/км	−121,0	−92,2	−52,1	−38,4	−27,6	−0,4	−10,7				
	СКО	(±20,3)	(±26,8)	(±19,5)	(±16,3)	(±12,5)	(±7,0)	(±13,9)				
	r	−0,93	−0,77	−0,65	−0,6	−0,57	−0,02	−0,32				
Тропическая	dX/dH_{tr}ДЕ/км				−42,8	64,5	−11,1	−21,7	−38,1	−22,8		
	СКО				(±54,8)	(±65,5)	(±37,8)	(±19,1)	(±6,6)	(±3,6)		
	r				−0,41	0,33	−0,1	−0,34	−0,88	−0,9		
Полярная	dX/dT_{tr}ДЕ/К	−8,8	−5,2	−6,6	−13,4	−3,9	0,5	1,4				
	СКО	(±8,5)	(±6,9)	(±5,6)	(±7,1)	(±6,8)	(±1,9)	(±3,2)				
	r	−0,42	−0,26	−0,35	−0,51	−0,18	0,08	0,19				
Тропическая	dX/dT_{tr}ДЕ/К				3,6	22,5	14,2	12,5	7,8	3,7		
	СКО				(±2,5)	(±10,8)	(±5,5)	(±3,1)	(±1,1)	(±0,6)		
	r				0,65	0,59	0,64	0,79	0,91	0,88		
	dX/dT_0ДЕ/К	−5,5	−3,5	−2,1	−2,2	−2,0	0,3	4,9	16,9	−11,1		
	СКО	(±1,4)	(±1,6)	(±1,2)	(±1,3)	(±1,3)	(±1,1)	(±0,9)	(±4,3)	(±4,7)		
	r	−0,88	−0,62	−0,48	−0,46	−0,43	0,09	0,86	0,78	−0,60		

Тропопауза	Характеристика	Широта, ... °							
		10	20	30	40	50	60	70	80 ю.
Полярная	dX/dH_{tr}ДЕ/км		−19,1	−16,3	−34,7	−48,4	−73,2	−11,8	−22,5
	СКО		(±20,9)	(±9,9)	(±9,2)	(±18,3)	(±113,6)	(±16,3)	(±13,9)
	r		−0,38	−0,46	−0,77	−0,64	−0,20	−0,27	−0,59
Тропическая	dX/dH_{tr}ДЕ/км	−8,9	−17,1	−46,7	−110,7	−85,0			
	СКО	(±4,7)	(±11,7)	(±9,8)	(±18,5)	(±26,0)			
	r	−0,51	−0,42	−0,83	−0,88	−0,96			
Полярная	dX/dT_{tr}ДЕ/К		6,4	5,3	16,1	−3,1	−0,9	1,3	2,8
	СКО		(±3,0)	(±1,6)	(±5,6)	(±3,5)	(±1,8)	(±1,3)	(±1,4)
	r		0,7	0,73	0,67	−0,27	−0,16	0,35	0,65
Тропическая	dX/dT_{tr}ДЕ/К	1,0	1,5	5,5	15,1	10,5			
	СКО	(±0,7)	(±1,2)	(±1,5)	(±2,9)	(±112,6)			
	r	0,43	0,37	0,76	0,86	0,68			
	dX/dT_0ДЕ/К	−2,6	−0,6	−3,1	−8,6	−9,6	−1,2	2,2	2,8
	СКО	(±1,9)	(±1,6)	(±1,5)	(±2,1)	(±4,6)	(±3,4)	(±1,2)	(±0,9)
	r	−0,39	−0,12	−0,56	−0,79	−0,55	−0,11	0,59	0,83

Таблица IV.3.2.

Коэффициенты связи dP_r/dn осадков с количеством облаков и соответствующие коэффициенты корреляции по среднемесячным данным в годовом ходе для различных широтных зон

Характеристика	Широты, ... °							
	85—80	80—75	75—70	70—65	65—60	60—55	55—50	50—45
Северное полушарие								
dP_r/dn см/мес	−0,7	−0,3	2,4	9,5	11,5	16,3	2,6	1,5
СКО	(±1,8)	(±0,6)	(±1,6)	(±1,5)	(±2,4)	(±5,4)	(±6,4)	(±7,7)
r	−0,11	−0,16	0,43	0,89	0,83	0,69	0,13	0,06
Южное полушарие								
dP_r/dn см/мес	−2,0	1,9	−5,1	−45,1	−98,9	7,7	−7,4	17,5
СКО	(±5,1)	(±5,5)	(±19,5)	(±118,8)	(±112,2)	(±90,7)	(±17,5)	(±25,2)
r	−0,12	0,11	−0,08	−0,12	−0,27	0,03	−0,13	0,21

Характеристика	Широты, ... °								
	45—40	40—35	35—30	30—25	25—20	20—15	15—10	10—5	5—0
Северное полушарие									
dP_r/dn см/мес	9,5	18,5	−7,8	−26,0	85,2	61,1	71,0	81,9	26,7
СКО	(±4,0)	(±3,9)	(±4,7)	(±20,3)	(±17,5)	(±8,1)	(±6,2)	(±5,2)	(±26,2)
r	0,60	0,83	−0,46	−0,04	0,84	0,92	0,96	0,98	0,31
Южное полушарие									
dP_r/dn см/мес	48,4	66,3	32,9	−15,7	12,7	55,1	52,2	52,0	23,3
СКО	(±22,5)	(±18,6)	(±9,4)	(±4,7)	(±25,9)	(±17,0)	(±14,9)	(±19,5)	(±33,5)
r	0,56	0,75	0,74	−0,73	0,15	0,72	0,74	0,64	0,22

ких широтах для 0-фазы. В режиме π-фазы отмечено запаздывание n относительно P_r в пределах ячейки Ферреля в средних и субтропических широтах СП и ЮП. Отмечены особенности режима π-фазы для P_r в субтропических широтах (с $t_\downarrow(P_r) < t_\downarrow(n)$) и в арктических широтах, где существенна полугодовая гармоника для P_r.

Интересные особенности совместной эволюции зональных осадков и облачности выявляются в табл. IV.3.2 для результатов линейных регрессий $P_r = a_0 + a_1 n$ по данным в годовом ходе для разных широт (r — коэффициент корреляции, в скобках — среднеквадратические отклонения для a_1). В линейном приближении коэффициент регрессии a_1 характеризует величину dP_r/dn. Не удивительно, что корреляция осадков и облачности отмечается в областях восходящих токов меридиональных ячеек циркуляции атмосферы. При этом наряду с высокими положительными (с ростом облачности растут осадки) коэффициентами корреляции для широт восходящих ветвей ячейки Хэдли и полярной ячейки для широт нисходящих ветвей соответствующих ячеек отмечены отрицательные коэффициенты корреляции. В СП согласно табл. IV.3.2 корреляция осадков и облачности по зональным данным в годовом ходе более высокая по сравнению с ЮП.

Коэффициенты корреляции количества облаков n с вертикальной скоростью W северного

Уровень, гПа	Широ						
	75	70	65	60	55	50	45
500	0,14	−0,59	−0,02	−0,47	0,04	0,58	−0,66
700	0,10	−0,50	0,16	−0,39	0,35	0,35	−0,78
850	0,21	−0,20	−0,13	−0,51	0,36	0,31	−0,78
950	0,55	−0,06	−0,53	−0,74	0,07	0,35	−0,61

Формирование облаков связано с вертикальными токами в атмосфере. Так, межширотные особенности n соответствуют широтной зависимости вертикальных скоростей W в атмосфере. В частности, для среднегодовых распределений n [142] и W (в гПа/с) [1] по данным [387] в СП коэффициенты корреляции 16 пар значений n и W (для 16 широт через 5° от экватора до 75° с. ш.) на уровнях 950, 850, 700 и 500 гПа получены соответственно равными $r(n : W_{950}) = -0{,}60$, $r(n : W_{850}) = -0{,}68$, $r(n : W_{700}) = -0{,}68$ и $r(n : W_{500}) = -0{,}67$. При этом физически объяснимо, что большей скорости восходящих токов соответствует большая облачность.

При соответствующем корреляционном анализе по данным в годовом ходе для отдельных широт СП выявляются особенности (табл. IV.3.3). Согласно табл. IV.3.3, восходящим ветвям ячейки Хэдли и полярной ячейки соответствуют максимальные по абсолютному значению (отрицательные по знаку) коэффициенты корреляции. Наряду с этим локальный минимум $|r|$ получен в 40-х широтах СП (с отрицательными r).

Следует отметить также достаточно высокие значения $r > 0$ в зоне нисходящей ветви ячейки Хэдли (около 30° с. ш.). Этот результат соответствует режиму увеличения облачности при ослаблении нисходящих токов. Режим облачности в субтропических

Таблица IV.3.3.

в атмосфере на разных уровнях по данным в годовом ходе для разных широт полушария

та, ... ° с.									
40	35	30	25	20	15	10	5	0
−0,70	0,05	0,53	−0,39	−0,59	−0,85	−0,97	−0,71	0,38
−0,68	0,14	0,67	−0,37	−0,79	−0,86	−0,94	−0,75	0,17
−0,68	0,18	0,75	−0,31	−0,83	−0,87	−0,65	−0,62	0,07
−0,68	0,07	0,82	−0,19	−0,82	−0,85	−0,46	−0,41	0,02

широтах с нисходящими токами связан с особенностями термического режима, в частности с формированием нижнетропосферных температурных инверсий. Аналогичные особенности (см. табл. IV.3.2) проявляются в полярных широтах с нисходящей ветвью полярной ячейки, а также в средних широтах.

При анализе межгодовой взаимной эволюции приповерхностной температуры СП T_p и осадков над сушей в широтном поясе 35—70° с. по многолетним (1891—1987) данным [41, 470] получена их статистически значимая связь. Так, для линейной регрессии

$$P_r = a_0 + a_1 T_p$$

с использованием 97 пар значений P_r, T_p коэффициент регрессии a_1 (оценивающий величину dP_r/dT_p) получен равным 5 см/(год × × К) при коэффициенте корреляции $r = 0{,}47$ и стандартном отклонении a_1, равном ±1 см/(год·К). Это соответствует примерно 10 %-му увеличению осадков при полушарном потеплении на 1 К (при фоновом, среднем для 1921—1960 гг., значении P_r для 35—70° с. ш., равном 57 см/год [470].

Наряду с корреляцией рядов в целом можно провести анализ их спектров и взаимных спектров. В спектре для P_r выявляются максимумы на периодах 10—13 лет, около 4 лет (4,2—4,4), около 3,2 лет и примерно для 2,2 лет. При этом минимумы соответствуют периодам 22—25 лет, около 5—6 лет (5,4—5,9), а также около 3,7, 2,8 и 2 лет.

Максимумы в спектре для T_p проявляются на периодах около 5 лет, около 3—3,5 лет и около 2 лет. Провалы в температурном

[1] Отрицательные значения W в гПа/с в [387] соответствуют нисходящим токам.

спектре соответствуют периодам 7—20 лет, около 4 лет и около 2,5 года. Следует отметить также более значительные вариации логарифма спектральной плотности для T_p, чем для P_r в исследовавшемся диапазоне частот. Анализ спектра когерентности этих рядов выявил наличие периодов как синфазной, так и противофазной эволюции осадков и температурного режима.

Можно отметить также результаты проведенного В. Х. Еникеевым и И. И. Моховым сравнительного анализа годового хода полей температуры поверхности (T_s) Атлантического океана и приповерхностной температуры атмосферы (T_a) над ним. Отмечено смещение границ 0-фазы весной и π-фазы осенью из полярных широт в средние, а для π-фазы даже до субтропических широт. Наряду с этим отмечено смещение последовательных изохрон 0- и π-фаз из 20-х широт в субтропические и к экватору. Для годового хода T_a в большей степени, чем для T_s, характерна общая тенденция смещения последовательных изохрон $t_\uparrow = \text{const}$ и $t_\downarrow = \text{const}$ из полярных широт к экватору. Наибольшее запаздывание годового хода океанического температурного режима относительно атмосферного отмечено в режиме 0-фазы — до месяца в средних и субполярных широтах.

Глава V. ДИАГНОСТИКА НЕЗОНАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭВОЛЮЦИИ КЛИМАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

При исследовании эволюции широтно-долготных климатических полей наряду с общими закономерностями, отмеченными в гл. IV для зонально осредненных полей, выявляются региональные особенности.

V.1. АТМОСФЕРА

Глобальная энергетика ЗКС связана с инсоляцией. Региональные особенности эволюции климатических полей также связаны с особенностями эволюции радиационных полей.

Радиационный баланс. В [112, 113, 180] проведен анализ внутригодовых вариаций радиационного баланса Земли и его компонентов по среднемесячным спутниковым данным в узлах регулярной сетки 2,5° по широте и долготе. Наряду с анализом дисперсий как характеристик изменчивости проводился анализ характеристик эволюции радиационных полей, в частности степени синхронности их годового хода в различных регионах, с использованием метода амплитудно-фазовых характеристик [171].

В [112] исследование времени достижения в годовом ходе потока уходящей тепловой радиации $F_\uparrow$ локального среднегодового режима $\bar{F}_\uparrow$ в разных широтно-долготных областях выявило доминирование в северном полушарии годовой гармоники с двумя моментами достижения режима $\bar{F}_\uparrow - t_\uparrow$ и $t_\downarrow$ с положительной (0-фаза) и отрицательной (π-фаза) производной по времени. Исключение составляют тропические широты. При этом были отмечены различия эволюции $F_\uparrow$ в 0- и π-фазах годового хода, в том числе в ЭАЗО. В частности, согласно [112], в большей части приатлантической области СП от 100° з. д. до 50° в. д. среднегодовой режим достигается весной при переходе от марта к маю, а осенью при переходе от сентября к ноябрю. Раньше (при переходе от марта к апрелю) среднегодовой режим достигается в основном в широтном поясе 50—70-х широт. Точнее, полярнее Европы этот пояс шириной в 10—15° по широте располагается в окрестности 70° с. ш. Дополнительная область выявляется в средних широтах в восточной части Европейского континента. Над Атлантикой пояс становится шире: от 45 до 80° с. ш. К западу его границы изменяются от 50-х широт с выделением района Баффиновой Земли в Канадской Арктике, где среднегодовой режим

достигается позже — при переходе от апреля к маю. Появление зоны особого годового хода потока уходящей тепловой радиации (УТР) в субтропических и арктических широтах можно связать с динамическими и термодинамическими особенностями системы, в частности с северным полярным фронтом. Выявляются также зоны влияния континентов — Африканского вблизи 20° с. ш. и Северо-Американского в районе 40° с. ш. и 90° з. д.

Согласно [112], области с достижением среднегодового режима F_t при переходе от марта к апрелю и от апреля к маю являются взаимодополнительными в средних и высоких широтах, где доминирует годовая гармоника. Отмечена особенность области, связанной с Ньюфаундлендской ЭАЗО (что может определяться влиянием холодного Лабрадорского течения). Здесь среднегодовой режим достигается только при переходе от мая к июню.

В осенней эволюции поля УТР области с достижением среднегодового режима в сентябре и октябре являются в значительной степени дополнительными в средних и высоких широтах аналогично весенним особенностям. При этом осенью среднегодовой режим (л-фазы) раньше (при переходе от сентября к октябрю) достигается в высоких широтах. Выделяется особенность областей моря Баффина, Дэвисова пролива, Гренландии и Исландии с более поздним достижением среднегодового режима (при переходе от октября к ноябрю). В [112] выявлена также особенность области, связанной с Гольфстримом и Ньюфаундлендской ЭАЗО, где среднегодовой режим достигается позже (во второй половине ноября). В этот период выявляется также особенность годового хода потока УТР в районе Норвежской ЭАЗО. Осенью при общей тенденции охлаждения Северной Атлантики для Норвежской, тропической и связанной с Гольфстримом ЭАЗО свойственны режимы биений величины F_t. Что касается Норвежской ЭАЗО, то при наличии биений в холодном полугодии в теплом полугодии (в период с апреля по август) пересечений среднегодового режима в этой области не отмечено.

Для оценки устойчивости выявленных особенностей годового хода потока УТР по данным для 1975 г. в [112] проведено сравнение с результатами анализа соответствующих данных для 1976 и 1977 гг. Почти зональная в 1975 г. область средних широт с изменением знака аномалий в марте — апреле сместилась в 1976 г. примерно на 20° южнее. При этом в ней отмечен разрыв вблизи Ньюфаундлендской ЭАЗО. В остальном динамические особенности поля УТР при переходе от марта к апрелю близки к отмеченным для 1975 г. Переход от марта к апрелю в 1977 г. характеризуется значительными отличиями особенностей поля УТР от соответствующих особенностей в 1975 и 1976 гг. Так, вместо характерного зонального кластера в 1977 г. отмечены более мелкоструктурные особенности. В связи с тем что особенности поля УТР отражают особенности температурного режима климатической системы и режимов облачности и влагосодержания в атмосфере, можно сделать предположение о более изменчивом метеорологическом режиме в этот период.

Для 1976 г. более мелкая структура по сравнению с 1975 г. выявлена при переходе от апреля к маю. В то же время в 1977 г. основные структурные особенности, кроме деформации северной границы зональной субарктической особенности, сохранились. Было сделано предположение о более изменчивом метеорологическом режиме 1976 г. в апреле и мае.

В [112] отмечено, что характеристики переходного режима поля УТР от мая к июню для 1977 г. подобны выявленным для 1975 г. В 1976 г. структурная особенность, связанная с Гольфстримом, сместилась южнее почти на 20° (за пределы Гольфстрима).

Таким образом, в [112] выявлена аномалия 1976 г. по сравнению с 1975 и 1977 гг. при переходе от весеннего режима к летнему. Что касается осенне-зимней эволюции поля УТР, то проявление Гольфстрима при переходе от ноября к декабрю 1975 г. менее четко выражено в 1976 и 1977 гг. Особенность Норвежской ЭАЗО в 1976 и 1977 гг. подобна отмеченной для 1975 г.

Проведена также более детальная диагностика динамики поля УТР в годовом ходе с выделением 0- и л-фаз. Анализ взаимного расположения последовательных изохрон 0-фазы и аналогично для л-фазы позволил уточнить некоторые особенности весенней и осенней эволюции поля УТР. Общей особенностью весенней эволюции поля УТР согласно [112] является распространение в апреле границ 0-фазы от пояса субарктических и средних широт с более ранним весенним достижением среднегодового режима во второй половине марта — начале апреля. Раньше всего (в первой половине марта) режим 0-фазы достигается в Атлантике (в области вблизи 50° с. ш. и 20° з. д.) и западнее Баффиновой Земли. Примерно через полмесяца выявляются особенности Норвежской ЭАЗО, а также над южной частью Гренландии и над Канадой.

Северная граница области с достижением 0-фазы распространяется к полюсу. Проявляется особенность более позднего достижения режима 0-фазы в море Баффина. При распространении южной границы области с достижением 0-фазы в сторону экватора выявляется инерционность Ньюфаундлендской ЭАЗО. Среднегодовой режим потока УТР в этой области достигается весной в начале июня ($t_t = 5{,}6$ мес). В формировании особенности термического режима этого региона существенную роль играет Гольфстрим, область которого характеризуется более ранним достижением 0-фазы (в апреле) потока УТР в годовом ходе.

Осенью эволюция исследуемых полей отличается от перечисленных особенностей весеннего сезона. Наиболее раннее (в первой половине сентября) достижение режима л-фазы проявляется в окрестности Норвежской ЭАЗО и в тропической центральной Атлантике ($t_t = 9$ мес). Отмечено смещение границ л-фазы из района Норвежской ЭАЗО на Скандинавию. Над Северной Америкой граница л-фазы распространяется из арктических широт к тропикам. Относительно раннее достижение режима л-фазы в первой половине октября отмечено над островами Канадской Арктики, Гренландии, севернее Шпицбергена, что характеризует более ранний переход в этих районах к зимнему режиму. Относительно позд-

нее достижение л-фазы выявлено в области Гольфстрима и Ньюфаундлендской ЭАЗО (в ноябре), а также у южной оконечности Гренландии (в конце октября — первой половине ноября). Особенность относительно позднего достижения среднегодового режима в Ньюфаундлендской ЭАЗО была ранее отмечена в [176] при анализе годового хода температурного режима поверхности Атлантического океана методом амплитудно-фазовых характеристик. Аналогичные результаты, полученные на основе анализа спутниковых измерений УТР, подтверждают чувствительность спутниковых данных к вариациям океанического режима, несмотря на атмосферное влияние (в том числе и из-за облачности) на получаемую информацию об океане.

Среднегодовой режим весной при возрастании $F_\uparrow$ достигается к апрелю в существенно меньшей части внетропических широт исследуемой территории, чем осенью к октябрю при уменьшении $F_\uparrow$. При всей условности определения границ разных сезонов отмеченный факт характеризует бо́льшую вероятность затягивания наступления весны по сравнению с более быстрым переходом к зимнему режиму осенью.

Исследование весенне-осенних фаз достижения среднегодового режима показало тонкую структуру проявлений ЭАЗО Северной Атлантики и продемонстрировало перспективность проведенного амплитудно-фазового анализа спутниковых наблюдений.

Аналогичный анализ в [113] был проведен для РБЗ, в частности, по данным 1975 г. Наиболее раннее (до середины марта) достижение среднегодового режима РБЗ при анализе режима 0-фазы отмечено над Гренландией, над Северной Африкой и Ближним Востоком, в районе Флориды и Мексиканского залива, а также вблизи Ньюфаундленда. К концу марта режим 0-фазы достигается над большей частью Северной Атлантики, над Европейским и Американским континентами, за исключением их северных частей. Можно отметить значительную область с достижением режима 0-фазы в марте, глубоко вдающуюся в Северной Атлантике и Северном Ледовитом океане в пояс широт (от 60° с. ш. до 80-х широт) с более поздним достижением режима 0-фазы в апреле.

Следует отметить также некоторые особенности эволюции поля РБЗ в сравнении с эволюцией поля $F_\uparrow$ в годовом ходе. Режим 0-фазы $F_\uparrow$, как и температуры поверхности океана в годовом ходе, для района Ньюфаундлендской ЭАЗО достигается позднее (в июне), чем в соседних областях. Это связано согласно [112, 176], в частности, со структурой течений Лабрадорского и Гольфстрима. Режим же 0-фазы РБЗ в этой зоне достигается раньше (в середине марта), чем в соседних. Объяснение этого эффекта можно дать согласно [181], где анализировалась взаимная эволюция зонально осредненных полей РБЗ (R) и его компонентов — длинноволнового излучения $F_\uparrow$ и поглощенной в системе солнечной радиации $F_\downarrow$ ($R = F_\downarrow - F_\uparrow$) в годовом ходе. В [181] отмечено, что при большей амплитуде годового хода $F_\downarrow$ по сравнению с $F_\uparrow$, что характерно для реальных данных, фазы годового хода R тем более опережают соответствующие фазы годового хода $F_\uparrow$ и $F_\downarrow$, чем более фазы годового хода $F_\uparrow$ при этом отстают от фаз годового хода $F_\downarrow$. Таким образом, зоны относительной задержки годового хода $F_\uparrow$ могут соответствовать зонам относительного опережения годового хода R (см. п. IV.1).

Противоположные тенденции фазовых сдвигов годового хода $F_\uparrow$ и R проявляются также в средних и высоких широтах. В [181] была отмечена общая особенность весенней эволюции поля F с наиболее ранним достижением режима 0-фазы в поясе субтропических и средних широт. Соответственно для годового хода РБЗ в этом поясе проявляется относительно более позднее достижение режима 0-фазы. Особенно четко это проявляется над Северной Америкой. При этом резко выделяется область Гренландии. В фазовых характеристиках годового хода поля $F_\uparrow$ столь резкого выделения Гренландии не было отмечено.

Отмеченная особенность более раннего достижения потоком $F_\uparrow$ режима 0-фазы в субполярных и средних широтах в значительной степени определяется более ранним достижением в этих широтах режима 0-фазы температурой поверхности и атмосферы [171, 179, 181]. Проявление подобной термической особенности, отмеченной при анализе эмпирических данных и результатов МОЦА, согласно [179] связано с распределением континентов и океанов и границей морского льда.

