С. С. Лаппо, С. К. Гулев,
А. Е. Рождественский

КРУПНОМАСШТАБНОЕ ТЕПЛОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМЕ ОКЕАН — АТМОСФЕРА И ЭНЕРГОАКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ МИРОВОГО ОКЕАНА

Ленинград Гидрометеоиздат 1990

УДК 551.46

Рецензент д-р геогр. наук А. И. Угрюмов

Обобщаются результаты исследований в области крупномасштабного теплового взаимодействия океана и атмосферы. Детальному анализу подвергнуты подходы к оценке крупномасштабных процессов энергообмена на границе океан—атмосфера. Для оценки тепловых потоков предложен ряд параметризаций, рассматривающих интегральные характеристики взаимодействия. Подробно рассмотрены вопросы формирования сезонной и межгодовой изменчивости меридионального переноса тепла в атмосфере и Мировом океане. Для океанов Северного полушария представлены результаты амплитудно-фазового анализа основных гидрометеорологических параметров и расчетов энергетических характеристик термодинамического взаимодействия. Такое рассмотрение позволило выделить на акватории Мирового океана энергоактивные области, формирующие очаговый характер энергообмена океана и атмосферы. Рассмотрена сезонная и межгодовая динамика энергоактивных областей.

Книга рассчитана на океанологов, метеорологов и климатологов.

The book of S. Lappo, S. Gulev and A. Rozdestvensky "Large-scale heat interaction in the ocean—atmosphere system and energy active areas of the World Ocean" contain the results in large-scale ocean—atmosphere interaction processes. Different approachs to investigation of large-scale energy exchange between the ocean and the atmosphere are under consideration. Zonal-average climatic characteristics for the World Ocean are presented. Meridional heat transport in the ocean is discussed in details. For the North Atlantic and North Pacific phase and amplitude characteristics of energy exchange processes are presented and some characteristics of energy active zones are described.

The book is intended for oceanologists, meteorologists and climatologists.

Л $\frac{1805040600\text{-}063}{069(02)\text{-}90}$ 32-90

© С. С. Лаппо, С. К. Гулев, А. Е. Рождественский, 1990 г.

ISBN 5-286-00447-4

ПРЕДИСЛОВИЕ

Современный этап развития геофизики характеризуется обостренным интересом к проблемам взаимодействия океана и атмосферы, теории климата, долгосрочному прогнозированию его изменений. Эти проблемы стоят в центре многих крупнейших национальных и международных исследовательских программ, таких как ВПИК, TOGA, WOCE, «Разрезы». В последние годы появился ряд очень интересных и глубоко содержательных монографий, посвященных главным образом модельным исследованиям процессов крупномасштабного взаимодействия [48, 70, 76, 110, 127, 145, 166, 207 и др.]. Меньше внимания уделяется экспериментальному исследованию крупномасштабных взаимодействий в системе океан—атмосфера.

Эта книга является обобщением исследований, выполненных авторами в последние годы при изучении роли процессов в энергоактивных областях Мирового океана в глобальном взаимодействии океана и атмосферы. Мы попытались рассмотреть процессы взаимодействия по цепочке пространственно-временны́х масштабов: от крупных к мелким: Земля в целом, океаны, полушария — меридиональная структура — пространственная дифференциация и климатические изменения — межгодовая изменчивость — сезонный ход — внутригодовые нерегулярные колебания. Некоторые аспекты взаимодействия изложены нами более полно и подробно, чем другие. В связи с этим мы предлагаем читателю обширную библиографию.

Многие результаты, вошедшие в книгу, получены нами совместно с коллегами по работе — К. П. Беляевым, А. В. Колинко, А. Г. Музыченко, Ю. А. Ревой, С. Х. Розенфельдом, К. М. Селеменовым, М. В. Семеновым, В. А. Тихоновым. Всем им авторы приносят глубокую благодарность. В разное время мы имели возможность обсуждать проблемы взаимодействия океана и атмосферы с Н. З. Ариэль, С. А. Добролюбовым, А. И. Дуваниным, В. В. Ефимовым, С. П. Малевским-Малевичем, А. П. Метальниковым, И. И. Моховым, Ю. В. Николаевым, А. С. Саркисяном, Д. Г. Сеидовым, А. И. Угрюмовым. Доброжелательные дискуссии с ними были крайне полезными, и мы рады сейчас поблагодарить их.

ВВЕДЕНИЕ

Современное изучение крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы удивительно разнопланово. Значительные результаты получены сейчас в области математического и лабораторного моделирования, физико-статистической обработки как детальных данных отдельных экспериментов, так и архивных климатических массивов. Более или менее полная библиография по каждому из направлений в изучении крупномасштабного взаимодействия могла бы составить до 500 работ. В последние два десятилетия появилось большое количество монографий, полностью или частично посвященных проблеме взаимодействия [3, 33, 37, 39, 40, 48, 49, 68, 70, 74, 76, 87, 102, 110, 111, 112, 126—128, 133, 135, 142, 145, 150, 151, 156, 157, 165, 166, 188, 189, 193, 199, 204, 206, 207, 217, 221, 223, 225, 228, 231—233, 244, 245, 267, 277, 280, 300, 304, 305, 308, 312, 313, 326, 455—457, 592], однако они не разрешили, а лишь с большей отчетливостью очертили трудности и противоречия, связанные с изучением крупномасштабного взаимодействия.

К этим трудностям в первую очередь относится отсутствие или противоречивость количественных характеристик взаимодействия. Даже среднеширотные значения потоков энергии на границе океан—атмосфера по оценкам различных авторов расходятся на 100—150 %. В результате мы примерно с такой же точностью, усугубляемой нашими крайне приблизительными представлениями о процессах взаимодействия в полярных областях, знаем меридиональные потоки тепла в океане и в атмосфере и можем уверенно (примерно на уровне 10 %-ной точности) говорить лишь об интегральных меридиональных потоках в системе океан—атмосфера, получаемых по спутниковым данным об альбедо и уходящем излучении на верхней границе атмосферы [389, 436, 497]. И трехмерные, и малопараметрические модели зачастую не воспроизводят даже на качественном уровне межокеанскую асимметрию меридионального переноса тепла.

Следствием вышесказанного является то, что мы имеем лишь качественные представления о темпах обновления вод в океанах и энергетических источниках глубинных движений. Так, радиоуглеродные оценки Хорна [309] для возраста вод Тихого океана дают 1300 лет. Оценки по кислороду [307] вдвое меньше — 600 лет. В. Н. Степанов [288], исходя из темпов перемешивания, оценивает время обновления вод в 46 лет для Атлантического океана, а А. С. Монин и В. А. Бурков [207], исходя из скорости

испарения, приходят к выводу, что время пребывания молекул морской воды в океане достигает 4000 лет. Таким образом, крайние из названных оценок различаются на 2 порядка. Даже недавний анализ моноспецифичных планктонных форминифер, позволивший ввести поправки к радиоуглеродному методу [343], все равно дал возможность говорить о возрасте вод лишь в пределах порядка величины. К такому же выводу приходят и авторы наиболее современных радиоуглеродных оценок [499].

Выполненная более 30 лет назад В. В. Шулейкиным [320] оценка переноса количества воздуха между океаном и континентом по сей день, видимо, остается единственной, что сдерживает крайне важное направление в изучении взаимодействия — моделирование процессов влагообмена суши и океанов. Несмотря на большое количество работ по климатическому обобщению архивных данных [82, 167, 286, 287, 497], мы не можем уверенно говорить о количественных характеристиках годового хода (в первую очередь — амплитудах и фазах) параметров океана и атмосферы, хотя именно сезонный цикл является основой многих процессов крупномасштабного взаимодействия. В результате огромное количество экспериментальных и модельных работ по анализу динамики аномалий параметров океана и атмосферы [в первую очередь температуры поверхности океана (ТПО)] зиждется на зыбком фундаменте среднеклиматического, «нормального» годового хода с вытекающими отсюда неопределенностями выделения самих аномалий.

Важно отметить, что часто при исследовании процессов взаимодействия потоки между океаном и атмосферой исследуются, исходя из тепловых и радиационных факторов, а процессы преобразования энергии и работа между полями сводится к чисто динамическому воздействию. При этом существенно обедняется тепловая, главная сторона взаимодействия, что следует из оценок глобальных энергетических потенциалов земной климатической системы, основными из которых являются тепловые, а не динамические [169, 303]. Заметим, что и сами глобальные энергетические потенциалы оценены лишь очень приближенно.

Существенным противоречием в сложившейся системе представлений является тот факт, что постановка задачи делается для процессов одного масштаба, а выбор методов ее решения, подход к обработке данных и даже сами данные отвечают другому диапазону масштабов, т. е. взаимодействие океана и атмосферы зачастую рассматривается без учета пространственно-временных масштабов процессов. В первую очередь это относится к моделям (глобальным и малопараметрическим), отдельные блоки которых должны быть согласованы по масштабам в части выбора расчетных сеток и параметризации отдельных явлений. Пренебрежение этим требованием приводит или к обеднению моделей и ослаблению в них обратных связей, или к возникновению в отдельных блоках моделей ложных энергетических превращений, не свойственных процессам данного масштаба. Неучет пространственно-

временных масштабов при обработке экспериментальных данных часто ведет к значительному искажению количественных показателей взаимодействия.

Важным недостатком является укоренившаяся дифференциальность в изучении крупномасштабного взаимодействия. В большей степени это относится к исследованиям, обобщавшим разнообразный экспериментальный материал, прерогативой которых долгое время, до появления мощных вычислительных машин, оставалось исследование крупномасштабного взаимодействия. Несмотря на то что использование климатических обобщений информации позволило получить, хотя и приближенно, интегральные оценки тепловых потоков для Мирового океана и отдельных океанов [17, 40, 59, 89, 362, 419, 430, 459], мы не знаем интегральных тепловых характеристик взаимодействующих структур в атмосфере и в океане. Другими словами, нет возможности перейти от географических координат к феноменологическим, непосредственно связанным с этими структурами.

Обычно под взаимодействием океана и атмосферы понимается обмен теплом, водяным паром и количеством движения, в результате которого образуются пограничные слои, передающие энергию как в глубины океана, так и в верхнюю атмосферу [328]. Такое определение представляется неполным, так как в нем, во-первых, не обращено внимание на главный источник энергии всех процессов на Земле, а во-вторых, взаимодействие односторонне сводится лишь к обмену свойствами между двумя средами.

На излучение в одну минуту Солнце теряет $2{,}5 \cdot 10^8$ т массы, что составляет за год 130 трл т. На 1 м^2 верхней освещенной границы атмосферы Земли в минуту поступает 1368 Вт. Эту величину принято называть солнечной постоянной. Активно поглощая приходящую коротковолновую радиацию, земная поверхность излучает энергию в длинноволновой части спектра. Средняя многолетняя температура Земли за человеческую историю практически не меняется, что говорит о некотором равновесии между приходом и уходом радиационной энергии. Это соотношение обычно записывается в виде

$$(1 - A) F \pi R^2 = \sigma T^4 \cdot 4\pi R^2, \qquad (1)$$

где A — альбедо Земли; F — интенсивность приходящей радиации; R — радиус Земли; $\sigma = 5{,}6 \cdot 10^{-5}$ Вт/см^2 — постоянная Стефана—Больцмана; T — абсолютная температура поверхности Земли. Принимая среднее значение альбедо Земли 0,35 (а сейчас часто склоняются к значению 0,29—0,30 [42, 155]), легко вычислить, что радиационному равновесию отвечает температура 252 К (—21 °С), которая на 36° ниже фактической средней температуры поверхности.

При существующем альбедо реально наблюдаемую температуру может обеспечить лишь почти вдвое больший поток энергии. За счет чего же получается такое выгодное для человечества нарушение радиационного баланса в системе Земля—космос?

Видимо, за счет того, что $^2/_3$ Земли покрыты водой с альбедо $\approx 0{,}1$, что вся планета окружена плотной атмосферой с массой $5 \cdot 10^{15}$ т, включая $1{,}3 \cdot 10^{13}$ т поднятой влаги, что в этой системе непрерывно идет процесс взаимодействия между водной и воздушной оболочками. Поэтому под **взаимодействием между океаном и атмосферой** будем понимать совокупность разномасштабных механизмов перераспределения солнечной энергии в процессе обмена свойствами между океаном и атмосферой и в ходе трансформации энергии как в океане, так и в атмосфере, в результате которых формируется природа Земли. Такое определение дано в соответствии с тем, что основная энергия в океане и в атмосфере — тепловая, получаемая от Солнца в виде радиационного излучения [169]. Усвоение солнечной радиации зависит от состояния атмосферы и океана, не говоря уже о том, что именно состояние атмосферы определяет процессы обмена энергией между средами, которые в свою очередь формируют свойства рассматриваемых объектов. То есть нельзя отделить получение энергии от процесса ее передачи и трансформации, которые вместе формируют среду, ее физические, химические и биологические потенциалы, а также темпы преобразования энергии из одного вида в другой.

Если попытаться представить себе энергетическую схему взаимодействия, то в самом упрощенном варианте она будет выглядеть следующим образом. Приходящая на верхнюю границу атмосферы солнечная радиация после энергопревращений в атмосфере (поглощение и излучение облаками, обратное рассеяние облаками и аэрозолями) формирует, как правило, положительное радиационное сальдо океана, которое обусловливает передачу тепловой энергии из океана в атмосферу в виде явного тепла и испарения. Процессы конвекции и турбулентного переноса формируют за счет поступившего в погранслое тепла энергетику атмосферы до больших высот. Неравномерное накопление тепла обусловливает возникновение пространственных градиентов. Запасенная таким образом потенциальная энергия реализуется в кинетической энергии атмосферных движений, совершающих работу над полями океана, а также в прямом воздействии в системе уровень океана — атмосферное давление, анализировавшемся для синоптических процессов в работах [169, 176, 177, 252], а для крупномасштабных процессов рассмотренном частично в [113]. Возникающее перемещение вод океана переносит тепловые свойства, усиливая пространственную дифференциацию их обмена с атмосферой.

Выше уже говорилось о важности рассмотрения процессов взаимодействия океана и атмосферы применительно к различным пространственно-временным масштабам, так как относительная роль одних и тех же механизмов резко меняется при переходе от одного масштаба к другому; связи, выступающие как прямые на одних масштабах, становятся обратными на других, наконец, на определенных масштабах появляются особые, свойственные только им физические особенности, определяющие процессы взаимодей-

ствия. Безусловно, при этом существуют и общие физические закономерности, которые будут сохраняться на всех или почти на всех масштабах, выделенных в геофизике А. С. Мониным [207]. Сказанное позволяет считать спорным часто встречающееся отождествление закономерностей обмена энергией между атмосферой и океаном с мелкомасштабным, а проявление обмена на границе в гидрометеорологических процессах — с крупномасштабным взаимодействием. Видимо, каждый масштаб характеризуется и своими особенностями энергообмена, и своими механизмами превращений энергии и формирования термодинамических потенциалов взаимодействующих сред.

О масштабах изменчивости океанских и атмосферных процессов написано много. В первую очередь отметим ставшее классическим разделение нестационарных процессов в океане А. С. Монина [207], выделившего семь диапазонов изменчивости океанских явлений; мелкомасштабный (10^{-1}—10^{3} с), мезомасштабный (10^{4}—10^{5} с), синоптический (10^{6}—10^{7} с), сезонный (годовой период и его гармоники), межгодовая, внутривековая и межвековая изменчивость. Близкую по структуре концепцию разделения по масштабам метеорологических процессов предложил Г. В. Груза [82]. Естественно, говоря об очень широком спектре процессов в океане и атмосфере, авторы [82] не могли (да это было бы и неправильно) предложить соответствие (тем более однозначное) масштабам временны́м масштабов пространственных. Последние в контексте энергоснабжения океана анализировались Р. В. Озмидовым [208, 227], выделившим три диапазона, в которых происходит передача количества движения к океану: ветровые волны (10^{1} м), приливные и инерционные колебания (10^{4} м), синоптические неоднородности атмосферы (10^{6} м). Ограничение круга процессов, рассмотренных в [227], энергоснабжением (сиречь — взаимодействием) позволяет уже найти соответствие временны́х масштабов пространственным. Однако такое видение взаимодействия как раз и грешит тем, о чем говорилось выше: его обеднению за счет исключения из рассмотрения его главной, тепловой стороны, которая вносит существенную неоднозначность в определение соответствия пространственных и временны́х масштабов. Так, указываемые авторами [407] пространственные масштабы сезонной изменчивости 3000 км по долготе и 1000 км по широте близки или пересекаются с масштабами синоптических процессов. Сама задача совместного рассмотрения пространственных и временны́х масштабов становится очень сложной из-за невыполнения условия эргодичности для процессов в океане и в атмосфере, не говоря уже о процессах взаимодействия между ними.

Попытаемся тем не менее перечислить основные масштабы взаимодействия океана и атмосферы. В первую очередь — это процессы климатического взаимодействия, определяющие глобальные энергетические потенциалы земной климатической системы. К ним относятся колебания с периодами от нескольких лет до

десятилетий, охватывающие всю Землю и включающие взаимодействия отдельных океанов, Северного и Южного полушарий, низких и высоких широт. Важнейшим механизмом климатического взаимодействия является межширотный и межокеанический транспорт тепла, обеспечиваемый меридиональной циркуляцией в конвективных атмосферных и океанских ячейках, а также нарушения его симметрии, формирующие глобальную энергоактивность целых акваторий Мирового океана. Очень большая и сложная группа процессов связана с сезонным взаимодействием океана и атмосферы, в процессе которого формируется годовой ход и кратные ему гармоники параметров океана и атмосферы — самый заметный диапазон частот в спектрах гидрометеорологических процессов. Важнейшими следствиями сезонного взаимодействия являются тепловлагообмен океанов и континентов и энергоактивность акваторий, приуроченных к границе океан—континент, а важнейшими количественными характеристиками — фазовые рассогласования годового хода океанских и атмосферных параметров. Синоптическое взаимодействие атмосферы и океана включает очень широкий диапазон масштабов: от структурных особенностей атмосферных образований и океанских фронтов (10^4 м) до размеров самих образований (10^6 м) и от времени прохождения атмосферных фронтов (10^4 с) до периодов взаимодействия с океаном не только отдельных барических образований, а целых типов атмосферной циркуляции (10^6 с). Сюда попадает и цикл обращения атмосферной влаги (7—10 сут), и возникновение и развитие неустойчивостей струйных течений в океане и в атмосфере. В ходе синоптического взаимодействия формируется короткопериодная локальная энергоактивность относительно небольших акваторий, следствием которой является не только высокая интенсивность процессов в климатических энергоактивных областях, но и их высокая изменчивость. Наконец, мелкомасштабное взаимодействие включает процессы с периодами 10^{-1}—10^3 с и пространственными масштабами 10^{-2}—10^3 м. В ходе мелкомасштабного взаимодействия обеспечивается непосредственный обмен теплом, влагой и импульсом на границе океан—атмосфера и формируется сильная перемежаемость пограничных слоев взаимодействующих сред.

Область наших интересов определяется крупномасштабным взаимодействием океана и атмосферы, под которым будут пониматься процессы сезонной и межгодовой изменчивости. Среди всех процессов крупномасштабного взаимодействия нами главным образом будут исследованы процессы передачи и трансформации тепла, поэтому в дальнейшем речь преимущественно будет вестись о крупномасштабном тепловом взаимодействии в системе океан—атмосфера. Определяя круг своих интересов крупномасштабным взаимодействием, тем не менее невозможно ограничиться рассмотрением какого-либо узкого диапазона временных масштабов, тем более рассматривать отдельно каждый из них — слишком сильны взаимовлияния процессов с различными периодами, что

делает общую энергетику взаимодействия очень сложной. Сказанное в первую очередь относится к межгодовым изменениям параметров сезонного хода и к сезонной модуляции синоптической изменчивости, когда в зависимости от сезона не только изменяется интенсивность процессов и дисперсии, но и происходит существенная перестройка структуры синоптических колебаний, что отражается в эволюции спектров и функций распределения.

При кратком анализе масштабов процессов взаимодействия мы несколько раз упомянули термины «энергоактивность», «энергоактивные области». Последний вынесен в заглавие книги. Мысль об очаговом характере теплообмена океана и атмосферы высказывалась еще в [296], где на примере Северной Атлантики были выделены очаги взаимодействия, отвечающие максимумам обмена, проявляющимся на картах турбулентных потоков тепла и испарения, а также теплового баланса [17, 40]. Автором [300] также выделялись районы Северной Атлантики, информативные с точки зрения долгосрочной предсказуемости состояния атмосферы над Европейским континентом, в общем совпадающие с выделенными в [296]. В середине 70-х годов Г. И. Марчуком и Ю. Н. Скибой [192, 193] была выполнена постановка сопряженной задачи для модели термического взаимодействия атмосферы с океанами и континентами и ее численный расчет. Авторы, исходя из того, что облачность и морские течения являются эффективными регуляторами с обратной связью процессов переработки постоянного потока солнечной радиации в притоки тепла к атмосфере, анализировали задачу, сопряженное решение которой связывалось с прогнозируемым функционалом от аномалии температуры и трактовалось как функция влияния, характеризующая область влияния вариаций исходных параметров во всем пространстве на изменение функционала от аномалии температуры в выбранном районе. Численные эксперименты позволили выявить локальные районы на акватории Атлантики и Тихого океана, характеризующиеся максимумами функции влияния и своими периодами проявления этого влияния. Эти результаты позволили Г. И. Марчуку [218] сформулировать концепцию энергоактивных зон Мирового океана, которая стала методологической основой наблюдательной части программы «Разрезы» — одного из наиболее крупных советских естественно-научных проектов, имеющих целью исследование роли океана в короткопериодных колебаниях климата. В [218] выделялось 10 энергоактивных областей (ЭАО), регулярные наблюдения в которых могли обеспечить физически непротиворечивую постановку численных экспериментов с крупномасштабной моделью взаимодействия в целях долгосрочного прогноза.

В работах [4, 21, 24, 43, 237] было дано феноменологическое описание отдельных ЭАО, в [155, 156] обнаружены проявления ЭАО в полях дисперсий радиационных характеристик океана и атмосферы, в [27, 28, 59] проведены количественные оценки пото-

ков тепла в этих областях. Эти и многие другие результаты заставили рассматривать ЭАО не только как методологический наблюдательный элемент, но и как специфические океанологические объекты, выступающие механизмами регулирования энергопревращений в системе океан—атмосфера. Именно с такой точки зрения они и анализируются в этой монографии.

В ходе изучения физики крупномасштабного взаимодействия к анализу всей совокупности процессов сложились различные подходы. Попробуем конспективно охарактеризовать наиболее значительные физические концепции, не разделяя при этом результаты по принадлежности к тому или иному методу изучения, будь то эксперименты с крупномасштабной математической моделью или оригинальная обработка архивных данных наблюдений.

В рамках направлений, базирующихся на гипотезе о полицикличности геофизических процессов, вся совокупность процессов взаимодействия представляется квазизамкнутыми по энергетике, имеющими различную физику циклами разной длительности. Перед исследователями здесь встают задачи не только выделения различных циклов в природных процессах, но и описание энергетики явлений, связанных с этими циклами, в первую очередь циклических превращений энергии.

Более 150 лет назад начала свое развитие новая наука — термодинамика. Это начало было положено вышедшей в Париже в 1824 г. книгой французского инженера Санди Карно «Рассуждения о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу», в которой впервые высказывались физические суждения о тепловых машинах, формулировался принцип, известный ныне как второй закон термодинамики. В этой же работе С. Карно была высказана гениальная мысль об универсальности в природе и человеческой деятельности принципа превращения энергии из одного вида в другой: «...чтобы рассмотреть принцип получения движения из тепла во всей полноте, надо его изучить независимо от какого-либо агента, надо провести рассуждения, приложимые не только к паровым машинам, но и ко всем мыслимым тепловым машинам, каково бы ни было вещество, пущенное в дело, и каким бы образом на него не производилось воздействие». После работы Карно началось успешное развитие термодинамики, хотя сама его книга не получила должной оценки в то время. Уже в XIX в. были сформулированы основные теоретические постулаты, рассмотрены важнейшие проблемы обратимости и равновесности, ученые и инженеры изобретали все новые виды тепловых машин с разными способами подвода и отвода тепла. Однако понадобилось более века — 113 лет (человечество за это время почти подошло к созданию атомных реакторов), — чтобы «рассуждения, приложимые ко всем мыслимым тепловым машинам», были соотнесены с природными климатическими процессами: в 1937 г. появились публикации В. В. Шулейкина о природных тепловых машинах [184], которые стали первым физиче-

ски обоснованным толкованием многообразия крупномасштабных полициклических процессов в климатической системе.

В. В. Шулейкиным [326] выделено четыре рода природных тепловых машин (ПТМ). ПТМ I рода работает на тепловом контрасте экватора и полюсов, выступающих в качестве нагревателя и холодильника. ПТМ II рода определяет обмен воздушными массами между океанами и континентами посредством муссонной циркуляции. Были выделены также ПТМ III и IV родов, работающие в стратосфере, которая круглый год холоднее над океанами, чем над континентами. Энергетическим источником ПТМ III рода является воздействие теплового излучения на воздушные массы стратосферы. Аналогично функционирует и ПТМ IV рода, связанная с тем, что охлаждение стратосферы сильнее над экватором, чем в высоких широтах.

Режим работы перечисленных тепловых машин В. В. Шулейкин и назвал климатом. Дальнейшие исследования показали наличие ряда новых циклических механизмов формирования климатических условий сродни описанным. Самим В. В. Шулейкиным была обнаружена ПТМ V рода, связанная с развитием и эволюцией тропических циклонов [327]. Близка по структуре к атмосферной океанская ПТМ I рода, обеспечивающая меридиональный перенос масс и тепла. На возможности такого переноса впервые указывали А. Гумбольдт [96] и Э. Ленц [181], предсказавшие по немногочисленным наблюдениям подъем глубинных вод у экватора и опускание поверхностных вод в районах субполярного фронта. В океане отсутствует аналогичная атмосферной ПТМ II рода, однако сезонная цикличность отчетливо проявляется в колебаниях сезонного термоклина, для которого атмосфера попеременно является холодильником и нагревателем. Вопросы энергоснабжения верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) и колебаний сезонного термоклина подробно разбираются в [142, 204] и будут нами затронуты в соответствующих главах, как и цикличность в процессах взаимодействия океанских круговоротов с атмосферой. Особой колебательной структурой в системе океан—атмосфера, имеющей черты ПТМ, является валкеровская циркуляция, непосредственно связанная с Южным колебанием, которое выражается в изменении масс воздуха между восточным и западным полушариями в тропиках и субтропиках Тихого океана. Можно назвать много работ, посвященных анализу годового хода, двухлетней цикличности и ее нарушениям, модуляции колебаний в системах океанских течений и т. д. Сюда же относятся и многие модельные работы, авторы которых используют детерминированное описание для начальных и граничных условий и для функций источников.

Развитие геофизики позволило обнаружить многие важные особенности взаимодействия, не укладывающиеся в гипотезу о полицикличности процессов или достоверно не описываемые на количественном уровне в рамках такой гипотезы. На современном уровне информационного обеспечения исследований взаимо-

действия оказалось невозможным выделить отдельные циклы смены индивидуальных состояний земной климатической системы. Эти обстоятельства положили начало многочисленным направлениям, связанным со статистическим подходом к проблеме изменений климата и взаимодействия океана и атмосферы. Здесь интересно заметить, что термодинамика, о которой шла речь выше, в начале XX в., почти через 80 лет после своего возникновения, пережила второе рождение: стала развиваться статистическая термодинамика, начало которой было положено двумя трудами, вышедшими в 1901 г.: статьей М. Планка [504] о распределении энергии теплового излучения и работой Дж. Гиббса [405] «Элементарные принципы статистической механики, разработанные со специальным применением к рациональному обоснованию термодинамики».

В рамках статистического подхода получены значительные результаты в части анализа трендовых изменений интегральных параметров океана и атмосферы, а также их взаимодействия [51, 82, 128, 235, 241], исследована чувствительность атмосферных характеристик к долгопериодным океанским возмущениям [230, 236, 415], построена теория подобия планетарных атмосфер [17], многие выводы которой активно используются при моделировании земного климата. В течение последних двух десятилетий был достигнут прогресс и в области динамико-стохастического моделирования взаимодействия океана и атмосферы, развитого в основном благодаря работам К. Хассельмана [415, 416].

Право на существование такому подходу дают некоторые результаты статистической обработки весьма длинных рядов гидрометеорологических элементов [229, 240, 241], показывающие монотонность функций спектральной плотности этих рядов (без годовой составляющей). В работах [241, 242] анализировались очень разнородные ряды климатических параметров, причем спектральным анализом в них не было обнаружено значимых пиков на тех или иных частотах. В работе [229] по большому числу данных построены спектры аномалий температуры воды, которые на периодах от 20 сут до 3 лет имеют вид «красного» шума. Построение авторегрессионных моделей для рядов аномалий температуры воды в [229] дало, что модель авторегрессии первого порядка является оптимальной для более чем 60 % рядов.

Перечисленные экспериментальные результаты подкрепляют гипотезу Хассельмана [415] о возбуждении океана короткопериодными нерегулярными колебаниями в атмосфере. Эта гипотеза основана на неподобии спектров океанической и атмосферной изменчивости в диапазоне частот от одного цикла в месяц до одного цикла в несколько дней [304]. Спектр изменчивости атмосферных параметров в этом диапазоне частот имеет вид «белого» шума. Тогда приходится говорить, выражаясь терминами [229], о «красношумной» реакции океана на «белошумное» воздействие атмосферы. Близкие идеи о вероятностной природе климатической изменчивости высказывались ранее Т. Митчелом [482, 483]. Такая

гипотеза стала основой для создания динамико-стохастической модели колебаний климата [241, 242]. Развитие этого направления можно найти в работах [396, 397, 530, 531, 593]. Численные решения таких моделей иллюстрируют возможность возникновения крупномасштабных аномалий температуры поверхности стохастическим погодным возбуждением. Развитие этого направления позволило получить в настоящее время значительные результаты в области физики климата и сформулировать другое определение климата, данное А. С. Мониным [207] и считающееся классическим, когда климат определяется как статистический ансамбль состояний, проходимых климатической системой за периоды времени в несколько десятилетий, т. е. как многокомпонентное случайное поле.

Авторы не ставили своей задачей противопоставление названных подходов к исследованию крупномасштабного взаимодействия в системе океан—атмосфера. Такая задача была бы неблагодарной по ряду причин. Во-первых, бессмысленно искать противоречия там, где их не существует. Оба подхода не противоречат, а скорее дополняют друг друга, преследуя общую цель — достоверное количественное описание физических процессов крупномасштабного взаимодействия. Во-вторых, такое разделение подходов достаточно условно, и многие современные работы трудно однозначно отнести к тому или иному направлению: они часто используют результаты, полученные в рамках обоих подходов, что и свидетельствует о взаимном дополнении последних. Наконец, видимо, этими подходами не исчерпывается все многообразие возможностей изучения крупномасштабного взаимодействия.

Мы видели свою задачу в том, чтобы найти пути к преодолению указанных выше противоречий сложившейся системы представлений о крупномасштабном взаимодействии. Естественно, этого не удалось достичь в полной мере по всем аспектам изучаемой проблемы. Более того, ряд аспектов крупномасштабного взаимодействия, вольно или невольно, остался за пределами нашего внимания. Тем не менее, мы думаем, книга будет полезна океанологам, метеорологам и геофизикам, связанным в своей работе с проблемами крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы.

ГЛАВА 1

Основные энергетические источники системы океан — атмосфера

В этой главе мы очень кратко остановимся на основных энергетических источниках системы океан—атмосфера и попытаемся сопоставить некоторые энергетические потенциалы для Мирового океана. Ввиду того что мы изучаем тепловое взаимодействие, важно установить соотношение между тепловыми, динамическими, биологическими и геохимическими энергетическими потенциалами. Далее мы попытаемся очень кратко проанализировать радиационные процессы в системе океан—атмосфера и охарактеризовать роль этих процессов в формировании основных энергетических потенциалов взаимодействующих сред. Конспективность изложения отнюдь не означает, что авторы недооценивают важности радиационной энергетики для крупномасштабного взаимодействия. При необходимости мы будем отсылать читателя к обширной библиографии по этому вопросу, в первую очередь монографического характера. Только в последние годы появилось несколько прекрасных книг [42, 129, 153, 155, 156, 225, 298, 301, 302], освещающих эту проблему с самых различных точек зрения.

1.1. Глобальные энергетические потенциалы некоторых процессов в Мировом океане

В водах океана и в процессе взаимодействия океана и атмосферы протекают разнообразные физические, химические и биологические процессы, характеризующие обмен свойствами и преобразования энергии. Попробуем обобщить энергетические оценки отдельных процессов, протекающих в системе океан—атмосфера.

Представим оценки энергетических потенциалов в виде колонок показателей степеней при основании десять (рис. 1.1). Левая колонка будет характеризовать основные потенциалы, а также статьи прихода и расхода энергии за 3 млрд лет, т. е. за то время, когда в океане господствовали окислительные процессы, что имеет место и в настоящее время, согласно Богорову [29]. Полная энергия вод океана может быть оценена как энергия массы покоя по формуле Эйнштейна $E=MC^2$, где $M=1{,}4\times\times10^{21}$ кг — масса океанических вод, $C=3\cdot10^8$ м/с — скорость

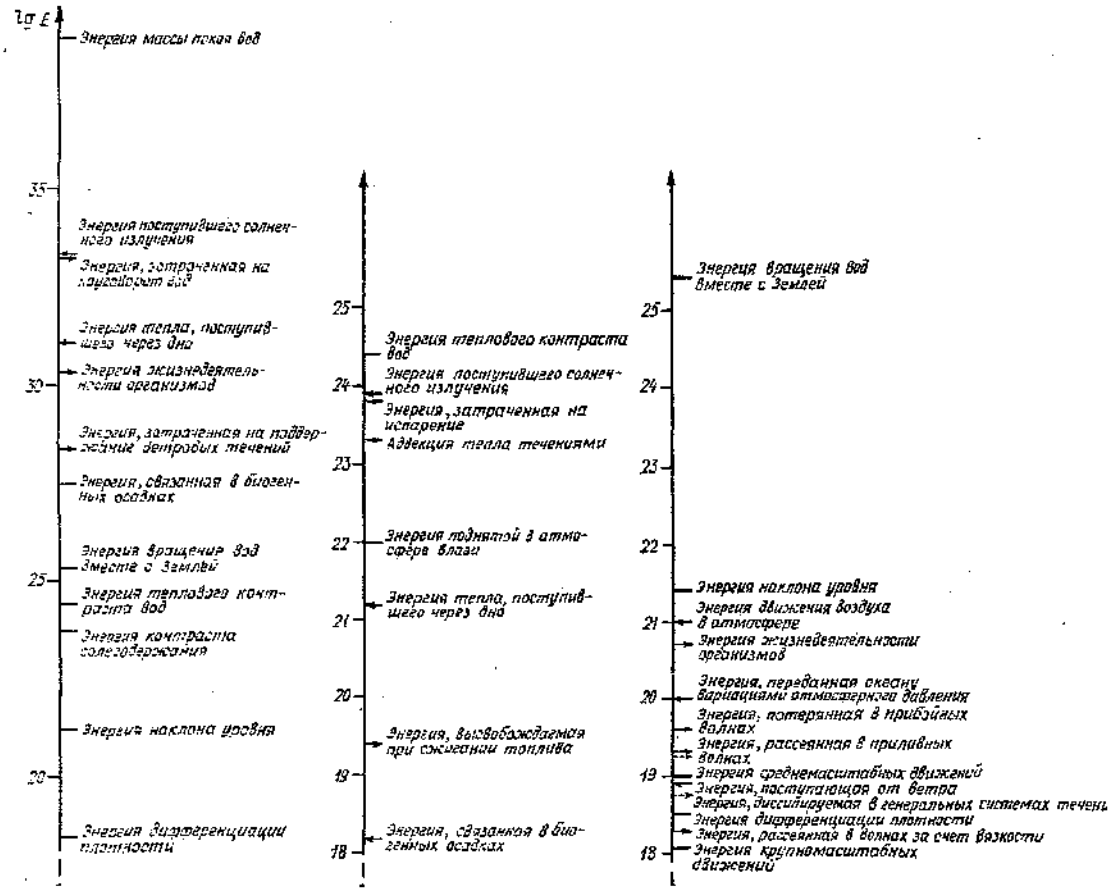


Рис. 1.1. Оценки некоторых энергетических потенциалов Мирового океана.

света. Соответственно получаем $1{,}2 \cdot 10^{38}$ Дж. Аналогичная оценка для атмосферы дает $4{,}8 \cdot 10^{35}$ Дж. Поступление энергии к водам океана от Солнца в виде излучения за 3 млрд лет составило $2{,}7 \cdot 10^{33}$ Дж, что дает за год $9 \cdot 10^{23}$ Дж. Эта оценка получается исходя из значения солнечной постоянной $1{,}8 \cdot 10^{17}$ Дж, альбедо, примерно равного 0,30, и поглощения океаном примерно одной четверти оставшейся доли радиации [207]. Преобладающая часть солнечной энергии расходуется на испарение воды — $8 \times \times 10^{23}$ Дж/год, что за 3 млрд лет составляет $2{,}4 \cdot 10^{33}$ Дж. Эта энергия затрачена на поддержание основного круговорота вод на поверхности Земли, обновление вод в гидросфере суши и проявляется в процессе глобального синоптического цикла влаги.

Источником энергии для вод океана служит также тепло, выделяемое Землей в процессе происходящего в ней радиоактивного распада веществ. По А. П. Виноградову [50], за время существования Земли выделилось 10^{31} Дж, что в среднем за год составляет $2 \cdot 10^{21}$ Дж.

Появление жизни на Земле привело к тому, что солнечная энергия стала активно усваиваться организмами и к процессу рассеяния энергии в неживых механических системах добавился принципиально новый процесс накопления энергии. В. Г. Богоровым [29] приведены расчеты количества энергии и вещества в живом населении океана. Опираясь на полученный О. И. Кобленц-Мишке средний для Мирового океана коэффициент утилизации энергии фитопланктоном (0,04 %, или $4 \cdot 10^{20}$ Дж/год), Богоров [29] указывает, что за время идущего в океане фотосинтеза связано энергии в миллион раз больше, чем суммарная годовая энергия солнечной радиации, падающая на поверхность океана, т. е. около $1 \cdot 10^{30}$ Дж. Эта энергия первоначально накапливается в первичном органическом веществе водорослей и многократно используется на разных трофических уровнях обитателями всей толщи вод. Только 0,2 % этой утилизованной энергии поступает в биогенный осадок и дает начало геологическим процессам. Таким образом, энергия, накапливаемая в биогенных осадках океана, характеризуется значением $2 \cdot 10^{18}$ Дж/год, что за 3 млрд лет составляет $6 \cdot 10^{27}$ Дж. Органического вещества в биомассе Мирового океана содержится $5{,}6 \cdot 10^{9}$ т, в продукции — $70 \cdot 10^{9}$ т, а золы соответственно $3 \cdot 10^{9}$ и $51 \cdot 10^{9}$ т. Вулканы, через которые глубинное вещество земной коры выходит на поверхность, что определяет темпы обмена вещества в земной коре, выбрасывают в год $3 \cdot 10^{9}$ т породы [169]. Человечество извлекает из Земли $(50 — 70) \cdot 10^{9}$ т горных пород в год, из которых примерно 10 % $[(5 — 7) \cdot 10^{9}$ т] используются в виде угля, нефти, металлов и т. д. При сжигании топлива ежегодно высвобождается энергия, равная $(4 — 5) \cdot 10^{19}$ Дж, а современное суммарное потребление энергии человечеством составляет около $4{,}2 \cdot 10^{20}$ Дж/год, причем каждые 20 лет это количество удваивается. При таких темпах развития энергетики через 50—100 лет освобождаемая человече-

ством энергия станет соизмеримой с энергией, участвующей в глобальных климатических процессах Земли. А если иметь в виду каталитические свойства ряда выбрасываемых в окружающую среду веществ, то следует предвидеть более близкую перспективу влияния антропогенного фактора на особенности перераспределения и трансформации солнечной энергии на земном шаре. В отличие от естественных природных факторов, в зависимости от которых климатическая система испытывает колебания около среднего положения, антропогенные факторы могут вызывать направленные изменения элементов среды [10, 42, 51, 153]. Таким образом, сопоставление энергии, накапливаемой на Земле и расходуемой человеком, показывает, что человечество по этому важному показателю сравнялось с производительностью природных процессов, и это является одним из важнейших факторов современного этапа взаимодействия природы Земли и человеческого общества.

Обратимся теперь к оценкам тепловых и динамических потенциалов Мирового океана, приведенным в левой колонке на рис. 1.1. Энергия теплового контраста вод Мирового океана составляет $(4 — 5) \cdot 10^{24}$ Дж, энергия наклона уровня океана 3×10^{21} Дж, энергия дифференциации плотности — $(4 — 5) \cdot 10^{18}$ Дж, а энергия контраста солесодержания — $(1 — 2) \cdot 10^{24}$ Дж. Энергия теплового контраста вод Мирового океана оценена по различию энтальпии в верхнем, 1000-метровом слое воды между зоной «теплых» вод от 30° с. ш. до 30° ю. ш. и зоной «холодных» от 30 до 60° широты северного и южного полушарий. Рассчитав разности содержания солей «теплых» и «холодных» вод по океанам и переведя их в затраты энергии на испарение воды (путем выравнивания содержания солей за счет добавления пресной воды), мы получили близкие к разностям тепловых потенциалов значения энергий, отвечающие различию солесодержания. Ниже, при обсуждении различий Тихого и Атлантического океанов мы увидим, что средняя соленость Атлантики на 0,3 ‰ выше средней солености Тихого океана. Оказывается, что именно эта разность солености представляет собой наибольшую энергетическую разность потенциалов в Мировом океане. Ей соответствует энергия $7 \cdot 10^{24}$ Дж, которую необходимо было бы затратить на избыточное испарение над Атлантическим океаном, обусловившее его относительное осолонение. В главе 4 будет показана необходимость межокеанского переноса тепла и солей между Атлантикой и Тихим океаном. Если допустить, что межокеанского переноса соли нет, то при существующем пресном балансе вод Атлантического океана за 100 лет его соленость увеличится на 0,35 ‰ и, таким образом, разность между соленостью Тихого и Атлантического океанов удвоится.

Энергия наклона уровня (рис. 1.1) оценена нами из превышения на один метр высоты уровня в низких широтах над уровнем в высоких широтах. Условно воды океана разделены на две равные части со средними высотами уровней, отличающимися на

один метр. Отсюда следует, что центр тяжести «высокой» воды поднят на полметра по отношению к «низкой». Дополнительная работа по подъему центра тяжести принята за потенциальную энергию наклона уровня. Энергия дифференциации плотности вод океанов оценена по различиям плотности в верхнем 2-километровом слое двух равных объемов вод, условно отвечающих «тяжелым» и «легким» водам. Центры тяжести этих масс находятся на одном уровне, а веса их разные. Работа, необходимая для подъема добавочного веса на уровень центра тяжести, принята за потенциальную энергию дифференциации плотности вод. Ниже нами будут приведены оценки доступной потенциальной энергии океана и атмосферы, которые дополняют картину энергетических потенциалов.

Энергия вращения вод океана вместе с Землей оценена, исходя из средней скорости 200 м/с, и составляет $3 \cdot 10^{25}$ Дж. Наибольшая линейная скорость на экваторе — 460 м/с, а на широте 30° она равна 230 м/с. Движения измеряются в океанах относительно системы отсчета, связанной с поверхностью Земли. Физический смысл этой относительности выражается параметрами подобия — *числами Россби и Кибеля*.

В двух правых колонках на рис. 1.1 приведены энергии, характеризующие работу за год. Первая из них отражает роль тепловых процессов. Главная часть приходящей радиации расходуется на испарение, а в самом океане выравнивание теплового потока происходит за счет адвекции тепла течениями, составляющей $1 \cdot 10^{23}$ Дж/год [328]. Для сравнения: потенциальная энергия поднятой в атмосфере влаги составляет 10^{22} Дж, а кинетическая энергия атмосферных движений — 10^{21} Дж [206].

Правая колонка отражает энергетику механических процессов. Энергия крупномасштабных движений, равная $1 \cdot 10^{18}$ Дж, приведена по А. С. Монину [207]. Энергия, рассеиваемая в волнах за счет вязкости, составляет $3 \cdot 10^{18}$ Дж, а энергия, теряемая за счет разрушения прибоя, — $6 \cdot 10^{19}$ Дж [168]. Энергия диссипации приливных движений оценивается по [190] в $1 \cdot 10^{20}$ Дж, а энергия, поступающая от ветра, равна $1 \cdot 10^{19}$ Дж [207]. Кинетическая энергия среднемасштабных течений ($1 \cdot 10^{19}$ Дж) оценена, исходя из характерной средней скорости мезомасштабных течений, равной 10 см/с. Оценка механической энергии, передаваемой океану вариациями атмосферного давления, получена двумя путями [169, 176] и составляет $1 \cdot 10^{20}$ Дж. Во-первых, такая оценка получается из анализа энергии среднемасштабных наклонов уровня, а во-вторых — из рассмотрения сил, приложенных к уровню океана со стороны градиентов атмосферного давления [176].

Таким образом, к основным энергетическим потенциалам Мирового океана относятся потенциал органического вещества в осадках Мирового океана, потенциалы теплового и солевого контрастов вод, в том числе межокеанский потенциал солесодержания. Главными источниками всех процессов в океане и атмо-

сфере являются тепловые источники (в первую очередь Солнце), а энергетика тепловых процессов на несколько порядков превосходит энергетику процессов динамических.

Рассмотрение общей энергетической картины процессов в океане способствует пониманию роли среднемасштабных процессов в ней. Кинетическая энергия среднемасштабных процессов примерно на порядок больше кинетической энергии крупномасштабных. Энергия среднемасштабных наклонов уровня больше чем на порядок превышает энергию крупномасштабной дифференциации плотности. Поступление механической энергии от атмосферы к метеоприливам примерно равно энергии, получаемой океаном от приливообразующих сил. Менее изучены процессы энергообмена в океанической и атмосферной средах в зависимости от масштаба и характера процессов. Нет убедительных данных о характерных периодах преобразования энергии из одного вида в другой в водах океана. Хотя и общепризнано, что главная энергия океана и атмосферы — тепловая, а главные потенциалы — контрасты энтальпии, пока нет достоверных оценок времени формирования этих контрастов и темпов передачи энергии разным видам движений.

Крупномасштабный контраст теплозапаса в океане намного превосходит как потенциальную энергию наклона уровня, так и энергию плотностной дифференциации вод. Сами тепловые различия вод, как правило, формируются на больших пространствах и сопровождаются плавными пространственно протяженными движениями конвективного типа. В неравномерно прогретых водах с меняющимися в пространстве плотностями существуют горизонтальные градиенты, которые могут быть и источниками локальных движений. В таких случаях в них переходит часть доступной потенциальной энергии. Если при ее вычислении исходить из разности запасов потенциальных энергий двух соседних равных объемов с разными плотностями в верхних частях, то для всего океана мы приходим к той оценке, которую ранее определили, как энергию дифференциации плотности, т. е. к 10^{18}—10^{19} Дж. Возраст вод верхнего слоя океана ($\approx$1000 м) оценивается 10—20 годами [309]. Из сопоставления энергии теплового контраста вод океана и контраста поступления солнечной энергии к теплым и холодным водам океана [$(1—3)\cdot10^{23}$ Дж/год] следует, что для накопления этого контраста необходимо примерно 10—15 лет. Тогда можно ориентировочно принять, что основные черты плотностной дифференциации верхнего слоя сформируются за 10 лет. Десятая часть этой энергии ежегодно передается механическим движениям океана. Следовательно, ежегодное поступление энергии в результате бароклинной неустойчивости ориентировочно следует оценить примерно в 10^{18} Дж.

Процессы взаимодействия океана и атмосферы являются главными факторами формирования энергетических потенциалов водной и воздушной оболочек и имеют огромное значение для трансформации энергии и обмена веществ в природной среде.

1.2. Процессы трансформации солнечной радиации в системе океан—атмосфера

Отправной точкой рассмотрения радиационной энергетики системы океан—атмосфера является внеатмосферный интегральный поток солнечной радиации, приведенный к среднему расстоянию между Землей и Солнцем, называемый солнечной постоянной и колеблющийся в пределах 1322—1428 Вт/м². Подавляющая часть энергии солнечного излучения лежит в области длин волн 0,3—0,5 мкм. Исследованию солнечной постоянной полностью или частично посвящено большое количество работ обзорного и монографического характера [153, 154, 308, 456, 457]. Во многих из них ставится под сомнение постоянство во времени солнечной постоянной. Обработка длинных временных рядов высокогорных, самолетных, аэростатных и спутниковых наблюдений показала условность этого термина. Так, 1000-суточный ряд наблюдений дал максимальный размах изменчивости 6,18 Вт/м² при среднем значении 1372 Вт/м² [428]. В [154] для средневзвешенного значения солнечной постоянной за период 1969—1981 гг. получено 1367,6 Вт/м² при погрешности 0,3 %, а в [207] называется на 1 % меньшее значение — 1353 Вт/м². Кстати, однопроцентное изменение солнечной постоянной, согласно результатам численного моделирования [373], соответствует изменению средней глобальной температуры на один градус. Солнечная постоянная испытывает короткопериодные и долгопериодные изменения. Например, ее спад в 1980 г. составил 0,04 % [154]. Регрессионный анализ позволил установить тренды уменьшения солнечной постоянной 0,0255 % (0,049 % по другим данным) в год [154]. Отмечается корреляция короткопериодных спадов с числом солнечных пятен.

Глобальные последствия для энергетики взаимодействия океана и атмосферы при малых изменениях солнечной постоянной эффективно исследуются с помощью малопараметрических моделей. Так, в [60] изменение солнечной постоянной на 1 % приводило к переходным процессам в климатической системе, которая приходила в новое равновесное состояние за 3—5 лет, причем этот период для суши был меньше, чем для океана.

Часть приходящей на верхнюю границу атмосферы радиации отражается системой Земля — атмосфера в космическое пространство, другая часть поглощается. Сама система Земля — атмосфера также излучает в космическое пространство поток радиации. Таким образом, радиационный баланс на верхней границе атмосферы может быть определен как

$$R_{TA} = I_0(1 - A_0) - R_l, \qquad (1.1)$$

где I_0 — падающая радиация; A_0 — альбедо системы Земля — атмосфера; R_l — уходящее длинноволновое излучение на верхней границе.

Определению альбедо системы Земля — атмосфера, характеризующему количество уходящей коротковолновой радиации, посвящены в основном исследования, использующие спутниковые измерения, хотя существуют сообщения о косвенном определении альбедо по фотометрированию пепельного света Луны [22, 25, 425]. Спутниковые измерения альбедо начались в 60-х годах и имеют уже почти 30-летнюю историю. Вопросы технологии обработки спутниковых измерений рассмотрены в монографиях [155, 156, 389]. Средние значения альбедо системы Земля — атмосфера 0,25 — 0,33 в зависимости от сезона, среднее годовое значение $\approx 0{,}29$. Данные [564] свидетельствуют о том, что альбедо Северного полушария примерно на 3,5 % выше, чем Южного. Определяющую роль в формировании альбедо играет глобальная облачность, на долю которой приходится, согласно [532], ≈ 66 % отражательной способности системы. Безоблачная атмосфера обеспечивает примерно 22 % отражения за счет молекулярного и аэрозольного рассеяния, и еще 12 % приходится на долю подстилающей поверхности. Меридиональное распределение альбедо системы Земля — атмосфера характеризуется увеличением значений от 0,22—0,24 в низких широтах до 0,50—0,60 в высоких [155]. Сезонные изменения проявляются в увеличении глобального альбедо в зимние месяцы и уменьшении в летние. Альбедо системы Земля — атмосфера несколько выше над сушей, чем над океанами. Указанные закономерности географического распределения связаны с альбедоформирующими факторами, такими, как зенитные углы Солнца, наличие снежно-ледяных покровов и облачности. Определяющая роль последней приводит к необходимости рассмотрения альбедо отдельных облачных систем. Так, в [155] для облаков St, Sc приводятся значения 0,75—0,80, а для облаков среднего и верхнего ярусов (Ac, Ci) 0,56—0,67. Роль аэрозолей в формировании глобального альбедо определяется количеством и радиусом частиц субмикронной фракции (0,1—1,0 мкм) [191], которые определяют оптическую толщину. В [268] показано, что аэрозольный ореол вокруг облаков может увеличивать альбедо облачного слоя на 5—10 %.