Режим л-фазы также быстрее всего (в августе) достигается над Гренландией, а к середине сентября — над значительной частью севера Канады и Канадской Арктикой, а также над северной частью Европы и европейской Арктикой. Проявляется смещение осенью последовательных изохрон л-фазы от полюса в более низкие широты в соответствии с результатами анализа зональных данных. При этом отмечается запаздывание достижения режима л-фазы над Северной Атлантикой. Можно выделить особенности сравнительно раннего достижения режима л-фазы к середине сентября над северной Африкой и Ближним Востоком. Более позднее (в октябре) прохождение режима л-фазы отмечено в тропических широтах.

В связи с выявленными с помощью метода амплитудно-фазовых характеристик особенностями эволюции поля РБЗ над Гренландией в [113] отмечено, что отличия годового хода РБЗ над Гренландией связаны с ее ледниковым щитом с большой отражательной способностью и инерционностью.

Таким образом, выявлены противоположные тенденции фазовых сдвигов годового хода потока уходящей длинноволновой радиации $F_\uparrow$ и радиационного баланса Земли R: для областей более раннего достижения $F_\uparrow$ весенней (или осенней) фазы годового хода отмечается более позднее достижение R соответствующих фаз (и наоборот). В частности, в области Ньюфаундлендской ЭАЗО с относительным запаздыванием достижения режима 0-фазы для $F_\uparrow$ отмечено относительно раннее достижение режима 0-фазы для R.

Температура. При исследовании сезонной эволюции широтно-долготных температурных полей в ЗКС проявляются региональные особенности, связанные, в частности, с особенностями радиационных полей с различием свойств суши и океана. В свою очередь региональные особенности структуры и эволюции температурных полей проявляются в особенностях радиационных полей. На рис. V.1.1. приведены последовательные изохроны 0- и π-фаз годового хода приповерхностной температуры для СП.[1] Особенностью эволюции температурных полей является то, что на одних и тех же широтах режим соответствующих фаз над океаном может достигаться позже на 2 мес и более, чем над сушей. Это наиболее четко проявляется для 0-фазы.

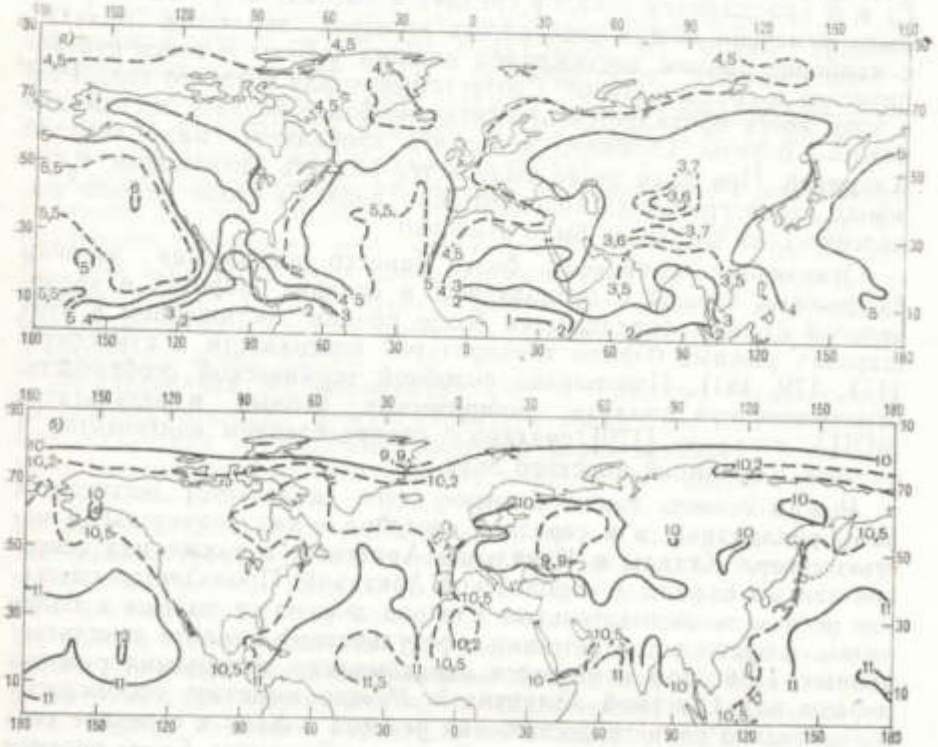


Рис. V.1.1. Последовательные изохроны 0-фазы (*а*) и π-фазы (*б*) для приповерхностной температуры северного полушария в годовом ходе.

Различие режимов прогрева атмосферы весной и охлаждения осенью заметнее над Северной Америкой. Весной наряду со смещением последовательных изохрон от приэкваториальных широт выявляется сравнительно ранний прогрев континентов в средних широтах. Осенью последовательные изохроны в основном смещаются от высоких широт в более низкие. В меньшей степени это касается Евразии.

В целом весной над континентами отмечается смещение последовательных изохрон 0-фазы от экваториальных широт в субтропические и от средних в более высокие широты. Осенью же в большей степени проявляется смещение последовательных изохрон π-фазы от высоких широт в более низкие. Эти закономерности существенны и при зональном осреднении.

Следует отметить различие эволюции температурных полей в годовом ходе над Атлантическим и Тихим океанами. Над Атлантикой проявляется достаточно четкая закономерность смещения последовательных изохрон как 0-фазы, так и π-фазы с севера на юг. Над Тихим океаном наряду со смещением последовательных изохрон этих фаз с севера в высоких и средних широтах отмечено их смещение с юга на север в тропических широтах. В восточной части океана выделяются области с наибольшей задержкой достижения режимов этих фаз.

Выявленные особенности связаны как с характером сканирования ЗКС Солнцем, так и с различием термических свойств океана и континентов (в частности, их теплоемкости), а также их конфигурации. При этом наряду с особенностями межзональной эволюции температурного режима у поверхности в СП, отмеченными в гл. IV, проявляются, в частности, муссонные эффекты. Температурные волны (в соответствующих фазах — потепления весной и похолодания осенью) смещаются с континентов в океанические регионы и в зависимости от контуров континентов и океанов соотношение зональных и меридиональных составляющих скоростей этих волн различается.

В [74] проведена диагностика пространственных (широтно-долготных) особенностей эволюции в годовом ходе характеристик полярной и тропической тропопаузы — высоты (в СП) и температуры (в СП и ЮП) по данным [145]. Отмечены эффекты реверберационного типа для фазовых характеристик. Существенные различия характерны для эволюции поля температуры тропопаузы в СП и ЮП. Проявляются, в частности, особенности эволюции характеристик тропопаузы в Средней Азии.

Наряду с основными тенденциями температурного режима атмосферы в годовом ходе достаточно регулярно и устойчиво проявляются динамические особенности («регулярные нерегулярности») отдельных сезонов, в том числе переходных — возвратные крупномасштабные потепления осенью и похолодания весной. Так, осенний малооблачный режим «бабьего лета», или «индейского лета», без осадков в течение недели и более регулярно отмечается в северном полушарии (СП) во второй половине сентября и в октябре. В [4] проведено исследование структуры и эволюции режима бабьего лета с целью диагностики механизма его формирования. Использовались ежедневные данные ПГЭП для поля температуры и геопотенциала на разных уровнях в атмосфере СП с дискретностью 2,5° по широте и долготе для сентября—октября 1979 г.

[1] Расчеты А. А. Арского и И. И. Мохова.

Для диагностики структурных особенностей режима бабьего лета методом амплитудно-фазовых характеристик использовались поля температуры T и геопотенциала H со скользящим 5-суточным осреднением. Исходной информацией послужило то, что осенью 1979 г. в центральной части Восточной Европы наблюдалось два периода потеплений с солнечной погодой без осадков.

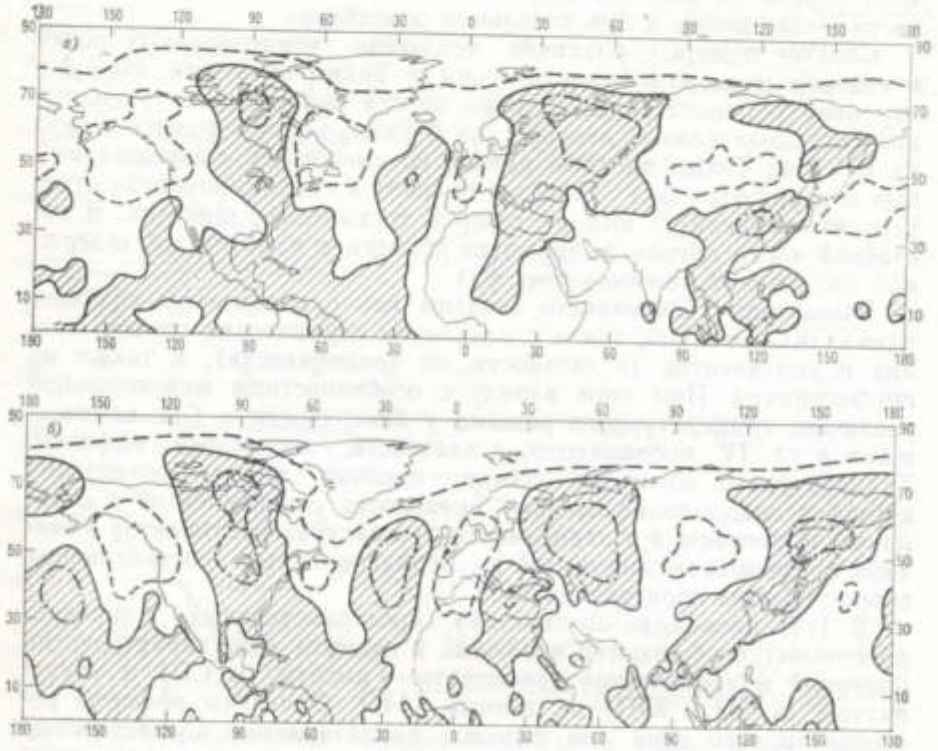


Рис. V.1.2. Границы областей положительных (заштриховано) и отрицательных вариаций температуры атмосферы (*а*) и геопотенциала (*б*) на уровне 500 гПа для среднего (5-суточного) режима 13—17 октября относительно среднего режима 7—11 октября 1979 г.

Пунктиром и штрихпунктиром отмечены соответственно области уменьшения и увеличения температуры на 5К, а геопотенциала на 100 м.

Например, для района г. Москвы 21—24 сентября отмечена приповерхностная температура 16—24 °С и 12—16 октября — температура 17—19 °С с прогревом около 5 °С относительно предшествующего периода порядка недели. В соответствии с этим исследование осеннего переходного режима атмосферы СП в период ПГЭП было начато с анализа эволюции полей температуры и геопотенциала относительно предшествующих периодов начальных распределений этих полей 16—20 сентября и 7—11 октября.

На рис. V.1.2 приведены границы областей положительных и отрицательных вариаций широтно-долготного поля температуры T

и геопотенциала H на уровне 500 гПа для среднего режима 13—17 октября относительно среднего режима 7—11 октября 1979 г. Существенной особенностью рис. V.1.2 является достаточно четко выраженная меридиональная структура областей потепления и похолодания, повышения и понижения давления, а также подобие структурных особенностей для полей температуры и геопотенциала.

Аналогично в [4] отмечены границы положительных и отрицательных вариаций температурного режима у поверхности (1000 гПа) для 13—17 октября относительно 7—11 октября. Выявленные на рис. V.1.2 закономерности проявляются у поверхности. При этом меридиональная структура вариаций поля температуры T, отмеченная на рис. V.1.2, проявляется и для поля вариаций T (1000 гПа), хотя и выражена слабее. Менее четко выражена меридиональная зона прогрева над Северной Америкой и в то же время заметно шире область прогрева в западной части Тихого океана. Следует отметить, что указанное в [4] пространственное совпадение основных структурных меридионально вытянутых особенностей (в частности, для вариаций температуры на уровнях 500 и 1000 гПа) на разных уровнях в атмосфере свидетельствует о ее баротропности.

Чередованию областей увеличения и уменьшения T и H широтных зон, четко выявленных на рис. V.1.2 для средней тропосферы, можно дать волновое описание. Отмечается связь волновой структуры с распределением континентов и океана. В средних широтах можно выделить 4 или 5 волн вдоль широтного круга: две волны (две ложбины и два гребня) над Евразией, одну — над Америкой, одну — над Атлантикой и еще одну — над Тихим океаном. Последняя волна более четко проявляется в поле H, чем в поле T. При фурье-анализе долготных вариаций полей на уровне 500 гПа, отмеченных на рис. V.1.2, максимум в спектре соответствует четырем волнам вдоль широтных кругов около 50° с. ш.

Исследование климатических структур, подобных отмеченной меридиональной структуре (и различным долговременным блокирующим образованиям), требует анализа сравнительной роли в их формировании динамических и неадиабатических факторов, в том числе термической неоднородности подстилающей поверхности (континентов и океана) и орографических особенностей. При различном влиянии эффектов нелинейности, неоднородности и нестационарности системы с взаимодействием различных полей климатические структуры могут быть вынужденными и собственными структурами (в том числе диссипативными структурами) с проявлениями режимов обострения и параметрического резонанса.

На достаточную устойчивость выявленной структуры для средней тропосферы осенью 1979 г. указывают результаты анализа полей аномалий T и H не только для октябрьского режима (относительно 7—11 октября до 17—21 октября) и для сентябрьского режима (относительно 16—20 сентября до 25—29 сентября), но

и для первой половины сентября (относительно 2—6 сентября до 10—14 сентября). Отмеченная структура характерна для осеннего переходного сезона, по крайней мере в 1979 г.

Формирование выявленной глобальной структуры в полях температуры и геопотенциала в тропосфере может быть связано с образованием стационарных (или квазистационарных) волн, в частности волн Россби [4]. В качестве простейшего варианта можно рассмотреть баротропную модель атмосферы в приближе-

Таблица V.1.1.

Широтные зависимости скорости волны Россби U_R согласно (V.1.1) при разных волновых числах m и зональной скорости U (500 гПа) по данным для 13—17 октября 1979 г.

Широта, °С	75	70	65	60	55
U (500 гПа) м/с	8,0	5,6	4,3	7,1	10,3
m	1 / 2	2 / 3	4 / 5	4 / 5	4 / 5
U_R м/с	16,1 / 4,0	9,2 / 4,1	4,4 / 2,8	7,2 / 4,6	11,0 / 7,0
Широта, °С	50	45	40	35	30
U (500 гПа) м/с	12,6	16,8	16,8	12,1	7,9
m	4 / 5	4 / 5	4 / 5	6 / 7	8 / 9
U_R м/с	15,4 / 9,8	20,5 / 13,1	26,0 / 16,7	14,2 / 10,3	9,4 / 7,4

нии β-плоскости с зональным распространением волн Россби [416].[1] В табл. V.1.1 из [4] приведены оценки скорости волны Россби $U_R = \beta/k^2$, распространяющейся в западном направлении относительно зонального (со скоростью U) потока с запада на восток. При зональном волновом числе $k = 2\pi/\lambda$ с длиной волны $\lambda = 2\pi R_3 \cos\varphi/m$ и m — числе волн вдоль круга широты φ ($\beta = 2\Omega\cos\varphi/R_3$, R_3 и Ω — радиус и угловая скорость вращения Земли)

$$U_R = 2\Omega R_3 \cos^3\varphi/m^2. \qquad \text{(V.1.1)}$$

В канале конечной ширины скорость волны Россби меньше, чем в асимптотическом варианте (V.1.1).

Для сравнения с рассчитанными согласно (V.1.1) скоростями волн Россби при разных волновых числах для различных широт СП в табл. V.1.1 из [4] приведены значения реальных зональных скоростей U (500 гПа) по данным ПГЭП для среднего режима 7—13 октября 1979 г. Из сопоставления видно, что стационирование волн Россби при $U_R = U$ (500 гПа) в средней тропосфере (уровень 500 гПа) реально для $m = 4$ и 5 в широтной зоне от

[1] Нетрудно сделать соответствующие оценки и для бароклинной атмосферы с необязательно зональным распространением волн Россби.

40° с. ш. с максимумом U до 65° с. ш. с минимумом U ($U_R(m=4) > U$ (500 гПа) $> U_R(m=5)$). В полярных широтах стационирование возможно при $m = 1\ldots 3$, а в субтропических — при $m = 6\ldots 9$.

Меридиональная структура областей с положительными и отрицательными вариациями H (500 гПа) и T (500 гПа) на рис. V.1.2 проявляет закономерности условий стационирования волн Россби, отмеченные в табл. V.1.1. Более четко это отмечается для вариаций поля температуры: число волн вдоль круга широты изменяется от трех в 60—70-х широтах до пяти-шести в субтропиках, в средних широтах выделяются четыре волны. Между широтными зонами с определенным числом волн m на рис. V.1.2 *а* проявляются переходные зоны с перезамыканием меридионально протяженных областей положительных (и отрицательных) вариаций температуры. (При условии относительно независимого стационирования волн Россби согласно (V.1.1) в разных широтных поясах с переходными широтными зонами между ними в [4] сделано предположение, что выявленные стационарные образования полушарного масштаба могут иметь в целом характер сотовой структуры с ячейками типа гексагональных. В широтных поясах стационирования волн Россби с определенным волновым числом m две стороны подобной ячейки вытянуты вдоль меридианов, а в зонах перезамыкания — с переходом при уменьшении широты от меньших волновых чисел m к большим — стороны ячейки наклонены в юго-западном и юго-восточном направлениях.)

При анализе соответствующих режимов на сфере (с разложением по сферическим функциям) выражение для скорости бездивергентной волны Россби имеет вид

$$U_R = 2\Omega(1 + \alpha/\Omega) R_3 \cos\varphi/n(n+1), \qquad \text{(V.1.2)}$$

где $n = m + l$, $l = 0, 1, 2, \ldots$ — широтное волновое число (характеризует число нулей вдоль меридиана), $\alpha = U/R_3 \cos\varphi$ — индекс циркуляции, а индекс Россби — Блиновой α/Ω характеризует скорость вращения атмосферы по отношению к скорости вращения поверхности Земли[1]. Результаты расчетов U_R при $m = 4$ и 5 и $l = 0, 1, 2$ для разных широтных зон СП согласно (V.1.2) представлены в табл. V.1.2.

При сравнении значений U_R из табл. V.1.2 с реальными зональными скоростями ветра на соответствующих широтах (см. табл. V.1.1) видно, что условие стационирования волн Россби $m = 4$ и 5 выполнимо в средних широтах. Следует отметить, что условия стационирования волн Россби на β-плоскости согласно (V.1.1) выполняются для режима, отмеченного на рис. V.1.2, для

[1] Для однородного слоя жидкости на сфере, вращающейся с угловой частотой $\Omega = 1$, ограниченные решения для радиального компонента вихря имеют вид $\psi_{mn} = P_n^m(\cos\varphi)\exp im\left(\lambda + \frac{2}{n(n+1)}t\right)$, P_n^m — присоединенные полиномы Лежандра. Учет сжимаемости при определении скорости волны Россби согласно [58] для реализуемых значений m дает несущественные поправки.

более широкого диапазона широт по сравнению с условиями стационирования волн Россби на сфере при разложении по сферическим гармоникам с малыми l. При глобальном рассмотрении системы разложение реальных структурных образований по сферическим гармоникам может приводить к спорным выводам. В частности, следствием формального разложения по модам могут быть эффекты дальнодействия. Для рассмотренных выше состояний

Таблица V.1.2.

Значение скорости волны Россби U_R (м/с) согласно (V.1.2.) при разных волновых числах m и l для различных широт северного полушария

m	l	Широта, ... ° с					
		60	55	50	45	40	35
4	1				22,9		
	2			14,8	16,4	17,7	
5	0				22,9		
	1		13,1	14,8	16,4	17,7	
	2	8,6	9,9	11,0		13,3	13,9

системы волновые режимы в разных широтных зонах могут быть относительно независимы друг от друга, по крайней мере в тропических и высоких широтах. При попытке их формально взаимоувязать можно снивелировать принципиальные различия. В результате формальное разложение реальных (особенно локализованных) структур особенностей в ряд по сферическим гармоникам может приводить к менее адекватной интерпретации рассматриваемых явлений, чем при предположении квазинезависимых зон, особенно на коротких интервалах времени.

При анализе формирования структурных особенностей, отмеченных на рис. V.1.2, было выявлено наиболее сильное смещение меридиональной области прогрева относительно среднего для 7—11 октября режима над Северной Америкой на 30° долготы к востоку за 5 дней (от 8—12 октября к 13—17 октября), т. е. со скоростью 3—4 м/с. Это соответствует $U_R \approx 10$ м/с. Даже при неполном стационировании волны Россби возможно формирование длительных аномалий T и H. В частности, при U (500 гПа) — $-U_R$ (500 гПа) ≈ 3 м/с для волн с $m = 4$ и 5 время прохода половины длины волны над конкретной точкой в средних широтах порядка 10 сут.

В [4] отмечена возможность стационирования в реализуемом волновом режиме не только волн Россби. При моделировании общей циркуляции атмосферы в сопоставлении с лабораторными экспериментами [293] в приближении f-плоскости бароклинная атмосфера в среднегодовом режиме согласно [320] находится вблизи границы раздела режимов Хэдли (осесимметричного) и Россби (волнового). Переход от летнего режима к режиму зимнему соответствует росту термического числа Россби Ro_T. При

этом согласно [4] система переходит от режима Хэдли через волновой режим Россби через состояния с волновыми числами $m = 5$, 4, 3 и дальнейшим выходом снова в режим Хэдли. Осенью система находится вблизи среднегодового режима и согласно [4] при переходе от лета к зиме наиболее вероятно проявление волновых режимов с $m = 5$ и $m = 4$.

Структуру с $m = 4$ можно также характеризовать как автоволновую структуру [1, 36]. Формирование подобной автоволны вблизи среднегодового режима связано с совместным действием термической волны с $m = 2$ (из-за распределения континентов и океана вдоль круга широты) и меридиональной диффузией тепла [198].

Облачность. Эволюция полей в атмосфере ЗКС связана с эволюцией поля облачности. Глобальное поле облачности существенно неоднородно и изменчиво [12, 13, 21, 142—144, 299, 300]. В частности, режим облачности различается над океаном и над сушей. Отмечено, что в целом суммарное количество облаков n меньше над континентами и больше над океанами. Структура поля облачности и его эволюция связаны с особенностями общей циркуляции в климатической системе, в том числе с ячейками общей циркуляции атмосферы.

Согласно [143], в северном полушарии (СП) летом область малых значений n с долей облаков меньше 0,2 в субтропических широтах располагается на северо-востоке Африки, на востоке Средиземноморья, в Малой и Средней Азии. В южной части Северной Америки, а также в Гренландии отмечены значения n меньше 0,4. В субтропических широтах Тихого и Атлантического океанов n меньше на 0,1—0,2, чем в средних широтах. Наиболее высокие значения n (больше 0,7) отмечаются в северо-восточных частях Тихого и Атлантического океанов.

Зимой в СП по сравнению с летом количество облаков существенно уменьшается в средних широтах над континентами, а также в высоких широтах. Область с n меньше 0,5 в северной части Африки и на юге Азии заметно (на 10—15°) смещается к экватору и охватывает практически всю северную часть Индийского океана. Так, летом в юго-восточной Азии из-за муссона количество облаков больше 0,6—0,7, а зимой на значительной площади этого района оно меньше 0,3—0,4. Зимой $n < 0{,}5$ над значительной частью Азии, Северной Америки и Северного Ледовитого океана [143].

Для южного полушария (ЮП) согласно [143] наименьшие значения количества облаков (до 0,2 и менее) во все сезоны отмечаются над континентами (над Южной Америкой, Африкой, Австралией и Антарктидой). Максимальные значения количества облаков (до 0,8 и более) — в океаническом поясе 40—60-х широт ЮП.