Наиболее сильно меняется альбедо подстилающих поверхностей A_s. Подробные обзоры этой проблемы можно найти в [42, 155, 156, 308]. Океан в среднем обладает значительно более низким альбедо, чем суша. Значения A_s для океана меняются в пределах 0,05—0,45, причем внутри 60° с. и ю. ш. эти изменения составляют 0,05—0,20. Для областей суши наибольшие альбедо (0,4—0,8) отмечаются для снежно-ледяных покровов, а наименьшие (0,15—0,25) — для таежных лесов средней полосы.

Для задач взаимодействия океана и атмосферы и теории климата крайне важны параметризации, позволяющие рассчитывать альбедо. Ряд таких соотношений для океана предлагается в монографии [308]. В работе [19] предложена параметризация альбедо системы Земля — атмосфера, основанная на раздельном учете факторов, формирующих альбедо: облачности, соотношения

океанов и континентов, площади льдов и астрономических параметров. Для энергобалансовых моделей климата крайне важна оценка альбедо-температурной связи в виде параметра dA_0/dT. Для этого параметра, как правило, называются значения $-0{,}0018\ldots 0{,}0026$ $К^{-1}$ [308, 410], причем, как указывается в [465], чувствительность альбедо к температуре мала в низких широтах и увеличивается в средних и высоких.

Вторым важнейшим компонентом радиационного баланса (1.1) является уходящее длинноволновое излучение системы Земля — атмосфера. В случае абсолютно черного тела излучение пропорционально четвертой степени температуры. Спектр излучения абсолютно черного тела следует из квантовой гипотезы Планка и весь лежит в диапазоне от 3,5 до 80 мкм. Длина волны, отвечающая максимуму в спектре, в соответствии с законом Вина составляет при 293 К 9,85 мкм. Земля, строго говоря, не является абсолютно черным телом, поэтому одной из важнейших становится задача параметризации коэффициента «серости» системы Земля — атмосфера. Количественной основой для этого могут служить спутниковые измерения уходящего излучения. Исторический обзор обработки и анализа спутниковых данных по радиационному длинноволновому излучению приводится в [155, 156]. В настоящее время имеется порядка 5—10 серий спутниковых измерений R_l продолжительностью более года. Зонально осредненные значения уходящего излучения максимальны в зоне 10° с. ш. — 20° ю. ш. (240—265 Вт/м²) и минимальны в приполярных районах (135—170 Вт/м²). Амплитуды годового хода R_l составляют 5—6 Вт/м² в экваториально-тропических широтах и 20—25 Вт/м² в приполярных. Значения над океанами в среднем выше, чем над сушей, на 10—15 %. В [156] приводится анализ поля длинноволнового излучения с помощью аппарата эмпирических ортогональных функций, позволивший выявить многие важные закономерности пространственной дифференциации. В многочисленных параметризациях, как правило, используются зависимости уходящего излучения от приземной температуры, облачности и влагосодержания атмосферы [51, 155, 225, 298, 308].

Отдельной проблемой является параметризация эффективного длинноволнового излучения океана E_l. Сводку формул различных авторов для E_l приводит Н. А. Тимофеев в книге [298]. Для ясного неба зависимости, как правило, имеют вид

$$E_l = \sigma T_w^4 (a_1 - a_2 e_z^{a_3}), \tag{1.2}$$

где T_w — температура поверхности океана; σ — постоянная Стефана—Больцмана; e_z — приводная влажность; a_1, a_2, a_3 — эмпирические коэффициенты.

В условиях облачности, особенно многослойной, следует использовать более сложные, чем (1.2), зависимости. Андерсоном [332] предложена формула, учитывающая не только балльность,

но и высоту облачности:

$$E_l = 0{,}55 \cdot 10^{-10} T_w^4 \{0{,}26 - 0{,}025n \exp(-0{,}0584H_0) - \\ - [0{,}0049 - 0{,}0054n \exp(-0{,}06H_0)]\, e_2\}, \qquad (1.3)$$

где n — количество облаков, в долях единицы; H_0 — средняя высота облачности в тысячах футов (1 фут = 0,305 м). Эффективное излучение в условиях многослойной облачности авторы [73, 306] рекомендуют определять как

$$E_l = \varepsilon \{\sigma T_w^4 - (1{,}026 T_a^2 \cdot 10^{-5} - 0{,}541) \times \\ \times (1 + k_н n_н^2)[1 + k_{св}(n_0^2 - n_н^2)]\}, \qquad (1.4)$$

где $k_н$, $k_{св}$ — коэффициенты, учитывающие влияние облаков нижнего, а также среднего и верхнего ярусов; n_0, $n_н$ — балльность, в долях единицы общей и нижней облачности; ε — излучательная способность океана; T_a — приводная температура.

Идущий от поверхности поток уходящей длинноволновой радиации убывает с высотой и достигает минимума на уровне тропопаузы или в 2-километровом слое над ней [124]. Вклад стратосферы в величину R_l, согласно [467], не превышает 3—10 %, что позволяет автору [298] отождествлять величины R_l с излучением абсолютно черного тела при температуре на уровне тропопаузы с точностью ±20 %. Одной из важнейших проблем анализа данных по длинноволновому излучению, так же как и при исследовании альбедо, является его чувствительность к изменениям приземной температуры воздуха. Параметризации такого рода являются ключевыми в энергобалансовых моделях климата [41, 42, 51, 145, 308]. Обзор таких связей, имеющих вид многомерных линейных зависимостей, приведен в [155, 308], где даются числовые значения эмпирических коэффициентов. Исследование обширного материала, приведенного в [51], позволило установить, что полиномы выше первой степени не улучшают аппроксимации $R_l(T_a)$.

Принципиальным моментом радиационных процессов в системе океан — атмосфера является преобразование радиации в облачной атмосфере и формирование облученности на уровне моря. Условия прохождения радиационных коротковолновых потоков через облачную атмосферу определяются ее влажностью, аэрозольной мутностью и количеством облаков. Причем роль первых двух факторов значительна, так как, по свидетельству [17, 298], океаническая атмосфера более прозрачна для коротковолновой радиации по сравнению с атмосферой над континентами при одинаковом количестве облаков. В ряде работ [155, 298] предлагаются методы учета поглощения радиации водяным паром и аэрозолями в безоблачной атмосфере, в [298] приводятся свидетельства того, что сами оптические толщины аэрозоля зависят от влажности.

Учет облачности при расчете приходящей на поверхность океанов коротковолновой радиации восходит к эмпирическим зависи-

мостям, обзор которых дается в [298]. Многие авторы предлагают линейную связь приходящей радиации с количеством облаков и радиацией при безоблачном небе. Но в работах [119, 120] рекомендуется нелинейная зависимость:

$$Q_n = Q_0 (1 - 0{,}47n^3),$$

$$Q_n (h) = 0{,}98 (\sin h)^{1{,}2} - 0{,}4 \sin hn^3, \qquad (1.5)$$

где n — балльность облачности, в долях единицы; Q_0 — радиация при безоблачном небе; h — полуденная высота Солнца. Учет ярусности облаков в формулах для Q_n, а также их альбедо A_n (частично возвращаемое из атмосферы излучение) приводит к соотношениям [1, 269]

$$Q_n/Q_0 = 1 - (0{,}37 + 0{,}49n_н/n)\, n \quad ([269]) \qquad (1.6)$$

или

$$\frac{Q_n}{Q_0} = \frac{0{,}96\,[1 - b\,(n + n_н)/2]}{1 - A_n\,[0{,}2 + 0{,}5\,(n + n_н)/2]} \quad ([1]), \qquad (1.7)$$

где $n_н$ — нижняя облачность; b — коэффициент, определяемый экспериментально для различных районов. Рассчитанные в [298] карты суммарной солнечной радиации на поверхности океанов имеют зональную структуру. В среднем суммарная солнечная радиация на земной поверхности составляет немногим более 50 % радиации, поступающей от Солнца на верхнюю границу атмосферы.

Поступившая на поверхность океана радиация частично отражается (эти процессы рассмотрены выше), а остальная часть поглощается водами океана. Радиационное поглощение в океане, как и в атмосфере, осуществляется молекулами воды, а также растворенных в ней веществ. Процесс поглощения радиации океанскими водами примерно в 10^3 раз интенсивнее, чем атмосферным воздухом, в силу большей плотности морской воды. Наименьшее поглощение радиации происходит в сине-зеленой области спектра, а инфракрасная радиация практически вся поглощается верхним метровым слоем воды. Распределение лучистой энергии Солнца по глубине в океане определяется соотношением

$$Q_w (z) = \int_0^\infty Q_w e^{-\varepsilon z}\, d\lambda, \qquad (1.8)$$

отражающим неравномерную интенсивность поглощения в различных диапазонах λ. Величина ε называется показателем ослабления радиации. В работах [30, 129, 298] приводятся формулы, позволяющие оценивать поглощение солнечной радиации водами океана. Большинство из них получены в результате обработки большого количества экспериментальных данных. Таким образом, радиационный баланс океана может быть выражен формулой, аналогичной (1.1):

$$R = Q_n (1 - A_w) - E_t. \qquad (1.9)$$

Радиационный баланс является одним из важнейших параметров взаимодействия океана и атмосферы. Закономерности ее пространственной и временной изменчивости будут рассмотрены в соответствующих главах. В табл. 1.1, приведенной по данным Тимофеева [298], дается сводка радиационных характеристик системы Земля — атмосфера. Из нее следует, что радиационные характеристики являются определяющими в формировании энергетики океана и атмосферы. Хотя, как мы увидим в дальнейшем, измен-

Таблица 1.1

Компоненты тепловых балансов на разных уровнях в системе подстилающая поверхность—атмосфера, по [298]

Уровень по вертикали	Компоненты тепловых балансов	Числовые значения, МДж/(м² · год)		
		1	2	3
Верхняя граница атмосферы	Радиация, поступающая от Солнца	11 502	9787	10 893
$H=30$ км	Радиация отражения	2 876	3980	3 268
	Поглощенная радиация	8 626	5807	7 625
	Длинноволновое излучение в космос	7 852	7213	7 625
	Радиационный баланс	774	—1406	0
Атмосфера	Поглощенная солнечная радиация	3 231	2100	2 829
	Длинноволновое излучение	6 720	5375	6 242
	Радиационный баланс	—3 489	—3275	—3 413
	Теплота конденсации водяного пара	3 428	1736	2 827
	Турбулентный поток тепла	460	815	586
	Адвективный перенос тепла	—399	724	0
	Результирующий баланс	0	0	0
Подстилающая поверхность	Суммарная солнечная радиация	5 844	5350	5 669
	Отраженная солнечная радиация	449	1643	873
	Поглощенная солнечная радиация	5 395	3707	4 796
	Эффективное излучение	1 132	1838	1 383
	Радиационный баланс	4 263	1869	3 413
	Турбулентный поток	460	815	586
	Теплота испарения	3 724	1197	2 827
	Адвективный перенос тепла	—79	799	0
	Результирующий баланс	0	0	0

Примечание. 1 — свободная ото льда поверхность океанов (70° с. ш.—60° ю. ш.); 2 — суша и полярные области; 3 — Земля как планета.

чивость и в особенности пространственная дифференциация процессов взаимодействия определяется турбулентными потоками тепла и влаги.

На основе рассмотрения и параметризации радиационных характеристик взаимодействия океана и атмосферы построены малопараметрические энергобалансовые модели климата, первые из которых были разработаны Будыко [41, 42] и Селлерсом [536, 537]. Такие модели основаны на законах сохранения и параметризации интегральных энергетических характеристик через приземную температуру, которая является основной естественной переменной модели. Дальнейшее развитие такого рода моделей связано с учетом сезонного хода и вертикальной структуры атмосферы [5, 202, 495]. Энергобалансовые модели смогли достоверно описать меридиональное распределение приземной температуры и ее сезонные изменения. Подробный анализ такого рода моделей приводится в [145, 308]. Широкие возможности представляют также радиационно-конвективные модели климата, позволяющие, установив равновесие радиации и конвекции, описать многие важные особенности распределения характеристик атмосферы с высотой [145, 146]. Исследование радиационной энергетики земной климатической системы на основе экспериментов с простыми моделями и по натурным данным является важнейшей задачей современной теории климата. Многие возможности такого исследования изложены в монографиях и обзорных статьях [15, 71, 207, 301, 302].

ГЛАВА 2

Крупномасштабный обмен энергией на границе океан — атмосфера

Крупномасштабные потоки тепла, влаги, количества движения на границе океан—атмосфера служат не только отправной точкой крупномасштабного взаимодействия, но одновременно являются и его квинтэссенцией, количественным выражением разнообразных обратных связей в климатической системе. При этом обмен энергией на границе долгое время оставался предметом изучения мелкомасштабного взаимодействия, которое часто сводится к энергопередаче в тонком приводном слое, о чем говорилось выше. Крупномасштабный энергообмен при этом рассматривается через призму пространственно-временно́го усреднения данных о параметрах приводного слоя, что, безусловно, справедливо, но и односторонне. За пределами внимания исследователей в этом случае остаются специфические механизмы крупномасштабных потоков тепла, влаги и импульса, которые могут служить основой для разработки крупномасштабных параметризаций процессов обмена на границе океан—атмосфера.

2.1. Особенности использования интегральных параметризаций аэродинамического метода при исследовании крупномасштабных процессов

Индивидуальные мгновенные значения турбулентных потоков явного (Q_H), скрытого (Q_E) тепла и импульса (Q_V) определяются вторыми смешанными моментами пульсаций вертикального компонента скорости w' и соответствующих параметров приводного слоя:

$$\begin{aligned} Q_H &= C_P \rho \overline{w' T_a'}; \\ Q_E &= L\rho \overline{w' q'}; \\ Q_V &= \rho \overline{w' u'}, \end{aligned} \tag{2.1}$$

где C_P — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; L — удельная теплота испарения; T_a', q', u' — пульсации температуры воздуха, удельной влажности, горизонтального компонента скорости; ρ — плотность воздуха. Возможность определе-

ния потоков в рамках (2.1) дают прямые пульсационные измерения в приводном слое, выполняемые с помощью малоинерционной аппаратуры. Несмотря на то, что такие измерения имеют непреходящее значение для понимания физики энергообмена на границе океан — атмосфера [57, 102, 134, 228, 378, 402, 486, 543], видимо, трудно пока говорить о возможности более или менее достоверно описать на количественном уровне в рамках такого подхода все многообразие процессов тепловлагообмена, включая сезонный ход и межгодовую изменчивость. Описанные трудности привели к необходимости разработки параметризации процессов обмена на границе. Одним из направлений разработки таких параметризаций для условий открытого океана стал аэродинамический подход, использующий многие выводы теорий турбулентности (гипотезу Буссинеска, теорию подобия Монина—Обухова и др.). Физические основы таких параметризаций достаточно подробно излагаются в монографиях [102, 121, 126, 151, 165, 244, 267, 306] и обзорных статьях [56, 61, 103, 591], поэтому, не останавливаясь на них, перейдем сразу к полуэмпирическим соотношениям аэродинамического метода (так называемым «балк-формулам»), в рамках которых, как правило, параметризуются потоки (2.1):

$$Q_H = C_P \rho C_T (T_w - T_a) V;$$
$$Q_E = L\rho \frac{0{,}622}{P_a} C_E (e_0 - e_z) V; \qquad (2.2)$$
$$Q_V = \rho C_V V^2,$$

где T_w, T_a — температура воды и воздуха; e_z — влажность воздуха; e_0 — упругость насыщения водяного пара при T_w; V — скорость приводного ветра. Атмосферные параметры приводятся к какой-либо фиксированной высоте (как правило, 10 м). В формулы (2.2) входят коэффициенты обмена теплом (C_T), влагой (C_E), импульсом (C_V), называемые соответственно числами Шмидта, Дальтона и коэффициентом сопротивления, определения которых как раз и являются задачей параметризации энергообмена на границе вода—воздух. Применение соотношений (2.2) даже для мгновенных измерений гидрометеорологических параметров связано с рядом гипотез и предположений, используемых при переходе от (2.1) к (2.2). В первую очередь это предположение о слое постоянства потоков, т. е. об отсутствии их дивергенции в приводном слое. В рамках этого предположения турбулентные потоки слабо (в пределах 20 %) меняются в слое толщиной несколько десятков метров, которая определяется как

$$h_s \approx 0{,}2 C_V V f^{-1} = 0{,}2 u_* C_V^{1/2} f^{-1},$$

где u_* — динамическая скорость; f — параметр Кориолиса. В общем случае не обязательно равенство величин h_s для потоков тепла, влаги и импульса. Другим важным предположением является стационарность процессов обмена в период наблюдений,

распространяемая также и на поведение независимых параметров приводного слоя. Важно и то, что при использовании соотношений (2.2) пренебрегается дивергенцией радиации в приводном слое за счет поглощения ее водяным паром, на что указывалось в [67, 375]. Следствием отмеченных допущений являются ограничения на горизонтальные градиенты параметров приводного слоя, при которых справедливы формулы (2.2). Анализ, проведенный в [36], позволяет свести эти ограничения к соотношениям

$$\left|\int_0^z \left(\frac{\partial T_a}{\partial t} + V\frac{\partial T_a}{\partial x} - \frac{\partial R}{\partial z}\right) dz\right| \ll |C_T (T_w - T_a) V|;$$

$$\left|\int_0^z \left(\frac{\partial e_z}{\partial t} + V\frac{\partial e_z}{\partial x}\right) dz\right| \ll |C_E (e_0 - e_z) V|, \tag{2.3}$$

важным в первую очередь для процессов вблизи океанских фронтальных зон, характеризующихся обострением горизонтальных градиентов температуры воды. Наконец, существенным предположением при использовании «балк-формул» является гипотеза о подобии процессов тепло- и влагообмена, выражающаяся в равенстве коэффициентов обмена теплом и влагой:

$$C_T \approx C_E, \tag{2.4}$$

позволяющем ввести в рассмотрение соотношение потоков явного и скрытого тепла, широко использующееся в моделировании и известное под названием отношения Боуэна [352]:

$$\mathrm{Bo} = \frac{Q_H}{Q_E} = \frac{\rho C_p \overline{w'T'}}{\rho L \overline{w'q'}} = 0{,}622\,\frac{T_w - T_a}{e_0 - e_z}. \tag{2.5}$$

На нарушение (2.4) указывает спектральная обработка прямых пульсационных измерений потоков [54, 57]. Обращает на себя внимание, что максимумы в спектрах потоков тепла, влаги и количества движения разнесены по частоте. Не совпадают также и дробные законы спектральных функций. Это ставит под сомнение подобие процессов тепло- и массообмена уже на микромасштабном уровне. В качестве наводящего соображения здесь можно сказать о том, что поток явного тепла между средами (т. е. нагревание одной среды другой) может быть не связан с потоком массы и осуществляется за счет переноса «теплорода» (в терминах времен начала развития термодинамики). Другими словами, для осуществления такого потока достаточно термического контраста между средами. Поток же влаги осуществляется переносом вещества, массы и связан с работой сил плавучести в приводном слое против силы тяжести. В этом смысле термин «турбулентные» потоки по отношению к потокам явного тепла не совсем точный, так как указывает лишь механизм, а не причину возникших

потоков: не будь разности температур, никаких потоков не возникло бы, как бы сильно не была развита турбулентность в атмосфере и в океане.

Существует несколько подходов к определению коэффициентов обмена в формулах (2.2), полученных в первоначальном виде В. В. Шулейкиным [538].

Первый связан с сопоставлением результатов прямых пульсационных наблюдений со стандартными гидрометеорологическими. Немногочисленность прямых измерений потоков, невозможность их организации в штормовых условиях (при $V > 12$ м/с) не позволяет сейчас говорить об универсальности параметризаций, полученных в рамках этого очень привлекательного подхода, который основывается на рассмотрении корреляционных связей между произведениями стандартных параметров $[(T_w - T_a)V]$ и $[(e_0 - e_z)V]$ и измеренными произведениями пульсаций $w'T'_a$ и $w'e'_z$. Проведение специализированных экспериментов по взаимодействию ВОМЕХ, АМТЕХ, NORPAX, JASIN, ТРОПЭКС, АТЭП, НЬЮФАЭКС позволило получить различные значения коэффициентов обмена в рамках предположения о линейной связи произведений пульсаций с произведениями измеренных параметров:

$$\overline{w'T'_a} = C_T (T_w - T_a) V + A_T;$$

$$\overline{w'e'_z} = C_E (e_0 - e_z) V + A_E. \tag{2.6}$$

Однако даже немногочисленные измерения привели к необходимости отдельного поиска зависимостей (2.6) для различных интервалов изменения характеристик приводного слоя. Сообщения о параметризациях, основанных на прямых измерениях, можно найти в [333, 337, 398, 460, 473, 501, 505, 506, 544, 554, 572].

Другой подход к определению коэффициентов обмена в «балк-формулах» основан на сопоставлении характеристик приводного слоя атмосферы с балансом тепла и влаги замкнутого или искусственно выделенного объема воды. В этом случае справедливы балансовые уравнения

$$\rho_w C_P \partial \widehat{T}_w / \partial t + \rho_w C_P \oint_L \widehat{uT_w}\, dl + \overline{\overline{R}} = \overline{\overline{Q}}_H + \overline{\overline{Q}}_E;$$

$$\partial m / \partial t + \overline{\overline{F}} + r = \overline{\overline{I}};\ \overline{\overline{IL}} = \overline{\overline{Q}}_E, \tag{2.7}$$

где «$\frown$» означает осреднение по глубине бассейна, а «$=$» — по площади, ограниченной контуром L; m — масса воды в выбранном объеме; F — осадки; r — речной и подземный сток; I — масса испарившейся воды. Из (2.7) может быть получена оценка C_T, C_E при надежном определении других членов. Наиболее эффекти-

вен такой подход при рассмотрении среднегодового баланса замкнутого водоема, когда обращаются в нуль трудноопределяемые на количественном уровне члены левой части (2.7). При замыкании баланса для Мирового океана оценки получались в [39, 40, 297], Черного моря — в [122, 123], Средиземного и Красного морей — в [364], Северной Атлантики — в [284]. Попытки определения коэффициентов обмена из (2.7), когда второе уравнение заменяется балансовым соотношением для влажности в столбе атмосферы, были проведены в экспериментах «Куросио-84», НЬЮФАЭКС-88. К сожалению, точность балансового подхода в значительной степени определяется достоверностью расчета членов левой части, значения которых формируются процессами, о которых исследователи имеют лишь качественные представления.

Большие возможности для параметризации процессов тепло- и влагообмена открывает моделирование тепло- и массопереноса в стратифицированном приводном слое. Такой подход позволяет рассмотреть изменения коэффициентов обмена в широком диапазоне изменчивости параметров приводного слоя. Группой авторов из Главной геофизической обсерватории построена развитая система параметризаций энергообмена на основе модели процессов переноса в приводном слое [34, 35]. Модель рассматривает энергообмен в приводном слое при различных режимах: нейтральной стратификации, устойчивости, слабой и сильной неустойчивости, критерием которых выступают соотношения z/L и $z_к/L$, где z — высота наблюдений, $z_к$ — уровень, разделяющий турбулентный и конвективный режимы, L — масштаб Монина—Обухова:

$$L = \frac{C_u^{3/2} u^2}{\varkappa (g/T) C_T (T_w - T_a)(1 + 0{,}07/\mathrm{Bo})}, \qquad (2.8)$$

обобщенный на случай влажностной стратификации приводного слоя. В (2.8) $\varkappa$ — постоянная Кармана, T — температура, в кельвинах. Коэффициенты (2.2) определяются в рамках [34, 245] через интегралы от коэффициентов турбулентного обмена:

$$\int_0^z \frac{dz}{k_u(z)}, \quad \int_0^z \frac{dz}{k_T(z)}, \quad \int_0^z \frac{dz}{k_E(z)},$$

вид которых зависит от режима приводного слоя. В работах [11, 13, 31] проведена адаптация расчетной схемы к методике стандартных гидрометеорологических наблюдений, позволившая разработать таблицы и номограммы, оформленные в виде методических указаний [202, 306].

В [196, 197] предложена схема параметризации коэффициентов обмена, основанная на детальном описании зависимостей универсальных функций, характеризующих распределение характеристик приводного слоя, от числа Рейнольдса шероховатостей. Схема [197], как и выше описанная [202], сводится к системе

трансцендентных уравнений, решением которой является семейство кривых, позволяющих определять величины C_u, C_T, C_E в зависимости от скорости ветра V и виртуального («эффективного» в терминах [202]) перепада температур:

$$\delta T^* = (T_w - T_a)(1 + 0{,}07/\mathrm{Bo}), \tag{2.9}$$

введенного впервые в рассмотрение в [202]. В ряде работ предлагаются другие параметризации, основанные на рассмотрении универсальных зависимостей в приводном слое при различных режимах последнего [9, 231, 250, 336, 362, 445, 447, 469].

Так, Кондо [445, 446] исходит из определяющей роли молекулярных процессов на поверхности жидкости и обмена количеством движения для интенсивности тепломассопереноса. Им предложены формулы для коэффициентов обмена вида

$$C_T = S\left[a_T + b_T V^{p_T} + d_T (V-8)^2\right] \cdot 10^{-3};$$
$$C_E = S\left[a_E + b_E V^{p_E} + d_E (V-8)^2\right] \cdot 10^{-3}. \tag{2.10}$$

Интересно, что в [446] найдено теоретическое обоснование уменьшения C_E при сильных ветрах. Схема, близкая по исходным посылкам к [202], приводится в [128, 250]. Возможности параметризации теплообмена на основе численного и лабораторного моделирования обсуждаются в [375, 444].

Важным вопросом при разработке параметризаций процессов обмена на границе вода — воздух является описание специфических особенностей, возникающих при сильных ветрах и в штилевых условиях. При анализе процессов обмена при штормах в поле зрения исследователей оказываются в первую очередь нетурбулентные механизмы взаимодействия, связанные с брызгообразованием в приводном слое и возникновением пузырьков в приповерхностном слое воды. Полный анализ этих процессов приводится Р. С. Бортковским в [32, 33, 245], где предложены формулы для коэффициентов обмена, учитывающие термодинамику брызгообразования. Оригинальная параметризация процессов обмена в штормовых условиях предлагается в [140, 141]. При анализе (2.2) очевидны неопределенности, возникающие при использовании этих соотношений в маловетреных и штилевых условиях. При $V \to 0$ величины Q_H, Q_E в рамках (2.2) также стремятся к нулю, что не соответствует действительности. Поэтому разработка параметризаций процессов обмена в условиях, близких к штилевым, — не менее важная задача, чем описание штормовых механизмов. Эти проблемы детально рассматриваются в работах [78—80, 231] и ряде других.

В [78, 79] построена теория, позволяющая описывать процессы обмена при свободной развитой конвекции в двухкомпонентной среде. В работах [80, 231] эта теория обобщена в виде параметри-

заций, позволяющих оценивать потоки тепла и испарение при штиле и маловетрии ($V < 3$ м/с):

$$Q_H = A_H \rho C_P (T_w - T_a)^{1/3} \left[\frac{\alpha k_T^2 g}{\nu}\left(1 + \frac{m}{\mathrm{Bo}}\right)\right];$$

$$Q_E = A_E \rho L (q_0 - q_a)^{1/3} \left[\frac{\beta k_E^2 g}{\nu}\left(1 + \frac{\mathrm{Bo}}{m}\right)\right], \qquad (2.11)$$

где α — коэффициент теплового расширения воздуха; $\beta \approx 0{,}61$; $k_T k_E$ — кинематические коэффициенты молекулярной диффузии тепла и водяного пара; $m = \beta C_P/(\alpha L)$; A_H, A_E — числовые множители.

Многообразие подходов к параметризации процессов обмена неизбежно ведет к весьма широкому диапазону значений коэффициентов обмена, предлагаемых разными авторами. Обобщения, позволяющие сопоставлять различные методы расчета, приводятся в [103, 121, 231, 333, 350, 398]. Как правило, значения коэффициентов обмена лежат в пределах $(1{,}0 - 2{,}0) \cdot 10^{-3}$. Последние исследования [134, 350] настойчиво свидетельствуют, что коэффициент влагообмена несколько больше коэффициента теплообмена. Авторы параметризаций, использующих постоянные коэффициенты, как правило, склоняются к значениям $C_H = (0{,}8 - 1{,}4) \cdot 10^{-3}$ и $C_E = (1{,}0 - 1{,}7) \cdot 10^{-3}$. Сводки значений постоянных и переменных коэффициентов обмена приводятся в [121, 350], причем в [350] проведено апробирование разных методик на базовом массиве данных. На рис. 2.1 приведены результаты сопоставления различных методик расчета C_H и C_E, а в табл. 2.1

Таблица 2.1

Изменения параметров энергообмена океана и атмосферы при использовании различных параметризаций, по [350]

Параметр	Вариации средних значений, %	Максимальные вариации, %
Q_H	23—36	70—100
Q_E	15—31	40—120
Q_V	15—26	40—80
Bo	20—74	60—260

демонстрируются вариации параметров энергообмена в зависимости от выбора C_H, C_E. Нами были исследованы различия параметризаций, использующих коэффициенты обмена, зависящие от динамики приводного слоя и стратификации. Наибольшие расхождения (≈ 40 %) наблюдаются при экстремальных скоростях

ветра и градиентах приводного слоя. Все вышеупомянутые проблемы описания физических процессов в приводном слое воздуха и их параметризаций относятся в первую очередь к мгновенным значениям потоков тепла, испарения и импульса, определяемым по так называемым «срочным» гидрометеорологическим наблюдениям. При анализе крупномасштабных процессов, связанных

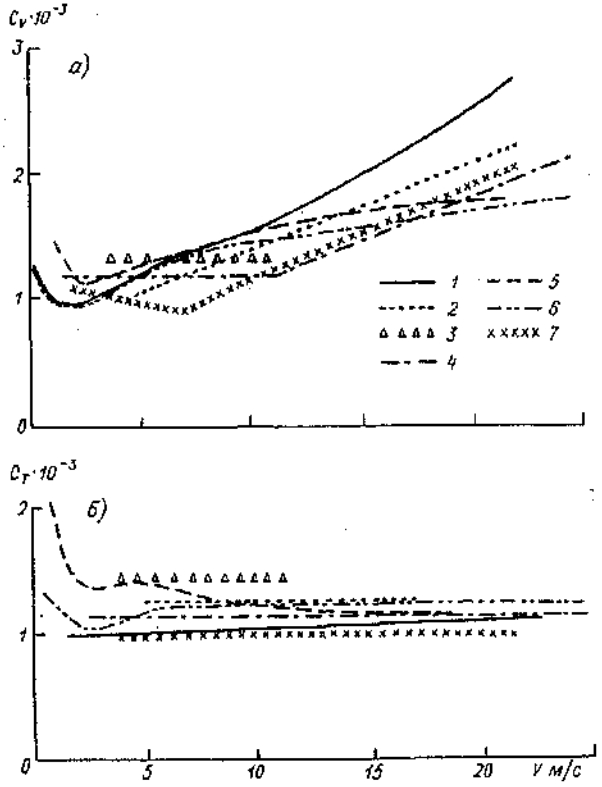


Рис. 2.1. Зависимость коэффициентов обмена импульсом (*а*) и теплом (*б*) от скорости ветра по данным различных авторов (по [350]).

1 — по Китайгородскому [151]; *2* — Гарратту [401]; *3* — Крюгермейер (1976); *4* — Ларджу и Понду [460]; *5* — Лиу (1979); *6* — Кондо [446]; *7* — Фрайху и Шмидту [398].

с сезонной и климатической изменчивостью, для расчетов в рамках (2.2) используются осредненные за некоторые промежутки времени и по пространству параметры. В этом случае зависимость коэффициентов обмена от гидротермодинамических условий дополняется зависимостью от масштабов пространственно-временно́го осреднения, возникающей из-за нелинейности (2.2) и взаимной корреляции параметров приводного слоя. В учете этого и

состоят особенности использования интегральных параметризаций аэродинамического метода для исследования крупномасштабного взаимодействия.

Параметры, входящие в (2.2), можно рассматривать как имеющие следующую общую временну́ю структуру:

$$T(t) = \sum_{i=k}^{l} T_i = \bar{T} + \tilde{T} + \hat{T} + T', \tag{2.12}$$

где члены правой части отвечают климатическим изменениям, сезонному ходу, синоптической и короткопериодной изменчивости. Для масштаба временно́го осреднения $\tau_k < \tau_j < \tau_l$ параметры могут быть представлены средним значением за τ_j и флюктуациями, отвечающими масштабам $\tau < \tau_j$:

$$T(\tau_j) = \bar{T}(\tau_j) + T'(\tau_{i=k,\,l}) = \bar{T}(\tau_j) + \sum_{i=k}^{l} T_l. \tag{2.13}$$

С учетом (2.13) для (2.2) можно записать:

$$\overline{C_T V \delta T} = \overline{C_T}\,\overline{V}\,\overline{\delta T} + \overline{C_T V'}\,\overline{\delta T'} + \overline{C_T' V'}\,\overline{\delta T} + \overline{C_T' \delta T'}\,\overline{V} + \overline{C_T' \delta T' V'}; \tag{2.14}$$

$$\overline{C_E V \delta e} = \overline{C_E}\,\overline{V}\,\overline{\delta e} + \overline{C_E V' \delta e'} + \overline{C_E' V'}\,\overline{\delta e} + \overline{C_E' \delta e'}\,\overline{V} + \overline{C_E' \delta e' V'},$$

где $\delta T = T_w - T_a$; $\delta e = e_0 - e_z$.

Выражение, аналогичное (2.14), можно записать и для пространственного осреднения. Как правило, когда используют осредненную информацию и приходят к необходимости учета и параметризации последних четырех членов (2.14), говорят о корректном и некорректном подходе к расчету тепловых потоков, мерой различия которых могут служить соотношения:

$$\begin{aligned} \xi_H(\tau) &= \overline{C_T V \delta T}/(\overline{C_S}\,\overline{V}\,\overline{\delta T}); \\ \xi_E(\tau) &= \overline{C_E V \delta e}/(\overline{C_E}\,\overline{V}\,\overline{\delta e}); \\ \xi_V(\tau) &= \overline{C_V V^2}/(\overline{C_V}\,\overline{V}^2). \end{aligned} \tag{2.15}$$

Это, безусловно, верно с точки зрения методологии расчета, однако интерпретация коэффициентов (2.15) только как погрешности осреднения функций от коррелированных параметров представляется несколько односторонней. Дальнейший анализ величин (2.15) при разных τ покажет, что они могут рассматриваться как количественные характеристики взаимодействия на различных масштабах.

Оценка роли временно́го осреднения параметров на примере внутримесячных корреляций впервые была проведена Гарстангом [403], получившим заметное превышение среднемесячных оценок тепловых потоков для тропической Атлантики по сравнению с результатами Джекобса [437] и Будыко [39], использовавших сред-

немесячные данные. В [66] Гаврилиным и Мониным проведен расчет на модели общей циркуляции атмосферы, позволивший оценить вклад масштабов с $24 \leqslant \tau \leqslant 720$ ч в осредненные за 70 сут значения потоков. Авторы пользовались постоянными и равными друг другу коэффициентами обмена теплом, влагой, импульсом. Ими получены пространственные распределения величин (2.15), которые свидетельствуют о сильной пространственной дифференциации вклада внутримесячного осреднения в среднемесячные потоки. Средние значения ξ_H, ξ_E, ξ_V составили соответственно 1,87, 1,95 и 2,40. Максимальные значения ξ_H, ξ_E (5,0—6,0) наблюдались в районах интенсивной синоптической изменчивости (исландский и алеутский минимумы). Авторы [66] сами говорили о предварительном характере своих оценок. Видимо, серьезный анализ количественных значений (2.15), получаемых на моделях, несостоятелен без анализа спектрально-статистических свойств самих моделей.

В работе [284] впервые были применены данные судов погоды для оценки вклада внутримесячных корреляций в среднемесячные значения потоков. Расчеты, проведенные для двух месяцев 1969 г. по данным судов «*B*», «*D*», «*J*», «*M*», позволили оценить коэффициенты (2.15), которые оказывались в среднем равны 10—15 % при вариациях от 5 до 40 %. Исследование роли внутримесячного осреднения на базе 25-летнего массива данных по судам погоды для января и июля проведено в [391], где впервые были оценены отдельные корреляционные члены (2.14). В табл. 2.2 приведены эти оценки. Результаты [391] показали, что использование «срочных» данных повышает оценки потоков скрытого тепла на —2... +3 %, а явного — менее чем на 10 %. В [391] использовалась параметризация коэффициентов обмена, предполагавшая хотя и равные друг другу, но зависящие от стратификации и динамики приводного слоя коэффициенты. В работе [470], также посвященной анализу данных судов погоды, детально исследовался весь внутримесячный интервал осреднения при постоянных коэффициентах обмена теплом и влагой и слабо зависящем от скорости ветра коэффициенте обмена импульсом.

Значения коэффициентов (2.15) по [470] составили при $\tau = 720$ ч: $\xi_H = 1{,}25...\ 1{,}45$, $\xi_E = 1{,}2...\ 1{,}6$, $\xi_V = 1{,}4...\ 1{,}5$ и для них была предложена параметризация вида

$$\left\{\begin{matrix}\xi_H \\ \xi_E \\ \xi_V\end{matrix}\right\} = 1 + \alpha |V|^{\beta} \tau^{\gamma}, \qquad (2.16)$$

где V — в метрах в секунду, τ — в днях, α, β, γ — эмпирические коэффициенты.

Крупный цикл работ по исследованию роли внутримесячного осреднения проведен группой авторов из ГГО [12, 32, 33, 217]. В основу предложенной ими параметризации вклада внутримесячных корреляций положен учет повторяемости штормовых

Таблица 2.2

Члены (2.14) рейнольдсова осреднения соотношений (2.2) для отдельных судов погоды, по [391]

Судно погоды, месяц	10^{-3} м · К/с					
	$\overline{C_H \delta T V}$ =	$\overline{C_H}\,\overline{\delta T}\,\overline{V}$ +	$\overline{C_H}\,\overline{\delta T' V'}$ +	$\overline{C'_H \delta T'}\,\overline{V}$ +	$\overline{C'_H V'}\,\overline{\delta T}$ +	$\overline{C'_H V' \delta T'}$
„D"						
Январь	66,12	62,86	2,50	5,28	—3,35	—1,17
Июль	2,45	1,88	—1,03	2,44	0,01	—0,85
„N"						
Январь	12,00	10,81	—0,56	2,40	—0,28	—0,37
Июль	8,37	6,50	0,46	1,52	0,05	—0,16

	10^{-6} м · (°С/г)$^{-1}$ · с$^{-1}$					
	$\overline{C_E \delta q V}$ =	$\overline{C_E}\,\overline{\delta q}\,\overline{V}$ +	$\overline{C_E}\,\overline{\delta q' V'}$ +	$\overline{C'_E \delta q'}\,\overline{V}$ +	$\overline{C'_E V'}\,\overline{\delta q}$ +	$\overline{C'_E V' \delta q'}$
„D"						
Январь	68,0	70,7	—0,1	1,9	—3,7	—0,8
Июль	16,4	16,5	—1,9	2,6	—0,0	—0,8
„N"						
Январь	37,6	39,1	—1,4	1,2	—1,1	—0,2
Июль	35,3	35,2	—0,0	0,2	—0,1	—0,0

скоростей ветра, распределение которых описывается законом Максвелла:

$$q(V) = (2V/\overline{V^2}) \exp(-\overline{V^2}/\overline{V^2}), \qquad (2.17)$$

где $\overline{V^2} = V^2 + \sigma_V^2$. Для определения Q_H и Q_E по среднемесячным значениям в [217, 306] предлагаются формулы:

$$Q_H = \left\{\left[1 - \sum_i q_{V_i > 14}\right] C_H(\overline{V}_0, \overline{\delta T}, \overline{\delta e})\,\overline{V}_0 + \right.$$
$$\left. + \sum_i \left[q_{V_i > 14} \frac{V_i + V_{i+1}}{2} C_H\left(\frac{V_i + V_{i+1}}{2}\right)\right]\right\} \overline{\delta T} \rho C_P;$$

$$Q_E = \left\{\left[1 - \sum_i q_{V_i > 14}\right] C_E(\overline{V}_0, \overline{\delta T}, \overline{\delta e})\,\overline{V}_0 + \right. \qquad (2.18)$$
$$\left. + \sum_i \left[q_{V_i > 14} \frac{V_i + V_{i+1}}{2} C_E\left(\frac{V_i + V_{i+1}}{2}\right)\right]\right\} \frac{0{,}622 \delta e}{P_a} L,$$

где

$$\overline{V}_0 = \frac{\overline{V} - \sum_i \left[q_{V_i > 14}(V_i + V_{i+1})/2\right]}{1 - \sum_i q_{V_i > 14}}.$$

Результаты [32, 33] дали, что при $V < 14$ м/с вклад внутримесячных корреляций в значения Q_H, Q_E не превышает 10 %, а при $V \geqslant 14$ м/с — возрастает до 40 %. В какой-то мере этот результат предопределен схемой параметризации C_H, C_E, используемой в [32, 33]. Дисперсии σC_H, σC_E при $V > 14$ м/с в рамках [202] в 2—3 раза выше, чем при $V < 14$ м/с, что определяет возрастание роли членов, содержащих корреляции $\overline{C'V'}$, $\overline{C'\delta T'}$, $\overline{C'\delta T'V'}$ при $V > 14$ м/с. Оценка вклада внутримесячных корреляций в осредненные оценки потоков по данным для Каспийского моря приводится в [179, 250], где исследован сезонный ход коэффициентов (2.15). Надо отметить, что замкнутые и квазизамкнутые водоемы представляют уникальную возможность независимой оценки роли разномасштабного осреднения данных в расчетах потоков тепла и испарения. Здесь следует упомянуть работы по Красному и Средиземному морям [364], а также цикл работ [122, 123], посвященный анализу самых разносторонних данных по Черному морю. Авторы предложили различные значения коэффициентов обмена при различных масштабах осреднения данных (табл. 2.3) и получили формулы для определения переменных коэффициентов:

Таблица 2.3

Постоянные коэффициенты обмена C_H, C_E при различных масштабах осреднения гидрометеорологических данных, по [123]

Период осреднения	C_H	C_E
„Срочные данные"	1,74	2,68
1 мес	2,14	2,57
1 год	2,50	2,47

при использовании «срочных» данных —

$$\hat{C}_H = 0{,}173\hat{f}^* + 1{,}06 + 0{,}069\hat{V};$$
$$\hat{C}_E = 0{,}287\hat{f}^* + 1{,}75 + 0{,}114\hat{V},$$

среднемесячных данных —

$$\overline{C}_H = 0{,}227\overline{f}^* + 1{,}40 + 0{,}091\overline{V}; \qquad (2.19)$$
$$\overline{C}_E = 0{,}273\overline{f}^* + 1{,}69 + 0{,}110\overline{V},$$

среднегодовых данных —

$$\overline{\overline{C}}_H = 0{,}287\overline{\overline{f}}^* + 1{,}76 + 0{,}115\overline{\overline{V}};$$
$$\overline{\overline{C}}_E = 0{,}267\overline{\overline{f}}^* + 1{,}62 + 0{,}106\overline{\overline{V}},$$

где

$$f^* = (15/u - 1)\lg(\delta T^* + 1{,}7).$$

Результаты [121—123] показывают, что внутримесячное осреднение занижает потоки явного тепла в среднем на 20 %, а внутригодовое — примерно на 40 %, тогда как для потоков скрытого тепла этих эффектов не отмечается.

Важно указать, что значительно меньше внимания уделяется эффектам пространственного усреднения данных. Здесь можно назвать работу [178], результаты которой использовались в [231].

Параметризация вклада пульсаций в значения среднего ветрового напряжения предложена в [577] и развита в [209], где среднее напряжение ветра $\overline{Q}_V$ определяется через плотность вероятности его флюктуаций $\overline{p}_V$:

$$\overline{Q}_V = \rho_a \int\int_{-\infty}^{\infty} C_V |\mathbf{V}| \mathbf{V} p_V(U', V')\, dU'\, dV',$$

где p_V задается в виде изотропного нормального распределения:

$$p_V = \frac{1}{2\pi\sigma_V^2} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_V^2}|V|^2\right).$$

Теперь для $\overline{Q_V}$ нетрудно получить расчетную формулу:

$$Q_V \approx \rho_a C_V(a)\, a\overline{V}, \tag{2.20}$$

где

$$a = (\overline{|V|^2} + k_V\sigma_V^2)^{1/2},$$

k_V определяется видом зависимости $C_V(V)$ и может быть принятым $k_V \approx 3{,}70$. Обработанные в [553] многочисленные наблюдения судов погоды в Северной Атлантике позволили найти выражение для дисперсии σ_V от значений средней скорости и среднего модуля ветра. При выполнении гипотезы изотропности обычно такая связь устанавливается в виде

$$\overline{|V|} = \sigma_V \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[\left(1 + \frac{m^2}{2\sigma_V^2} \right) I_0\left(\frac{m^2}{4\sigma_V^2} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{m^2}{2\sigma_V^2} I_1\left(\frac{m^2}{4\sigma_V^2} \right) \right] \exp\left(-\frac{m^2}{4\sigma_V^2} \right),$$

где $m = |\overline{V}|$; I_n — функция Бесселя второго рода порядка n от вещественного аргумента. С ошибкой менее 4 % выражение для $\overline{|V|}$ может быть аппроксимировано формулой

$$\sigma_V = 0{,}8\,(\overline{|V|^2} - |\overline{V}|^2)^{1/2}. \tag{2.21}$$

Выражения (2.20), (2.21) могут быть использованы для оценки напряжений ветра, исходя из осредненных наблюдений. Использование этой параметризации позволяет описать до 70 % значения $\delta Q_V = (\overline{C_V V^2} - C_V \overline{V}^2)$. В работе [209] приводятся необходимые номограммы для практических расчетов.

С позиций рассмотрения коэффициентов (2.15) как характеристик взаимодействия на различных масштабах нами проанализирована роль различных временных масштабов в энергообмене океана и атмосферы по данным океанской станции «*C*», характеризующейся высокой изменчивостью гидрометеорологических процессов, за 32-летний период с 1949 по 1980 г. Исходный материал составляли срочные наблюдения с дискретностью 3 ч (всего более 92 000 сроков). Начиная с 1953 г. данные почти не содержат пропусков. Исследовался достаточно широкий диапазон масштабов временно́го осреднения: 3 ч 1, 3, 5, 10 сут, 1, 3, 6 мес, 1, 2, 10, 20 лет, позволивший описать весь диапазон изменчивости и оценить влияние синоптических флюктуаций сезонного хода и климатических изменений на процессы обмена на границе океан—атмосфера. Осреднение с масштабом τ задавалось прямоугольной высокочастотной фильтрацией срочного ряда

$T(t)$ дискретности d

$$\overline{T}^{(\tau)}(t_l) = \frac{1}{\tau} \int_{t_l-\tau/2}^{t_l+\tau/2} T(t)\,dt$$

с последующим двусторонним зеркальным отражением ряда $\overline{T}^{(\tau)}(t)$ на $\tau/(2d)$ членов во избежание искажений оценок средних ряда $\overline{T}^{(\tau)}(t)$. Для расчетов в рамках (2.2) использовались коэффициенты обмена, зависящие от скорости ветра и стратификации. Для сравнения проводились расчеты с постоянными и зависящими от скорости ветра коэффициентами. Метеоусловия в точке «C» ($\varphi = 52°45'$ с. ш., $\lambda = 35°30'$ з. д.) определяются интенсивной циклонической деятельностью, поэтому даже в летние месяцы повторяемость слабых ($V < 3$ м/с) ветров не превышала 3,4 %, что позволяло использовать параметризации типа [202]. Тем не менее для этих случаев были проведены расчеты в рамках параметризации [80], позволившие оценить роль штилевых условий.

Изменения характеристик энергообмена океана и атмосферы при различных масштабах осреднения гидрометеорологических параметров в осреднении за 32 года в диапазонах масштабов 3—720 ч и 1—240 мес показаны на рис. 2.2, а в табл. 2.4 приведены соотношения потоков тепла влаги и количества движения при различных масштабах временно́го осреднения (2.15).

Потоки явного и скрытого тепла в диапазоне внутримесячного осреднения уменьшаются соответственно на 43 и 27 %, а суммарная теплоотдача — на 29 %, причем максимальное уменьшение происходит на масштабах осреднения 10—30 сут. Потоки импульса при внутримесячном осреднении уменьшаются на 47—54 % с максимальным уменьшением при осреднении за 1—3 сут. При переходе к диапазону временно́го осреднения 1—240 мес, включающему сезонный ход, межгодовую изменчивость и климатические колебания, картина меняется. Потоки тепла и влаги уменьшаются соответственно на 45 и 23 %, причем начиная с годового осреднения их можно считать независимыми от масштаба осреднения (оценки для $\tau = 240$ мес на рис. 2.2 не приводятся, так как они практически равны оценкам при $\tau = 120$ мес), тогда как потоки импульса при $1 \leqslant \tau \leqslant 240$ мес уменьшаются лишь на 7—9 %, причем ≈ 60 % этого изменения происходит на масштабах сезонного ($\tau = 3$ мес) осреднения. То есть можно сделать вывод о различном вкладе синоптических, сезонных и межгодовых процессов в формирование потоков тепла, влаги и импульса на границе океан—атмосфера. Вклад синоптической и короткопериодной изменчивости и сезонного хода, связанного с фазовыми рассогласованиями тепловых и динамических полей в приводном слое, в тепловлагообмен примерно одинаков, а роль сезонного хода и межгодовой изменчивости в формировании потоков импульса примерно в 5 раз меньше, чем короткопериодных и синоптических флюктуаций. Отметим, что коэффициенты C_V, C_T,

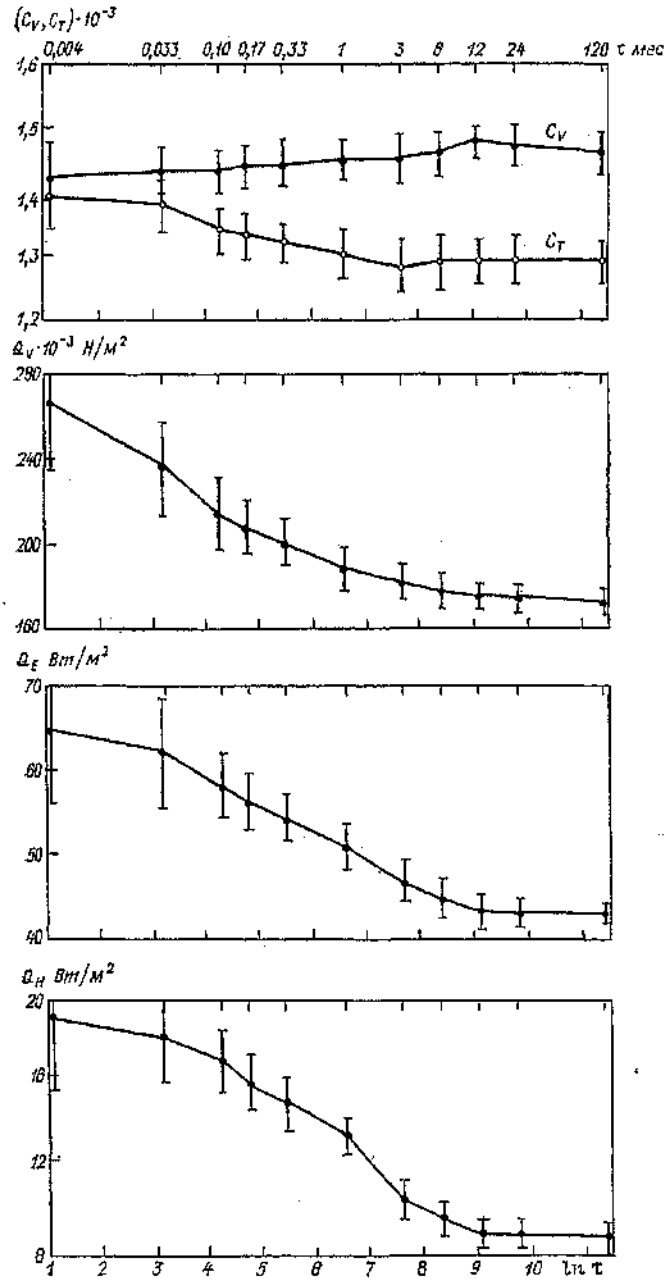


Рис. 2.2. Зависимость потоков явного и скрытого тепла и импульса, а также коэффициентов C_V, C_T от масштаба усреднения гидрометеорологических параметров.