В [144] выявлены особенности внутригодовой эволюции глобального поля облачности СП на основе среднемесячных спутниковых данных [142] для 1971—1980 гг. с разрешением 5° по ши-

роте и 10° по долготе с использованием стандартного гармонического анализа и метода амплитудно-фазовых характеристик.

В целом для облачности СП в годовом ходе доминирует годовая гармоника. Наименьшие значения доли годовой гармоники в дисперсии количества облаков в среднем (для 10-летнего периода) годовом ходе (δ) отмечены над Гренландией, в центральной части Тихого океана, в тропических широтах Атлантического океана. Максимальное доминирование годовой гармоники ($с\ \delta \geqslant 0{,}9$) проявляется в зоне индийского муссона, в северо-восточной Азии, в регионе Средиземного моря и Ближнего Востока, в Канадской Арктике, в центральной Африке, вблизи Американского континента в тропических широтах Тихого океана и в Атлантическом океане в субтропических и средних широтах.

Полугодовая гармоника наиболее значима над Тихим океаном (в тропических широтах ее доля δ достигает 0,7). Можно отметить также области существенного вклада полугодовой гармоники с $\delta \geqslant 0{,}5$ над тропической Атлантикой и над Гренландией. В ЮП полугодовая гармоника наиболее значима в области от субтропических широт до Антарктиды. Большие значения δ (до 0,8 и более) для этой гармоники отмечены в субантарктических широтах.

Годовая гармоника в ЮП наиболее существенна в тропических широтах над континентальными областями (над Африкой, над Южной Америкой, над Северной Австралией и Индонезией). В большей части внетропических широт δ для годовой гармоники меньше 0,5. Минимальный вклад годовой гармоники ($с\ \delta \leqslant 0{,}1$) отмечается в океанических районах 40—60-х широт ЮП, а также над Антарктидой в секторе Индийского океана. Над основной частью тихоокеанского сектора Антарктиды вклад годовой гармоники больше 0,5 (с максимумом 0,8).

При анализе амплитудных характеристик [171] годового хода облачности выявляются, в частности, особенности ячеек общей циркуляции. В [144] приведены границы областей положительных и отрицательных вариаций n относительно апрельского и октябрьского режимов. Согласно [144], тенденции изменения облачности n весной и осенью в целом противоположны. При переходе от апреля к маю n увеличивается в субполярных и полярных широтах (полярная ячейка), а также в тропических (ячейка Хэдли), в средних и субтропических широтах (обратная ячейка Ферреля) уменьшается. При переходе от октября к ноябрю облачность уменьшается в субполярных, полярных и тропических широтах. В средних и субтропических широтах количество облаков увеличивается. При этом проявляются особенности нарушения зональной структуры областей, на границах которых $n(5) = n(4)$ и $n(11) = n(10)$, над восточной частью Азии и в Тихом океане. Отмечено также изменение знака вариаций облачности в приэкваториальной Атлантике.

На рис. V.1.3 приведены изохроны 0- и π-фаз годового хода облачности. Можно отметить разнонаправленность смещения последовательных изохрон 0- и π-фаз над Северной Америкой: границы 0-фазы весной смещаются в высокие широты, а π-фазы —

в более низкие широты. Над Восточной Сибирью граница 0-фазы весной также смещается на север. В этом регионе и для π-фазы отмечено смещение последовательных изохрон с северной составляющей. На рис. V.1.3 *б* выявляется спиральная структура над Евразией (эффект реверберационного типа с вращением волны) [1, 180]. Подобная особенность отмечается и для фазы годовой гармоники. В [180] на основе спутниковых данных для количества облаков n

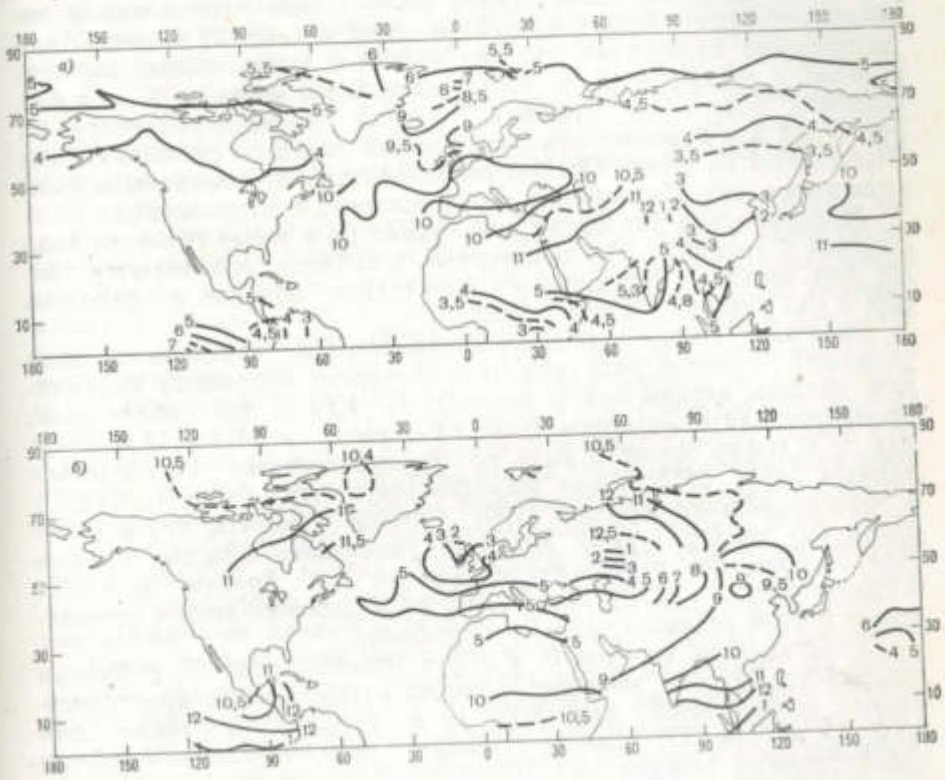


Рис. V.1.3. Последовательные изохроны 0-фазы (*а*) и π-фазы (*б*) годового хода облачности над северным полушарием.

[142] и потока уходящей тепловой радиации $F_\uparrow$ [491] в годовом ходе проведена диагностика муссонных циркуляций с использованием метода амплитудно-фазовых характеристик на примере индийского муссона.

В [180] приведены характерные значения времени t_+ и t_- — наступления муссонного режима весной и окончания муссонного сезона в зоне индийского муссона (по наземным данным) [457]. Сезонные изменения, связанные с муссонными явлениями, характеризуются изменением направления ветра и режима осадков. Граница индийского муссона перемещается весной и летом в северо-западном направлении, а осенью и зимой в юго-восточном направлении.

Особенности циркуляционного и гидрологического режимов атмосферы, связанные с азиатским муссоном, проявляются и для зональных характеристик поля осадков в годовом ходе (см. п. IV.3). Режим осадков связан с режимом облачности, поэтому целесообразно сопоставить характеристики муссонных циркуляций с определенными фазами годового хода облачности, регистрируемой со спутников.

Можно отметить качественное соответствие расположения последовательных изохрон $t_+(\varphi, \lambda) = \text{const}$ и $t_-(\varphi, \lambda) = \text{const}$ для наступления индийского муссона весной и ухода осенью соответственно с расположением последовательных изохрон 0- и π-фаз годового хода n. Граница 0-фазы распространяется на рис. V.1.3 *а* в апреле—мае с востока на запад со смещением над Индостаном на север. Осенью последовательные изохроны π-фазы смещаются над Индостаном в юго-восточном направлении.

Межширотные тенденции для границ 0- и π-фаз годового хода осадков в тропиках СП, отмеченные в таблице, проявляются также для зонально осредненного количества облаков и отдельно для n над океанами и над сушей.

Эволюция поля облачности проявляется в изменениях поля уходящей тепловой радиации, и особенности муссонных циркуляций должны отражаться в потоках $F_\uparrow$. Как и для облачности, рассматривались изохроны $t_\uparrow(\varphi, \lambda) = \text{const}$ и $t_\uparrow(\varphi, \lambda) = \text{const}$ для π- и 0-фаз годового хода по среднемесячным спутниковым данным [491] 1975 г. для широтно-долготных ячеек (2,5×2,5°) в зоне индийского муссона [180]. Следует отметить, что в атмосфере без температурных инверсий увеличение общего количества облаков без перераспределения их по ярусам приводит к уменьшению $F_\uparrow$ [170]. При этом 0-фаза годового хода n соответствует π-фазе годового хода $F_\uparrow$ и наоборот.

Сопоставление изохрон 0- и π-фаз годового хода $F_\uparrow$ с фазами индийского муссона выявляет подобие существенных пространственных особенностей для $t_+(\varphi, \lambda)$ и $t_\uparrow(\varphi, \lambda)$, а также для $t_-(\varphi, \lambda)$ и $t_\uparrow(\varphi, \lambda)$. Наряду с общим распространением границ среднегодового режима над Индостаном весной на северо-запад, а осенью на юго-восток по более детальным (пространственно) по сравнению с n данным для $F_\uparrow$ выявлены дополнительные особенности в мае—июне и сентябре—декабре. Отмечено продвижение последовательных изохрон π-фазы $F_\uparrow$ весной над Аравийским морем в северо-восточном направлении на Индостан. Осенью границы 0-фазы продвигаются к Индостану от Аравийского полуострова на восток. Отмеченные особенности связаны со структурой поля ветра в атмосфере и поверхностных течений в океане и их эволюцией [191]. В частности, над Аравийским морем летом преобладают ветры северо-восточного направления на Индостан. Поверхностные летние течения Аравийского моря имеют восточное направление с обтеканием побережья Аравийского моря по часовой стрелке.

Выявляется вращение границы 0-фазы (по часовой стрелке) вокруг южной оконечности Индостана в сентябре—декабре. При

этом последовательные изохроны надвигаются на южную часть Индостана с запада и при их продвижении на восток смещаются на юг, выявляя особенность области в Бенгальском заливе у южной оконечности Индостана с более поздним достижением среднегодового режима $F_\uparrow$ в 0-фазе в декабре. В формировании этой особенности (в терминологии [176] — «зоны относительно запаздывания») проявляется влияние изменений режима $F_\uparrow$ над Индокитайским полуостровом.

Можно отметить подобие пространственных особенностей для π-фазы годового хода и изохрон для фазы наступления муссона над Бенгальским заливом и в северо-восточной части Индостана (к июню формируются вогнутые к северо-западу изохроны над северо-западной частью Бенгальского залива, в мае над северо-восточной частью Бенгальского залива изохроны выпуклы к северо-востоку).

При диагностике годового хода поля облачности методом амплитудно-фазовых характеристик для СП в целом выявляется взаимосвязь муссонных особенностей с особенностями глобального масштаба. В частности, на рис. V.1.3 отмечено вращение границы π-фазы для n над Евразией вокруг региона Центральной Азии (эффект реверберационного типа [1, 71, 180]). В этой спиральной структуре континентального масштаба граница π-фазы n распространяется в октябре—декабре на запад над Сибирью, опускается в январе — мае от Урала к Средней Азии, над Средней Азией распространяется в мае—августе на восток. Одна ветвь границы π-фазы простирается к Индостану и Индокитаю (в сентябре—январе), а другая над пустыней Гоби поворачивает на север и затем (в октябре—ноябре) к западу. На формирование семейства изохрон π-фазы, связанного с зоной индийского муссона, оказывает влияние также зона Аравийского полуострова и Аравийского моря.

Связь особенностей эволюции муссонного режима с эволюцией режима средних широт, выявленная выше по данным об облачности, отмечалась ранее [239], например, для снежного покрова в Евразии и для муссонных осадков над Индией. Согласно [239], следствием крупных аномалий снежного покрова в Евразии может быть изменение теплового баланса поверхности и понижение температуры тропосферы весной в средних широтах. Даже после полного снеготаяния избыток влаги в почве может поддерживать более низкую температуру поверхности. Для муссонной циркуляции характерен противоположный по сравнению с обычным градиент температуры между экватором и субтропическими широтами. Большой зимний снегозапас может замедлить установление муссонных градиентов температуры и в результате затянуть формирование муссонной циркуляции и ослабить ее.

Последовательные изохроны 0-фазы годового хода n смещаются в субтропических широтах с октября по февраль на восток от Европы и Африки с разделением на два семейства изохрон над восточной частью Тибета. Последовательные изохроны одного семейства поворачивают в марте на Индокитайский полуостров и от него смещаются в апреле—мае к западу на Индостан. Изохро-

ны второго семейства поворачивают на север и смещаются над Сибирью и Дальним Востоком от марта к маю до арктических широт.

Полученные результаты с использованием общих характеристик годового хода (не специально подобранных для анализа муссона) полей облачности и радиации указывают на то, что спутниковые данные не только позволяют диагностировать развитие муссонных циркуляций и их особенности, но и выявляют связь с режимом средних широт.

Аналогично зоне индийского муссона противоположные направления изохроны 0- и л-фаз режима n проявляются также над Африкой, над центральной частью Тихого океана. Наряду с этим отмечена однонаправленность смещения последовательных изохрон 0- и л-фаз в 30—40-х широтах СП (с запада на восток) над Азией, в Северной Атлантике (с севера на юг).

Следует отметить, что для последовательных изохрон постоянной фазы годовой гармоники со спиральной структурой над Евразией проявляются их ответвления на Индостан и юго-восточную Азию, также на северо-восток Азии и в субполярных широтах на запад к Атлантике с последующим смещением к экваториальным широтам над Атлантикой. В тропических широтах западной части Тихого океана смещение фазовых изохрон (на север) противоположно их смещению над юго-восточной Азией. В восточной части Тихого океана и над западной частью Америки отмечены смещения изохрон фазы годовой гармоники от 40-х широт СП в разных направлениях (на северо-запад и на юг). Соответствующие изохроны продвигаются также над западной Африкой на север на Европу со смещением на восток над Средиземным морем и северной Африкой. На форме изохрон над регионом Индостана сказывается влияние режима n над восточной Африкой и Аравийским полуостровом.

Особенность спиральной структуры отмечена над Евразией и для изохрон фаз максимальных (n_{max}) и минимальных (n_{min}) значений облачности в годовом ходе с более четким проявлением этой особенности для фазы минимальных значений n. В [180] механизм формирования структуры реверберационного типа в поле облачности над Евразией связан со взаимной сезонной эволюцией меридиональных ячеек общей циркуляции атмосферы и муссонной циркуляции.

Максимальные n в полярных широтах СП достигаются в основном в августе—сентябре, минимальные — в феврале—апреле. В средней части Северной Америки (а также для северной Африки, Средиземного моря и европейского региона) n_{max} достигаются в основном зимой (декабрь—февраль), n_{min} — летом (июль — август). Соответственно над центральной частью Тихого океана СП n_{min} достигается в основном в августе—сентябре, n_{max} — чаще в январе и апреле. В восточной части Тихого океана СП в средних и субтропических широтах n_{min} достигается чаще в январе—феврале (n_{max} — в апреле—июле), тогда как в центральной и западной частях — в августе—сентябре (n_{max} — в декабре—феврале).

Отмеченные особенности характеризуют противофазность сезонных вариаций облачности над восточной и центрально-западной частями Тихого океана.[1] Особый режим облачности над восточной частью Тихого океана приводит к существенным региональным различиям (в частности, времени достижения режима n_{max}) годового хода облачности над Северной Америкой в средних и субтропических широтах.

Для Индийского океана и района Индостана характерно достижение режима n_{min} в марте, а n_{max} — с июля по сентябрь.

Озон. С особенностями эволюции радиационных полей, термического и циркуляционного режимов связаны особенности эволюции глобального поля общего содержания озона в атмосфере (ОСО). Существенные особенности эволюции глобального поля ОСО проявляются в годовом ходе. Обычно для анализа годового хода используется гармонический анализ [254, 488]. Последний обладает хорошей наглядностью, но не всегда достаточно информативен. В частности, при формальном определении фаз отдельных гармоник не всегда ясна фазовая динамика в целом (с учетом всех мод), возможны неадекватное понимание локальных (во времени, например) эффектов, фиктивные эффекты дальнодействия.

В [73] для анализа внутригодовых особенностей глобальной динамики ОСО использовался метод амплитудно-фазовых характеристик. База данных: многолетние (за 1973—1985 гг.) среднемесячные данные измерений ОСО на 133 станциях мировой озонометрической сети (см., например, [186]).

На рис. V.1.4 из [73] приведены изохроны 0- и л-фаз ОСО в годовом ходе. Штриховые участки показывают положение изохрон в регионах с редкой сетью станций либо при недостаточной надежности данных (число лет осреднения меньше трех). Во внетропических широтах северного полушария более позднее достижение различных фаз годового хода над Атлантическим океаном, чем над континентами в пределах одной широтной зоны, что в целом выявляется и при стандартном гармоническом анализе [254]. В динамике фазовых изохрон на рис. V.1.4 обнаруживаются особенности дивергентного типа, ограничивающие области относительно более раннего достижения соответствующих фаз годового хода над северо-востоком Азии и над Средней Азией. При гармоническом анализе спутниковых данных последняя особенность заметна только для изохрон фазы полугодовой гармоники. В эволюции границ 0-фазы (рис. V.1.4 *а*) дополнительно отмечена особенность дивергентного типа над северной Европой и над восточным побережьем Северной Америки в средних широтах. В эволюции

[1] Особенности годового хода облачности над Тихим океаном связаны с режимом зональной циркуляции (ячейки) Уокера и проявлением южного колебания.

границ максимальных значений ОСО подобные особенности отмечены над европейскими регионами севернее Средиземного моря, над Северным морем и над Северной Америкой, а в эволюции границ минимальных ОСО — к северу от Средиземного моря. Регион западной Европы в режиме л-фазы (рис. V.1.4 *б*) характеризуется относительно ранним ее достижением над Средиземным и Север-

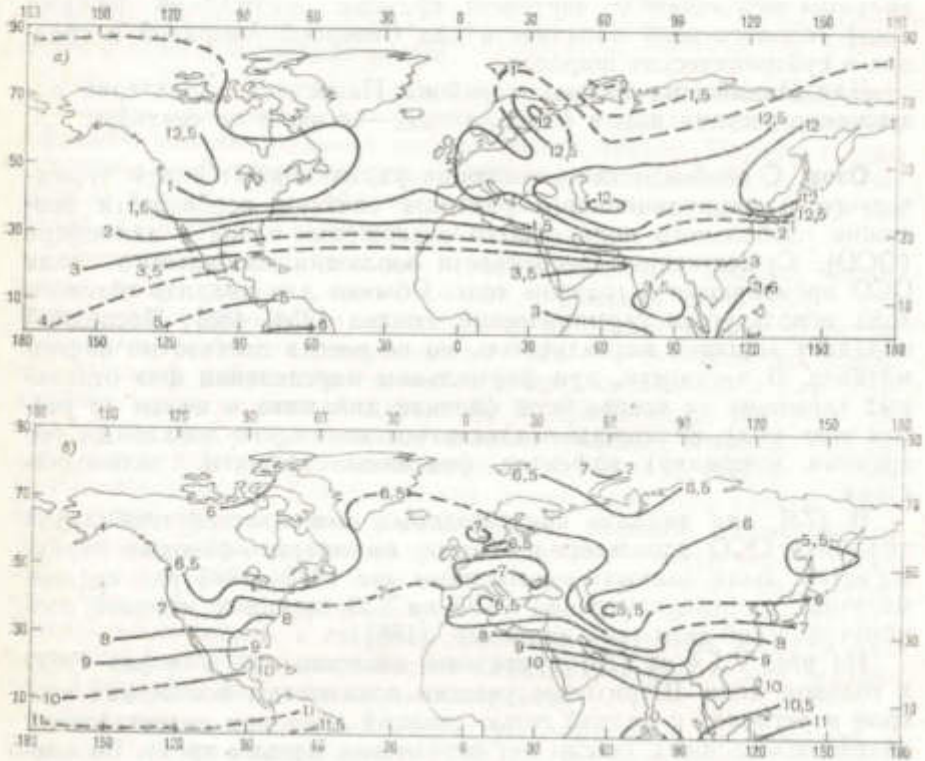


Рис. V.1.4. Изохроны 0-фазы (*а*) и л-фазы (*б*) годового хода общего содержания озона в атмосфере северного полушария.

ным морями и задержкой над континентальной частью. Следует отметить существенное отличие в динамике изохрон выделенных важных фаз годового хода ОСО в определенных регионах, что не очевидно при стандартном гармоническом анализе. В частности, заметно различаются режимы 0- и л-фаз годового хода ОСО над Северной Америкой.

Над субтропиками СП и над тропиками западной части обоих полушарий динамика фазовых изохрон характеризуется распространением с севера на юг. При этом если над внетропической частью СП режимы определенных фаз достигаются быстро (в течение месяца), то продвижение фазовых изохрон из внетропических в тропические широты замедляется и занимает несколько месяцев. В южном полушарии в австралийском секторе отмечено

распространение границ 0-фазы и фазы максимума из области южнее Австралии в более низкие широты. Для л-фазы и фазы минимума отмечено распространение их границ от среднеазиатской особенности в юго-восточном направлении на Австралию через Индостан. Проявляется особенность района Мальдивских островов в Индийском океане. Границы фазы максимума и 0-фазы, распространяющиеся от Средней Азии, достигают 10° ю. ш. В западных тропиках ЮП динамика фазовых изохрон характеризуется задержкой режимов 0- и л-фаз над Гвинейским заливом и западным берегом южной Африки. В режиме 0-фазы задержка проявляется также у западного побережья Южной Америки, а в режиме л-фазы и фазы максимума — над Тихим океаном восточнее Австралии. Максимальные значения ОСО над южно-африканским регионом достигаются несколько ранее, чем над ближайшими регионами.

С отмеченными особенностями фазовых характеристик достаточно хорошо согласуются межширотные особенности фазовых характеристик годового хода ОСО, полученные в [70, 71] по спутниковым данным (см. п. IV.1).

По распределению характеристик $\Delta_+ t$ и $\Delta_\dagger t$ выявлены области существенного различия ОСО в фазах роста и снижения, максимума и минимума с оценкой степени асимметричности годового хода ОСО. Так, в экваториальной части Индийского океана интервал роста ОСО $\Delta_+ t$ достигает 8 мес, над Индостаном этот интервал почти вдвое меньше (и соответственно больше интервал снижения ОСО). В [73] показана широтная зависимость интервалов $\Delta_+ t$ и $\Delta_\dagger t$ для среднезональных значений ОСО [330]). В ЮП и во внетропической части СП интервал превышения $\Delta_+ t$ в среднем больше 6 мес. Локальный максимум $\Delta_+ t$ для зонально осредненного ОСО в широтном поясе 40—50° с. связан с регионами над востоком Азии, западной Европой и Северной Америкой, где $\Delta_+ t > 6$ мес. Пониженные значения $\Delta_+ t$ в зоне 40—30° с. ш. определяются, в частности, областью $\Delta_+ t < 6$ мес, связанной с «ложбиной», ориентировочной от Средней Азии на юго-восток на рис. V.1.4 *б*. Максимум $\Delta_+ t$ на 10° с. ш. обусловлен обширной областью повышенных значений $\Delta_+ t$ (до 7 мес) западнее Суматры в Индийском океане. Отмечено резкое падение $\Delta_+ t$ южнее 40° ю. ш. до значений, приближающихся к 4 мес. В целом для годового хода ОСО в ЮП характерны более низкие, чем в СП, значения $\Delta_+ t$ с более резкими изменениями ОСО в интервале годового цикла с повышенными (по сравнению со среднегодовым) значениями ОСО.

В распределении $\Delta_\dagger t$ согласно [73] также проявляется межполушарная асимметрия. В средних широтах СП, где $\Delta_\dagger t < 6$ мес, годовой ход ОСО характеризуется более резким ростом ОСО (особенно в поясе 40—50° с. ш.), но более длительными интервалами относительно плавного уменьшения. В ЮП, наоборот, процессы, приводящие к уменьшению ОСО, проявляются в годовом ходе более резко. Подобная особенность свойственна в целом и тропической части обоих полушарий. Низкие значения интервала роста

в районе 20° с. ш. связаны с отмеченной выше областью его низких значений над Индостаном. Минимум Δt в окрестности 15° ю. ш. обусловлен областью его низких значений в области фазовой динамики над Гвинейским заливом.