Таблица 2.4

Характеристика энергообмена океана и атмосферы при различных масштабах осреднения

	Срочные значения	Сутки				Месяцы					
		1	3	5	10	1	3	6	12	24	240
ξ_H	1,00	1,05	1,15	1,20	1,27	1,43	1,75	1,93	2,10	2,10	2,13
ξ_E	1,00	1,04	1,11	1,15	1,19	1,27	1,38	1,46	1,52	1,54	1,54
ξ_V	1,00	1,19	1,32	1,35	1,40	1,49	1,53	1,56	1,59	1,59	1,61
Bo	0,29	0,29	0,28	0,28	0,27	0,25	0,22	0,21	0,19	0,20	0,19
A_{Q_H}	24,8	24,0	22,8	22,2	21,1	19,6					
A_{Q_E}	42,1	40,7	37,5	36,1	34,6	29,8					
A_{Q_V}	145,3	131,2	125,0	124,3	123,8	115,9					
$\Delta\varphi(Q_H)$	0	—1,2	—1,7	—3,9	—5,1	—6,8					
$\Delta\varphi(Q_E)$	0	—0,9	—1,5	—3,2	—4,0	—4,6					
$\Delta\varphi$ (Bo)	0	—1,0	—1,4	—2,3	—3,8	—4,9					
μ	0,77	0,72	0,66	0,60	0,56	0,53	0,49	0,42	0,39		
$\sigma Q_H/A^{(12)}_{Q_H}$	0,30	0,31	0,34	0,36	0,37	0,39					
$\sigma Q_E/A^{(12)}_{Q_E}$	0,21	0,23	0,25	0,29	0,32	0,35					
$\sigma Q_V/A^{(12)}_{Q_V}$	0,25	0,23	0,20	0,18	0,16	0,12					

зависящие от скорости ветра и условий стратификации [202], практически не чувствительны к временно́му осреднению, за исключением внутрисуточного осреднения для C_T. Вклад и внутригодовых, и внутримесячных корреляций в осредненные за различные временны́е интервалы потоки явного и скрытого тепла различен, в результате чего поток явного тепла в 2—2,5 раза более чувствителен к изменению масштабов временно́го осреднения, чем поток влаги. Это приводит к зависимости отношения Боуэна от выбора τ (табл. 2.4): Bo уменьшается с увеличением τ примерно на 7 % в диапазоне $3 \leqslant \tau \leqslant 240$ ч и на 30 % в диапазоне $1 \leqslant \tau \leqslant 240$ мес.

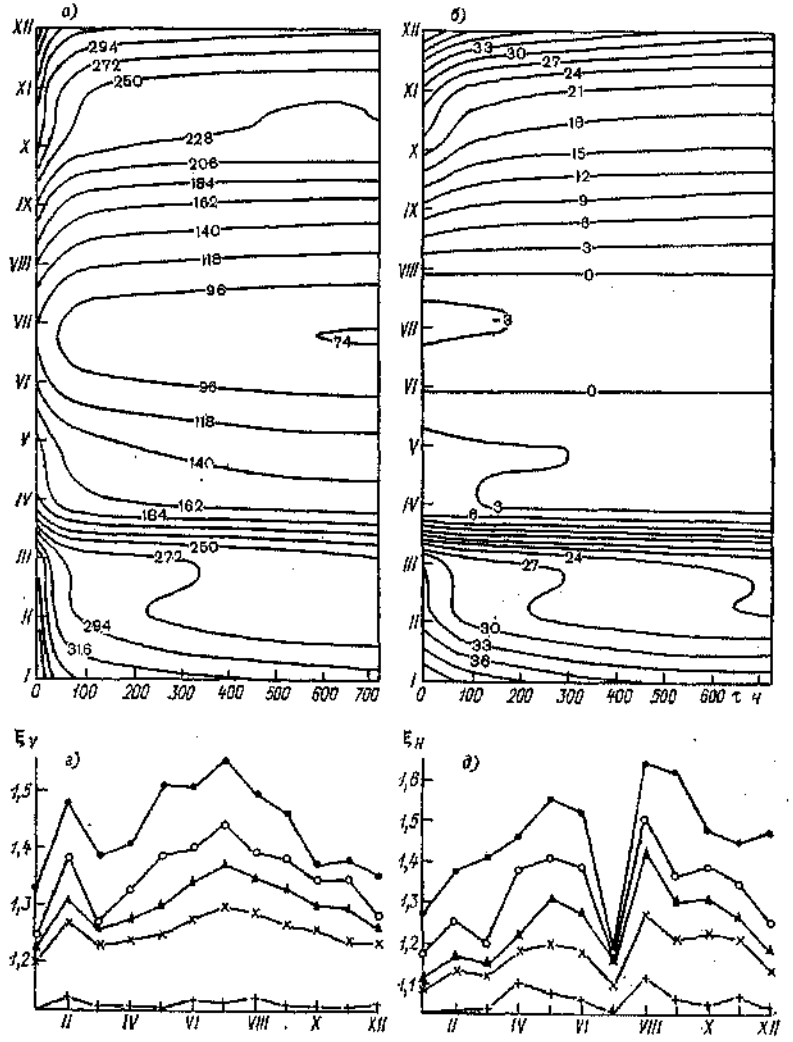
Полученные значения ξ_H, ξ_E, ξ_V (табл. 2.4) превышают на 25—40 % оценки [391], выполненные при постоянных коэффициентах C_T, C_V, и на 15—20 % оценки [470], где предполагалась зависимость C_T, C_V от скорости ветра при $V \geqslant 10$ м/с.

На рис. 2.3 представлена эволюция сезонного хода потоков тепла, влаги и импульса в зависимости от масштабов осреднения параметров в диапазоне $3 \leqslant \tau \leqslant 720$ ч. Потоки скрытого тепла наиболее сильно уменьшаются при увеличении τ в осенне-зимние месяцы, а максимумы достигаются в октябре и марте, когда $\xi_E^{(720)} = 1{,}29 \ldots 1{,}34$. В летние месяцы $\xi_E^{(720)}$ уменьшается до 1,12—1,15.

Значения $\xi_H^{(720)}$ имеют максимумы весной и осенью, а в июле отмечается минимум, однако значение Q_H в это время близки к нулю и $\xi_H = 1{,}5$ в абсолютном выражении составляет 0,3—1,6 Вт/м^2, что лежит в пределах точности определения потоков. Сезонная структура изменения потоков импульса при увеличении τ такова, что максимум ξ_V при всех τ отмечается в весенне-летние месяцы (май—июль), а минимум — в осенне-зимние, что объясняется сохранением почти на постоянном уровне в течение года высоких ($\sigma V = 4{,}8 \ldots 6{,}0$) внутримесячных дисперсий скорости ветра при годовых амплитудах средних значений в точке «С» до 7 м/с. Отметим, что сезонный ход ξ_H, ξ_E, ξ_V значимо проявляется на масштабах осреднения $\tau \geqslant 5$ сут. При $\tau = 1 \ldots 3$ сут величины ξ_H, ξ_E, ξ_V можно считать постоянными для всех месяцев года и равными приведенным в табл. 2.4.

В зависимости от масштаба внутримесячного осреднения существенно меняются такие характеристики годового хода потоков тепла, как амплитуда и фаза (табл. 2.4). Внутримесячное осреднение приводит к уменьшению амплитуды годовых колебаний потоков явного тепла A_{Q_H} на 27 %, скрытого тепла A_{Q_E} — на 41 %, импульса — на 25 %, причем при $\tau = 5$ сут происходит 12—18 %-ное уменьшение амплитуды. Другим важным следствием внутримесячного осреднения является запаздывание по фазе, достигающее 6,8 сут для потока явного тепла при $\tau = 1$ мес. Эта величина сравнима с наблюдаемыми фазовыми различиями годового хода тепловых параметров океана и атмосферы. Отметим, что для потока импульса фазового запаздывания при увеличении τ не наб-

людается. При изменении масштаба внутримесячного осреднения меняется годовой ход отношения Боуэна. При использовании



срочных данных ($\tau = 3$ ч) максимальные значения $Bo = 0{,}44 \ldots 0{,}48$ отмечаются в декабре—феврале, а минимальные, близкие к нулю, — в июне—августе. При $\tau = 30$ сут происходит уменьшение годовой амплитуды на 10—12 % и формируется запаздывание по фазе 4,9 сут (табл. 2.4).

Увеличение масштаба осреднения τ влияет на оценки межгодовых изменений потоков тепла. Тридцатилетние ряды Q_H и Q_E содержат линейные тренды, описываемые в рамках модели $Q =$

$\approx at+b$ при $\tau=3$ ч величиной $a=0{,}36\pm0{,}03$ для t в годах (рис. 2.4). С увеличением τ величина a слабо возрастает, прини-

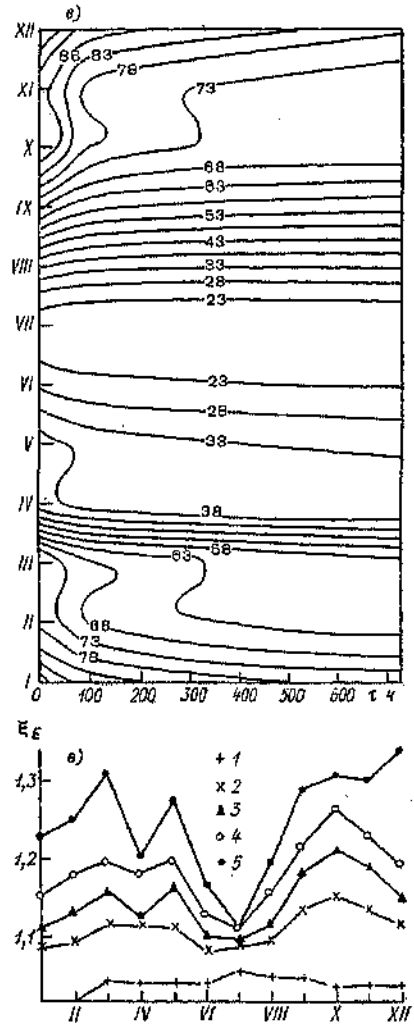


Рис. 2.3. Эволюция сезонного хода потоков импульса (*а*), явного (*б*) и скрытого (*в*) тепла в зависимости от масштабов осреднения, и сезонный ход коэффициентов ξ_V (*г*), ξ_H (*д*), ξ_E (*е*) при τ, равном 24 (*1*), 72 (*2*), 120 (*3*), 240 (*4*), 720 ч (*5*).

мая при $\tau=30$ сут значения $a=0{,}39\pm0{,}02$, а при $\tau=1$ год $a=0{,}43$. При этом существенно уменьшается отношение

$$\mu(\tau)=\sigma_T^{(\tau)}(Q_H)/\sigma^{(\tau)}(Q_H),$$

где средние квадратические отклонения σ и σ_T соответствуют исходному ряду и ряду после удаления тренда. Трендовые компоненты ответственны за 60 % общей дисперсии при $\tau=1$ год и только за 23 % при $\tau=3$ ч, что связано с тем, что значения $\xi_H(\tau)$ подвержены не только сезонной, но и существенной межгодовой

изменчивости, включающей тренд, характеризуемый $a=-0{,}006$ при $\tau=30$ сут и $a=-0{,}004$ при $\tau=1$ год, что за 30 лет дает изменения ξ_H, равные 0,1—0,2 и сравнимые с сезонными колебаниями. В табл. 2.4 приводятся средние квадратические отклонения межгодовой изменчивости $\sigma_{мг}$, нормированные на амплитуды годового хода Q_H, Q_E, Q_V для $3 \leqslant \tau \leqslant 720$ ч, характеризующие соотношение межгодовых и сезонных колебаний потоков энергии при различных масштабах осреднения. Если для потоков явного и скрытого тепла относительный вклад межгодовых колебаний в общую дисперсию увеличивается с увеличением масштаба осреднения τ, то для потока импульса, наоборот, происходит уменьшение $\sigma(Q_V)/A^{12}_{Q_V}$ от 25 до 12 %, т. е. внутримесячное осреднение сильнее сказывается на характеристиках сезонного хода для потоков тепла и на параметрах межгодовой изменчивости — для потоков импульса.

Внутримесячное и внутригодовое осреднение параметров существенно меняет статистические и спектральные характеристики тепловых потоков. Оценка изменения дисперсий энергетических характеристик приводного слоя в диапазоне масштабов $3 \leqslant \tau \leqslant 720$ ч существенна для параметризаций в задачах моделирования отклика атмосферы на вариации термических характеристик океана [195]. Уменьшение средних квадратических отклонений для T_a, δT_a происходит на 70 %, T_w — на 50 %, V — на 80 %, что приводит к 50—60 %-ному уменьшению σQ_H и σQ_E и 85 %-ному σQ_V. Уменьшение σ происходит по экспоненциальному закону

$$\sigma(\tau) = a\exp(-\hat{a\tau}) + b, \quad \hat{\tau} = \tau/720. \tag{2.22}$$

В табл. 2.5 приведены коэффициенты a и b зависимости (2.22) для различных параметров. Изменение σ в диапазоне $1 \leqslant \tau \leqslant 240$ мес отражает процесс вырождения амплитуды годового хода при внутригодовом осреднении. В этом диапазоне масштабов отмечается линейное убывание дисперсий параметров при экспоненциальной зависимости дисперсий потоков тепла, влаги и импульса от τ.

Таблица 2.5

Оценка коэффициентов a и b зависимости (2.22) для различных параметров приводного слоя при $3 \leqslant \tau \leqslant 720$ ч

Параметр	T_w	T_a	δT	V	Q_H	Q_E	Q_V
a	0,52	1,63	1,65	3,13	25,6	45,5	141,3
b	0,12	0,22	0,18	0,12	5,1	3,2	16,9

Кривые распределения значений потоков тепла, оцененных по срочным значениям параметров, для всех месяцев года близки к распределению Максвелла, что согласуется с распределением

значений модуля скорости ветра [306]. При внутримесячном осреднении увеличивается симметрия кривых распределения относительно математического ожидания, и начиная с $\tau = 5 \ldots 10$ сут

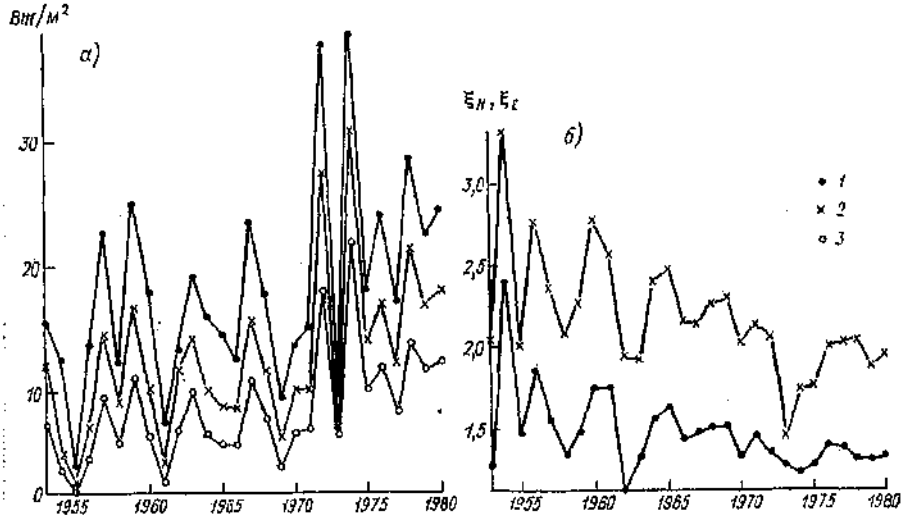


Рис. 2.4. Межгодовая изменчивость потоков явного тепла при $\tau = 3$ ч (*1*), $\tau = 1$ мес (*2*), $\tau = 1$ год (*3*) (*а*) и межгодовые изменения величин $\xi_H^{(30)}$ (*1*) и ξ_H^{365} (*2*) (*б*).

распределение уже описывается нормальным законом (рис. 2.5 *а*). Значительную эволюцию в зависимости от масштаба внутримесячного осреднения претерпевают спектры среднемесячных потоков

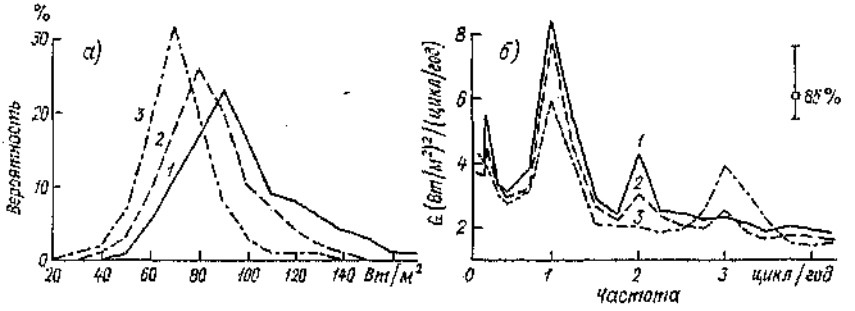


Рис. 2.5. Эмпирические кривые распределения (*а*) и спектры среднемесячных потоков скрытого тепла (*б*) при $\tau = 3$ ч (*1*), $\tau = 5$ сут (*2*), $\tau = 1$ мес (*3*).

тепла, влаги и импульса. Помимо естественного уменьшения энергии колебаний, отмечавшегося в [470], существенно меняется структура функций спектральной плотности (рис. 2.5 *б*). При $\tau = 3$ ч (срочные значения) спектры имеют максимумы на частотах 4—5 лет, 1 год и 4 мес. При увеличении τ происходит уменьшение энергии на частотах, соответствующих годовой и межгодо-

вой изменчивости, которая уже при $\tau = 10$ сут становится независимой. Пики, соответствующие 4-месячному периоду, исчезают, а начиная с $\tau = 5$ сут устойчиво проявляются полугодовые колебания. Такая эволюция спектра свидетельствует о сложных нелинейных процессах, приводящих к межчастотному перераспределению энергии в спектре колебаний тепловых потоков при изменении масштаба внутримесячного осреднения параметров.

Длительные 32-летние ряды срочных гидрометеорологических наблюдений позволили построить аппроксимирующие зависимости $\xi(\tau)$ и получить формулы для коэффициентов ξ. При построении аппроксимирующих зависимостей учитывалось, что величины обладают выраженной сезонной и межгодовой изменчивостью (рис. 2.3, 2.4), что связано с их зависимостью от стратификации и скорости ветра. Наиболее сильно эта зависимость проявляется для $\xi_H(\tau)$, колеблющейся, например, при $\tau = 30$ сут в пределах 1,2—1,7. Отдельно рассматривались случаи устойчивой стратификации (летние месяцы), когда увеличивается зависимость τ от скорости ветра. Ниже мы рассмотрим вклад отдельных корреляционных членов в эти процессы. Аппроксимирующие зависимости строились отдельно для $\tau \leqslant 30$ сут и для $1 \leqslant \tau < 24$ мес, что связано с отмеченным выше различием режимов изменений Q_H, Q_E, Q_V в синоптическом, сезонном и климатическом диапазоне изменчивости. В результате были получены следующие аппроксимирующие формулы:

при $\delta T > 0$

$$\xi_H(\tau,\ \delta T,\ V) = 0{,}096\,(\ln\tau - 2{,}941)^{1+1/(2{,}847\overline{\delta T}^{(\tau)} + 0{,}552\overline{V}^{(\tau)})} + \\ + 1{,}018,\quad 3 < \tau \leqslant 720 \text{ ч}, \tag{2.23}$$

$$\xi_H(\tau,\ \delta T,\ V) = 0{,}089\,(\ln\tau - 2{,}636)^{1+1/(3{,}146\overline{\delta T}^{(\tau)} + 0{,}271\overline{V}^{(\tau)})} + \\ + 1{,}076,\quad 1 < \tau \leqslant 24 \text{ мес};$$

при $\delta T < 0$

$$\xi_H(\tau,\ \delta T,\ V) = 0{,}107\,(\ln\tau - 2{,}317)^{1+1/(2{,}114\,|\overline{\delta T}|^{(\tau)} + 0{,}761\overline{V}^{(\tau)})} + \\ + 1{,}041,\quad 1 \text{ сут} < \tau < 24 \text{ мес}, \tag{2.24}$$

$$\xi_E(\tau,\ \delta e,\ V) = 0{,}058\,(\ln\tau - 3{,}144)^{1+0{,}059\overline{\delta e}^{(\tau)} + 0{,}0034\overline{V}^{(\tau)}} + \\ + 1{,}039,\quad 3 < \tau \leqslant 720 \text{ ч},$$

$$\xi_E(\tau,\ \delta e,\ V) = 0{,}063\,(\ln\tau - 3{,}826)^{1+0{,}109\,\overline{\delta e}^{(\tau)} + 0{,}0084\overline{V}^{(\tau)}} \\ + 1{,}023,\quad 1 < \tau \leqslant 24 \text{ мес},$$

$$\xi_V(\tau,\ V) = 0{,}094\,(\ln\tau - 1{,}091)^{1+1/1{,}289\overline{V}^{(\tau)}} + 1{,}021,\quad 3 < \tau \leqslant 720 \text{ ч}, \tag{2.25}$$

$$\xi_V(\tau,\ V) = 0{,}102\,(\ln\tau - 0{,}841)^{1+1/0{,}542\overline{V}^{(\tau)}} + 1{,}058,\quad 3 < \tau \leqslant 24 \text{ мес}$$

для τ в часах, δT — в кельвинах, V — в метрах в секунду.

Входящие в (2.23)—(2.25) величины $\overline{\delta T}^{(\tau)}$, $\overline{\delta e}^{(\tau)}$, $\overline{V}^{(\tau)}$ соответствуют осредненным за τ параметрам. Таким образом, формулы (2.2) при использовании в средних широтах открытого океана, характеризующихся высокой синоптической изменчивостью приводного слоя и выраженным сезонным ходом, могут быть дополнены коэффициентами (2.23)—(2.25), учитывающими масштаб осреднения параметров:

$$Q_H(\tau) = C_P \rho C_T \xi_H^{(\tau)} \delta T V;$$
$$Q_E(\tau) = L\rho \frac{0{,}622}{P_a} C_E \xi_E^{(\tau)} \delta e V; \qquad (2.26)$$
$$Q_V(\tau) = \rho C_V \xi_V^{(\tau)} V^2.$$

В практике климатических расчетов характеристик энергообмена на границе океан—атмосфера часто используются среднемесячные и среднегодовые климатические величины δT, δe, V. В этом случае внутримесячное и внутригодовое осреднение дополняется осреднением по ансамблю календарных месяцев или лет. Тогда в (2.26) вместо $\xi(\tau)$ следует использовать величины $\overline{\xi}(\tau)$, также зависящие от динамических характеристик приводного слоя и стратификации и связанные с $\xi(\tau)$ следующими соотношениями:

$$\overline{\xi}_H^{(30)} = \xi_H^{(30)}(1 + 0{,}064\delta T + 0{,}0046V); \quad \overline{\xi}_H^{(365)} = 1{,}134\xi_H^{(365)};$$
$$\overline{\xi}_E^{(30)} = \xi_E^{(30)}(1 + 0{,}053\delta e + 0{,}039V); \quad \overline{\xi}_E^{(365)} = 1{,}149\xi_E^{(365)}; \qquad (2.27)$$
$$\overline{\xi}_V^{(30)} = \xi_V^{(30)}(1 + 0{,}0184V); \quad \xi_V^{(365)} = 1{,}083\xi_V^{(365)}.$$

Климатическое осреднение, как видно из (2.27), дает 10—20 %-ное занижение потоков тепла и испарения и 5—10 %-ное — потоков импульса. Значения $\overline{\xi}^{(30)}$ имеют выраженный сезонный ход с максимумом в зимние и минимумом в весенне-летние месяцы.