С использованием амплитудных характеристик динамики ОСО в годовом ходе (рис. V.1.5) в [73] отмечено смещение границ

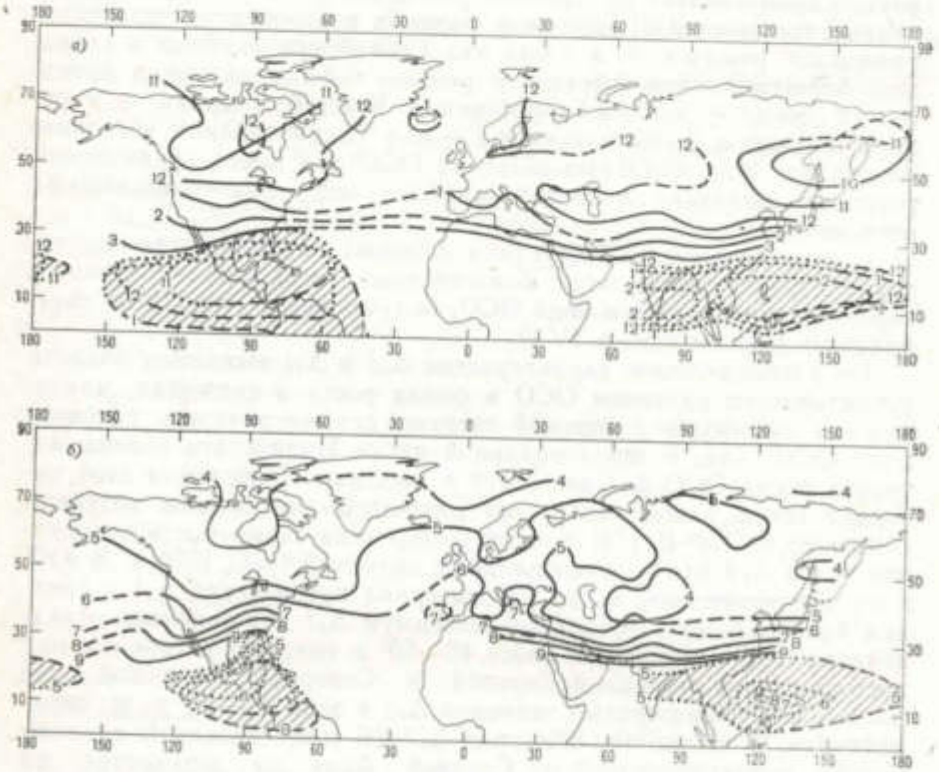


Рис. V.1.5. Изохронные границы областей уменьшения (*а*) и увеличения (*б*) общего содержания атмосферного озона на 20 Д. Е. относительно соответственно мартовского и сентябрьского режимов.

Ограниченные изохронами соответствующие области увеличения относительно мартовского (*а*) и уменьшения относительно сентябрьского (*б*) режимов заштрихованы.

областей уменьшения и увеличения ОСО на ΔX (20 и 50 Д. Е.) относительно соответственно мартовского и сентябрьского режимов из высоких широт к тропическим. При этом в СП к середине октября ОСО увеличивается на $\Delta X = 20$ Д. Е. относительно сентябрьского режима над значительной территорией Дальнего Востока и Охотским морем, а к середине ноября — над значительной территорией Канады и над Кольским полуостровом (рис. V.1.5 *б*). На $\Delta X = 50$ Д. Е. относительно сентябрьского режима ранее всего (в ноябре) ОСО увеличивается над Охотским морем, на севере Скандинавии и Кольского полуострова (над Баренцевым морем), а к декабрю и над Канадой. При соответствующем анализе эволюции ОСО в годовом ходе относительно мартовского режима (рис. V.1.5 *а*) наряду с распространением границы области уменьшения ОСО от полярных широт (особенно быстро над Северной Америкой) отмечено достаточно быстрое снижение (на $\Delta X = 20$ Д. Е.) уже к середине апреля над Средней Азией и Охотским морем. Отмечено более позднее (в июле) уменьшение ОСО на 20 Д. Е. относительно марта над Адриатическим морем. В целом амплитудные характеристики во внетропических широтах СП выявляют особенности, подобные отмеченным с помощью фазовых характеристик.

Особенности эволюции ОСО (при анализе амплитудных характеристик) отмечены в тропиках СП в регионах Центральной Америки и Филиппин. Здесь, как и в ЮП, тенденции изменения ОСО на 20 Д. Е. относительно сентябрьского и мартовского режимов в целом противоположны тенденциям, присущим изменениям ОСО во внетропической части СП.

В ЮП распространение последовательных изохрон происходит в северном направлении (в австралийском секторе — из области юго-восточнее Австралии) с последующей относительной стабилизацией их положения в тропических широтах.

В широтно-долготной динамике изохрон при анализе амплитудных и фазовых характеристик также отмечается частичное подобие для полей ОСО и H_{tr}, отмеченное по зональным данным (см. п. IV.3). Так, область с наиболее ранним достижением 0-фазы для H_{tr} над Тянь-Шанем проявляется и в динамике изохрон л-фазы ОСО. Атлантический сектор средних широт СП характеризуется более поздним, чем над континентами, достижением 0-фазы для H_{tr}. Подобная задержка отмечена и в динамике л-фазы ОСО при противоположном, однако, межширотном смещении последовательных изохрон 0-фазы для H_{tr} и л-фазы для ОСО. Динамика изохрон л-фазы и фаз максимальных и минимальных значений H_{tr} отличается от динамики соответствующих фаз ОСО. В частности, в фазовой динамике максимума и минимума H_{tr} отмечены спиральные структуры, не проявляющиеся для режимов экстремальных значений ОСО. При анализе амплитудных характеристик эволюции ОСО и H_{tr} выявилось общее распространение от тихоокеанского региона области увеличения ОСО и области уменьшения H_{tr} относительно сентября. В целом же амплитудные и фазовые характеристики выявили в [73, 74] много общего в эволюции полей ОСО и H_{tr} в годовом ходе.

Важную роль в проявлении особенностей поля ОСО играют планетарные волны. Согласно [73], особенности эволюции поля ОСО в годовом ходе, по крайней мере частично, связаны с режимами квазистационарных планетарных волн в атмосфере.

V.2. ОКЕАН

Наряду с общими закономерностями в глобальной динамике Мирового океана в целом выявляются существенные особенности каждого океана в отдельности. Например, в сезонной эволюции выделяются режимы струйных течений, океанских круговоротов, термически более активных и менее активных зон океана.

Температура. В [176] с использованием метода амплитудно-фазовых характеристик выявлены особенности динамики температурного режима Атлантического океана в годовом ходе в широтно-долготном разрешении и для глубинно-долготных и глубинно-широтных разрезов.

При анализе годового хода температурного поля Атлантического океана в СП использовались среднемесячные океанографические данные [53] на 12 стандартных горизонтах верхнего 1000-метрового слоя океана для 5-градусных сферических трапеций (общий объем около 120 тыс. станций с 1951 по 1980 г.).

В весенней и осенней фазовой динамике были выявлены особенности энергоактивной зоны океана (ЭАЗО), связанной с Гольфстримом и с Саргассовым морем. Наряду с более ранним достижением среднегодового режима в годовом ходе как весной, так и осенью в области Гольфстрима, Лабрадорского течения вдоль Ньюфаундленда, возвратного Гольфстрима и Антильского течения выявляются также зоны относительного запаздывания (ЗОЗ). В частности, ЗОЗ в фазовой динамике температуры поверхности океана связаны с Саргассовым морем и с Ньюфаундлендской энергоактивной зоной.

В зависимости от сезона динамические температурные особенности проявляются по-разному. Особенно четко ЗОЗ проявляются в динамике изохрон осенней фазы. Наличие ЗОЗ в режиме общего выхолаживания в осенне-зимний сезон предполагает их особую роль в обмене теплом с атмосферой. Наличие подобных океанических блокингов естественно связать с береговым рельефом, рельефом дна и структурой образующихся при этом океанических течений на вращающейся планете. Структура течений типа Гольфстрима в океане во многом аналогична структуре атмосферных струйных течений [187]. В атмосфере температурная ЗОЗ выявлена в области субтропического струйного течения и связана с тропической тропопаузой [171].

В [176] реализация ЗОЗ как в океане, так и в атмосфере связывается с частичной изоляцией этих областей струйными течениями в атмосфере и океане от источников нагрева (или охлаждения) из-за анизотропной теплопроводности системы. В атмосфере ЗОЗ находится в окрестности тропической тропопаузы над субтропическим струйным течением, замедляющим ее весенний прогрев от поверхности Земли. Для определения и обоснования физических механизмов образования подобных структур в климатической системе необходим детальный анализ эмпирических данных и модельных результатов.

Полученные в [176] амплитудные характеристики динамики, определяемые взаимным расположением последовательных изохрон $t_{+(-)}(\varphi, \lambda) = \text{const}$ для прогрева поверхности океана на $\Delta T = 5$ К относительно мартовского ($t = 3$ мес) режима $T(\varphi, \lambda, t = t_+) - T(\varphi, \lambda, t = 3) = \Delta T$ и для выхолаживания на $\Delta T = -5$ К относительно сентябрьского ($t = 9$ мес) режима $T(\varphi, \lambda, t = t_-) - T(\varphi, \lambda, t = 9) = \Delta T$ подтверждают существенное влияние континентов на термодинамику прибрежного океана. При этом были выявлены особенности, отмеченные в фазовой динамике. В амплитудной динамике температурного режима поверхности океана наряду с обнаруженным прогревом весной и охлаждением осенью, распространяющимися от континентов, отмечаются прибрежные области с распространением выхолаживания от океана к континенту. Это согласуется с анализом фазовой динамики. В частности, к континенту распространяется выхолаживание поверхности океана в зоне 75—80° з. д., 35—40° с. ш. Кроме геометрии континентов и структуры течений в проявлении подобных особенностей может сказаться неоднородность массива данных и грубость используемой аппроксимации структуры системы. Тем не менее отмеченный эффект проявляется и в динамике температурного режима для глубинно-долготного разреза через указанную область, связанную с Гольфстримом, на широтах 35—40° с. Существенно, что при этом распространение весенней фазы вблизи берега для верхнего квазиоднородного слоя океана носит характер распространения вертикального фронта прогрева с последующим добавлением прогрева от поверхности. Распространение же осенней фазы идет от поверхности вглубь из особой области Гольфстрима, уже отмеченной выше. Граница осенней фазы, заглубляясь, распространяется к берегу. Если при движении к берегу время достижения осенней фазы растет с глубиной, то при движении от зоны 65—70° з. д. на восток фронт осенней фазы заглубляется. Эта особенность находит отражение в фазовой динамике температурного режима глубинно-широтного разреза через меридиональную зону 65—70° з. д. Если прогрев (распространение 0-фазы) для данного разреза идет от поверхности, то граница осенней фазы в зоне 35—40° с. ш. проникает из соседних западных областей на глубине около 20 м с последующим распространением к поверхности и вглубь.

Для характерных скоростей распространения фаз годового хода получены следующие оценки: горизонтальная скорость $U_г \sim 1$ км/ч, вертикальная скорость $U_в \sim 5$ см/ч, их соотношение $U_в/U_г \sim 5 \cdot 10^{-5}$.

Аналогично В. Х. Еникеевым и И. И. Моховым проведен анализ внутригодовых вариаций полей температуры поверхности океана T_s, приповерхностной температуры атмосферы T_a и их взаимной эволюции по эмпирическим данным (см. [22]). Проведено сравнение с результатами расчетов годового хода температурного режима Атлантического океана по модели [207].

На рис. V.2.1 приведены изохроны (время в месяцах) границ прогрева $t_+(\varphi, \lambda) = \text{const}$ и охлаждения $t_-(\varphi, \lambda) = \text{const}$ поверх-

ности океана (φ — широта, λ — долгота) на $\Delta T = 5$ К относительно мартовского и сентябрьского режимов соответственно $(T(\varphi, \lambda, t = t_+) - T(\varphi, \lambda, t = 3) = \Delta T$, $T(\varphi, \lambda, t = t_-) - T(\varphi, \lambda, t = 9) = -\Delta T)$. Выявляется широтный пояс 30—40-х широт с наиболее быстрым весенним прогревом (и осенним охлаждением) океана от Северной Америки в восточном направлении.

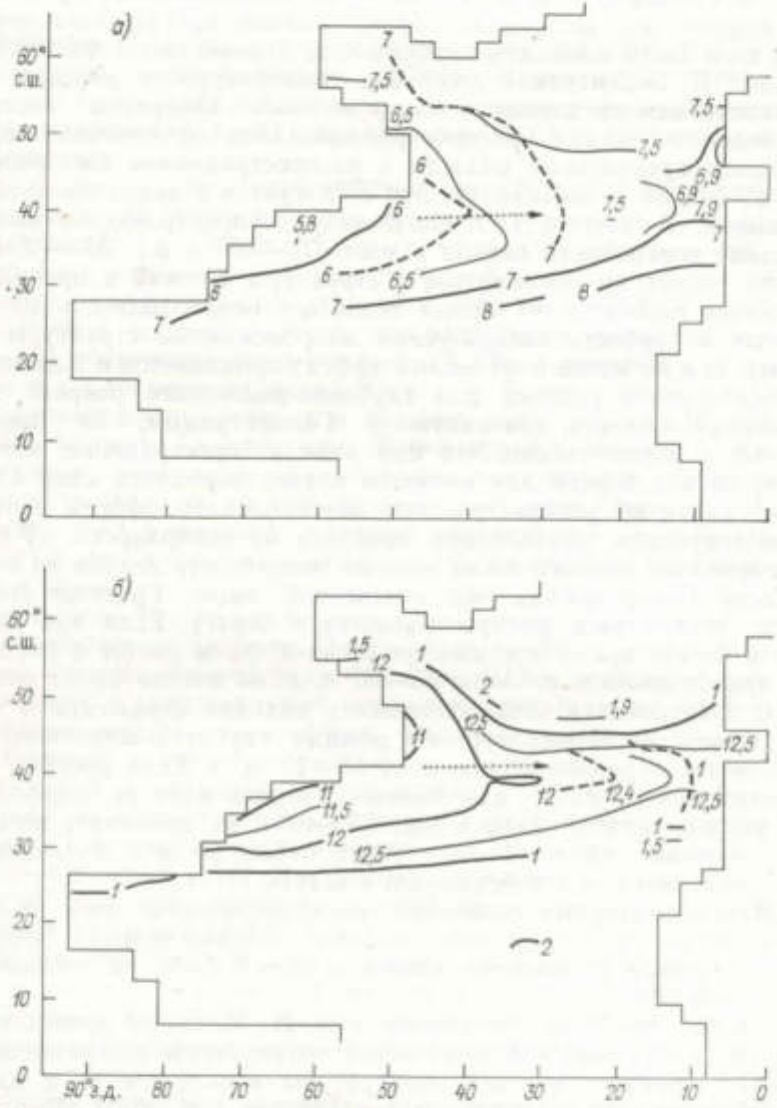


Рис. V.2.1. Изохронные границы прогрева (*а*) и охлаждения (*б*) поверхности Атлантического океана на 5 К относительно соответственно марта и сентября по данным (сплошные кривые) и для модели (штриховые кривые).

Цифры у кривых — месяцы.

Этот эффект связан не только с различием термических характеристик суши и океана, но и с восточным направлением основных струйных течений Северной Атлантики: Гольфстрима и Северо-Атлантического течения. В отличие от эффектов муссонного типа (с изменением направления течений из-за вариаций в годовом ходе термических градиентов суша—океан) направление течений в данном случае устойчиво, и они сами влияют на термические контрасты суша — океан, уменьшая их.

На рис. V.2.1 представлены также результаты численного моделирования годового хода температуры поверхности океана для Северной Атлантики с использованием численной модели [207], позволяющей рассчитывать крупномасштабные поля температуры, солености в Мировом океане. Были проведены, в частности, численные эксперименты с идеализированными граничными условиями, когда на боковых границах океанического бассейна зависимость от времени определялась годовой гармоникой для поля температуры и солености по эмпирическим данным. Годовой ход полей атмосферного давления и приповерхностной температуры воздуха также определялся годовой гармоникой по эмпирическим данным.

Согласно численным экспериментам, сдвиг фаз годового хода температуры в верхнем слое океана относительно приповерхностной температуры воздуха получен на разных широтах от трех недель до полутора месяцев. При значительных сезонных изменениях T_s отмечено наличие полугодовой гармоники для температуры поверхности океана в средних широтах. Сезонные колебания расходов течений достигают максимальных значений в зоне Гольфстрима (от 50 до 100 свердрупов). В расходе струи Гольфстрима, кроме максимума, связанного с зимним усилением атмосферной циркуляции, выявлены дополнительные осенние максимумы.

В численных экспериментах с реальным годовым ходом атмосферных полей над Северной Атлантикой сезонные изменения в расходах Гольфстрима выражены еще сильнее. При этом отмечена большая изменчивость поля средних по глубине океана течений по сравнению с экспериментами с годовым ходом атмосферных полей, представленным только годовой гармоникой. Наибольший расход Гольфстрима был получен для зимнего периода.

Существенной интегральной характеристикой поля течений в океане является меридиональный поток тепла. Возрастание потока тепла в зимний период связано с усилением дрейфовой составляющей скорости течения. Тем не менее в модели суммарный поток тепла в летний период больше за счет прогрева верхнего слоя океана.

Сравнение модельных и эмпирических изохрон прогрева $t_+(\varphi, \lambda) = \text{const}$ и охлаждения $t_-(\varphi, \lambda) = \text{const}$ поверхности океана на $\Delta T = 5$ К относительно мартовского и сентябрьского режимов на рис. V.2.1 *а* и V.2.1 *б* соответственно выявляет их качественное согласие. В то же время есть заметные различия. Модельный прогрев поверхности океана летом на $\Delta T = 5$ К относительно мартовского режима (см. рис. V.2.1 *а*) в западной Атлан-

тике начинается раньше, чем по эмпирическим данным, но распространение на восток границы прогрева в Атлантике происходит в модели примерно вдвое медленнее, чем по эмпирическим данным. В модели последовательные изохроны $t_+(\varphi, \lambda) = \text{const}$ прогрева на $\Delta T = 5$ К смещаются от Американского континента к Европейскому за 2 мес (с началом прогрева в первой половине июня у Америки и с достижением границы прогрева на 5 К к началу августа у европейского побережья), а по данным — за месяц (от середины июня до середины июля). Также заметно меньше модельная скорость смещения изохрон охлаждения поверхности океана на рис. V.2.1 *б* относительно сентябрьского режима на $\Delta T = 5$ К по сравнению с эмпирической.

На рис. V.2.2 в широтно-долготном разрешении приведены изохроны весеннего $t_\uparrow(\varphi, \lambda) = \text{const}$ и осеннего $t_\downarrow(\varphi, \lambda) = \text{const}$ достижения температурой поверхности океана $T_s(\varphi, \lambda, t)$ в годовом ходе ее локального среднегодового значения $T_s(\varphi, \lambda)$ соответственно с положительной производной по времени $\left.\frac{\partial T_s}{\partial t}\right|_{t=t_\uparrow} (\varphi, \lambda) > 0$ весной (0-фаза) и отрицательной $\left.\frac{\partial T_s}{\partial t}\right|_{t=t_\downarrow} (\varphi, \lambda) < 0$ осенью (π-фаза). Аналогично [176] взаимным расположением последовательных изохрон как весенней, так и осенней фазы выявляется особенность Ньюфаундлендской энергоактивной зоны как ЗОЗ. При этом проявляется влияние Гольфстрима и Лабрадорского течения.

Анализ данных для Северной Атлантики выявил большую зональность фазовых изохрон в восточной части океана, особенно осенью. В субполярных широтах последовательные изохроны 0- и π-фаз смещаются на юг. С Гольфстримом связано встречное (на север) распространение соответствующих изохрон в западной части Атлантического океана. В результате в окрестности Ньюфаундленда формируется ЗОЗ. В восточной части океана последовательные фазовые изохроны смещаются от полярных широт на юг до тропических широт, где выявляется ЗОЗ, связанная с зоной апвеллинга. Выявлена также особенность приэкваториального района зоны Гвинейского залива.

Следует отметить, что общие закономерности взаиморасположения последовательных изохрон $t_\uparrow(T_s)$ (и $t_\downarrow(T_s)$) для температуры поверхности океана T_s сохраняются и для соответствующих фазовых изохрон $t_\uparrow(T_a)$ (и $t_\downarrow(T_a)$) для приповерхностной температуры атмосферы T_a в годовом ходе. При этом фазовые изохроны для T_a более зональны, чем для T_s. В весенней фазе годового хода T_a менее четко, чем для T_s, выявляется Ньюфаундлендская ЗОЗ. Кроме того, в отличие от 0-фазы последовательные изохроны π-фазы смещаются не от Южной Америки, а по направлению к ней.

Сделаны оценки фазовых сдвигов годового хода T_s относительно T_a. Максимальные (до месяца) сдвиги для 0-фазы отмечены в субполярных и тропических (вблизи Южной Америки) широтах.

Минимальные (до недели) значения $\Delta t_\uparrow(T_s, T_a) = t_\uparrow(T_s) - t_\uparrow(T_a)$ оценены в субтропических широтах центральной части Атлантического океана северного полушария. В западной части приэкваториальной Атлантики отмечены отрицательные значения $\Delta t_\uparrow(T_s, T_a)$.

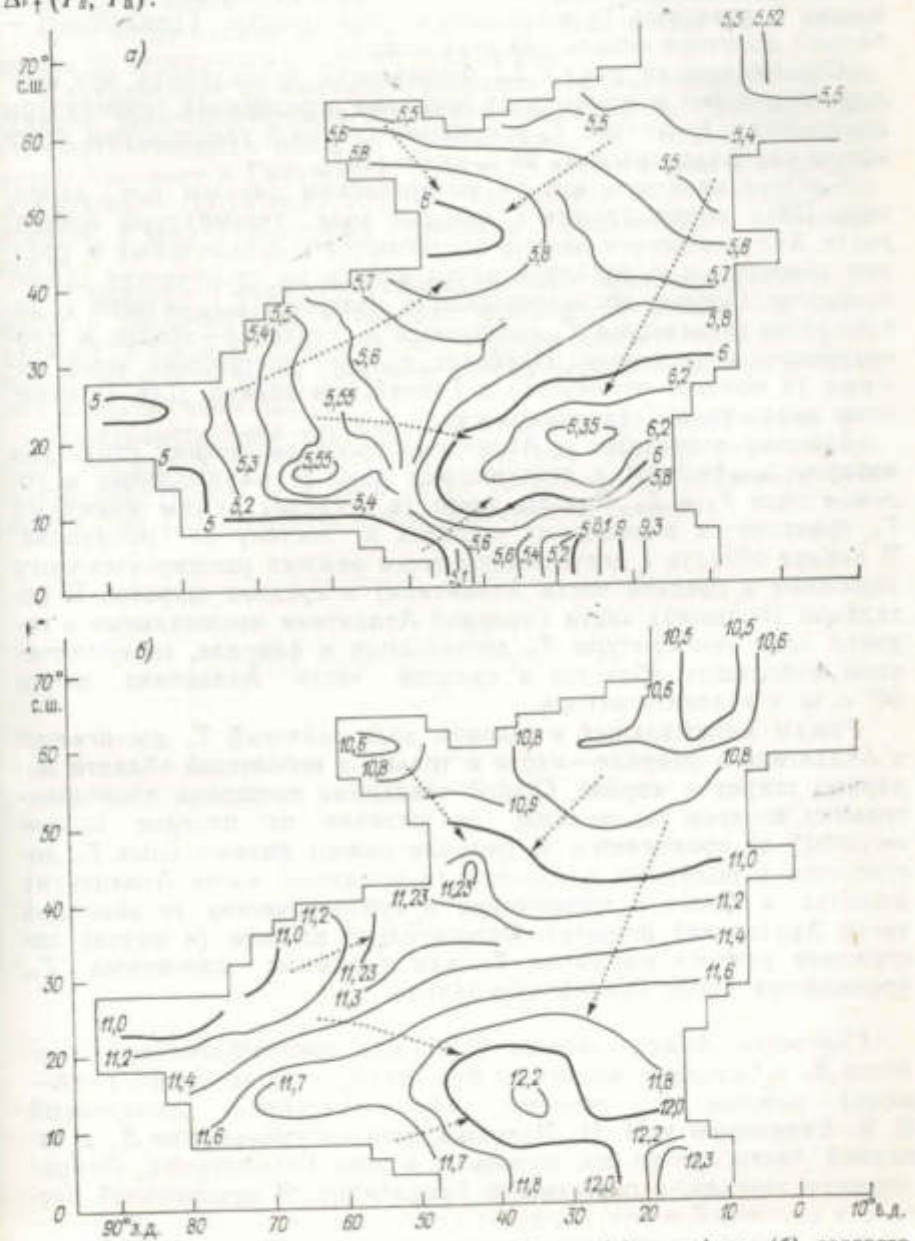


Рис. V.2.2. Последовательные изохроны 0-фазы (*а*) и π-фазы (*б*) годового хода температуры поверхности Атлантического океана.