При анализе поведения значений потоков явного и скрытого тепла в зависимости от периода осреднения параметров отмечалось монотонное убывание значений $\delta Q_H = (\overline{C_T \delta T V} - \overline{C_T}\,\overline{\delta T}\,\overline{V})$ и $\delta Q_E = (\overline{C_E \delta e V} - \overline{C_E}\,\overline{\delta e}\,\overline{V})$ при увеличении τ. Тем не менее наличие в спектре изменчивости гидрометеорологических процессов в средних широтах энергонесущих масштабов, связанных с атмосферной синоптической изменчивостью и выраженным годовым ходом, позволяет предположить немонотонность зависимостей $\delta Q_H(\tau)$ и $\delta Q_E(\tau)$. Такая немонотонность проявляется в поведении отдельных корреляционных членов, входящих в (2.14). На рис. 2.6 приведены изменения значений корреляционных членов в диапазонах $3 \leqslant \tau \leqslant 240$ ч и $1 \leqslant \tau \leqslant 24$ мес в размерности потока температуры (10^{-3} К · м/с). При внутримесячном осреднении

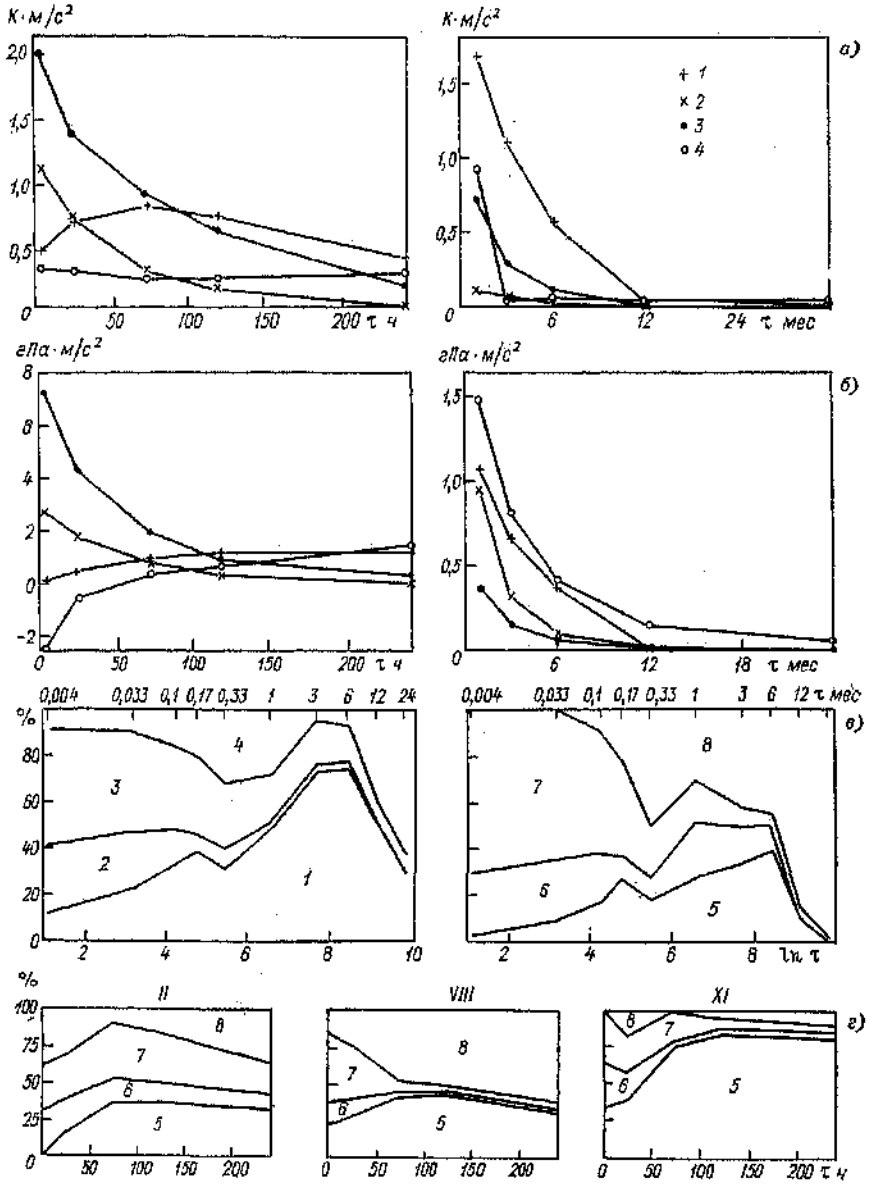


Рис. 2.6. Поведение корреляционных добавок $\overline{C_T\,\delta T'V'}$ (*1*), $\overline{\delta T C'_T\,V'}$ (*2*), $\overline{VC'_T\,\delta T'}$ (*3*), $\overline{C'_T\,V'\,\delta T'}$ (*4*) к потоку явного тепла (*а*) и $\overline{C_E\,\delta e'V'}$ (*5*), $\overline{\delta e C'_E\,V'}$ (*6*), $\overline{VC'_E\,\delta e'}$ (*7*), $\overline{C'_E\,\delta e'V'}$ (*8*) к потоку скрытого тепла (*б*) при различных диапазонах τ; изменение относительного вклада отдельных корреляционных членов в величины δQ_H, δQ_E в осреднении за 32 года (*в*) и для отдельных месяцев (*г*).

монотонное убывание характерно только для членов $\overline{\delta T C'_T V'}$, $\overline{\delta e C'_E V'}$, $\overline{V C'_T \delta T'}$, $\overline{V C'_E \delta e'}$, содержащих корреляции коэффициентов обмена с независимыми параметрами. Значения $\overline{C_T \delta T' V'}$ имеют максимум при $\tau = 3 \ldots 5$ сут, что согласуется с возрастанием корреляций δT и V на синоптическом масштабе, определяемом сменой барических ситуаций, когда градиенты приводного слоя возрастают в арктических циклонах, характеризующихся мощной динамикой, и ослабляются в полярнофронтовых. Член $\overline{C'_T \delta T' V'}$ квазипостоянен при $3 \leqslant \tau \leqslant 240$ ч, а $\overline{C_E \delta e' V'}$ и $\overline{C'_E \delta e' V'}$ возрастают в этом диапазоне от нулевых и отрицательных значений до 1,0—1,5. В диапазоне $1 \leqslant \tau \leqslant 24$ мес происходит резкое уменьшение всех корреляционных членов, которые уже при $\tau = 12$ мес близки к нулю.

При увеличении τ существенно меняется роль отдельных корреляционных членов в формировании тепловых потоков. Приведенные на рис. 2.6 изменения их вклада в значения δQ_H и δQ_E показывают, что при $\tau = 3 \ldots 24$ ч главная роль принадлежит членам $\overline{\delta T C'_T V'}$, $\overline{V C'_T \delta T'}$ для Q_H и $\overline{\delta e C'_E V'}$, $\overline{V C'_E \delta e'}$ для Q_E. При $\tau = 3 \ldots 10$ сут возрастает роль корреляций $\overline{\delta T' V'}$, $\overline{C'_T \delta T' V'}$, $\overline{\delta e' V'}$ и $\overline{C'_E \delta e' V'}$, которые, начиная с месячного осреднения, почти полностью определяют суммарные добавки δQ_H и δQ_E.

Сезонная эволюция отдельных корреляционных членов при $3 \leqslant \tau \leqslant 240$ ч приведена на рис. 2.7. Все члены имеют выраженный сезонный ход, а структура зависимости от τ меняется в течение года. В осенне-зимние месяцы локальный максимум $\overline{C_T \delta T' V'}$ отмечается при $\tau = 1 \ldots 3$ сут, а в весенне-летние он пропадает или смещается на $\tau = 5$ сут, что соответствует летнему ослаблению синоптической изменчивости. В осенние и зимние месяцы величины $\overline{C'_T \delta T' V'}$ имеют минимум при $\tau = 3 \ldots 5$ сут. В сезонном ходе корреляционные члены смещены по фазе относительно друг друга. Сдвиги фаз годового хода для различных членов относительно 0-фазы $\overline{V C'_T \delta T'}$ обнаруживают значительное отставание величин $\overline{C_T \delta T' V'}$ относительно $\overline{\delta T C'_T V'}$ и $\overline{V C'_T \delta T'}$, достигающее при $\tau = 120$ ч 21,2 сут, и почти 3-месячное опережение для величин $\overline{C'_T \delta T' V'}$ (табл. 2.6). Качественная картина относительных фазовых запаздываний сохраняется при всех τ.

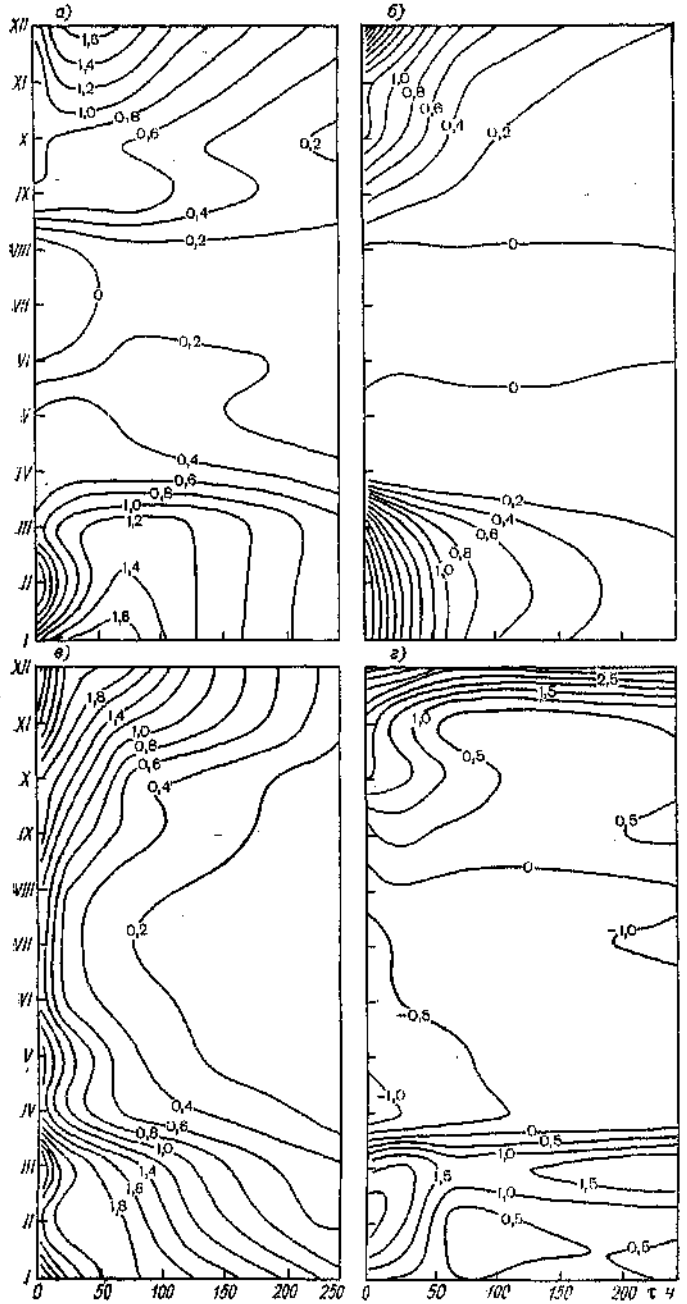


Рис. 2.7. Эволюция сезонного хода корреляционных членов $\overline{C_T\,\delta T' V'}$ (*а*), $\overline{\delta T C_T'\,V'}$ (*б*), $\overline{V C_T'\,\delta T'}$ (*в*), $\overline{C_T'\,\delta T' V'}$ (*г*) при изменении масштаба внутримесячного осреднения параметров.

Структура корреляционной добавки, т. е. вклад в значения потоков отдельных членов (2.14), также существенно меняется от сезона к сезону. На рис. 2.6 приведены эти изменения в диапазоне $3 \leqslant \tau \leqslant 240$ ч для трех месяцев года. В зимние месяцы начиная с $\tau = 72$ ч все корреляционные члены примерно равно-

Таблица 2.6

Сдвиги фаз годового хода (сут) отдельных корреляционных членов в диапазоне $3 \leqslant \tau \leqslant 240$ ч относительно 0-фазы $\overline{V}\,\overline{C'_T \delta T'}$ при $\tau = 3$ ч

	Период осреднения, ч				
	3	24	72	120	240
$\overline{C_T}\,\overline{\delta T' V'}$	—18,7	—19,8	—22,6	—22,9	—23,7
$\overline{V}\,\overline{C'_T \delta T'}$	0	—0,7	—1,4	—2,9	—3,8
$\overline{\delta T}\,\overline{C'_T V'}$	1,9	1,4	1,2	0,3	0,4
$\overline{C'_T \delta T' V'}$	79,9	79,4	76,8	76,0	74,6

правны в формировании добавки δQ_E к потоку скрытого тепла. В летние месяцы вклад $\overline{V C'_E \delta e'}$ и $\overline{\delta e C'_E V'}$ резко убывает в диапазоне $3 \leqslant \tau \leqslant 72$ ч и при $\tau = 72$ ч испарение почти полностью определяется значениями $\overline{C_E}\,\overline{\delta e' V'}$ и $\overline{C'_E \delta e' V'}$. В осенние месяцы член $\overline{C_E}\,\overline{\delta e' V'}$ при $\tau = 72$ ч становится главным, определяя 75—85 % значения δQ_E. Интересно, что перестройка структуры корреляционных добавок δQ_H, δQ_E, а также сезонных изменений этой структуры происходит при переходе от $\tau = 1$ сут к $\tau = 3$ сут, т. е. когда уже усреднены особенности субсиноптического масштаба, связанные с внутренней структурой отдельных атмосферных образований, но еще проявляется статистика самих образований — циклонов и антициклонов.

Результаты анализа обобщены на рис. 2.8 в виде номограмм, которые могут быть использованы в практике расчетов параметров энергообмена по осредненным данным. Сравнение результатов рис. 2.1 и табл. 2.1 с данными рис. 2.8 показывает, что эффекты использования различных параметризаций при оценке индивидуальных значений потоков сравнимы с эффектами осреднения исходных данных, связанных с введением в (2.2) дополнительных коэффициентов (2.15). С точки зрения крупномасштабного взаимодействия это особенно касается процессов обмена теплом и влагой, для которых эффекты осреднения в диапазоне $1 \leqslant \tau \leqslant 120$ мес не менее сильны, чем в синоптическом диапазоне.

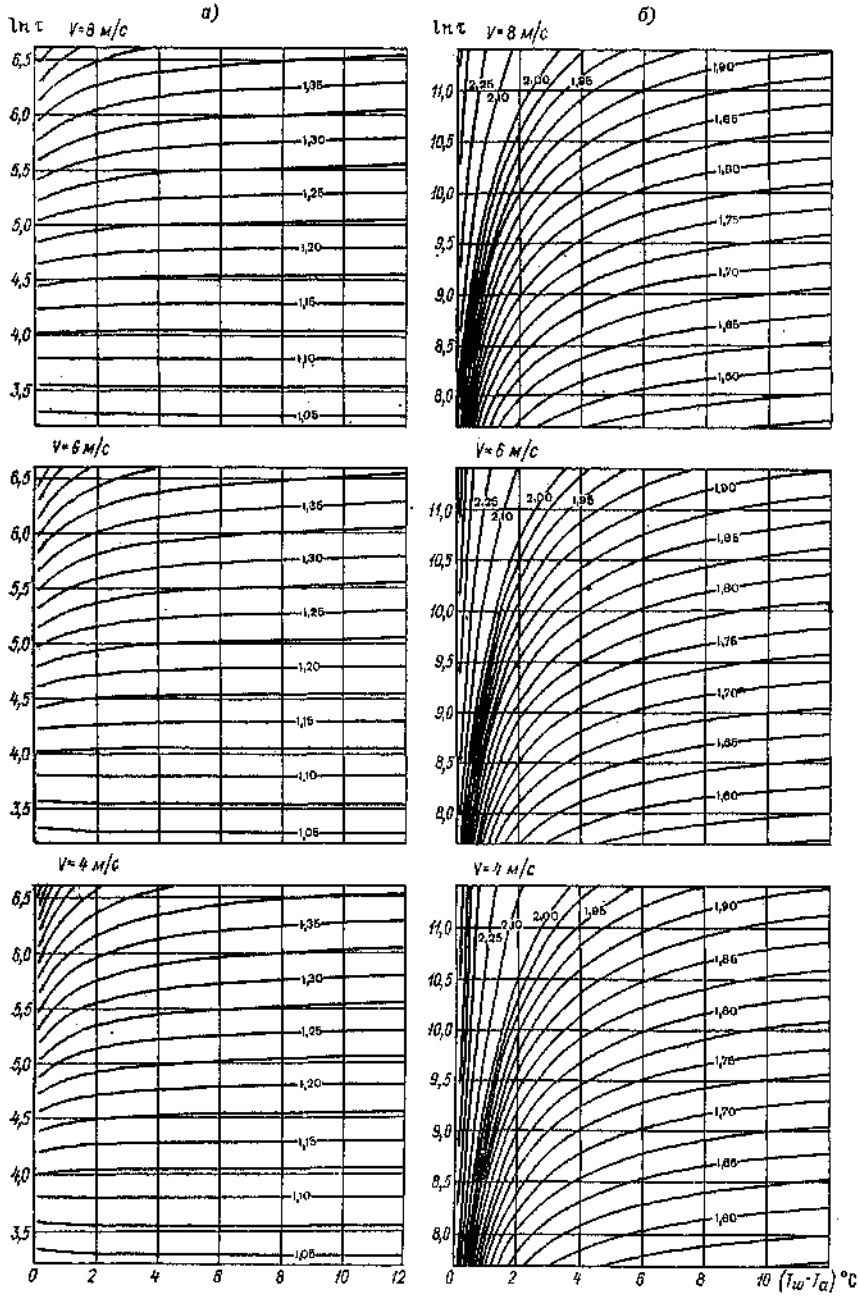


Рис. 2.8. Номограммы для определения коэффициента $\xi_n(\tau, V, \delta T)$ в диапазонах $0 < \tau \leqslant 720$ ч (*а*), $1 < \tau \leqslant 24$ мес (*б*).

В необходимости учета этих эффектов и состоят особенности использования интегральных параметризаций аэродинамического метода при исследовании крупномасштабных процессов. Здесь надо выделить два аспекта.

Во-первых, часто возникают споры о том, стоит ли при анализе крупномасштабного энергообмена учитывать внутримесячное осреднение? Видимо, если задаться целью получить достоверные режимные характеристики тепловлагообмена, описать на количественном уровне их годовой ход и межгодовые вариации, то стоит. Однако если ставить задачи изучения пространственной дифференциации именно крупномасштабных потоков тепла, не лучше ли анализировать данные, отвечающие масштабам сезонного хода и межгодовой изменчивости, без привлечения параметрического описания синоптических процессов? Это позволит выделить ту часть потоков энергии, за которую непосредственно ответственны крупномасштабные процессы.

Во-вторых, анализ зависимостей на рис. 2.2, 2.6 в «крупномасштабном» диапазоне $1 \leqslant \tau \leqslant 120$ мес позволяет найти подходы к параметризации, например, сезонного хода при исследовании климатической изменчивости энергообмена. Такие параметризации могут строится через сопоставление добавок δQ_H, δQ_E или отдельных корреляционных членов (2.14) с интегральными параметрами, характеризующими наиболее важные особенности выбранного диапазона масштабов.

2.2. Формирование крупномасштабных термических и влажностных контрастов приводного слоя и фазовых различий годового хода термических характеристик атмосферы и океана

Процессы крупномасштабного энергообмена в системе океан—атмосфера связаны в первую очередь с термическими контрастами водной и воздушной оболочек и фазовыми различиями годового хода термических характеристик океана и атмосферы.

При оценке роли различных частей системы атмосфера—океан—суша (А—О—С) исходят из их относительной теплоемкости [207]. Масса атмосферы $5{,}3 \cdot 10^{15}$ т, удельная теплоемкость воздуха $1 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К) и соответственно теплоемкость $5{,}3 \times \times 10^{15}$ МДж/К. Для океана принимается во внимание его верхний деятельный слой толщиной 240 м, где отчетливо выражены сезонные колебания. Его масса $8{,}7 \cdot 10^{16}$ т, теплоемкость $36{,}5 \times \times 10^{16}$ МДж/К. Деятельный слой суши имеет среднюю толщину 10 м, при плотности 2 т/м^3 массу $3 \cdot 10^{15}$ т, теплоемкость $0{,}8 \times \times 10^{15}$ МДж/К. Отношение по массе А : О : С = 1 : 16,4 : 0,55, а по теплоемкости 1 : 68,5 : 0,45. Размах годовых колебаний в атмосфере может превышать 100 °С, а в открытых частях океана достигает 15 °С, и, следовательно, средние амплитуды годовых колебаний температур поверхности океана и приземных температур

воздуха различаются в 5—6 раз; с учетом этого соотношения роль океанского компонента примерно на порядок превышает роль атмосферного компонента в формировании тепловой изменчивости климатической системы.

Выбор сезонной составляющей как меры тепловой изменчивости климатической системы наиболее показателен. Дело в том, что колебания температур во всех других временных масштабах менее значимые. Общий спектр временной изменчивости температур имеет минимум на масштабах от десятков до нескольких сотен лет, где изменчивость температур не превышает 1 °С. И от этого минимума изменчивость возрастает как в область более высоких частот, достигая локального максимума на сезонных масштабах, так и в область более низких частот, где локальный максимум достигается на периодах в десятки тысяч лет, отвечающих повторяемости ледниковых периодов.

Из сопоставления теплоемкостей океана и атмосферы становится ясно, что в среднем океан является тепловым резервуаром, значительно превосходящим атмосферу по запасам внутренней энергии. Этому же способствуют особенности радиационных превращений в океане и атмосфере, описанные выше. Средние температуры океана и атмосферы различаются по разным данным на 19—21 °С. Термический контраст деятельного слоя океана ($\approx$1000 м) и стратосферы составляет 8—14 °С. Крупномасштабный теплообмен океана и атмосферы определяется разностями температур вода—воздух. Средняя температура поверхности воды 17,5 °С, примерно на 3 °С выше температуры приземного воздуха (14,6 °С). На большей части поверхности океана в течение большей части года эти различия лежат в диапазоне 1—2 °С. Максимума (5—7 °С) они достигают во фронтальных областях, приуроченных к границам теплых и холодных течений — Гольфстрима и Лабрадорского, Куросио и Курильского, где складываются специфические условия выноса на теплую поверхность океана холодного континентального воздуха. Примерно то же можно сказать и о формировании градиентов влажности в приводном слое атмосферы. Ниже мы подробно рассмотрим пространственную дифференциацию разностей $T_w - T_a$ и $e_0 - e_z$, а также их сезонную изменчивость.

Важнейшей особенностью взаимодействия океана и атмосферы на масштабах сезонного хода являются амплитудно-фазовые различия тепловых характеристик атмосферы и океана. При исследовании крупномасштабных процессов с точки зрения анализа фаз, как правило, обращалось внимание на некоторые предельные случаи: синхронные и асинхронные связи [113, 300]. Объективные трудности фазового анализа на основе традиционных методов спектрального оценивания связаны с недостаточной длительностью рядов наблюдений. Отсутствие количественных оценок фазовых сдвигов сдерживает работы по моделированию годового хода и лишает исследователей возможности сопоставлять процессы по одному из основных параметров.

Для анализа сдвигов фаз квазициклических процессов нами предложен подход, основанный на рассмотрении двухпараметрических фазовых диаграмм [86, 91, 173, 174]. Остановимся кратко на существе и феноменологии этого подхода, ниже (Приложение) будут рассмотрены его физические основы.

Процессы энергообмена между океаном и атмосферой, а также процессы преобразования энергии в этих средах можно охарактеризовать двумя параметрами (для каждого процесса), т. е. представить их как двухпараметрические. Выбор каждой пары параметров определяется физическими особенностями исследуемых процессов. В координатах этих параметров на плоскости могут быть рассмотрены их зависимости во времени, которые для циклических процессов образуют замкнутые траектории или петли. Такая траектория отражает изменение состояния системы в течение одного цикла и в некотором смысле аналогична фазовой траектории колебательного процесса на фазовой плоскости. Построение фазовых диаграмм для различных физических процессов в атмосфере и океане по экспериментальным данным может служить цели объективного и физически обоснованного выделения пространственных структур. Для различных процессов могут быть рассмотрены следующие фазовые траектории:

для процессов обмена на границе океан—атмосфера —

$$T_a(t) = f\left(T_w(t)\right);\quad e_z(t) = f\left(e_0(t)\right);\quad V(t) = f\left(T_w(t)\right); \qquad (2.28)$$

для процессов в атмосфере —

$$P_a(t) = f\left(T_a(t)\right);\quad T_a(t) = f\left(e_z(t)\right);\quad H(t) = f\left(T_a(t)\right); \qquad (2.29)$$

для процессов в океане —

$$\eta(t) = f\left(T_w(t)\right);\quad \eta(t) = f\left(T_w(t)\right), \qquad (2.30)$$

где H — высота какой-либо характерной поверхности в атмосфере (например, 500 гПа); h — глубина верхнего квазиоднородного слоя океана. Прямое влияние в системе уровень—атмосферное давление отражает зависимость

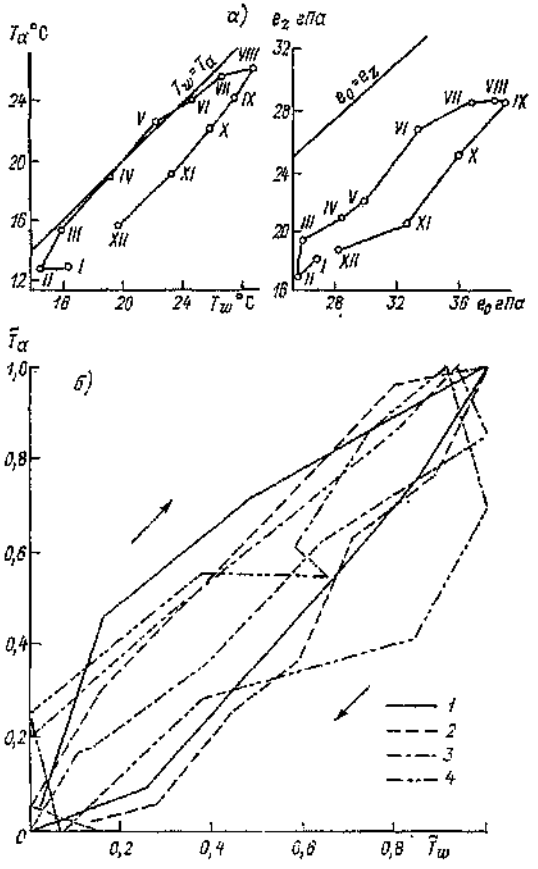
$$P_a(t) = f\left(\eta(t)\right).$$

Может быть предложен и ряд других зависимостей. Кривые (2.28) характеризуют процессы переноса свойств между океаном и атмосферой. Кривые (2.29) и (2.30) отвечают преобразованиям энергии в атмосфере и океане и имеют термодинамический смысл.

Некоторые пары параметров в (2.29), (2.30) соответствуют классическим термодинамическим переменным.