Различия значений $t_{\downarrow}(T_s)$ и $t_{\downarrow}(T_a)$ для осенней фазы меньше, чем для весенней. В среднем значения $\Delta T_{\downarrow}(T_s, T_a) = t_{\downarrow}(T_s) - t_{\downarrow}(T_a)$ оценивались интервалами времени в одну-полторы недели. В экваториальных широтах величины $\Delta t_{\downarrow}(T_s, T_a)$ меньше нуля, в тропических и средних — до полутора недель, в субтропических и полярных (в частности, в окрестности Гренландии) — больше полутора недель (до двух недель).

Отмеченные на рис. V.2.2 особенности проявляются при анализе 0- и π-фаз годового хода зонально осредненной температуры поверхности Атлантики T_s и приповерхностной температуры атмосферы над Атлантикой T_a по данным [217].

Следует отметить, что по эмпирическим данным (см., например, [22]) максимальные в годовом ходе температуры поверхности Атлантического океана достигаются в субполярных и средних широтах, а в западной части вплоть до тропических широт в августе. Осенью последовательные изохроны $t_{max} = \text{const}$ с достижением максимума T_s смещаются в сентябре—ноябре в юго-восточном направлении. Наиболее позднее достижение этого режима (в ноябре) отмечается в Гвинейском заливе. Для T_a отмечены аналогичные закономерности.

Заметно отличается в Атлантике пространственная структура изохрон $t_{min} = \text{const}$ с достижением режима минимальных в годовом ходе T_s и T_a. Раньше всего (в декабре) режим минимума T_a проявляется в полярных широтах к востоку от Гренландии. В январе область с достижением этого режима расширяется к югу (особенно в средней части Атлантики) в средние широты. В остальной (большей) части Северной Атлантики минимальные в годовом ходе температуры T_a достигаются в феврале, за исключением небольших областей в средней части Атлантики около 30° с. ш. и вблизи экватора.

Режим минимальных в годовом ходе значений T_s достигается в Атлантике в феврале—марте и только в небольшой области полярных широт в апреле. Общей тенденции смещения последовательных изохрон $t_{min} = \text{const}$ (в отличие от изохрон $t_{max} = \text{const}$) не проявляется. В феврале режим минимальных T_s достигается в полярных и средних (в восточной части Атлантики) широтах, а также в тропических и субтропических (в западной части Атлантики) широтах. Относительно позднее (в марте) достижение режима минимума T_s, как и режима максимума T_s, проявляется в зоне Гвинейского залива.

Соленость. Анализ данных [350] для приповерхностной солености S_0 в Северной Атлантике при переходе от весеннего (май—июнь) режима к летнему (август—октябрь), проведенный В. Х. Еникеевым и И. И. Моховым, выявил уменьшение S_a в западной части океана вне тропиков: в зоне Гольфстрима, Лабрадорского течения, в окрестности Гренландии. В центральной части и в восточной части Атлантического океана от тропических до средних широт преобладает тенденция увеличения солености. В тропиках в целом проявляется уменьшение S_a. В средних и высоких широтах восточной части Атлантики пространственная картина достаточно пестрая: области уменьшения S_a чередуются с областями увеличения.

К осени (ноябрь—январь) относительно весеннего режима значения S_a в целом для Северной Атлантики уменьшаются. В восточной части океана от экватора до средних широт зоны уменьшения S_a чередуются с зонами увеличения.

При переходе от зимнего (февраль—апрель) режима к весеннему пространственная структура вариаций S_a пестрая. Достаточно обширная область уменьшения S_a отмечена вблизи устья Амазонки и Гвианского течения, а также в зоне Канарского и Северного Пассатного течений. Увеличение S_a отмечено, в частности, в зоне Гвинейского течения и Межпассатного противотечения.

Относительно осеннего режима к зиме приповерхностная соленость увеличивается в высоких широтах, а южнее — в значительной области западной части Северной Атлантики. В центральной и восточной части океана отмечено чередование зон увеличения и уменьшения S_a.

Пространственная структура изменений S_a относительно летнего режима к осени достаточно пестрая. Можно отметить область увеличения S_a в зоне устья Амазонки и Гвианского течения, в зоне Гольфстрима, в зоне Канарского течения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные климатические модели, вплоть до самых детальных моделей общей циркуляции, в целом воспроизводя отдельные режимы климатических полей ЗКС, недостаточно хорошо учитывают взаимосвязь и взаимоэволюцию климатических полей как в годовом ходе, так и в межгодовой изменчивости. Необходим анализ не только полей климатических переменных, но и их производных полных и частных по времени и пространству, при различных пространственно-временных осреднениях. Анализ взаимосвязи климатических полей и диагностика обратных связей в ЗКС важны для определения чувствительности и устойчивости системы к различного рода воздействиям, в том числе антропогенным.

Необходима также взаимная диагностика эмпирических и модельных результатов. В такой диагностике нуждаются не только модели, но и эмпирические данные, особенно когда они недостаточно полные и детальные. В частности, как показывает опыт ПГЭП, необходимо привлечение модельных исследований для усвоения эмпирических данных, а также для развития методов их получения и анализа.

Надо отметить, что прежде чем проводить модельные прогностические исследования климатических изменений, следует провести соответствующий анализ эволюции климатической системы в современном режиме (в годовом ходе и межгодовой изменчивости). При этом существенно модельное воспроизведение как характеристик связи климатических полей, так и их асинхронности с адекватным пониманием причинно-следственных связей в ЗКС (разных на различных пространственно-временных масштабах).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Автоволновые процессы с диффузией//Сб. науч. трудов. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981. — 286 с.

2. Агаян Г. М., Голицын Г. С., Мохов И. И. Зависимость потока уходящей тепловой радиации от приземной температуры по глобальным данным//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1985. — Т. 21, № 6. — С. 657—661.

3. Агаян Г. М., Мохов И. И. Относительный вклад климатических переменных в формирование потока уходящей тепловой радиации//Метеорология и гидрология. — 1984. — № 10. — С. 38—44.

4. Агаян Г. М., Мохов И. И. Квазистационарные осенние режимы атмосферы северного полушария в период ПГЭП//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1989. — Т. 25, № 11. — С. 1150—1156.

5. Александров В. В. Параметризация бароклинной неустойчивости в моделях общей циркуляции атмосферы. — М.: ВЦ АН СССР. — 58 с.

6. Александров Е. И., Петров Л. С., Субботин В. В. Структура и изменчивость северной полярной области//Гидрометеорология. Сер. Метеорология. Обзор. инф. — 1986. — Вып. 8. — С. 1—64.

7. Александров Э. Л. и др. Атмосферный озон и изменения глобального климата/Э. Л. Александров, И. Л. Кароль, Л. Р. Ракипова и др. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 167 с.

8. Антропогенные изменения климата/Под ред. М. И. Будыко, Ю. А. Израэля. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 406 с.

9. Апасова Е. Г., Груза Г. В. Данные о структуре и изменчивости климата. Осадки. — Обнинск: ВНИИГМИ — МЦД, 1982. — 212 с.

10. Апасова Е. Г. Статистические исследования по осадкам земного шара//Труды ВНИИГМИ — МЦД. — 1984. — Вып. 119. — С. 1—78.

11. Ариель Н. З., Строкина Л. А. Динамические характеристики взаимодействия атмосферы с поверхностью Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 49 с.

12. Аристова Л. Н., Груза Г. В. Данные о структуре и изменчивости климата. Общая облачность по спутниковым наблюдениям. Северное и Южное полушария. — Обнинск: ВНИИГМИ — МЦД, 1987.

13. Арская Н. Ю., Арский А. А., Мохов И. И. Взаимосвязь полей облачности и температуры атмосферы северного полушария в годовом ходе и межгодовой изменчивости. — М.: Препринт/ИФА АН СССР, 1990.

14. Арский А. А., Мохов И. И. Анализ бароклинного приспособления по эмпирическим данным//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1988. — Т. 24, № 11. — С. 1223—1226.

15. Арский А. А., Мохов И. И. Характеристики статической устойчивости атмосферы при глобальных изменениях климатической системы//Метеорология и гидрология. — 1990. — № 1. — С. 11—17.

16. Арский А. А., Мохов И. И., Петухов В. К. Моделирование трендов характеристик изменчивости термодинамического режима земной климатической системы//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 3—13.

17. Архипов П. Л., Стенчиков Г. Л., Турков Д. В. Расчет влияния свойств подстилающей поверхности на формирование климатических полей. — М.: ВЦ АН СССР. Сообщения по прикл. математике. 1987. — 24 с.

18. Байкова И. М. Схема расчета альбедо системы Земля — атмосфера с усовершенствованной параметризацией альбедо облаков//Труды ГГИ. — 1986. — Вып. 320. — С. 50—60.

19. Беева И. М., Винников К. Я. О зависимости длинноволнового уходящего излучения системы Земля — атмосфера от температуры и облачности//Труды ГГИ. — 1981. — Вып. 271. — С. 77—82.

20. Беева И. М., Винников К. Я. Параметризация сезонных изменений границ морских полярных льдов и континентального снежного покрова применительно к зональным климатическим моделям//Труды ГГИ. — 1983. — Вып. 280. — С. 29—41.

21. Берлянд Т. Г., Строкина Л. А. Глобальное распределение общего количества облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 71 с.

22. Бирман Б. А., Балашова Е. В. Структура и изменчивость современного климата. — Обнинск: ВНИИГМИ — МЦД, 1986. — 196 с.

23. Блинова Е. Н., Марчук Г. И. К теории годового хода чисто зональной циркуляции//Труды ИФА АН СССР. — 1958. — № 2. — С. 105—113.

24. Борисенков Е. П. Состояние и современные проблемы энергетики атмосферных процессов//Проблемы современной гидрометеорологии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — С. 123—144.

25. Борисенков Е. П., Мелешко В. П., Соколов А. П. Влияние облачности верхнего яруса на термический режим и циркуляцию атмосферы// Метеорология и гидрология. — 1981. — № 11. — С. 5—17.

26. Борисенков Е. П., Кондратьев К. Я. Круговорот углерода и климат. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988.— 319 с.

27. Брасье Г., Соломон С. Аэрология средней атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 413 с.

28. Бубнов Б. М., Голицын Г. С. Теоретическое и лабораторное моделирование влияния статической устойчивости на структуру общей циркуляции атмосферы//ДАН СССР. — 1985. — Т. 281, № 5. — С. 1076—1079.

29. Будыко М. И. Изменения климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974.

30. Будыко М. И. Климат в прошлом и будущем. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.

31. Будыко М. И. Тепловой баланс земного шара//Изменения климата/ Под ред. Дж. Гриббина. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — С. 122—159.

32. Будыко М. И., Ефимова Н. А. Годовой ход метеорологических элементов как модель изменения климата//Метеорология и гидрология. — 1984. — № 1. — С. 5—10.

33. Будыко М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А. Глобальные климатические катастрофы. — М.: Гидрометеоиздат, 1986. — 159 с.

34. Бютнер Э. К. Планетарный газообмен (O_2 и CO_2). — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 239 с.

35. Ван Мигем Ж. Энергетика атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 327 с.

36. Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г. Автоволновые процессы. — М.: Наука, 1987. — 240 с.

37. Васнщева М. А. Вклад астрономических факторов в изменения климата//Труды ГГИ. — 1980. — Вып. 180.

38. Васюта Ю. Б., Мохов И. И., Петухов В. К. Чувствительность малопараметрических моделей климата к изменению характеристик меридионального переноса тепла//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1988. — Т. 24, № 2. — С. 115—125.

39. Вербицкий М. Я., Чаликов Д. В. Моделирование системы ледники — океан — атмосфера. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 133 с.

40. Винников К. Я. Чувствительность климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 224 с.

41. Винников К. Я. и др. Изменения средней температуры воздуха северного полушария за 1841—1985 гг./К. Я. Винников, П. Я. Гройсман, К. М. Лугина, А. А. Голубева//Метеорология и гидрология. — 1987. — С. 45—55.

42. Винников К. Я., Есеркепова И. Б. Эмпирические данные и результаты моделирования режима влажности почвы//Метеорология и гидрология. — 1989. № 11. — С. 64—72.

43. Витвицкий Г. Н. Зональность климата Земли. — М.: Мысль, 1980.— 254 с.

44. Власова М. А. Расчет индекса баротропной неустойчивости циркуляции атмосферы по фактическим данным//Труды ГМЦ. — 1987. — № 278. — С. 82—89.

45. Воловиков С. А. Моделирование влияния вулканических извержений на климат Земли: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Обнинск, 1987. — 158 с.

46. Волощук В. М. Простая статистическая модель современного климата//Метеорология и гидрология. — 1979. — № 3. — С. 15—24.

47. Волощук В. М., Недоступенко Г. А. Полуэмпирическая статистическая модель широтного распределения среднегодовой приземной температуры//Метеорология и гидрология. — 1984. — № 12. — С. 75—17.

48. Волощук В. М., Недоступенко Г. А. Полуэмпирическая климатическая теория распределения осадков//Метеорология и гидрология. — 1986. — № 8. — С. 5—17.

49. Воскресенский А. И., Маршунова М. С. Динамика современного климата полярных районов//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1982. — Т. 18, № 12. — С. 1269—1277.

50. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли/Под ред. С. С. Хмелевцова. — Л.: Гидрометеоиздат. — 1986. — 256 с.

51. Галин М. Б., Харитоненко В. М. Энергетика взаимодействия вихрей с зональным течением по данным ПГЭП//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1988. — Т. 24, № 2. — С. 126—133.

52. Галин М. Б. Поток Элиассена — Пальма и динамика крупномасштабных атмосферных процессов//Метеорология и гидрология. — 1989. — № 1. — С. 111—119.

53. Гидрофизические параметры в энергоактивных районах Северной Атлантики. Вып. 1. Температура, соленость/Под ред. В. И. Ламанова. — Обнинск, 1985. — 532 с.

54. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1—2. — М.: Мир, 1986.

55. Гинзбург А. С. Климатическая оценка радиационного выхолаживания атмосферы//Метеорология и гидрология. — 1982. — № 10. — С. 28—34.

56. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. — М.: Мир, 1973. — 280 с.

57. Глобальный климат/Под ред. Дж. Т. Хотона. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 501 с.

58. Голицын Г. С., Дикий Л. А. Собственные колебания планетных атмосфер в зависимости от скорости вращения планеты//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1966. — Т. 2, № 3. — С. 225—235.

59. Голицын Г. С. Введение в динамику планетных атмосфер. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 104 с.

60. Голицын Г. С. Изменения климата в XX и XXI столетиях//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1986. — Т. 22, № 12.

61. Голицын Г. С., Мохов И. И. Об устойчивости и экстремальных свойствах моделей климата//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1978. — Т. 14. № 4. — С. 378—387.

62. Голицын Г. С., Мохов И. И. Оценки чувствительности и роли облачности в простых моделях климата//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1978. — Т. 14, № 8. — С. 803—814.

63. Голицын Г. С., Демченко П. Ф. Статистические свойства простой энергобалансовой модели климата//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1980. — Т. 16, № 12. — С. 1235—1242.

64. Грачева И. М., Мохов И. И., Петухов В. К. Моделирование влияния трехслойной облачности на уходящую тепловую радиацию//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20. № 4. — С. 375—383.

65. Груза Г. В. Макротурбулентность в общей циркуляции атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1961. — 104 с.

66. Груза Г. В. Интегральные характеристики общей циркуляции атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1965. — 146 с.

67. Груза Г. В., Аристова Л. Н., Качурина Л. Р. О зональной структуре и корреляции характеристик глобальной облачности//Метеорология и гидрология. — 1985. — № 12. — С. 5—11.

68. Груза Г. В., Ранькова Э. Я., Рочева Э. В. Анализ глобальных данных об изменениях приземной температуры воздуха за период инструментальных наблюдений//Метеорология и гидрология. — 1989. — № 1. — С. 22—31.

69. Груза Г. В. и др. Основные проблемы мониторинга (диагноза) климата/Г. В. Груза, К. Г. Рубинштейн, Б. А. Бирман, В. Н. Разуваев//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20, № 11. — С. 1017—1026.

70. Груздев А. Н., Мохов И. И. Диагностика динамики стратосферного и мезосферного озона в годовом ходе методом амплитудно-фазовых характеристик. — М.: Препринт/ИФА АН СССР, 1987. — 40 с.

71. Груздев А. Н., Мохов И. И. Диагностика динамики стратосферного озона в годовом ходе по спутниковым данным//Исследования Земли из космоса. — 1988. — № 2.

72. Груздев А. Н. и др. Диагностика динамики атмосферного озона в годовом ходе по эмпирическим данным и в фотохимической модели/А. Н. Груздева, И. Л. Кароль, А. П. Кудрявцев, И. И. Мохов//Всесоюз. конф. по атм. озону. Тез. докл. — Долгопрудный. ЦАО, 1988. — С. 75.

73. Груздев А. Н., Мохов И. И. Особенности внутригодовой глобальной динамики общего содержания озона//Метеорология и гидрология. — 1990. — № 7.

74. Груздев А. Н., Мохов И. И. Анализ глобальной эволюции характеристик полярной и тропической тропопаузы в годовом ходе. — М.: Препринт/ИФА РАН, 1993.

75. Гряник В. М. Радиационная релаксация температурных возмущений в конечной неоднородной атмосфере//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1982. — Т. 18, № 1.

76. Гулев С. К., Лаппо С. С. Крупномасштабное взаимодействие атмосферы и океана//Гидрометеорология. Сер. Океанология. Обзор. инф. — 1985. — Вып. 1. — С. 1—95.

77. Гулев С. К., Лаппо С. С. Зональный климат Мирового океана. Фазовые различия, тепловые потоки, межширотный обмен//Метеорология и гидрология. — 1986. — № 10. — С. 76—84.

78. Гулев С. К., Зверяев И. И. Амплитудно-фазовые характеристики термического и барического полей в тропосфере северного полушария//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1990. — Т. 26, № 5. — С. 467—482.

79. Гулев С. К., Зверяев И. И., Мохов И. И. Вертикальный температурный градиент в тропосфере в зависимости от приповерхностного температурного режима//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1991. — Т. 27, № 4. — С. 419—430.

80. Гурьянов В. В., Шанталинский К. М., Переведенцев Ю. П. Динамические и энергетические процессы в свободной атмосфере. — Изд. Казанского университета, 1987. — 131 с.

81. Демченко П. Ф. Простая статистическая модель для описания пространственно-временных корреляций флуктуаций среднеширотных температур// Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1981. — Т. 17, № 8. — С. 805—813.

82. Демченко П. Ф. Аналитическая модель широтного хода дисперсий и спектров флуктуаций зонально-осредненной приземной температуры//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20, № 2. — С. 144—150.

83. Демченко П. Ф., Зубарев А. П. Оценка низкочастотной изменчивости среднезональных температур, вызванной флуктуациями меридионального переноса тепла//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1989. — Т. 25, № 9. — С. 917—925.

84. Динамика погоды/Под ред. С. Манабе. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988. — 420 с.

85. Динамика климата/Под ред. С. Манабе. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988.

86. Добровольский С. Г. О междугодичных изменениях составляющих мирового водного баланса и запасов воды на суше//Водные ресурсы. — 1981. — № 6. — С. 165—169.

87. Добровольский С. Г. Простая динамико-стохастическая модель крупных аномалий поверхностной температуры воды в океане//Метеорология и гидрология. — 1982. — № 6. — С. 68—75.

88. Добрышман Е. М. и др. Крупномасштабные статистические характеристики глобального поля приземного давления./Е. М. Добрышман, Н. С. Филиппова, М. И. Фортус, Я. М. Хейфец. — М.: Гидрометеоиздат, 1982. — 49 с.

89. Добрышман Е. М., Фортус М. И. Некоторые характеристики несимметричности циркуляционных механизмов северного и южного полушарий// Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1982. — Т. 18, № 11. — С. 1170—1178.

90. Дымников В. П., Галин В. Я., Перов В. Л. Исследование чувствительности климата к удвоению CO_2 с помощью зонально-осредненной модели общей циркуляции атмосферы//Математическое моделирование атмосферы и океана. Ч. 2. — Новосибирск, 1980. — С. 39—59.

91. Дымников В. П. О динамике влажной атмосферы//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1982. — Т. 18, № 12.

92. Ефимова Н. А. Влияние изменения альбедо земной поверхности на термический режим Земли//Метеорология и гидрология. — 1980. — № 7. — С. 50—56.

93. Ефимова Н. А. Влияние глобального потепления на морские льды в Арктике//Труды ГГИ. — 1984. — Вып. 225. — С. 3—10.

94. Ефимова Н. А., Строкина Л. А. Радиационный баланс поверхности континентов и океанов в летний и зимний сезоны//Метеорология и гидрология. — 1988. — № 9. — С. 23—29.

95. Захаров В. Ф. Льды Арктики и современные природные процессы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976. — 263 с.

96. Зилитинкевич С. С., Монин А. С. Глобальное взаимодействие атмосферы и океана: (Новости и проблемы науки).— Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 24 с.

97. Зубенок Л. И. Испарение на континентах. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976. — 263 с.

98. Зуев В. Е., Комаров В. С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 264 с.

99. Кабанов А. С. Простая климатическая модель широтного распределения атмосферных осадков//Метеорология и гидрология. — 1980. — № 11. — С. 42—48.

100. Кабанов А. С., Троянов М. М. О роли облачности в формировании широтно-сезонного хода дисперсии приземной температуры//Труды ИЭМ. — 1987. — Вып. 43(123). — С. 62—67.

101. Каган Б. А., Рябченко В. А., Сафрай А. С. Моделирование сезонной изменчивости гидрологического цикла//Метеорология и гидрология. — 1985. — № 6. — С. 66—73.

102. Каган Б. А., Цанкова И. С. Пространственно-временная изменчивость теплосодержания в Мировом океане//Метеорология и гидрология. — 1986. — № 11. — С. 111—114.

103. Каган Б. А., Рябченко В. А., Сафрай А. С. Реакция системы океан — атмосфера на удвоение содержания атмосферного CO_2 и ее сезонная изменчивость//Океанология. — 1986. — Т. 26, вып. 3. — С. 365—375.

104. Казначеева В. Д. Климатические колебания температуры в свободной атмосфере//Гидрометеорология. Сер. Метеорология. Обзор. инф. — 1980. — Вып. 8. — 215 с.

105. Каримова Г. У. Атмосферный озон в полярных районах//Труды ААНИИ. — 1975. — Т. 333. — 168 с.

106. Кароль И. Л. Введение в динамику климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988. — 215 с.

107. Кильматов Т. Р. Скорость обмена энтропией между океаном и атмосферой//Метеорология и гидрология. — 1985. — № 1. — С. 104—106.

108. Кислов А. В. Теория климата. — М.: Изд. Моск. ун-та, 1989. — 148 с.

109. Клиге Р. К. Уровень океана в геологическом прошлом. — М.: Наука, 1980. — 111 с.