На рис. 2.9 приведены зависимости в координатах «температура воды — температура воздуха» и «упругость насыщения — влажность воздуха», построенные по среднемесячным данным в одном из районов Северной Атлантики. За годовой цикл кривые образуют петли, площади которых равны

$$S(T_w T_a) = \oint T_w dT_a; \quad S(e_0 e_z) = \oint e_0 de_z \tag{2.31}$$



или в параметрической форме

$$S(T_w T_a) = \int_0^\tau T_w \frac{\partial T_a}{\partial t} dt; \quad S(e_0 e_z) = \int_0^\tau e_0 \frac{\partial e_z}{\partial t} dt, \tag{2.32}$$

где τ — годовой период. На рис. 2.9 траектории $T_a = f(T_w)$ приведены в безразмерном виде для четырех энергоактивных областей Северной Атлантики. Использовались безразмерные температуры $\tilde{T}$ и в соответствии с формулой

$$\widetilde{T} = (T - T_{\text{мин}})/\Delta T,$$

где $\widetilde{T}$ и T — обезразмеренное и фактическое значения температуры; $T_{\text{мин}}$ — минимальная для данной петли температура; ΔT — диапазон изменения температур. Петли на рис. 2.9 различаются по площади, конфигурации, углу наклона большой оси, что свидетельствует о существенной изменчивости от района к району ха-

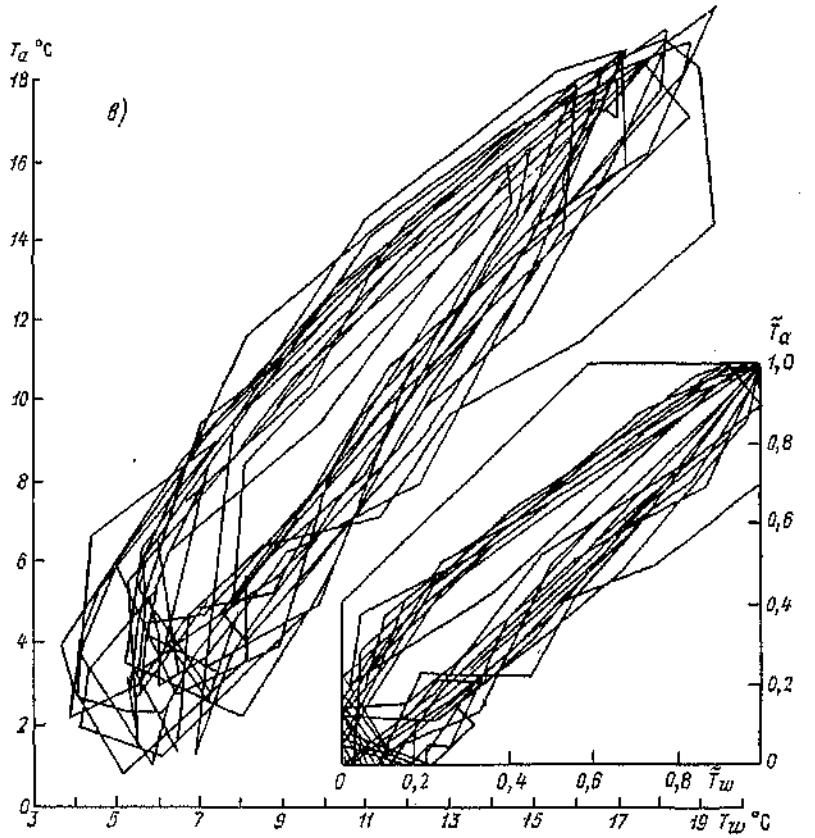


Рис. 2.9. $T_ш$, T_a-петля и e_0, e_z-петля (*а*); безразмерные T_a, $T_ш$-петли для Норвежской (*1*), Ньюфаундлендской (*2*), Гольфстрим (*3*) и Тропической (*4*) ЭАО (*б*); $T_ш$, T_a-петли за 18-летний период для района Ньюфаундленда в размерном и безразмерном (на врезке) видах (*в*).

рактеристик и вида рассматриваемых кривых. В этой связи возникает вопрос об их устойчивости во времени в одном районе. На рис. 2.9 приведен своеобразный фазовый портрет: траектория в координатах «$T_ш$ — T_a» в точке юго-восточнее о. Ньюфаундленд за 18 лет с 1957 по 1974 г. Видно, что она достаточно устойчива, что особенно очевидно при обезразмеривании. Таким образом, на

фоне достаточно сильной пространственной дифференциации характеристик петель отмечается их устойчивость во времени [84].

В работе [93] анализируется зависимость параметров петель от периода осреднения данных, а в [83] предложен алгоритм восстановления данных с помощью фазовых диаграмм.

Ранее фазовые диаграммы использовались для сопоставления решений в теоретических моделях и сравнения их с натурными данными [408]. Имеется опыт их применения для контроля и выбраковки гидрологических данных. В [169, 176] зависимости $P_a = f(\eta)$ использованы для анализа энергетики метеоприливов. Некоторые приложения к динамике неприливных устьев рек приведены в [203]. Нами они будут применены для анализа природных циклов в процессах взаимодействия (главным образом годовых) по экспериментальным данным.

Фазовые кривые, приведенные выше, отражают сдвиги фаз в годовом ходе между параметрами атмосферы и океана. Направление обхода петель на рис. 2.9 свидетельствует об опережении в годовом ходе термических и влажностных характеристик поверхности океана соответствующими характеристиками атмосферы, т. е. *по термическим параметрам атмосфера в годовом* ходе опережает океан.

Если в формулу (2.31) осуществить гармоническую подстановку для температур воды и воздуха для первой гармоники с периодом 1 год:

$$T_w = T_{w0}\cos(\omega t);\ T_a = T_{a0}\cos[\omega t - \varphi(T_w T_a)],$$

то при интегрировании за период с учетом $\omega = 2\pi/\tau$ получим

$$S(T_w T_a) = \int_0^\tau T_{w0}\cos(\omega t)\frac{\partial[T_{a0}\cos[\omega t - \varphi(T_w T_a)]]}{\partial t}dt =$$

$$= T_{w0}T_{a0}\tau\sin[\varphi(T_w T_a)],$$

откуда для фазового сдвига имеем

$$\varphi(T_w T_a) = \arcsin[S(T_w T_a)/(\pi T_{w0}T_{a0})], \qquad (2.33)$$

где T_{w0}, T_{a0} — амплитуды колебаний температур. Выражение (2.33) предполагает относительно простой вид сезонного хода температур воды и воздуха, составленного первыми гармониками годового периода. Если представить годовой ход температур в виде суммы двух гармоник (годовой и полугодовой):

$$T_w = T_{w1}\cos(\omega t + \varphi_{w1}) + T_{w2}\cos(2\omega t + \varphi_{w2});$$

$$T_a = T_{a1}\cos(\omega t + \varphi_{a1}) + T_{a2}\cos(2\omega t + \varphi_{a2}), \qquad (2.34)$$

то подстановка (2.34) в (2.31) даст

$$S(T_w T_a) = T_{w1}T_{a1}\pi\sin[\varphi_1(T_w T_a)] + T_{w2}T_{a2}\pi\sin[\varphi_2(T_w T_a)],$$

где $\varphi_1(T_w T_a) = \varphi_{a1} - \varphi_{w1}$; $\varphi_2(T_w T_a) = \varphi_{a2} - \varphi_{w2}$. Интегралы от перекрестных членов типа $\int_0^\tau \cos(\omega t)\sin(2\omega t\, dt)$ обращаются в нуль. Полагая $T_{w2} = k_w T_{w1}$, $T_{a2} = k_a T_{a1}$, для фазы $\varphi_1(T_w T_a)$ имеем:

$$\varphi_1(T_w T_a) = \arcsin[S(T_w T_a)/(\pi T_{w1} T_{a1}) - k_w k_a \sin[\varphi_2(T_w T_a)]. \quad (2.35)$$

В главе 5 приводится анализ сезонной изменчивости полей температур воды и воздуха в океанах Северного полушария. Хотя почти повсеместно, например в Северной Атлантике, полугодовые колебания оказались значимыми, отношение амплитуды полугодовой гармоники к годовой в среднем по акватории составляет 0,15—0,30 и лишь в приэкваториальной области возрастает до 1,0 и более. Это соответствует ширине экваториального пояса [108, 109], составляющего ± 6, 13° широты, где амплитуды полугодовой гармоники превосходят амплитуды годовой. Полагая даже $\varphi_2(T_w T_a) \approx \varphi_1(T_w T_a)$, а в соответствии с [274] сдвиг фаз $\varphi_2(T_w T_a)$ несколько меньше $\varphi_1(T_w T_a)$, получаем, что величина $k_w k_a \times \sin[\varphi_2(T_w T_a)]$ в (2.35) составляет менее 0,1 от $S(T_w T_a)/(\pi T_{w1} \times T_{a1})$ на большей части акватории, за исключением приэкваториальных районов. Это говорит о достаточно высокой точности формулы (2.33).

Фазовые запаздывания температуры воды относительно температуры воздуха составляют в среднем по Мировому океану 8—12 сут с вариациями от отрицательных значений до 25—30 сут. Средние опережения в годовом ходе приводной влажностью упругости насыщения несколько выше — 10—15 сут. Подробный анализ пространственной картины сдвигов фаз будет дан ниже. Опережение по фазе термическими и влажностными характеристиками атмосферы соответствующих параметров океана должно приводить к направленным из атмосферы в океан сезонным потокам. Однако в плоскостях «$T_w - T_a$» и «$e_0 - e_z$» вся петля или бо́льшая ее часть (рис. 2.9) лежит ниже линий $T_w = T_a$ и $e_0 = e_z$, т. е. в полуплоскостях, где $T_w > T_a$, $e_0 > e_z$. Таким образом, этот поток является своеобразным «потоком холода» из атмосферы в океан и соответствует потоку тепла в обратном направлении. Выражение «поток холода» указывает здесь на физику процесса сезонного теплообмена, в котором активная роль принадлежит атмосфере. При анализе зависимостей $T_a = f(T_w)$, $e_z = f(e_0)$ возникает вопрос о существовании сезонных потоков тепла в случае, когда, например, $S(T_w T_a) = 0$, $T_a = \gamma T_w$, причем $\gamma \neq 1$. В этом случае остается постоянная климатическая часть потока, определяемая положением линии $T_a = \gamma T_w$ относительно линии $T_w = T_a$, а его циклический компонент обращается в нуль. То есть возникает аналогия с энергетикой колебаний, возбуждаемых внешней силой, где выделяют две составляющие мощности: активную и реактивную, отвечающие соответственно противофазной и синфазной по отношению к внешней силе составляющим колебательного

процесса. T_w, T_a-петли и e_0, e_z-петли как раз отражают энергетику первой составляющей колебаний.

В отставании по фазе от атмосферы в годовом ходе состоит одно из главных отличий океана от других компонентов климатической системы — суши и ледников. На рис. 2.10 приведены фазовые кривые температуры воздуха и температур почвы и поверх-

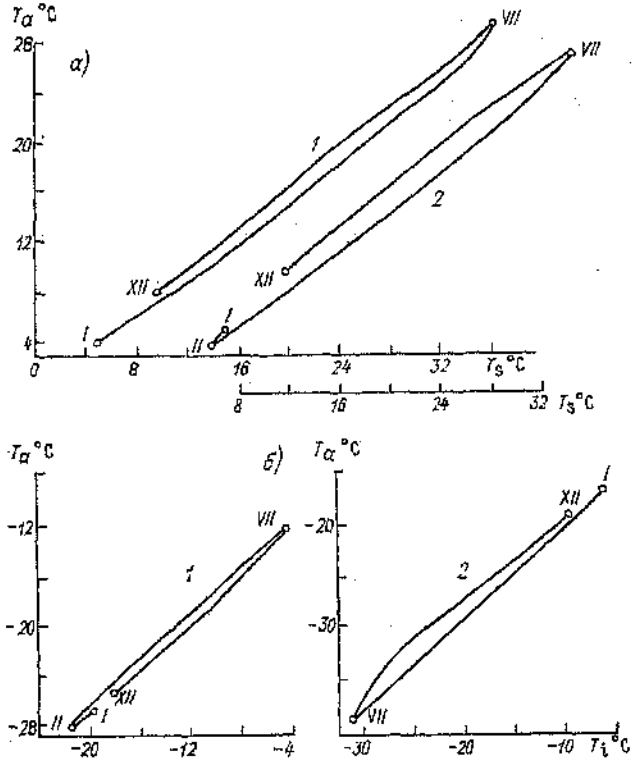


Рис. 2.10. Фазовые кривые в координатах «температура подстилающей поверхности—температура воздуха» для суши $T_a=f(T_s)$ (*а*) (*1*, *2* — Центральные и Заунгузские Каракумы) и снежно-ледяного покрытия $T_a=f(T_i)$ (*б*) (*1* — о. Врангеля; *2* — Антарктида).

ности снежно-ледяного покрова. Температуры почвы опережают в годовом ходе температуры воздуха, фазовые различия составляют от 2 до 12 сут. В случае с ледниками температурные колебания подстилающей поверхности отстают от годового хода температуры воздуха. Фазовые разногласия составляют 2—5 сут, а наибольшие сдвиги (до 6 сут) отмечаются на береговых станциях Антарктиды.

Отметим, что природа фазового опережения температурой воздуха температурных колебаний в воде и на поверхности льда

различна. Главными факторами такого опережения над океаном являются аномальная теплоемкость воды и повышенная способность атмосферы над океаном поглощать приходящую и отраженную океаном солнечную радиацию. Другое соотношение теплоемкостей и более прозрачная (менее облачная) атмосфера над материками приводят к фазовым различиям противоположного знака. Главными же факторами формирования сезонного хода над ледниками оказываются их аномальное (по отношению к океану и

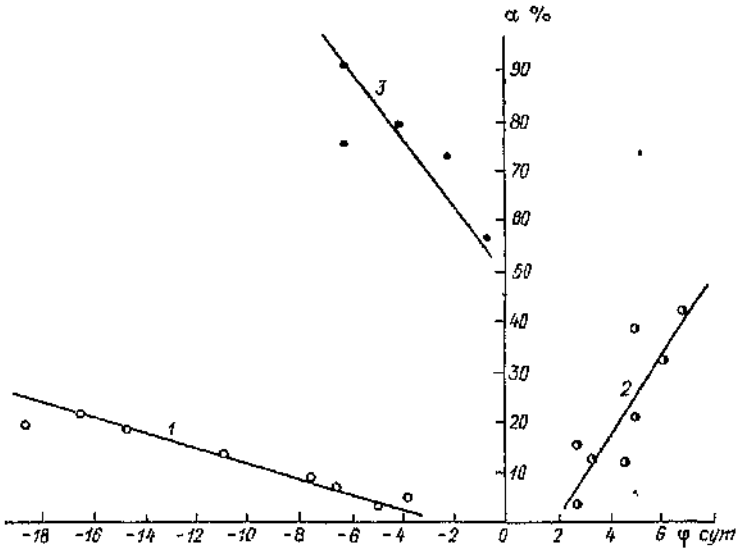


Рис. 2.11. Зависимость фазовых различий годового хода термических характеристик подстилающей поверхности и атмосферы от альбедо для Мирового океана (*1*), суши (*2*), снежно-ледяного покрытия (*3*). Положительные значения фазовых сдвигов соответствуют опережению температурой подстилающей поверхности температуры атмосферы в годовом ходе.

суше) альбедо (80—90 %) и конденсация на холодной поверхности атмосферной влаги, благодаря которым даже при безоблачной атмосфере надо льдами формируется отрицательное фазовое разногласие. В случае высокогорных ледников (сухой лед), где высокое альбедо несколько нивелируется наклонами, а атмосфера представлена более высокими слоями, с еще меньшим поглощением радиации и почти не содержит влаги, отмечается опережение по фазе воздуха поверхностью льда (рис. 2.10) (положительное фазовое разногласие). Таким образом, выявляется специфическая роль низкорасположенных ледников (плавучих льдов) как локальных нагревателей атмосферы.

Взаимосвязь радиационных характеристик (альбедо) и фазовых разногласий отражена на рис. 2.11, иллюстрирующем зависи-

мость фазовых сдвигов от альбедо для океана, суши и ледников. Отмечается устойчивое увеличение модуля сдвига фаз с увеличением альбедо для всех трех подстилающих поверхностей. Взаимосвязь фазовых различий и альбедо, характеризующую роль различных сред в формировании теплового состояния климатической системы, отражает табл. 2.7. Отклонения альбедо от его среднего для земного шара значения показывают, что знак отклонения обратен знаку сдвига фаз между атмосферой и подстилающей поверхностью, исключая случай плавающих припайных и шельфовых льдов, где преобладающую роль играет локальная динамика влаги. Подробный анализ фазовых различий термических характеристик океана, суши, льдов и атмосферы приведен в [174].

Таблица 2.7

Фазовые различия в годовом ходе температур воздуха и подстилающей поверхности и альбедо для океанов, материков и ледников

	Альбедо (в отклонениях от среднего)	Сдвиги фаз, сут	Термическая роль в климатической системе
Океаны	0,03—0,02 (—0,20)	—11 ± 8	Нагреватель
Суша	0,05—0,05 (+0,07)	+6 ± 4	Холодильник
Ледники и снежники на уровне моря	0,55—0,94	—4 ± 1,5	Нагреватель
Высокогорные ледники	0,70—0,90	+2	Холодильник

Анализ причин существующего фазового соотношения между годовыми температурными колебаниями в воздухе и воде приводится на основе модельных интерпретаций годового хода в [52, 53, 247, 248, 264, 279, 310]. Как правило, такие модели исходят из уравнения переноса тепла, в котором различные авторы с разной степенью полноты учитывают факторы формирования цикличности в океане и в атмосфере. А. А. Пивоваров и Во Ван Лань [52, 53] построили нелинейную модель для стратифицированного океана и учли объемное поглощение лучистой энергии верхним слоем океана. В [233] анализируется суточный ход температур поверхности воды и воздуха. Получено отставание по фазе температуры воздуха от температуры воды, что не согласуется с эмпирическими данными, согласно которым и в суточном ходе температура воздуха опережает температуру воды.

Влияние радиационных притоков тепла в атмосфере и адвекции тепла на взаимосвязанные температурные колебания годового периода в пограничных слоях океана и атмосферы рассматрива-

ется в работе Ю. Д. Реснянского [248]. Температурные колебания в пограничных слоях возбуждались периодическими по времени радиационными притоками тепла, не зависящими от горизонтальной координаты. Задача рассматривалась в области западного переноса умеренных широт и была сформулирована в виде двух уравнений притока тепла для океана и для атмосферы:

$$\frac{\partial \tilde{\theta}(x,\ t)}{\partial t} + \tilde{u}\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} + b\left(\tilde{\theta} - \theta\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{a}_n e^{i\omega_n t};$$

$$\frac{\partial \theta(x,\ t)}{\partial t} + u\frac{\partial \theta}{\partial x} - b\left(\tilde{\theta} - \theta\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{i\omega_n t}; \qquad (2.36)$$

$$\tilde{a}_n = \tilde{r}_n \Big/ \left(\rho \tilde{C}_p \tilde{h}\right); \quad a_n = r_n/(\rho C_p h);$$

$$b = [\rho C_p C_\theta |u| (1 - \mathrm{Bo}^{-1})] \Big/ \left(\rho \tilde{C}_p \tilde{h}\right),$$

где $b = C_\theta |u|/h$; θ — потенциальная температура; ρ — плотность; C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; h — толщина пограничных слоев; u — горизонтальные скорости течения и ветра вдоль x; r_n — коэффициенты разложения в ряд Фурье периодических по времени радиационных притоков тепла; ω_n — частота, соответствующая годовой гармонике; C_θ — коэффициент теплообмена; Bo — соотношение Боуэна; тильдой помечены характеристики, относящиеся к океану. Учет радиационных притоков тепла в атмосфере позволил получить в решении [247, 248] превышение по амплитуде и опережение по фазе температуры воздуха относительно колебаний температуры воды. Влияние адвекции задавалось граничными условиями на западном берегу океана. Полученное в этом случае отношение амплитуд колебаний температур воздуха и воды составило 1,05—1,20. Разность фаз всюду была положительна и изменялась от 1 до 20 сут. В рассмотренной работе, видимо, впервые были обоснованы в модели опережения в годовом ходе температуры воздуха по отношению к температуре воды. Однако в [247, 248] не учитывался факт преимущественного радиационного нагревания атмосферы от океана, т. е. радиационный теплообмен между океаном и атмосферой, искусственно устанавливался радиационный баланс, не был описан годовой ход скоростей ветра и течения. Эти моменты оказались в поле зрения [263, 264, 274, 275], где дано последовательное объяснение существующих фазовых рассогласований температурных и влажностных полей на основе малопараметрической модели.

Система уравнений [263] близка по виду к [248], но содержит переменные коэффициенты:

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \operatorname{grad} T_w + \frac{1}{\tilde{C}_p \tilde{\rho} \tilde{h}} \left(Q_H + Q_E + \widetilde{IR}\right) = \frac{\tilde{q}(t)}{\tilde{C}_p \tilde{\rho} \tilde{h}};$$

$$\frac{\partial T_a}{\partial t} + \mathbf{u} \operatorname{grad} T_a - \frac{1}{C_p \rho h} (Q_H + IR) = \frac{q(t)}{C_p \rho h}, \tag{2.37}$$

где $\widetilde{IR}$, IR — баланс инфракрасной радиации океана и приповерхностного слоя атмосферы; $\tilde{q}$ и q — суммарная солнечная радиация, поглощаемая в единицу времени океаном и пограничным слоем атмосферы. Параметризация турбулентных потоков явного и скрытого тепла использовалась в виде обобщения (2.2):

$$Q_H + Q_E = \rho C_P C_T (1 + \mathrm{Bo}^{-1}) u (T_w - T_a), \tag{2.38}$$

где $\mathrm{Bo} = 0{,}2$; $C_T = 10^{-3}$. Использование постоянной величины Bo и постоянного коэффициента обмена, естественно, является сильным приближением, однако это упрощение необходимо на данном этапе для объяснения температурных фазовых рассогласований.

Для параметризации $\widetilde{IR}$, IR запишем уравнения радиационного баланса поверхности океана и пограничного слоя атмосферы:

$$\widetilde{IR} = \sigma T_w^4 - l \sigma T_a^4;$$

$$IR = l(\sigma T_w^4 - \sigma T_a^4) - R_{b_2}, \tag{2.39}$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана; R_{b_2} — баланс тепловой радиации на верхней границе пограничного слоя атмосферы, оцениваемую в предположении отсутствия скачка температуры на верхней границе как

$$R_{b_2} = \sigma T_b l_1 (1 - l_2), \tag{2.40}$$

где T_b — температура на верхней границе перемешанного слоя, полагаемая const; l_1 — его относительная излучательная способность; l_2 — относительная излучательная способность остальной атмосферы. В соответствии с [263] можно считать $l_1 = 0{,}5$, $l_2 = 0{,}6$. С учетом (2.38)—(2.40) для (2.37) можно записать:

$$\left[Q_H + Q_E + \widetilde{IR}\right] = \left[\rho C_P C_T (1 + \mathrm{Bo}^{-1})\ u\ (T_w - T_a) + \sigma T_w^4 - l \sigma T_a^4\right];$$

$$[Q_H + IR] = \left[\rho C_P C_T u (T_w - T_a) - l \sigma (T_w^4 - T_a^4)\right],$$

что позволяет замкнуть систему (2.37).

Для параметризации суммарной солнечной радиации в [264] предложено

$$q(t) = \varepsilon_r \tilde{q}(t),$$

где $\varepsilon_r \approx 0{,}1$. Скорость ветра задавалась, как функция времени, первой гармоникой годового периода:

$$u(t) = u_0 + u_1 \cos(\omega t + \varphi).$$

Осреднение (2.37) с учетом (2.39) проводится для среднеширотных областей Северной Атлантики и Северной Пасифики, где преобладает перенос с запада на восток в течение года (35—40° с. ш., 30—60° з. д. для Атлантики и 160—180° в. д. для Пасифики). Четвертые степени температур в (2.39) заменяются их приближенными линейными выражениями:

$$T^4 \approx 4T_0^3 T - 3T_0^4,$$

что позволяет линеаризовать (2.37):

$$dT_w/dt + C_1 u(t)(T_w - T_a) + k_1 T_w - pT_a = \tilde{a}(t) - \Sigma_w(t) + c_w; \tag{2.41}$$

$$dT_a/dt - [c_2 u(t) + k_2](T_w - T_a) = \tilde{a}(t) - \Sigma_a(t) - c_a,$$

где

$$c_1 = \rho C_p C_T (1 + \mathrm{Bo}^{-1})/(\tilde{C}_p \tilde{\rho} \tilde{h}); \quad c_2 = C_h/h;$$

$$\tilde{a}(t) = \tilde{q}(t)/(\tilde{C}_p \tilde{\rho} \tilde{h}); \quad a(t) = q(t)/(C_p \rho h);$$

$$c_w = 3(1 - l)\sigma T_0^4/(\tilde{C}_p \tilde{\rho} \tilde{h}); \quad c_a = R_{b_2}/(C_p \rho h);$$

$$k_1 = 4\sigma T_0^3/(\tilde{C}_p \tilde{\rho} \tilde{h}); \quad k_2 = 4l\sigma T_0^3/(C_p \rho h); \quad p = 4l\sigma T_0^3/(\tilde{C}_p \tilde{\rho} \tilde{h}).$$

Система (2.41) преобразуется в уравнение второго порядка относительно T_w:

$$d^2T_w/dt^2 + (c_2 u + k_2)\, dT_w/dt + (k_1 - p)(c_2 u + k_2) T_w =$$

$$= (c_1 u + p)(a - \Sigma_a - c_a) + (c_2 u + k_2)\left(\tilde{a} - \Sigma_w + c_w\right). \tag{2.42}$$

Отсутствие в решении собственных колебаний и параметрических резонансов позволяет представить решения (2.41), (2.42) в виде

$$T_w(t) = T_{w0} + \sum_{i=1}^{\infty} \left[T_{wi}^1 \cos(i\omega t) + T_{wi}^2 \sin(i\omega t)\right]; \tag{2.43}$$

$$T_a(t) = T_{a0} + \sum_{i=1}^{\infty} \left[T_{ai}^1 \cos(i\omega t) + T_{ai}^2 \sin(i\omega t)\right].$$

Подстановка (2.43) в уравнения для T_w и T_a дает систему алгебраических уравнений, разрешаемую относительно амплитуд и фаз первой годовой, а также каждой из следующих гармоник. Сдвиг фазы T_w относительно солнечной радиации определяется выражением

$$\Delta\varphi_w = \frac{1}{\omega}\operatorname{arctg}\frac{\omega}{k_1 - p} = \frac{1}{\omega}\operatorname{arctg}\frac{\omega\widetilde{C}_p\widetilde{\rho}\widetilde{h}}{4(1-l)\sigma T_0^3}. \qquad (2.44)$$

Так как $\omega \gg k_1 - p$, отставание T_w по фазе относительно солнечной радиации составляет около 3 мес. Такое отставание для T_w является предельным и тем ближе к 3 мес, чем выше теплоемкость пограничного слоя. Можно получить приближенные формулы для амплитуд температурных колебаний:

$$T_{w1} \approx -F_1/\left(\omega\widetilde{C}_p\widetilde{\rho}\widetilde{h}\right);$$
$$T_{a1} \approx \sqrt{T_{w1}^2 + f_1^2} > T_{w1}, \qquad (2.45)$$

где $F_1/(\widetilde{C}_p\widetilde{\rho}\widetilde{h})$; f_1 — амплитуды годовых гармоник q и $\widetilde{q}$. Выражение для разности фаз годовых гармоник T_w и T_a имеет вид

$$\varphi(T_wT_a) = \frac{1}{\omega}\operatorname{arctg}\frac{f_1}{T_{w1}} = \frac{1}{\omega}\operatorname{arctg}\left(\frac{f_1}{F_1}\widetilde{C}_p\widetilde{\rho}\widetilde{h}_{эф}\omega\right), \qquad (2.46)$$

где $h_{эф} \approx 50$ м для средних широт Северной Атлантики. Проведенные оценки дали следующие значения: $T_{w1} \approx 3{,}0$ К, $T_{a1} = 3{,}1$ К, $\varphi(T_wT_a) = 14$ сут, что, как мы увидим, близко к среднему значению для умеренных широт Северного полушария. То есть поглощение атмосферой солнечной радиации, не изменяя амплитуд годового хода, формирует значительное фазовое запаздывание $\varphi(T_wT_a)$. Учет притоков коротковолновой радиации в атмосфере увеличивает амплитуду T_w на 10 %, не меняя ее фазы. Учет адвекции увеличивает амплитуды колебаний в воде и в воздухе соответственно на 0,3 и 0,6°, а $\varphi(T_wT_a)$ при этом возрастает до 22 сут. Переход к модели, учитывающей динамику $\widetilde{h}$, практически не изменяет фазу первой гармоники T_w, что объясняется большой тепловой инерцией ВКС.