110. Клиге Р. К. Изменения уровня океана в истории Земли//Колебания уровней морей и океанов за 15 000 лет. — М.: Наука, 1982. — С. 11—22.

111. Климок В. И. Моделирование сезонной изменчивости Мирового океана//Численное моделирование динамики океана и внутренних водоемов. — Новосибирск, 1984. — С. 14—41.
112. Козодеров В. В., Мохов И. И., Панова Т. В. Исследование аномалий потока уходящей длинноволновой радиации по спутниковым данным// Метеорология и гидрология. — 1989. — № 6. — С. 55—62.
113. Козодеров В. В., Мохов И. И., Панова Т. В. Исследование внутригодовых вариаций радиационного баланса Земли и его длинноволнового компонента по спутниковым данным//Оптика атмосферы.— 1989. — Т. 2, № 6. — С. 649—656.
114. Кондратьев К. Я. Радиационные факторы современных изменений глобального климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 279 с.
115. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983.
116. Кондратьев К. Я., Прокофьев М. А. Физические основы прогноза климата на срок от одного месяца до нескольких десятилетий (к итогам конф. ВМО в Ленинграде, 13—17 сентября 1982 г.)//Итоги науки и техники. Метеорология и климатология.— 1983. — Т. 11. — 68 с.
117. Кондратьев К. Я. Вулканы и климат//Итоги науки и техники. Метеорология и климатология. — 1985. — Т. 14. — 204 с.
118. Копров Б. М. Об оценках меридионального переноса энергии атмосферой и океаном//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1982. — Т. 18, № 1. — С. 30—37.
119. Коровкина Л. В. Тенденции климатических изменений некоторых характеристик циркуляции атмосферы в северном полушарии//Труды Гидрометцентра СССР. — 1987. Вып. 294. С. 98—109.
120. Котляков В. М., Лосев К. С., Лосева И. А. Ледовый баланс Антарктиды//Изв. АН СССР. Сер. Геогр. — 1977. — № 1. — С. 5—15.
121. Кошельков Ю. П. Циркуляция и строение стратосферы и мезосферы южного полушария. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 167 с.
122. Крапивин В. Ф., Свирежев Ю. М., Тарко А. М. Математическое моделирование глобальных биосферных процессов. — М.: Наука, 1982. — 272 с.
123. Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере/Под ред. Б. Хоскинса, Р. Пирса. — М.: Мир, 1988.
124. Кукла Дж. Современные изменения площади снежного и ледяного покрова//Изменения климата/Под ред. Дж. Гриббина. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.
125. Курбаткин Г. П. Международная конференция по предварительному анализу данных и результатов ПГЭП (г. Берген, Норвегия, 23—27 июня 1980 г.)//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1981. — Т. 17, № 5. — С. 558—560.
126. Курбаткин Г. П. Гидродинамические модели климата//Природа. — 1981. — № 10. — С. 43—55.
127. Курбаткин Г. П. Диагноз короткопериодных колебаний климата// Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы». Т. 6М. — 1986. — С. 24—29.
128. Курганский М. В., Татарская М. С. Применение потенциального вихря в метеорологии (обзор)//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1987. — Т. 23, № 8. — С. 787—814.
129. Кярнер О. Ю. Оценка чувствительности радиационного баланса к изменениям облачных условий//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1988. — Т. 24, № 9. — С. 993—996.
130. Лаппо С. С., Гулев С. К. Фазовые различия в годовом ходе термических характеристик океанов, материков, атмосферы и льдов//ДАН СССР. — 1985. — Т. 284, № 6. — С. 1471—1476.
131. Лебедев А. А., Уралов Н. С. Годовой цикл колебаний объемов айсбергов и морских льдов в южном океане//Труды ААНИИ. — 1985. — Т. 396. — С. 76—92.
132. Лиоу К. Н. Основы радиационных процессов в атмосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 376 с.

133. Лоренц Э. Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 272 с.
134. Лихин Ю. И. Обмен CO_2 между океаном и атмосферой//Метеорология и гидрология. — 1982. — № 10. — С. 54—63.
135. Манабе С., Брайен К. Климат и циркуляция океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1972. — 192 с.
136. Мануйлова Н. И. и др. Оценка радиационно-климатических эффектов естественного и антропогенного аэрозоля/Н. И. Мануйлова, В. К. Петухов, Т. А. Тарасова, Е. М. Фейгельсон//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20, № 11. — С. 1075—1080.
137. Мануйлова Н. И., Мохов И. И., Петухов В. К. Оценка влияния характеристик гидрологического цикла на чувствительность глобального климата к антропогенным воздействиям//Метеорология и гидрология. — 1992. — № 8. — С. 44—51.
138. Марчук Г. И., Пененко В. В. Исследования чувствительности дискретных моделей динамики атмосферы и океана//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1979. — Т. 15, № 11. — С. 1123—1131.
139. Марчук Г. И. и др. Облака и климат/Г. И. Марчук, К. Я. Кондратьев, В. В. Козодеров, В. И. Хворостьянов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 512 с.
140. Марчук Г. И., Кондратьев К. Я., Козодеров В. В. Радиационный баланс Земли: ключевые аспекты. — М.: Наука, 1988. — 223 с.
141. Матвеев Л. Т. Динамика облаков. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 311 с.
142. Матвеев Ю. Л., Титов В. И. Данные о структуре и изменчивости климата. Глобальное поле облачности. — Обнинск: ВНИИГМИ — МЦД, 1985. — 100 с.
143. Матвеев Ю. Л., Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. Глобальное поле облачности. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 512 с.
144. Матвеев Ю. Л., Мохов И. И. Внутригодовая эволюция глобального поля облачности по спутниковым данным//Метеорология и гидрология. — 1990. — № 5.
145. Маховер З. М. Климатология тропопаузы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 256 с.
146. Маховер З. М., Нудельман Л. А. Авиационно-климатические характеристики северного полушария. Т. 1. Облачность. — М.: Гидрометеоиздат, 1987.
147. Мелешко В. П. Расчет глобального распределения трехъярусной крупномасштабной облачности//Метеорология и гидрология. — 1980. — № 9. — С. 12—23.
148. Метеорология южного полушария/Под ред. Ч. У. Ньютона. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976. — 260 с.
149. Методы и результаты расчета циркуляции вод Мирового океана/Под ред. А. С. Саркисяна, Ю. Л. Демина. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 152 с.
150. Мещерская А. В., Руховец Л. В., Юдин М. И., Яковлева Н. И. Естественные составляющие метеорологических полей.— Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 199 с.
151. Мировой водный баланс и водные ресурсы Земли. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 638 с.
152. Моисеев Н. Н., Александров В. А., Тарко А. М. Человек и биосфера. — М.: Наука, 1985. — 271 с.
153. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики. — М.: Наука, 1969.
154. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 262 с.
155. Монин А. С., Шишков Ю. А. История климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 326 с.
156. Монин А. С. Введение в теорию климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 246 с.
157. Монин А. С. Зональные модели атмосферы (обзор)//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1982. — Т. 18, № 2. — С. 115—125.
158. Монин А. С. Теоретические основы геофизической гидродинамики. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988. — 424 с.

159. Мохов И. И., Голицын Г. С. Вариационная оценка устойчивости климатической системы в простых моделях//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1978. — Т. 14, № 8. — С. 803—814.
160. Мохов И. И., Петухов В. К. Параметризация уходящей длинноволновой радиации для климатических моделей.— М.: Препринт/ИФА АН СССР, 1978. — 34 с.
161. Мохов И. И. Реакция простой энергобалансовой модели климата на изменение ее параметров//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1979. — Т. 15, № 4. — С. 375—383.
162. Мохов И. И. Чувствительность и устойчивость зональных термодинамических моделей климата: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИФА АН СССР, 1979. — 149 с.
163. Мохов И. И. О влиянии CO_2 на термический режим земной климатической системы//Метеорология и гидрология. — 1981. — № 4. — С. 24—34.
164. Мохов И. И. О влиянии облачности на энергетический баланс климатической системы//Метеорология и гидрология. — 1982. — № 8.
165. Мохов И. И. О связи количества облаков с температурой при большом пространственном осреднении//Метеорология и гидрология. — 1982. — № 10. — С. 35—45.
166. Мохов И. И. Вертикальный температурный градиент в тропосфере и его связь с приповерхностной температурой по эмпирическим данным//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1983. — Т. 19, № 9.
167. Мохов И. И., Петухов В. К., Русин И. Н. Чувствительность массообмена на поверхности ледникового щита Антарктиды к климатическим изменениям//Метеорология и гидрология. — 1983. — № 11. — С. 52—59.
168. Мохов И. И. Оценка роли различных климатических переменных в формировании радиационного баланса северного полушария//Радиация, облачность, аэрозоль в атмосфере и методы их исследования. — Иркутск: ЛИ СО АН СССР, 1984. — С. 128—130.
169. Мохов И. И. Температурная чувствительность площади криосферы северного полушария//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20, № 2. — С. 136—144.
170. Мохов И. И. Эффект антизкранирования уходящей тепловой радиации облачности//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20, № 3. — С. 244—254.
171. Мохов И. И. Метод амплитудно-фазовых характеристик для анализа динамики климата//Метеорология и гидрология.— 1985.— № 5.— С. 80—89.
172. Мохов И. И. Анализ годового хода зонального температурного поля тропосферы и нижней стратосферы//Применение статистических методов в метеорологии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — С. 35—40.
173. Мохов И. И. Анализ годового хода характеристик климата//Метеорология и гидрология. — 1985. — № 9. — С. 38—45.
174. Мохов И. И. Глобальная связь облачности и температуры по данным об их межгодовой изменчивости//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1985. — Т. 21, № 9. — С. 907—912.
175. Мохов И. И. Анализ годового хода зонального температурного поля тропосферы и нижней стратосферы южного полушария//Метеорология и гидрология. — 1986. — № 1. — С. 24—31.
176. Мохов И. И. Диагностика динамики температурного режима океана в годовом ходе методом амплитудно-фазовых характеристик//Океанология. — 1987. — Т. 27, вып. 3.
177. Мохов И. И. Диагностика зональной структуры антарктической атмосферы и ее динамики в годовом ходе//Метеорологические исследования в Антарктиде. Т. 1. — Л.: Гидрометеоиздат, 1990.
178. Мохов И. И., Петухов В. К. Взаимодействие облачности и радиации в моделях общей циркуляции, прогноза погоды и климата. — М.: Междувед. геофиз. комитет АН СССР, 1988. — 52 с.
179. Мохов И. И. Диагностика особенностей годового хода температурного режима атмосферы в модели общей циркуляции//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1989. — Т. 25, № 2. — С. 143—150.
180. Мохов И. И. Диагностика эволюции индийского муссона по спутниковым данным//Метеорология и гидрология. — 1989. — № 7. — С. 47—52.

181. Мохов И. И. Диагноз особенностей годового хода климатических полей в атмосфере//Исследования вихревой динамики и энергетики атмосферы и проблема климата. — Л.: Гидрометеоиздат, 1990.
182. Мохов И. И., Фролькис В. А. Определение относительного вклада климатических переменных в формирование радиационного баланса Земли//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1990. — Т. 26. — № 3.
183. Мохов И. И. и др. Влияние глобальных климатических изменений на вихревую активность в атмосфере/И. И. Мохов, О. И. Мохов, В. К. Петухов, Р. Р. Хайруллин//Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. — 1992. — Т. 28, № 1. — С. 11—26.
184. Мусаелян Ш. А. О природе некоторых сверхдлительных атмосферных процессов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 142 с.
185. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. — М.: Мир, 1979. — 512 с.
186. Общее содержание атмосферного озона и спектральная прозрачность атмосферы/Под ред. Г. П. Гушина. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973—1985.
187. Пальмен Э., Ньютон Ч. Циркуляционные системы атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 616 с.
188. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т. 1—2.— М.: Мир, 1984.
189. Переведенцев Ю. П., Хайруллин Р. Р., Верещагин М. А. Циркуляционный и энергетический режим атмосферы.— Изд. Казанского университета, 1986.— 125 с.
190. Перов С. П., Хргиан А. Х. Современные проблемы атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 288 с.
191. Перри А. Х., Уокер Д. М. Система океан — атмосфера. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979.
192. Петров В. Н. Атмосферное питание ледникового покрова Антарктиды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 152 с.
193. Петросянц М. А. Результаты Первого глобального эксперимента ПИГАП//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1982. — Т. 18, № 11. — С. 1123—1140.
194. Петухов В. К., Фейгельсон Е. М. Модель долгопериодного процесса теплообмена и влагообмена в атмосфере над океаном//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1973. — Т. 9, № 4. — С. 352—362.
195. Петухов В. К., Фейгельсон Е. М., Мануйлова Н. И. Регулирующая роль облачности в тепловых эффектах антропогенного аэрозоля и углекислого газа//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1975. — Т. 11, № 8.
196. Петухов В. К. Зонально-осредненная модель тепло- и влагообмена в системе атмосфера — подстилающий слой океана//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1976. — Т. 12, № 11. — С. 1130—1142.
197. Петухов В. К. Зональная климатическая модель тепло- и влагообмена в атмосфере над океаном//Физика атмосферы и проблема климата/Под ред. Г. С. Голицына, А. М. Яглома. — М.: Наука, 1980. — 262 с.
198. Петухов В. К. О возможной множественности термических режимов атмосферы с временным масштабом порядка месяца//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1984. — Т. 20, № 6. — С. 456—468.
199. Петухов В. К. Оценка верхнего предела скорости генерации кинетической энергии планетной атмосферы//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1985. — Т. 21, № 5. — С. 460—465.
200. Привальский В. Е. Климатическая изменчивость (стохастические модели, предсказуемость, спектры). — М.: Наука, 1985. — 183 с.
201. Радиационно-фотохимические модели атмосферы/Под ред. И. Л. Кароля. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 192 с.
202. Радиация в облачной атмосфере/Под ред. Е. М. Фейгельсон. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 280 с.
203. Рейтенбах Р. Г., Стерин А. М. Об оценках изменчивости средней температуры свободной атмосферы по данным радиозондовых наблюдений// Труды ВНИИГМИ — МЦД. — 1988. — № 147. — С. 13—19.

204. Розанов Е. В. Исследование климатических эффектов составляющих атмосферы с помощью одномерной радиационно-конвективной модели. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Л.: ГГО, 1985. — 261 с.
205. Романов В. Ф. и др. Энергетика атмосферы в полярных областях/ В. Ф. Романов, Н. В. Арискина, В. Ф. Васильев, В. Е. Лагун. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987. — 296 с.
206. Свиркунов П. Н. Статистические модели климата Земли//Гидрометеорология. Сер. Метеорология. Обзор. инф. — 1982. — Вып. 4. — С. 1—31.
207. Сендов Д. Г., Еникеев В. Х. Модель циркуляции Южного океана//Метеорология и гидрология. — 1984. — № 6. — С. 51—69.
208. Селяков К. И. Обратные связи в радиационно-конвективных моделях климата//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1990. — Т. 26.
209. Сергин В. Я., Сергин С. Я. Системный анализ проблемы больших колебаний климата и оледенения Земли. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 279 с.
210. Советская программа климатологии облачности и радиации. — М.: Междуведомственный геофизический комитет при Президиуме АН СССР, 1987. — 42 с.
211. Сонечкин Д. М. Стохастичность в моделях общей циркуляции атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 280 с.
212. Спирина Л. П. Широтные нормы атмосферного давления и температуры воздуха северного полушария//Труды ГГО. — 1970. — Вып. 258.
213. Степчиков Г. Л. Математическое моделирование воздействия загрязнения атмосферы на климат и природу. ВЦ АН СССР. Сообщение по прикладной математике. М., 1985. — 19 с.
214. Степанов В. Н. Мировой океан. Динамика и свойства вод. — М.: Знание, 1974. — 255 с.
215. Степанов В. Н. Океаносфера. — М.: Мысль, 1983. — 271 с.
216. Столыпина Н. В. Сезонные изменения интенсивности циркуляции в стратосфере северного полушария. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 77 с.
217. Строкина Л. А. Средние широтные значения температуры воды и воздуха для Мирового океана//Метеорология и гидрология. — 1982. — № 4.
218. Теория климата: Сб. пер. статей. — Л.: Гидрометеоиздат, 1967.
219. Тепловой баланс Земли/Будыко М. И., Берлянд Т. Г., Ефимова Н. А. и др. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 41 с.
220. Тимофеева Т. П. Данные о структуре и изменчивости климата. Давление воздуха. Северное полушарие.— Обнинск: ВНИИГМИ — МЦД, 1980.— 207 с.
221. Тимофеев Н. А. Радиационный баланс океанов. — Киев: Наукова думка, 1983. — 247 с.
222. Тимофеев Н. А., Давыдов Г. И. Формирование банка данных по радиационному режиму океанов (63 с. ш. — 63 ю. ш.) на основе спутниковой информации 1974—1983 гг. Зональный климат. — Препринт/МГИ АН УССР, 1987.
223. Тросников И. В., Никитин А. Е. Энергетика крупномасштабных атмосферных процессов в тропосфере северного полушария зимой 1979 г.//Первый глобальный эксперимент ПИГАП. Т. 8. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985. — С. 102—110.
224. Тудрий В. Д., Колобов Н. В. Флуктуации циклонических процессов в северном полушарии Земли. — Изд. Казанского ун-та, 1984. — 164 с.
225. Федоров К. Н., Островский А. Г. Климатически значащие физические параметры океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986. — 42 с.
226. Фейгельсон Е. М. Влияние продуктов извержений на радиационный режим климатической системы//Метеорология и гидрология. — 1984. — № 5. — С. 5—11.
227. Физика океана. Т. 1—2. — М.: Наука, 1978.
228. Физические основы теории климата и его моделирования. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 271 с.
229. Фортус М. И. Метод эмпирических ортогональных функций и его применение в метеорологии//Метеорология и гидрология. — 1980. — № 4. — С. 113—119.

230. Хайруллин Р. Р. Структура и динамика циклогенеза в северном полушарии. — Казань: Изд. Казанского ун-та, 1989. — 135 с.
231. Ханевская И. В. Температурный режим свободной атмосферы над северным полушарием. — Л.: Гидрометеоиздат, 1968. — 299 с.
232. Хмелевцов С. С. Изучение климата при использовании энергобалансовых моделей. — Л.: Гидрометеоиздат, 1988. — 149 с.
233. Холтон Дж. Р. Динамическая метеорология стратосферы и мезосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 224 с.
234. Хргиан А. Х. Физика атмосферного озона. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973. — 292 с.
235. Чалников Д. В. Зональные модели атмосферы//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. — 1982. — Т. 18, № 12. — С. 1247—1255.
236. Чемберлен Дж. Теория планетных атмосфер. — М.: Мир, 1981. — 352 с.
237. Шакина Н. П. Динамика атмосферных фронтов и циклонов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985. — 264 с.
238. Штокман В. Б. Избранные труды по физике моря. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 336 с.
239. Шукла Дж. Предсказуемость средних по времени. 2. Влияние подстилающей поверхности//Долгосрочное и среднесрочное прогнозирование погоды. Проблемы и перспективы/Под ред. Д. Бариджа, Э. Челена. — М.: Мир, 1987. — С. 168—215.
240. Шулейкин В. В. Физика моря. — М.: Наука, 1968. — 1083 с.
241. Adem J. Numerical simulation of the annual cycle of climate during the Ice Ages//Journ. Geophys. Res. — 1981. — V. 86, N C12. — P. 12015—12034.
242. Ahlquist J. E. Normal mode global Rossby waves: theory and observations//Journ. Atmos. Sci. — 1982. — V. 39, N 2. — P. 193—202.
243. Angell J. K., Korshover J. Global temperature variation, surface — 100 mb. An update into 1977//Mon. Wea. Rev. — 1978. —V. 106, N 6.
244. Angell J. K., Korshover J. Global temperature variations in the troposphere and stratosphere. 1958—1982//Mon. Wea. Rev. — 1983. — V. 111. — P. 901—921.
245. Aoki I. Entropy productions on the Earth and other planets of solar system//Journ. Phys. Soc. Japan. — 1983. — V. 52, N 3. — P. 1075—1078.
246. Arsky A. A., Mokhov I. I., Petukhov V. K. Study of variability characteristics evolution of the Earth's climatic system in the energy — balance model//Climatic change in the historical and the instrumental periods/Ed. R. Brazdil. Mazaruk Univ. Brno, 1990. — P. 71—75.
247. Barnett J. J., Corney M. Middle atmosphere reference model derived from satellite data//Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. — 1985. — V. 16. — P. 47—85.
248. Barnett T. P. Recent changes in sea level and their possible causes// Climate Change. — 1983. — V. 5, N 1. — P. 15—38.
249. Barton I. J. Upper level cloud climatology from an orbiting satellite//Journ. Atmos. Sci. — 1983. — V. 40, N 2. — P. 435—447.
250. Berger A. Spectrum of climatic variations and their causal mechanisms//Geophys. Surveys. — 1989. — V. 3. — P. 351—402.
251. Bhattacharya K., Ghil M., Vulis I. L. Internal variability of an energy-balance model with delayed albedo effects//Journ. Atmos. Sci. — 1982. — V. 39, N 8. — P. 1747—1773.
252. Boer G. J. A comparison of mass and energy budgets from two FGCE datasets and a GCM//Mon. Wea. Rev. — 1986. — V. 114, N 5. — P. 885—902.
253. Bolin B. et al. The greenhouse effect, climatic change and ecosystems. SCOPE 29. — N. Y.: Wiley, 1986.
254. Bowman K. P., Krueger A. J. A global climatology of total ozone from the Nimbus 7 total ozone mapping spectrometer//Journ. Geophys. Res. — 1985. — V. 90, N D5. — P. 7967—7976.
255. Bowman K. P. Interannual variability of total ozone during the breakdown of the Antarctic circumpolar vortex//Geophys. Res. Let. — 1986. — V. 13, N 12. — P. 1193—1196.

256. Bradley R. S. et al. Precipitation fluctuations over Northern Hemisphere land areas since the mid-19th century/R. S. Bradley, H. F. Diaz, J. K. Eisheid et al.//Science. — 1987. — V. 237. — P. 171—175.

257. Bryan K. Poleward heat transport by the ocean: observations and models//Annu. Rev. Earth Planet. Sci. — 1982. — V. 10. — P. 15—38.

258. Bryan K. Potential vorticity in models of the ocean circulation//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1987. — V. 113. — P. 713—734.

259. Budd W. F. The role of Antarctics in Southern Hemisphere weather and climate//Aust. Meteorol. Mag. — 1982. — V. 30. N 4. — P. 265—272.

260. Budd W. F. The Southern Hemisphere circulation of atmosphere, ocean and sea ice//WMO/TD — N 127. WCP — 128. 1987. — P. 47—52.

261. Butchart N., Remsberg E. E. The area of the stratospheric polar vortex as a diagnostic for tracer transport on an isentropic surface//Journ. Atmos. Sci. — 1986. — V. 43, N 13. — P. 1319—1339.

262. Carissimo B. C., Oort A. H., Vonder Haar T. H. Estimating the meridional energy transports in the atmosphere and ocean//Journ. Phys. Oceanogr. — 1985. — V. 15. — P. 82—91.

263. Cess R. D. Climate change: an appraisal of atmospheric feedback mechanisms employing zonal climatology//Journ. Atmos. Sci. — 1976. — V. 33, N 10. — P. 1831—1843.

264. Cess R. D., Wronka J. C. Ice ages and the Milankovitch theory: a study of interactive climate feedback mechanisms//Tellus. — 1979. — V. 31, N 3. — P. 185—192.

265. Cess R. D. et al. The climatic effects of large injections of atmospheric smoke and dust: a study of climate feedback mechanisms with one — and three — dimensional climate models/R. D. Cess, G. L. Potter, S. J. Chan, W. L. Gates// Journ. Geophys. Res. — 1985. — V. 90. — P. 12937—12950.

266. Cess R. D., Potter G. L. et al. Interpretation of cloud-climate feedback as produced by 14 atmospheric general circulation models//Science. — 1989. — V. 245. — P. 513—516.

267. Chahine M. T. Remote sensing of cloud parameters//Journ. Atmos. Sci. — 1982. — V. 39, N 1. — P. 159—170.

268. Charlock T. P. Cloud optics as a possible stabilizing factor in climate change//Journ. Atmos. Sci. — 1981. — V. 38, № 3. — P. 661—663.

269. Charlock T. P. Cloud optical feedback and climate stability in a radiative-convective model//Tellus. — 1982. — V. 34, N 3. — P. 245—254.

270. Charney J. G., Stern M. E. On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere//Journ. Atmos. Sci. — 1962. — V. 19. — P. 159—172.

271. Chiu L. S. Antarctic sea ice variation 1973—1980//Variations in the global water budget. A. Street-Perrott et al. (eds.) D. Reidel Publ. Comp., 1983.— P. 301—311.

272. Christy J. R. Hemispheric interannual fluctuations in the distribution of atmospheric mass//J. Geophys. Res. — 1985. — V. 90, N D5. — P. 8053—8065.

273. Coakley J. A., Jr. Feedbacks in vertical column energy balance models//Journ. Atmos. Sci. — 1977. — V. 34, N 3. — P. 465—470.

274. Coakley J. A., Jr., Cess R. D., Yurevich B. F. The effect of tropospheric aerosols on the energy's radiation budget: a parameterization for climate models//Journ. Atmos. Sci. — 1983. — V. 40, N 1. — P. 116—138.

275. COSPAR International Reference Atmosphere 1972 — CIRA 1972. — Berlin: Academic Verlag, 1972. — 415 p.

276. Crutcher H. L., Meserve J. M. Selected-level heights, temperatures and dew point temperatures for the Northern Hemisphere//NAVAIR 50—1C—52. — Washington, D. C., 1970.

277. Curran R. J., Wexler R., Nack M. L. Albedo analysis and the determination of fractional cloud cover//NASA Techn. Mem. 79576. Goddard Space Flight Center. — Greenbelt, Maryland. 1978. — 45 p.

278. Detloff K. Potential vorticity fluxes of the troposphere in different wave regimes during winter//Z. Meteorol. — 1984. — V. 34. — P. 375—376.

279. Dickinson R. E. Modeling of future climate//The WMO/ICSU/UNEP Intern. Assess. of the Impact of an increased atmospheric concentration of carbon dioxide on the environment. 1984.

280. Dopplick T. G. Radiative heating of the global atmosphere. Corrigendum//Journ. Atmos. Sci. — 1979. — V. 36, N 9.

281. Dutton J. A., Johnson D. R. The theory of available potential energy and a variational approach to atmospheric energetics//Adv. Geophys. — 1967. — V. 12. — P. 333—436.

282. Effects of changes in stratospheric ozone and global climate. V. 1—4. — EPA. UNEP, 1986.

283. Ellis J., Vonder Haar T. H. Zonal average earth radiation budget measurements from satellites for climatic studies//Atmos. Sci. Papers. — 1976. — V. 240 (Colorado State Univ).

284. Ellsaesser H. W. et al. Global climatic trends as revealed by the recorded data/H. W. Elsaesser, M. C. Mac Cracken, J. J. Walton, S. L. Grotch// Rev. Geophys. — 1986. — V. 24, N 4. — P. 745—792.

285. Enting I. G., Mansbridge J. V. Seasonal sources and sinks of atmospheric CO_2. Direct inversion of filtered data//Tellus. — 1989. — V. 41 B, N 2. — P. 111—126.

286. Esbensen S. K., Kushnir Y. The heat budget of the global ocean: an atlas based on estimates from surface marine observations. Rep. No. 29. Climate Research Institute, Oregon State Univ. Corvallis, OR, 1981.

287. Essex C. Radiation and the irreversible thermodynamics of climate// Journ. Atmos. Sci. — 1984. — V. 41, N 12. — P. 1985 — 1991.

288. Fomichev V. I., Shved G. M., Kutepov A. A. Radiative cooling of the 30—110 km atmospheric layer//Journ. Atmos. Terr. Phys. — 1986. — V. 48, N 6. — P. 529—561.

289. Frankignoul C., Hasselmann K. Stochastic climate models. Part 2. Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability//Tellus. — 1977. — V. 29. — P. 289—305.

290. Fraser P. J., Pearman G. I., Hyson P. The global distribution of atmospheric carbon dioxide: 2. A review of provisional background observations, 1978—1980//Journ. Geophys. Res. — 1983. — V. 88, N C6. — P. 3591—3598.

291. Fullmer J. W. Calculations of the quasi-geostrophic potential vorticity gradient from climatological data//Journ. Atmos. Sci. — 1982.— V. 39, N 8.— P. 1873—1877.

292. Fultz D. et al. Studies of thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large-scale atmospheric motions//Meteorol. Monogr. — 1959. — N 21. — P. 1—104.

293. Fung I. Y., Tucker C. J. Remote sensing of the terrestrial biosphere// Climate-vegetation interactions/Ed. by C. Rosenzweig, R. Dickinson. — UCAR. Rep. OIES-2. 1986. — P. 135—139.

294. Gates W. L. Modeling of the ice-age climate//Science. — 1976. — V. 191. — P. 1138—1144.

295. Gille J. C., Lijak L. V. Radiative heating and cooling rates in the middle atmosphere//Journ. Atmos. Sci. — 1986. — V. 43, N 20. — P. 2215—2229.

296. Glaciers, ice sheets sea level: effect of a CO_2 induced climatic change. DOE/EV/60235—1. — Washington, D. C., 1985.

297. Golitsyn G. S. Almost empirical approaches to the problem of climate, its variations and fluctuations//Adv. Geophys. — 1983.— V. 25.— P. 85—115.

298. Gruber A., Winston J. C. Earth — atmosphere radiative heating based on NOAA scanning radiometer measurements//Bul. Amer. Meteorol. Soc. — 1978. — V. 59. — P. 1570—1573.

299. Hahn C. J. et al. Atlas of simultaneous occurence of different cloud type over ocean/C. J. Hahn, G. Warren, J. London et al.//NCAR Techn. Note TN-201 + STR. — Boulder, CO, 1982. — 212 p.

300. Hahn C. J. et al. Atlas of simultaneous occurence of different cloud type over land/C. J. Hahn, G. Warren, J. London et al.//NCAR Techn. Note TN-241 + STR. — Boulder, CO, 1984.

301. Hamilton K. Dynamics of the stratospheric semiannual oscillation// J. Met. Soc. Japan. — 1986. — V. 64, N 2. — P. 227—244.

302. Hansen J. et al. Efficient three-dimensional global models for climate studies: models I and II//J. Hansen, G. Russell, D. Rind et al.//Mon. Wea. Rev. — 1983. — V. 111. — N 4. — P. 609—662.

303. Hansen J. et al. Climate sensitivity: analysis of feedback mechanisms/ J. Hansen, A. Lacis, D. Rind et al.//Climate Processes and climate sensitivity. Geophys. Monogr. 29. — Maurice Ewing. 1984. — V. 5. — P. 130—163.

304. Hansen J., Lebedeff S. Global trends of measured surface air temperature//Journ. Geophys. Res. — 1987. — V. 92, N D11. — P. 13345—13372.

305. Hansen J. et al. Regional greenhouse climate effects/J. Hansen, D. Rind, A. Del Genio et al.//Proc. the second North American Conf. on preparing for climatic change. Washington, D. C. Climate Institute. 1989. — P. 68—81.

306. Hasselmann K. Stochastic climate models. Part I. Theory//Tellus. — 1976. — V. 28, N 6. — P. 473—485.

307. Hasselmann K. PIPs and POPs: The reduction of complex dynamical systems using principal interaction and oscillation patterns//Journ. Geophys. Res. — 1988. — V. 93, N D9. — P. 11015—11021.

308. Hastenrath S. On meridional heat transports in the World ocean// Journ. Phys. Oceanogr. — 1982. — V. 12. — P. 922—927.

309. Hayashi Y. A modification of the atmospheric energy cycle//Journ. Atmots. Sci. — 1987. — V. 44, N 15. — P. 2006—2017.

310. Held I. M., Linder D. I., Suarez M. J. Albedo feedback, the meridional structure of the effective heat diffusivity, and climatic sensitivity: results from dynamic and diffusive models//Journ. Atmos. Sc. — 1981. — V. 38, N 9. — P. 1911—1927.

311. Henderson-Sellers A., Wilson M. F. Surface albedo data for climatic modelling//Rev. Geophys. Space Phys. — 1983. — V. 21, N 8. — P. 1743—1778.

312. Henderson-Sellers A. Increasing cloud in a warming World// Climatic Change. — 1986. — V. 9, N 3. — P. 267—309.

313. Henderson-Sellers A. Layer cloud amounts for January and July 1979 from 3D-Nephanalysis//Journ. Clim. Appl. Meteorol. — 1986. — V. 25, N 2. — P. 118—132.

314. Hibler W. D., III. The role of sea ice dynamics in modelling CO_2 increases//Climate processes and climate sensitivity. Geophys. Monogr. 29. — Maurice Ewing. 1984. — V. 5. — P. 238—253.

315. Hoffert M. I., Callegary A. J., Hsieh C.-T. The role of deep sea heat storage in the secular response to climatic forcing//Journ. Geophys. Res. — 1980. — V. 85, N C11. — P. 6667—6679.

316. Holopainen E., Fortelius C. On the accuracy of estimates of atmospheric large-scale energy flux divergence/Depart. Meteorol. Univ. of Helsinki. 1986. — 43 p.

317. Holopainen E. O. Transient eddies in mid-latitudes: observations and interpretation//Large-scale dynamical processes in the atmosphere. — Academic Press, 1983. — P. 201—233.

318. Hoskins B. J., Mc Intyre M. E., Robertson A. W. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps//Quart. Journ. Meteorol. Soc. — 1985. — V. 111, N 470. — P. 877—946.

319. Hoyt D. V. The radiation and energy budgets of the Earth using both ground-based and satellite-derived values of total cloud cover//NOAA Techn. Rep. ERL 362-ARL 4. 1976. — 124 p.

320. Hunt B. G. The influence of the Earth's rotation rate on the general circulation of the atmosphere//Journ. Atmos. Sci. — 1979. — V. 36, N 8. — P. 1392—1408.

321. Hunt B. G. An examination of some feedback mechanisms in the carbon dioxide climate problem//Tellus. — 1981. — V. 33, N 1. — P. 78—88.

322. Jaeger L. Monthly and areal patterns of mean global precipitation// Variations in global water budget/A. Street-Perrott, M. Beran, R. Ratcliffe (eds.). — D. Reidel Rubl. Comp., 1983.

323. James I. N., Anderson D. L. T. The seasonal mean flow and distribution of large-scale weather systems in the Southern Hemisphere: the effects of moisture transports//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1984. — V. 110. — P. 943—966.

324. James G. Suppression of baroclinic instability in horizontally sheared flows//Journ. Atmos. Sci. — 1987. — V. 44. N 24. — P. 3710—3720.

325. Jones P. D. et al. Northern Hemisphere surface air temperature variations: 1851—1984/P. D. Jones, S. C. B. Raper, R. S. Bradley et al.//Journ. Clim. Appl. Meteorol. — 1986. — V. 25. — P. 161—179.

326. Jones P. D., Raper S. C. B., Wigley T. M. L. Southern Hemisphere surface air temperature variations: 1851—1984//Journ. Clim. Appl. Meteorol. — 1986. — V. 25, N 9. — P. 1213—1230.

327. Jones P. D. Hemispheric surface air temperature variations: recent trends and an update to 1987//Journ. Climate. — 1988. — V. 1, N 6. — P. 654—660.

328. Kandel R. S. Simple climate models and the greenhouse effect.//Carbon dioxide: current views and developments in energy/climate research/W. Bach et al. (eds.). D. Reidel Publ. Comp., 1983. — P. 179—218.

329. Karoly D. J., Oort A. H. A comparison of Southern Hemisphere circulation statistics based on GFDL and Australian analysis//Mon. Wea. Rev. — 1987. — V. 115, N 9. — P. 2033—2059.

330. Keeting G. M., Young D. F. Interim reference ozone models for the middle atmosphere//Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. — 1985. — V. 16. — P. 205—229.

331. Kellogg W. W., Schneider S. H. Climate stabilization: for better or for worse?//Science. — 1974. — V. 186, N 4170. — P. 1163—1170.

332. Kessler A. Globalbilanzen von Klimaelementen. Ein Beitrag zur allgemeinen klimatologie der Erde//Ber. Inst. Meteorol. und Klimatol. der Techn. Univer. Hannover. — 1968. N 3.

333. Koshelkov Yu. P. Observed winds and temperatures in the Southern Hemisphere//Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. — 1985. — V. 16. — P. 15—35.

334. Kruger W., Detloff K., Peters D. Zu den transporten potentieller vorticity und ihrer parametrisierung durch zonal gemittelte felder//Z. Meteorol. — 1987. — Bd 37, H. 2. — S. 85—91.

335. Kukla G., Robinson D. Annual cycle of surface albedo//Mon. Wea. Rev. — 1980. — V. 108, N 1. — P. 56—68.

336. Kukla G., Gavin J. Summer ice and carbon dioxide//Science. — 1981. — V. 214. N 4520. — P. 497—503.

337. Kung E. C., Tanaka H. Energetics analysis of the global circulation during the special observation periods of FGGE//Journ. Atmos. Sci. — 1983. — V. 40, N 11. — P. 2575—2592.

338. Kung E. C., Tanaka H. Spectral characteristics and meridional variations of energy transformations during the first and second special observation periods of FGGE//Journ. Atmos. Sci. — 1984. — V. 41. — P. 1836—1849.

339. Kung E. C., Baker W. E. Comparative energetics of the observed and simulated global circulation during the special observing periods of FGGE// Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1986. — V. 112. — P. 593—611.

340. Kung E. C., Baker W. E. Spectral energetics of the observed and simulated Northern Hemisphere general circulation during blocking periods// Journ. Atmos. Sci. — 1986. — V. 43. — P. 2792—2812.

341. Kung E. C. Spectral energetics of the general circulation and time spectra of transient waves during the FGGE Year//Journ. Climate. — 1988. — V. 1, N 1. — P. 5—19.

342. Kurihara Y. Experiments on the seasonal variation of the general circulation in a statistical-dynamical model//Journ. Atmos. Sci. — 1973. — V. 30, N 1. — P. 25—49.

343. Kushnir Y., Esbensen S. K. The maintenance of short and long time-scale disturbances in a two-level atmospheric general circulation midel: Northern Hemisphere winter. Rep. N 64. Climate Research Institute. Oregon State Univ. Corvallis, OR. 1985. — 36 p.

344. Kutzbach J. E. The nature of climate variations//Quatern. Res. — 1976. — V. 6, N 4. — P. 471—480.

345. Labitzke K. On the interannual variability of the middle stratosphere during the northern winters//Journ. Meteorol. Soc. Japan. — 1982. — V. 60. — P. 124—139.

346. Lambert S. Spectral energetics of the Canadian Climate Centre general circulation model//Mon. Wea. Rev. — 1987. — V. 115, N 7. — P. 1295—1304.

347. Lau N.-C. Circulation statistics based on FGGE level III-B analyses produced by GFDL//NOAA Data Report ERL GFDL-5. 1984. — 427 p.
348. Lemke K. Stochastic climate models. Part 3. Application to zonally averaged models//Tellus. — 1977. — V. 29, N 5. — P. 387—392.
349. Lemke P., Trinkl E. W., Hasselmann K. Stochastic dynamic analysis of polar sea ice variability//Journ. Phys. Oceanogr. — 1980. — V. 10, N 12. — P. 2100—2120.
350. Levitus S. Climatological Atlas of the World Ocean//NOAA Prof. Pap. No. 13. — Washington, D. C., 1982. — 173 p.
351. Levitus S. Annual cycle of temperature and heat storage in the world ocean//Journ. Oceanogr. — 1984. — V. 14, N 4. — P. 727—746.
352. Levitus S. Meridional Ekman heat fluxes for the ocean and individual ocean basins//Journ. Phys. Oceanogr. — 1987. — V. 17. No. 9.
353. Lian M. S., Cess R. D. Energy balance climate models: a reappraisal of ice-albedo feedback//Journ. Atmos. Sci. — 1977. — V. 34, N 7. — P. 1058—1062.
354. Lin C. A. An extremal principle for a one-dimensional climate model// Geophys. Res. Let. — 1982. — V. 9, N 6. — P. 716—718.
355. London J. A study of the atmospheric heat balance. Report Contract AF 19(122)-165/College of Engineering. New York Univ. 1957.
356. London J. Radiative energy sources and sinks in the stratosphere and mesosphere//Proc. of the NATO Advanced Study Institute on Atmospheric Ozone: its variation and human influences. Rep. N FAA-EE-80-20. 1980. — P. 703—721.
357. Lorenc A. C., Swinbank R. On the accuracy of general circulation statistics calculated from FGGE data — a comparison of results from two sets of analyses//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1984. — P. 915—942.
358. Lorenz E. N. Available energy and the maintenance of a moist circulation//Tellus. — 1979. — V. 30, N 1. — P. 15—31.
359. Lovejoy S., Schertzer D. Scale invariance in climatological temperatures and the local spectral plateau//Ann. Geophys. — 1986. — V. 4. — P. 401—410.
360. Lyne W. H., Swinbank R., Birch N. T. A data assimilation experiment and the global circulation during the FGGE special observing periods// Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1982. — V. 108. — P. 575—594.
361. Mahlman J. D., Fels S. B. Antarctic ozone decreases: a dynamical cause?//Geophys. Res. Let. — 1986. — V. 13. — N 12. — P. 1316—1319.
362. Manabe S., Mahlman J. D. Simulation of seasonal and interhemispheric variations in the stratospheric circulation//Journ. Atmos. Sci. — 1976. — V. 33, N 11. — P. 2185—2217.
363. Manabe S., Bryan K., Spelman M. J. A global ocean — atmosphere climate model with seasonal variation for future studies of climate sensitivity//Dyn. Atm. Oceans. — 1979. — V. 3. — P. 393—426.
364. Manabe S., Wetherald R. T. On the distribution of climate change resulting from an increase in CO_2 content of the atmosphere//Journ. Atmos. Sci. — 1980. — V. 37, N 1. — P. 99—118.
365. Manabe S., Hahn D. G. Simulation of atmospheric variability//Mon. Wea. Rev. — 1981. — V. 109, N 11. — P. 2260—2286.
366. Manabe S., Wetherald R. T., Stouffer R. J. Summer dryness due to an increase of atmospheric CO_2 concentration//Climatic Change. — 1981. — V. 3. — P. 347—386.
367. McCormick M. P., Wang P.-H. Background stratospheric aerosol reference model//Adv. Space Res. — 1987. — V. 7, N 9. — P. (9)73—(9)80.
368. McCracken M. C. et al. The Livermore statistical dynamic climate model/M. C. McCracken, J. S. Ellis, H. W. Elsaesser et al. UCID—19060. Lawrence Livermore Nat. Lab., Univ. California, 1981. — 53 p.
369. McPeters R. D., Heath D. F., Bhartia P. K. Average ozone profiles for 1979 from the Nimbus 7 SBUV instrument//Journ. Geophys. Res. — 1984. — V. 89, N D4. — P. 5199—5214.
370. Meehl G. A., Washington W. M., Semther A. T. Experiments with a global ocean model driven by observed atmospheric forcing//Journ. Oceanogr. — 1982. — V. 12, N 4. — P. 301—312.
371. Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. 1985. — V. 18.
372. Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. 1986. — V. 22. — 302 p.
373. Miller J. R., Russel G. L., Tsang L.-C. Annual oceanic heat transfer computed from an atmospheric model//Dyn. Atmos. Oceans. — 1983. — V. 7, N 2. — P. 95—109.
374. Mitchell J. M., Jr. An overview of climatic variability and its causal mechanisms//Quatern. Res. — 1976. — V. 6, N 4. — P. 481—493.
375. Mitchell C. S. et al. Case study of feedbacks and synergisms in a doubled CO_2 experiment/C. S. Mitchell, G. L. Potter, H. W. Elsaesser, J. J. Walton//Journ. Atmos. Sci. — 1981. — V. 38, N 9. — P. 1906—1910.
376. Mobbs S. D. Extremal principles for global climate models//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1982. — V. 108. — P. 535—550.
377. Newman P. A., Schoeberl M. R. October Antarctic temperature and total ozone trends from 1979—1985//Geophys. Res. Let. — 1986. — V. 13, N 12. — P. 1206—1209.
378. Nicolis G., Nicolis C. On the entropy of the Earth-atmosphere system//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1980. — V. 106, N 450. — P. 691—706.
379. Noda A., Tokioka T. Climates at minima of the entropy exchange rate///Journ. Meteorol. Soc. Japan. — 1983. — V. 61, N 6. — P. 894—907.
380. North G. R. Analytical solution to a single climate model with diffusive heat transport//Journ. Atmos. Sci. — 1975. — V. 32, N 7. — P. 1301—1307.
381. North G. R. Theory of energy-balance climate models//Journ. Atmos. Sci. — 1975. — V. 32, N 11. — P. 2033—2043.
382. North G. R., Cahalan R. F., Coakley J. A., Jr. Energy balance climate models//Rev. Geophys. Space Phys. — 1981. —V. 19, N 1. — P. 91—121.
383. North G. R., Mengel J. A., Short D. A. On the transient response patterns of climate to time dependent concentrations of atmospheric CO_2//Climate Processes and Climate Sensitivity. Geophys. Monograph 29. — Maurice Ewing, 1984. — V. 5.
384. Oehlert G. W. Trends in atmospheric temperature profiles//Journ. Geophys. Res. — 1986. — V. 91, N D11. — P. 11845—11849.
385. Ohring G., Adler S. Some experiments with a zonally averaged climate model//Journ. Atmos. Sci. — 1978. — V. 35, N 2. — P. 186—205.
386. Ohring G., Gruber A. Satellite radiation observations and climate theory//Adv. Geophys. — 1983. — V. 25. — P. 237—304.
387. Oort A. H., Rasmussen E. M. Atmospheric circulation statistics// NOAA Prof. Pap. No. 5. — Rockville, Md., 1971. — 323 p.
388. Oort A. H. Year-to-year variations in the energy balance of the Arctic atmosphere//Journ. Geophys. Res. — 1974. — V. 79, N 9. — P. 1253—1260.
389. Oort A. H., Vonder Haar T. H. On the observed annual cycle in the ocean atmosphere heat balance over the Northern Hemisphere//Journ. Phys. Oceanogr. — 1976. — V. 6, N 6. — P. 781—800.
390. Oort A. H. The interannual variability of atmospheric circulation statistics//NOAA Prof. Pap. No. 8. US Government Printing Office. — Washington, D. C., 1977. — 76 p.
391. Oort A. H. Global atmospheric circulation statistics, 1958—1973// NOAA Prof. Pap. N 14. — Princeton, 1983. — 180 p.
392. Oort A. H., Peixoto J. P. Global angular momentum and energy balance requirements from observations//Adv. Geophys. — 1983. — V. 25. — P. 355—490.
393. Oort A. H. et al. New estimates of the available potential energy in the World ocean/A. H. Oort, S. C. Ascher, S. Levitus, J. P. Peixoto//Journ. Geophys. Res. — 1989. — V. 94, N C3. — P. 3187—3200.
394. Paltridge G. W. Global dynamics and climate — a system of minimum entropy exchange//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1975. — V. 101, N 429. — P. 475—484.
395. Paltridge G. W. Cloud-radiation feedback to climate//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1980. — V. 106, N 450. — P. 895—899.
396. Paltridge G. W. Thermodynamic dissipation and the global climate system//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1981. — V. 107. — P. 531—547.

397. Pearman G. I., Hyson P. Activities of the global biosphere as reflected in atmospheric CO_2 records//Journ. Geophys. Res. — 1980. — V. 85. N C8. — P. 4468—4474.

398. Pearman G. I., Hyson P., Fraser P. J. The global distribution of atmospheric carbon dioxide: I. Aspects of observations and modeling//Journ. Geophys. Res. — 1983. — V. 88, N C6. — P. 3581—3590.

399. Peixoto J. P., The atmospheric branch of the hydrological cycle and climate//Variations of the Global Water Budget/A. Street-Perrott et al. (Eds.).— Reidel London, 1983. — P. 5—65.

400. Peixoto J. P., Oort A. H. Physics of climate//Rev. Modern Physics. — 1984. — V. 56, N 3. — P. 365—429.

401. Phillips N. A. Energy transformation and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level, quasigeostrophic model// Tellus. — 1954. — V. 6, N 3. — P. 273—286.

402. Potter G. L. et al. Climate change and cloud feedback: the possible radiative effects of latitudinal redistribution/G. L. Potter, H. W. Elsaesser, M. C. MacCracken, C. S. Mitchell//Journ. Atmos. Sci. — 1981. — V. 38, N 3. — P. 489—493.

403. Ramanathan V. Interactions between ice albedo, lapse rate and cloud-top feedbacks: an analysis//Journ. Atmos. Sci. — 1977. — V. 34, N 12. — P. 1885—1897.

404. Ramanathan V. et al. The response of a spectral general circulation model to refinements in radiative processes/V. Ramanathan, E. J. Pitcher, R. C. Malone, M. L. Blackmon//Journ. Atmos. Sci. — 1983. — V. 40. N 3. — P. 605—630.

405. Ramanathan V. et al. Cloud-radiative forcing and climate: results from the Earth Radiation Budget Experiment/V. Ramanathan, R. D. Cess, E. F. Harrison et al.//Science. — 1989. — V. 243. — P. 57—63.

406. Reinsel G., Tiao G. C., Lewis R. A statistical analysis of total ozone data from the Nimbus 4 BUV satellite experiment//Journ. Atmos. Sci. — 1982. — V. 39, N 2. — P. 418—430.

407. Reinsel G. C. et al. An analysis of the 7-year record of SBUV satellite ozone data. Global profile features and trends in total ozone//Journ. Geophys. Res. — 1988. — V. 93, N D2. — P. 1689—1703.

408. Rennick M. A. The parameterization of tropospheric lapse rates in terms of surface temperature//Journ. Atmos. Sci. — 1977. — V. 34, N 6. — P. 854—862.

409. Robock A. Internally and externally caused climate change//Journ. Atmos. Sci. — 1978. — V. 35. — P. 1111—1122.

410. Robock A. The seasonal cycle of snow cover, sea ice and surface albedo//Mon. Wea. Rev. — 1980. — V. 108, N 3. — P. 267—285.

411. Robock A. Ice and snow-feedbacks and the latitudinal and seasonal distribution of climate sensitivity//Journ. Atmos. Sci. — 1983. — V. 40, N 4. — P. 986—997.

412. Robock A. Global mean sea level: indicator of climate change?//Science. — 1983. — V. 219. — 996 p.

413. Rodgers C. D. The radiative heat budget of the troposphere and lower stratophere//Report No. A2. MIT. Cambridge. Massachusetts. 1967. — 99 p.

414. Roeckner E. Cloud-radiation feedbacks in a climate model//Meteorologisches Institut der Universitat Hamburg. Large-scale atmospheric modelling. Report N 2. — Hamburg, 1987. — 19 p.

415. Rosen R. D. et al. Calculation statistics derived from level III-B and station-based analyses during FGGE/R. D. Rosen, D. A. Salstein, J. P. Peixoto et al.//Mon. Wea. Rev. — 1985. — V. 113. — P. 65—88.

416. Rossby C.-G. et al. Relation between the intensity of zonal circulation of the atmosphere and displacements of the semipermanent centers of action//Journ. Marine Res. — 1939. — V. 2, N 1. — P. 38—55.

417. Russell G. L., Miller J. R., Tsang L.-C. Seasonal oceanic heat transports computed from an atmospheric model//Dyn. Atm. Oceans. — 1985. — V. 9, N 3. — P. 253—271.

418. Russell J. M., III. An interim reference model for the middle atmosphere water vapar distribution//Adv. Space Res. — 1987. — V. 7, N. 9. — P. (9)5—(9)18.

419. Saltzman B. Large-scale atmospheric energetics in the wavenumber domain//Rev. Geophys. Space Phys. — 1970. — V. 8. — P. 289—302.

420. Saltzman B. Climate systems analysis//Adv. Geophys. — 1983. — V. 25. — P. 173—233.

421. Sankar-Rao M. An overview of climate models//Proc. Indian Acad. Sci. (Earth Planet Science). — 1986. — V. 95, N 3. — P. 447—484.

422. Sasamori T., London J., Hoyt D. V. Radiation budget of the southern hemisphere//Meteorol. Monogr. — 1972. — V. 13, N 35.

423. Schiffer R. A., Rossow W. B. The International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP): The First Project of the World Climate Research Programme//Bul. Amer. Meteorol. Soc. — 1983. — V. 64. — P. 779—784.

424. Schine K. P. The middle atmosphere in the absence of dynamical heat fluxes//Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc. — 1987. — V. 113. — P. 603—633.

425. Schlesinger M. E. Equilibrium and transient climatic warming induced by increased atmospheric CO_2//Climate Dynamics. — 1986. — V. 1. — P. 35—51.

426. Schesinger M. E., Mitchell J. F. B. Climate model simulations of the equilibrium climatic response to increased carbone dioxide//Rev. Geophys. — 1987. — V. 25, N 4. — P. 760—798.

427. Schlesinger M. E. Negative or positive cloud optical depth feedback?//Nature. — 1988. — V. 335. — P. 303—304.

428. Schlesinger M. E. How to make models for behaviour of clouds// Nature. — 1988. — V. 336. — P. 315—316.

429. Schneider S. H., Dickinson R. E. Climate modeling//Rev. Geophys. Space Phys. — 1974. — V. 12, N 3. — P. 447—493.

430. Schneider S. H., Washington W. M., Chervin R. M. Cloudiness as a climatic feedback mechanasm//Journ. Atmos. Sci. — 1978. — V. 35. — P. 2207—2221.

431. Short D. A. et al. Infrared parameterization and simple climate models/D. A. Short, G. R. North, T. D. Bess, G. L. Smith//Journ. Clim. Appl. Meteorol. — 1984. — V. 23, N 8. — P. 1222—1233.

432. Schutz C., Gates W. L. Global climatic data for surface, 800 mb, and 400 mb: January. R-915-ARPA. — The Rand Corporation. Santa Monica, CA, 1971.

433. Schutz C., Gates W. L. Global climatic data for surface, 800 mb, and 400 mb: July. R-1029-ARPA. — The Rand Corporation. Santa Monica. CA, 1972.

434. Schutz C., Gates W. L. Global climatic data for surface, 800 mb, and 400 mb: April. R-1317-ARPA. — The Rand Corporation. Santa Monica, CA, 1973.

435. Schutz C., Gates W. L. Global climatic data for surface, 800 mb, and 400 mb: October. R-1425-ARPA. — The Rand Corporation. Santa Monica, CA, 1974.

436. Schoeberl M., Krueger A. J., Newman P. A. The morphology of Antarctic total ozone as seen by TOMS//Geophys. Res. Let. 1986. — V. 13, N 12. — P. 1217—1220.

437. Sellers W. D. A global climatic model based on the energy balance of the earth — atmosphere system//Journ. Appl. Meteorol. — 1969. — V. 8. — P. 392—400.

438. Simonot J. Y., Le Treut H. Surface heat fluxes from a numerical weather prediction system//Climate dynamics. — 1987. — V. 2, N 1. — P. 11—28.

439. Smith G. L., Bess T. D. Annual cycle and spatial spectra of Earth emitted radiation at large scales//Journ. Atmos. Sci. — 1983. — V. 40, N 4. — P. 998—1015.

440. Somerville R. C. J., Remer L. A. Cloud optical thickness feedbacks in the CO_2 climate problem//Journ. Geophys. Res. — 1984. — V. 89. N D6. — P. 9668—9672.

441. Stefanick M. Space and time scales of atmospheric variability// Journ. Atmos. Sci. — 1981. — V. 38, N 5. — P. 988—1002.

442. Stephens G. L., Campbell G. G., Vonder Haar T. H. Earth radiation budgets//Journ. Geophys. Res. — 1981. — V. 86, N C10. — P. 9739—9760.

443. Stephenson-Graves D. A comparison between satellite-defined and parameterized land-water differences in emitted longwave radiation//Journ. Atmos. Sci. — 1982. — V. 39, N 5. — P. 1163—1170.
444. Stone P. H. A simplified radiative-dynamical model for the static stability of rotating atmospheres//Journ. Atmos. Sci. — 1972. — V. 29, N 3. — P. 405—418.
445. Stone P. H. The effect of large-scale eddies on climatic change// Journ. Atmos. Sci. — 1973. — V. 30, N 4. — P. 521—529.
446. Stone P. H. Constraints on dynamical transports of energy on a spherical planet//Dyn. Atm. Oceans. — 1978. — V. 2, N 2. — P. 123—139.
447. Stone P. H. Baroclinic adjustment//Journ. Atmos. Sci. — 1978. — V. 35, N 4 — P. 561—571.
448. Stone P. H., Carlson J. H. Atmospheric lapse rate regimes and their parameterization//Journ. Atmos. Sci. — 1979. — V. 36, N 3.
449. Stone P. H., Miller D. A. Empirical relations between seasonal changes in meridional temperature gradients and meridional fluxes of heat// Journ. Atmos. Sci. — 1980. — V. 37. — P. 1708—1721.
450. Stone P. H. Feedbacks between dynamical heat fluxes and temperature structure in the atmosphere//Climate Processes and Climate Sensitivity. Geophys. Monograph 29. — Maurice Ewing, 1984. — V. 5. — P. 6—17.
451. Swinbank R. The global circulation during the special observing periods of the FGGE//Intern. Conf. on preliminary FGGE data analysis and results (Bergen, Norway, 23—27 June 1980). — Geneva. ICSU-WMO.GARP, 1981.
452. Taljaard J. J. et al. Climate of the upper air: Southern Hemisphere. V. 1. Temperatures, dewpoints and heights at selected pressure levels/J. J. Taljaard, H. van Loon, H. L. Crutcher, R. L. Jenne//NAVAIR 50-1C-55. — Washington, D. C., 1969.
453. Tanaka H., Kung E. C., Baker W. E. Energetics analysis of the observed and simulated general circulation using three-dimensional normal mode expansion//Tellus. — 1986. — V. 38A. — P. 412—428.
454. Taylor F. W., Dudhia A., Rodgers C. D. Proposed reference models for nitrous oxide and methane in the middle atmosphere//Adv. Space Res. — 1987. — V. 7, N 9. — P. (9)49—(9)62.
455. The global circulation of the atmosphere/C. A. Corby, Ed. — London Roy Meteorol. Soc., 1969. — 257 p.
456. The global climate system. A critical review of the climate system during 1982—1984. — WMO, 1985. — 53 p.
457. The global climate system. Autum 1984 — Spring 1986: World Climate Data Programe. CSM R84/86. — WMO. Geneva, 1987. — 87 p.
458. The natural stratosphere of 1974. CIAP Monograph 1. DOT-TST—75-51.— Washington, D. C., 1975. — 1400 p.
459. The stratosphere 1981. Theory and measurements: WMO Global Ozone Research and Monitoring Project. Rep. N 11. — WMO, 1982.
460. Tollerud E. I., Esbensen S. K. A note on the production of vorticity by parameterized cumulus clouds in general circulation models: Rep. N 59. — Climatic Research Institute. OSU, OR, 1984. — 42 p.
461. Tomas R. A. Subseasonal variability in the Southern Hemisphere as simulated by the OSU two-level atmospheric circulation model//Rep. N 69. — Climatic Research Institute. OSU, OR, 1987. — 88 p.
462. Towsend R. D., Johnson D. R. The mass and angular momentum balance of zonally-averaged global circulation//Intern. Conf. on preliminary FGGE data analysis and results (Bergen, Norway, 23—27 June 1980). — ICSU — WMO.GARP. Geneva, 1981. — P. 542—552.
463. Trenberth K. E. Mean annual poleward energy transports by the oceans in the Southern Hemisphere//Dyn. Atmos. Oceans. — 1979. — V. 4 — P. 57—64.
464. Trenberth K. E., Christy J. R. Global fluctuations in the distribution of atmospheric mass//Journ. Geophys. Res. — 1985. — V. 90, N D5.— P. 8042—8052.
465. Trenberth K. E., Christy J. R., Olson J. G. Global atmospheric mass, surface pressure, and water vapor variations//Journ. Geophys. Res. — 1987. — V. 92, N D12. — P. 14815—14826.

466. Tsonis A. A., Elsner J. B. Testing the global warming hypothesis// Geophys. Res. Let. — 1989. — V. 16, N 8. — P. 795—797.
467. Tuck A. F. Depletion of Antarctic ozone//Nature. — 1986. — V. 321. — P. 729—730.
468. Tucker C. J. et al. Relationship between atmospheric CO_2 variations and a satellite-derived vegetation index//C. J. Tucker, I. Y. Fung, C. D. Keeling, R. H. Gammon//Nature. — 1986. — V. 319. — P. 195—199.
469. Van den Dool H. M. On the role of cloud amount in an energy balance model of the Earth's climate/Journ. Atmos. Sci. — 1980. — V. 37, N 5. — P. 939—946.
470. Vinnikov K. Ya., Groisman P. Ya., Lugina K. M. Empirical data on contempopary global climate changes (temperature and precipitation)// Journ. Climate Res. — 1990. — V. 3, № 6. — P. 662—677.
471. Vonder Haar T. H., Oort A. H. New estimate of annual poleward energy transport by Northern Hemisphere oceans//Journ. Phys. Oceanogr. — 1973. — V. 3, N 2. — P. 169—172.
472. Walsh J. E., Johnson C. M. An analysis of Arctic sea ice fluctuations. 1953—77//Journ. Phys. Oceanogr. — 1979. — V. 9, N 5. — P. 580—591.
473. Wang W.-C., Rossow W. B., Yao M.-S., Wolfson M. Climate sensitivity of a one-dimensional radiative-convective model with cloud feedback// Journ. Atmos. Sci. — 1981. — V. 38, N 6. — P. 1167—1178.
474. Warren S. G., Schneider S. H. Seasonal simulation as a test for uncertainties in the parameterizations of a Budyko — Sellers zonal climate model//Journ. Atmos. Sci. — 1979. — V. 36, N 8. — P. 1377—1391.
475. Washington W. M., Meehl G. A. General circulation model experiments on the climatic effects due to a doubling and quadrupling of carbon dioxide concentrations//Journ. Geophys. Res. — 1983. — V. 88. — P. 6600—6610.
476. Washington W. M., Meehl G. A. Climate sensitivity due to increased CO_2: experiments with a coupled atmosphere and ocean general circulation model//Climate Dynamics. — 1989. — V. 1, N 1. — P. 1—38.
477. Watson R. T. Atmospheric ozone//Effects of changes in stratospheric ozone and global climate. V. 1.: Overview. — U. S. Environmental Agency. Washington, D. C., 1986. — P. 69—82.
478. Wei M.-Y., Johnson D. R., Towsend R. D. Seasonal distributions of diabatic heating during the First GARP Global Experiment//Tellus. — 1983. — V. 35A, N 4. — P. 241—255.
479. Weickman K. M., Chervin R. M. The observed and simulated atmospheric seasonal cycle. Part 1. Global wind field modes//Journ. Clim. — 1988. — V. 1, N 3. — P. 265—289.
480. Wendler G., Nagashima Y. Inter-relations between the Arctic sea and the general circulation of the atmosphere//Journ. Glaciol. — 1987. — V. 33, N 114. — P. 173—176.
481. Wetherald R. T., Manabe S. The effects of changing the solar constant on the climate of a general circulation model//Journ. Atmos. Sci. — 1975. — N. 32, N 11. — P. 2044—2059.
482. Wetherald R. T., Manabe S. Cloud cover and climate sensitivity// Journ. Atmos. Sci. — 1980. — V. 37, N 7. — P. 1485—1510.
483. Wetherald R. T., Manabe S. An investigation of cloud cover change in response to thermal forcing//Climatic Change. — 1986. — V. 8, N 1. — P. 5—23.
484. Wetherald R. T., Manabe S. Cloud feedback processes in a general circulation model//Journ. Atmos. Sci. — 1988. — V. 45, N 8. — P. 1397—1415.
485. White G. H. Climatic feedbacks calculated from satellite observations// GFD Summer Program Lecture Notes. Woods Hole Oceanographic Institution. — Woods Hole, MA, 1976.
486. Whittaker L. M., Horn L. H. Geographical and seasonal distribution of North American cyclogenesis, 1958—1977//Mon. Wea. Rev. — 1981. — V. 109, N 11. — P. 2312—2322.
487. Whittaker L. M., Horn L. H. Atlas of Northern Hemisphere extratropical cyclone activity 1958—1977. — Depart. of Meteorology. Univ. of Wisconsin, 1982.

488. Wilcox R. W., Nastrom G. D., Belmont A. D. Periodic variations of total ozone and its vertical distribution//Journ. Appl. Met. — 1977. — V. 16. — P. 290—298.
489. Williams G. P. The dynamical range of global circulations. I//Climate Dynamics. — 1988. — V. 2, N 4. — P. 205—260; II//Climate dynamics. — 1988. — V. 3, N 2. — P. 45—84.
490. Wilson C. A., Mitchell J. F. B. A doubled CO_2 climate sensitivity experiment with a global climate model including a simple ocean//Journ. Geophys. Res. — 1987. — V. 92, N D11. — P. 13315—13343.
491. Winston J. S., Gruber A. et al. Earth — atmosphere radiation budget analyses data June 1974 — February 1978. V. 2. — NESS Meteorol. Satellite Lab. Washington, D. C., 1979. — 324 p.
492. Wyant P. H., Mongroo A., Hameed S. Determination of the heat-transport coefficient in energy-balance climate models by extremization of entropy production//Journ. Atmos. Sci. — 1988. — V. 42, N 2. — P. 189—193.
493. Zishka K. M., Smith P. J. The climatology of cyclones and anticyclones over North America and surrounding ocean environs for January and July 1950—77//Mon. Wea. Rev. — 1980. — V. 108, N 4. — P. 387—401.
494. Zwally H. J., Parkinson C. L., Comiso J. C. Variability of antarctic sea ice and changes in carbon dioxide//Science. — 1983. — V. 220, N 4601. — P. 1005—1012.
495. Zwally H. J. et al. Antarctic sea ice, 1973—1976: satellite passive-microwave observations/H. J. Zwally, J. C. Comiso, C. L. Parkinson et al. — NASA SP-459. Washington, D. C., 1983. — 206 p.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Айсберговый сток 47
Альбедо 11, 85
Анализ гармонический 233
— спектральный 213
Антициклогенез 105
Аэрозоль 33

Бароклинное приспособление 124
Биосфера 47

Вариационные принципы 34, 70
Верхний квазиоднородный слой океана 37, 122, 177
Вихревая активность в атмосфере 105
Влагосодержание атмосферы 24
— почвы 43
Внутритропическая зона конвергенции 21
Волны Россби 224
— стационарные 224
Высота однородной атмосферы 115

Гармоники годовая 14, 32
— полугодовая 14, 32
Геопотенциал 20
Гидрологический цикл 26
Градиент влажноадиабатический 115

Деятельный слой суши 41
Дисперсия 190
Диссипация 14

Зенитный угол Солнца 63

Интегральная функция пропускания 52
Испарение 24

Корреляционная функция 57
Коэффициент корреляции 60, 99
— полезного действия 18
— регрессии 99
Криосфера 44
Критерий Чарни — Стерна 128

Массовая доля водяного пара 33
Масштаб Обухова 105
Межгодовая изменчивость 105, 182
Мезосфера 152, 161
Метод амплитудно-фазовых характеристик 137
Модели климата стохастические 57, 190
— общей циркуляции
— энергобалансовые 57, 190
Модель бароклинной неустойчивости Филлипса 124
Морской лед 45

Напряжение касательное 38
Неустойчивость бароклинная 114, 123
— баротропная 114, 123
— Кельвина — Гельмгольца 129
— условная 115

Облачность 26, 164
Обратные связи 52, 130
Озон 30
Оптическая толщина 55, 153
Осадки 26, 165

Параметры подобия 8
— чувствительности 51
Парниковый эффект 33
Планетарный пограничный слой 67, 152
Плотность внутренней энергии 35
— доступной потенциальной энергии 35
— кинетической энергии 35
— потенциальной энергии 35
Потенциальная завихренность 128
Приземный слой 152
Производство биомассы 48
— энтропии 34

Радиационный баланс климатической системы 14, 139
— поверхности 15, 38
Радиационно-активные компоненты атмосферы 32
Радиация длинноволновая 11
— коротковолновая 11
Радиус Россби 105
Регрессия линейная 60, 71
— множественная 60

Сканер-модель 148
Скорость динамическая 38
— обмена энтропией 34
Случайная сила 190
Снежный покров 45
Соленость 38, 244
Солнечная постоянная 11
Среднеквадратическое отклонение 71
Статическая устойчивость 114
Стратопауза 159
Стратосфера 52, 152
Струйное течение 22, 181
Суточный ход 152

Температура, вертикальный градиент 71
— потенциальная 38
— приповерхностная 19
— эквивалентно-потенциальная 116
Теплосодержание атмосферы 12
— океана 36
Теплота испарения 116
— сублимации 103
Термоклин 177
Тропопауза 77, 145
Тропосфера 152

Углекислый газ 30
Удельная теплоемкость 35
Уравнение баланса энергии 57, 190
— Эйлера — Лагранжа 34
Уровень океана 41

Фитомасса 47
Флуктуации 190
Формула Магнуса 104

Цикл энергетический 17, 123
Циклогенез 24
Циркуляция атмосферы меридиональная 161
— муссонная 221, 229
— общая 20
— Уокера 233

Частота Брента — Вяйсяля 105, 122
Число Ричардсона 129

Энергия внутренняя 12
— кинетическая 12
— потенциальная 12
Энтропия 9, 33

Ячейка полярная 228
— Феррела 21, 228
— Хэдли 21, 228

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 3

Глава I. Зональная структура глобального климата 8

I.1. Атмосфера 11
I.2. Океан 35
I.3. Деятельный слой суши (литосфера) 41
I.4. Криосфера 44
I.5. Биосфера 47

Глава II. Параметры чувствительности климатической системы 51

II.1. Относительный вклад климатических переменных в энергетику системы 59
II.2. Температурная структура атмосферы 71
II.3. Чувствительность климатических полей к изменению термического режима 79

Глава III. Характеристики устойчивости климатической системы 114

III.1. Статическая устойчивость атмосферы и океана 114
III.2. Характеристики гидродинамической неустойчивости 123
III.3. Характеристики термодинамических неустойчивостей в климатической системе 130

Глава IV. Диагностика эволюции зональной структуры климатической системы 137

IV.1. Годовой ход полей климатических переменных 139
IV.2. Межгодовая эволюция климатических полей 180
IV.3. Диагностика взаимной динамики климатических полей . . . 200

Глава V. Диагностика незональных особенностей эволюции климатических полей 215

V.1. Атмосфера 215
V.2. Океан 238

Заключение 246

Список литературы 247

Предметный указатель 269

Монография

Мохов Игорь Иванович

ДИАГНОСТИКА СТРУКТУРЫ КЛИМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Редактор В. И. Кузьменко. Художник Е. Р. Кривоносова. Художественный редактор Б. А. Бураков. Технический редактор Н. В. Морозова. Корректор Л. Б. Емельянова.

ИБ № 1848. Сдано в набор 24.12.92. Подписано в печать 21.04.93. Формат 60 $\times$ 90 $^1/_{16}$. Бумага типографская № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 17,0. Кр.-отт. 17,0. Уч.-изд. л. 20,10. Тираж 500 экз. Индекс МОЛ-20. Заказ № 244.
Гидрометеоиздат. 199397, Санкт-Петербург, ул. Беринга, 38.

Ордена Трудового Красного Знамени ГП «Техническая книга» типография № 8 Мининформпечати РФ. 190000, г. Санкт-Петербург, Прачечный пер., д. 6.