Таким образом, в формировании фоновых значений фазового сдвига годовых температурных колебаний в воде и в воздухе преобладающую роль играет поглощение солнечной радиации в нижних слоях атмосферы. В то же время локальные максимумы фазовых сдвигов формируются в основном благодаря адвекции тепла течениями. Этот результат является правомерным, поскольку для поддержания в течение достаточно длительного периода времени больших потоков тепла необходим постоянный адвективный приток тепла в океане и отток тепла в атмосфере.

Анализ амплитудно-фазовых характеристик сезонного хода влажности проведен в [278] с приложением к Красному морю, характеризующемуся быстрым замещением воздуха над акваторией, что приводит к выносу испарившейся с поверхности влаги. Аналогом, хотя и не совсем точным, в открытом океане являются пассатные области.

Уравнения (2.37) дополняются уравнением баланса влаги:

$$h\rho\, dq_a/dt - \rho C_E u\,(q_w(T_w) - q_a) = -W, \qquad (2.47)$$

где W — количество влаги, переносимой в пограслое атмосферы через границу рассматриваемой области. Вместо (2.38) воспользуемся параметризацией типа (2.2), предполагающей независимое описание Q_H и Q_E. Линеаризация (2.47) и переход от удельной влажности к абсолютной приводит к

$$\frac{de_z}{dt} - p\,(a + bT_w - e_z) = \frac{\alpha}{h} W, \qquad (2.48)$$

где $p = C_E u/h$; $a = -533{,}6$ гПа; $b = 1{,}9$ гПа/К; $\alpha = -\rho R T_{a0}/\mu_n$; T_{a0} — среднегодовое значение T_a; μ_n — масса моля пара; R — универсальная газовая постоянная. Описание выноса влаги восходит к учету ее переноса через верхнюю границу погранслоя атмосферы, горизонтального выноса на материк и муссонного переноса с Индийского океана. Первые две составляющие можно задать как

$$W = W_0 + \tau_e h\rho q_a, \qquad (2.49)$$

где $W_0 = \text{const}$; τ_e — скорость выноса, зависящая от климатических параметров, которая параметризуется как

$$\tau_e(t) = A - B\,(T_w - T_a). \qquad (2.50)$$

Выражения для амплитуд и фаз годовых гармоник T_w и e_z таковы:

$$T_{w1} = G_1(1 + y)/\sqrt{\Delta} \approx G_1/\omega; \qquad (2.51)$$

$$e_{z1} = \sqrt{(e_{z1}^1)^2 + (e_{z1}^2)^2} > G_1 by/\sqrt{\Delta} \approx G_1 by/[\omega(y+1)]; \qquad (2.52)$$

$$\varphi_{w1} = \frac{1}{\omega}\,\text{arctg}\,\frac{\omega(1+y)}{y\tau_w + \tau_x};$$

$$\varphi_{e_{z1}} = \frac{1}{\omega}\,\text{arctg}\,\frac{e_{z1}^2}{e_{z1}^1} < \varphi_{w1},$$

где индексы «1» и «2» отвечают соответственно cos-компоненту и sin-компоненту; $G_1 = F_1 + ke_{z0}BG_1/[p + \tau e_0]$; $y = p/\tau_{e0}$; $\Delta = \omega^2 \times (y+1)^2 + (y_1\tau_w + \tau_x)^2$; $F_1 = q_1(1+\varepsilon_r)/(C_p\rho h)$; e_{z0} — равновесное значение e_z, определяемое как

$$e_{z0} = \frac{1}{\tau_{e0} + p}\,[p\,(a + bT_{w0}) - \alpha W_0]. \qquad (2.53)$$

Оценки, проведенные при $C_E = 1{,}12 \cdot 10^{-3}$, $C_T = 10^{-3}$, $p = 4{,}3 \cdot 10^{-6}$ с$^{-1}$, $\tau_w = 6{,}8 \cdot 10^{-9}$ с$^{-1}$, $\tau_\alpha = 6{,}5 \cdot 10^{-8}$ с$^{-1}$, дали опережение по фазе T_w годовой гармоникой e_z на 11 сут, которое определяется связью (2.51) и при ее отсутствии не проявляется.

Таким образом, фазовое опережение влажностью воздуха температуры воды объясняется увеличением скорости выноса влаги на материк в зимний сезон за счет усиления процессов конвекции. В области пассатной циркуляции этот сдвиг объясняется зимним усилением меридиональной ячейки атмосферной циркуляции.

Термические и влажностные контрасты океана и атмосферы, а также фазовые рассогласования годового хода параметров воды и воздуха являются важнейшими интегральными характеристиками крупномасштабного энергообмена в системе океан—атмосфера и могут служить отправной точкой создания параметризаций крупномасштабных потоков тепла и влаги на границе.

2.3. Параметризация крупномасштабных потоков тепла на границе океан—атмосфера

Для описания крупномасштабного теплообмена в рамках (2.2) необходимо выделить составляющие динамических полей, которые соответствуют крупномасштабным термическим процессам. Такими динамическими составляющими являются зональная циркуляция, характеризующая взаимодействие низких и высоких широт и мусонные движения, отвечающие обмену воздухом между океанами и континентами. Ниже мы более подробно остановимся на этих процессах. Здесь же воспользуемся лишь теми сведениями, которые необходимы для получения соотношений, характеризующих крупномасштабные (сезонные и климатические) потоки тепла на границе океан—атмосфера. Входящий в (2.2) ветер можно для крупномасштабных процессов представить как связанный с градиентами барических полей с учетом негеострофичности

$$V = 0{,}7V_G = \frac{0{,}7}{\rho_a f} \nabla P_a, \tag{2.54}$$

где $f = 2\Omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса. В. В. Шулейкиным [326] было получено соотношение между приземными температурными и барическим полями:

$$\operatorname{grad} P_a = -\Pi \operatorname{grad} T_a, \tag{2.55}$$

где

$$\Pi = \frac{P_0}{2\overline{T}_0} \frac{gH}{RT_0 - gH}. \tag{2.56}$$

В (2.56) H — высота, на которой годовые колебания горизонтальных температурных градиентов обращаются в нуль; $\overline{T}_0$ — средняя температура этого слоя; T, P — температура и давление у Земли; индекс «0» соответствует условиям, принятым за нормальные;

R — газовая постоянная. Выражение (2.55) определяет взаимодействие сезонных тепловых и барических полей в мусонном поле. Представляя атмосферное давление в виде [94]

$$P_a = P_T + e_z, \tag{2.57}$$

где P_T — давление сухого воздуха, при переходе к градиентам имеем

$$\nabla P_a = \nabla P_T + \nabla e_z. \tag{2.58}$$

Все выкладки, проведенные В. В. Шулейкиным [326] для получения (2.55), справедливы для сухого воздуха. Тогда можно (2.55) представить в виде

$$\nabla P_T = -\Pi' \nabla T_a, \tag{2.59}$$

где коэффициент Π' не равен Π. С учетом (2.58), (2.59) вместо (2.54) имеем

$$V = \frac{0{,}7}{\rho f} (-\Pi' \nabla T_a + \nabla e_z). \tag{2.60}$$

Выражение (2.60) можно считать справедливым для климатических и сезонных движений атмосферы. Ниже мы обсудим особенности оценки Π' для процессов различных масштабов.

Возвращаясь теперь к соотношениям (2.2), подставим в них (2.60) и проинтегрируем (2.2) за годовой цикл τ в предположении знакопостоянства $(T_w - T_a)$ и $(e_0 - e_z)$ на отрезке $[0, \tau]$:

$$\widehat{Q}_H = C_p C_H \sigma \left| I(T_w e_z) - I(T_a e_z) - \Pi' I(T_w T_a) + \Pi' I(T_a T_a) \right|; \tag{2.61}$$

$$Q_E = L \frac{0{,}622}{P_a} C_E \sigma \left| I(e_0 e_z) - \Pi' I(e_0 T_a) + \Pi' I(e_z T_a) - I(e_z e_z) \right|,$$

где $\sigma = 0{,}7/f$; величины $\widehat{Q}_H$, $\widehat{Q}_E$ соответствуют проинтегрированным за год потокам, введено обозначение

$$I(ij) = \int_0^\tau i \nabla j \, dt.$$

Используя (2.61), можно рассчитать потоки явного и скрытого тепла. Существенную трудность здесь представляет вычисление градиентов ∇T_a, ∇e_z по экспериментальным данным, однако для годовых циклов они могут быть заменены величинами, легко определяемыми по временным рядам наблюдений.

Предположим, что поля температур воды и воздуха и влажности имеют следующую структуру:

$$T_i(\mathbf{x}, t) = \overline{T}_i(\mathbf{x}) + \sum_l \widetilde{T}_{il}(\mathbf{x}, t) = \overline{T}_i(\mathbf{x}) + \sum_l T_{0il}(\mathbf{x}) \cos[\omega_l t + \varphi_{il}(\mathbf{x})], \tag{2.62}$$

где величины $\overline{T}_i(\mathbf{x})$ определяют климатический фон, неизменный

на периодах порядка года, а сумма $\sum_j \widetilde{T}_{ij}(\mathbf{x}, t)$ отвечает периодическому компоненту с периодами год и менее. Учитывая, что в периодическом компоненте превалирует годовая гармоника, вместо (2.62) можно записать:

$$T_a(\mathbf{x}, t) = \bar{T}_a(\mathbf{x}) + T_{a0}(\mathbf{x}) \cos\left[\omega t + \varphi_{T_a}(\mathbf{x})\right];$$

$$T_w(\mathbf{x}, t) = \bar{T}_w(\mathbf{x}) + T_{w0}(\mathbf{x}) \cos\left[\omega t + \varphi_{T_w}(\mathbf{x})\right]; \qquad (2.63)$$

$$e_z(\mathbf{x}, t) = \bar{e}_z(\mathbf{x}) + e_{z0}(\mathbf{x}) \cos\left[\omega t + \varphi_{e_z}(\mathbf{x})\right],$$

где T_{w0}, T_{a0}, e_{z0} отвечают амплитудам первой гармоники с периодом 1 год, φ_{T_w}, Δ_{T_a}, φ_{e_z} — фазам этой гармоники, зависящим от координат. Попробуем теперь установить связь между величинами ∇T и $\partial T/\partial t$ в виде

$$\nabla T = f(\varphi_T, T_0)\, \partial T/\partial t.$$

Для примера рассмотрим величину $T_a(\mathbf{x}, t)$ и проделаем необходимые преобразования. Для пространственных градиентов имеем

$$\nabla T_a(\mathbf{x}, t) = \nabla \bar{T}_a(\mathbf{x}) + \nabla T_{a0}(\mathbf{x}) \cos\left[\omega t + \varphi_{T_a}(\mathbf{x})\right] -$$

$$- T_{a0}(\mathbf{x})\, \nabla\varphi_{T_a}(\mathbf{x}) \sin\left[\omega t + \varphi_{T_a}(\mathbf{x})\right] =$$

$$= \nabla \bar{T}_a(\mathbf{x}) - T_{a0}(\mathbf{x}) \sqrt{\left[\nabla T_{a0}(\mathbf{x})/T_{a0}(\mathbf{x})\right]^2 + \left[\nabla\varphi_{T_a}(\mathbf{x})\right]^2} \times$$

$$\times \sin\left[\omega t + \varphi_{T_a}(\mathbf{x}) + \Delta\beta_{T_a}\right],$$

где

$$\operatorname{tg} \Delta\beta_{T_a} = \nabla T_{a0}(\mathbf{x}) / \left[T_{a0}(\mathbf{x})\, \nabla\varphi_{T_a}(\mathbf{x})\right].$$

Временна́я производная равна

$$\partial T_a/\partial t = -T_{a0}(\mathbf{x})\, \omega \sin\left[\omega t + \varphi_{T_a}(\mathbf{x})\right].$$

Осуществим теперь соответствующие подстановки и сравним интегралы

$$I(T_w T_a) = \int_0^\tau T_w \nabla T_a\, dt \quad \text{и} \quad S(T_w T_a) = \int_0^\tau T_w \frac{\partial T_a}{\partial t}\, dt.$$

В результате получим

$$I(T_w T_a)/\left[S(T_w T_a)\right] = \frac{1}{\omega}\left\{\nabla\varphi(T_w T_a)[\mathbf{x}] - \operatorname{tg}\varphi(T_w T_a)\left[\nabla T_{a0}(\mathbf{x})/(T_{a0}(\mathbf{x}))\right]\right\}$$

или

$$I(T_w T_a) = S(T_w T_a)\, \Phi(\varphi(T_w T_a), T_{a0}), \qquad (2.64)$$

где

$$\Phi(\varphi(T_w T_a),\ T_{a0}) = \frac{1}{\omega}\left[\nabla\varphi(T_w T_a) - \operatorname{tg}\varphi(T_w T_a)\left(\frac{\nabla T_{a0}}{T_{a0}}\right)\right] =$$

$$= \frac{\nabla\varphi(T_w T_a)}{\omega}\{1 - \operatorname{tg}\varphi(T_w T_a)\operatorname{tg}(\Delta\beta_{T_w T_a})\}; \qquad (2.65)$$

$$\operatorname{tg}\Delta\beta_{T_w T_a} = \frac{\nabla T_{a0}}{T_{a0}\nabla\varphi(T_w T_a)}.$$

Будем полагать величину $\Delta\beta$ в (2.65) малой и считать

$$\operatorname{tg}\varphi(T_w T_a)\operatorname{tg}(\Delta\beta_{T_w T_a}) \ll 1. \qquad (2.66)$$

Соответствующие оценки будут приведены ниже. Тогда можно считать

$$\Phi(\varphi(T_w T_a),\ T_{a0}) \simeq \Phi(\varphi(T_w T_a)) = \nabla\varphi(T_w T_a)/\omega$$

и окончательно имеем

$$I(T_w T_a) = \frac{\nabla\varphi(T_w T_a)(x)}{\omega} S(T_w T_a). \qquad (2.67)$$

К (2.67) можно прийти, введя фазовую скорость u_T распространения температурных годовых волн в атмосфере, как это сделано в [173], и осуществляя переход

$$\partial T_a/\partial x = (1/u_T)(\partial T_a/\partial t).$$

Точность допущения о фазовой скорости определяется точностью предположения о малости $\Delta\beta$.

По аналогии с (2.67) для всех интегралов в (2.61) имеем:

$$I(T_w T_a) = \frac{\nabla\varphi(T_w T_a)}{\omega} S(T_w T_a) = k_1 S(T_w T_a);$$

$$I(e_0 e_z) = \frac{\nabla\varphi(e_0 e_z)}{\omega} S(e_0 e_z) = k_2 S(e_0 e_z);$$

$$I(T_a e_z) = \frac{\nabla\varphi(T_a e_z)}{\omega} S(T_a e_z) = k_3 S(T_a e_z); \qquad (2.68)$$

$$I(T_w e_z) = \frac{\nabla\varphi(T_w e_z)}{\omega} S(T_w e_z) = k_4 S(T_w e_z);$$

$$I(e_0 T_a) = \frac{\nabla\varphi(e_0 T_a)}{\omega} S(e_0 T_a) = k_5 S(e_0 T_a).$$

Величины e_0 и T_w однозначно связаны функциональной зависимостью [246]:

$$\lg e_0 = 10{,}79574\left(1 - \frac{T_1}{T_w + 273{,}15}\right) - 5{,}028\lg\frac{T_w + 273{,}15}{T_1} +$$

$$+ 1{,}50475\cdot 10^{-4}\left[1 - 10^{-8{,}2969\,[(T_w+273{,}15)/T_1 + 1]}\right] + 0{,}42873\cdot 10^{-3}\times$$

$$\times\left[10^{4{,}76955\,[1 - T_1/(T_w+273{,}15)]} - 1\right] + 0{,}78614, \qquad (2.69)$$

где $T_1 = 273{,}16$ К. С учетом (2.69) можно получить связь между интегралами $S(T_w e_z)$ и $S(e_0 e_z)$, а также $S(e_0 T_a)$ и $S(T_w T_a)$. Пре-

небрегая в выражении (2.69) третьим и четвертым членами, разложим его в ряд по малому параметру $\mu = T'_w/273$, где T'_w — отклонения температуры от среднегодового значения до члена μ^3 включительно:

$$e_0 = \alpha_1 (1 + \alpha_2\mu + \alpha_3\mu^2 + \alpha_4\mu^3), \tag{2.70}$$

где $\alpha_1 \approx 6{,}3$; $\alpha_2 \approx 19{,}84$; $\alpha_3 \approx 183$; $\alpha_4 \approx 1039$. При подстановке (2.70) в выражение для $S(e_0T_a)$ вклад будут давать только члены с нечетными степенями. Действуя аналогичным образом с интегралом $S(T_we_z)$, получаем с точностью до малых третьего порядка:

$$S(T_we_z) \approx S(e_0e_z)\frac{1}{R_n[(\overline{T}_w + 273)/273]},$$

$$S(e_0T_a) \approx S(T_wT_a)\,R_n\left(\frac{\overline{T}_w + 273}{273}\right), \tag{2.71}$$

где $\overline{T}_w$ — среднегодовая температура; $R_n \approx 2$ гПа/°С. Полагая в (2.71)

$$(\overline{T}_w + 273)/273 \approx 1,$$

можем записать

$$S(T_we_z) \approx 0{,}5S(e_0e_z);$$

$$S(e_0T_a) \approx 2S(T_wT_a). \tag{2.72}$$

Анализ зависимости (2.69) и большого экспериментального материала показывает также, что с большой степенью точности

$$\varphi(T_we_z) = \varphi(e_0e_z);$$

$$\varphi(e_0T_a) = \varphi(T_wT_a), \tag{2.73}$$

а следовательно, $k_4 = k_2$, $k_5 = k_1$.

Теперь, заменяя в (2.61) интегралы типа $I(i, j)$ на $S(i, j)$ в соответствии с (2.68) с учетом (2.63), (2.72), получаем:

$$\widehat{Q}_H = \widetilde{Q}_H + \overline{Q}_H = C_PC_T\sigma\left|k_2\frac{1}{R_n}S(e_0e_z) - k_3S(T_ae_z) - \right.$$
$$\left. - \Pi'k_1S(T_wT_a)\right|\operatorname{sign}(T_w - T_a) + \overline{Q}_H; \tag{2.74}$$

$$\widehat{Q}_E = \widetilde{Q}_E + \overline{Q}_E = L\frac{0{,}622}{P_a}C_E\sigma\left|k_2S(e_0e_z) - \Pi'k_1R_nS(T_wT_a) + \right.$$
$$\left. + \Pi'k_3S(e_zT_a)\right|\operatorname{sign}(e_0 - e_z) + \overline{Q}_E;$$
$$\overline{Q}_H = C_PC_T\sigma\tau\left|\nabla\overline{e}_z - \Pi'\nabla\overline{T}_a\right|(\overline{T}_w - \overline{T}_a);$$

$$\overline{Q}_E = L\frac{0{,}622}{P_a}C_E\sigma\tau\left|\nabla\overline{e}_z - \Pi'\nabla T_a\right|(\overline{e}_0 - \overline{e}_z). \tag{2.75}$$

Учитывая $S(i, j)+S(ji)=(ij)\big|_0^\tau=0$, можно полагать в (2.74), что $S(T_a e_z)=S(e_z T_a)$ и достаточно вычислять лишь один из интегралов.

Таким образом, мы получили выражения (2.74), (2.75), позволяющие рассчитывать интегральные за год потоки тепла в атмосферу. При интегрировании по времени, не кратному периоду основной гармоники, в (2.74) появилось бы еще 8 членов («межчастотных») для Q_H и Q_E. Выражения (2.74) и (2.75) позволили разделить потоки на две составляющие. Величины $\overline{Q}_H$ и $\overline{Q}_E$ зависят только от координат и отвечают среднеклиматическому состоянию. Они определяются контрастом воды и воздуха, а также крупномасштабными климатическими градиентами, мало меняющимися в пределах одного района, а в этом смысле мы не вернулись к исходным трудностям, связанным с определением градиентов в (2.61). Величины $\widetilde{Q}_H$ и $\widetilde{Q}_E$ связаны с фазовыми различиями в годовом ходе характеристик атмосферы и океана и составлены суммами интегралов $\oint T_w dT_a$, $\oint e_0 de_z$, $\oint T_a de_z$, представляющих собой площади замкнутых кривых в соответствующих координатах, феноменология которых описывалась в 2.2. Таким образом, мы установили связь площадей «петель», образуемых фазовыми траекториями, с тепловыми потоками [91].

Попробуем теперь несколько упростить (2.74), (2.75), а также оценить грубость некоторых сделанных нами допущений.

Интеграл $S(T_a e_z)$ также может быть выражен через $S(T_w T_a)$ и $S(e_0 e_z)$. В общем случае такое выражение достаточно громоздко и получается решением системы трансцендентных уравнений относительно фаз годовых колебаний влажности и температуры воздуха. Приведем здесь его для малых сдвигов фаз, когда вместо (2.33) можно полагать

$$S(T_w T_a) \approx T_{w0} T_{a0} \pi (\varphi_{T_w} - \varphi_{T_a});$$

$$S(e_0 e_z) \approx e_{00} e_{z0} \pi (\varphi_{e_0} - \varphi_{e_z});$$

$$S(T_a e_z) \approx T_{a0} e_{z0} \pi (\varphi_{T_a} - \varphi_{e_z}),$$

откуда с учетом (2.71) получаем

$$\varphi_{T_a} - \varphi_{e_z} = -\frac{S(T_w T_a)}{T_{w0} T_{a0} \pi} + \frac{S(e_0 e_z)}{R_n T_{w0} e_{z0} \pi},$$

и окончательно

$$S(T_a e_z) = \frac{T_{a0}}{R_n T_{w0}} S(e_0 e_z) - \frac{e_{z0}}{T_{w0}} S(T_w T_a). \qquad (2.76)$$

Теперь с учетом (2.76) упрощаем (2.74), вводя некоторые новые обозначения:

$$\tilde{Q}_H = \frac{C_p C_T \sigma}{u_T} \left| \lambda \Phi_{He} S(e_0 e_z) + \Phi_{HT} S(T_w T_a) \right| \operatorname{sign}(T_w - T_a);$$

$$\tilde{Q}_E = \frac{0{,}622 L C_E \sigma}{P_a u_T} \left| \lambda \Phi_{Ee} S(e_0 e_z) - \Phi_{ET} S(T_w T_a) \right| \operatorname{sign}(e_0 - e_z), \tag{2.77}$$

где

$$\Phi_{He} = \frac{1}{R_n}\left(1 - \frac{T_{a0}}{T_{w0}}\right); \quad \Phi_{HT} = \frac{e_{z0}}{T_{w0}} - \Pi';$$

$$\Phi_{Ee} = 1 + \frac{\Pi'}{R_n}\frac{T_{a0}}{T_{w0}}; \quad \Phi_{ET} = \Pi'\left(R_n - \frac{e_{z0}}{T_{w0}}\right).$$

В (2.77) $u_T = \omega/[\nabla\varphi(T_W T_a)]$, $u_E = \omega/[\nabla\varphi(e_0 e_z)]$, $\lambda = |u_E|/|u_T|$ — величина, интерпретируемая как отношение фазовых скоростей годовых волн влажности и температуры.

Итак, мы свели выражения для тепловых потоков к зависимостям от только двух интегралов, из которых $S(T_w T_a)$ отвечает за передачу явного тепла, а $S(e_0 e_z)$ — за передачу скрытого, что следует из анализа предельных случаев в (2.77): при $T_w = T_a$ величина $\tilde{Q}_H$ обращается в нуль, а в выражении для Q_E остается лишь член с $S(e_0 e_z)$, а при $e_0 = e_z$ в нуль обращается $\tilde{Q}_E$, а величина Q_H зависит лишь от $S(T_w T_a)$. Тем не менее и тот и другой интегралы входят в выражения и для явного, и для скрытого тепла. Последнее свидетельствует о том, что в формулах (2.77) учтены зависимости потоков явного тепла от скрытого и наоборот [254].

Теперь покажем справедливость допущений, сделанных при выводе (2.74), (2.75), (2.77). В первую очередь необходимо проверить выполнимость соотношений между приземными температурным и барическим полями и оценить коэффициенты Π и Π'. Результаты оценок для ряда различных районов, хорошо освещенных данными, приведены в табл. 2.8. Обращает на себя внимание то, что соотношение из [326] для сухого воздуха выполняется точнее, чем традиционное. Об этом свидетельствует уменьшение отношения среднего квадратического отклонения к среднему, полученному усреднением по некоторой пространственной области, приведенное в табл. 2.8. Заметим также, что коэффициент Π' больше Π, что связано с тем, что градиенты влажности, «работая против» градиентов давления, в значительной степени сглаживают барические контрасты. Это особенно выражено в тропических областях океанов. Надо заметить, что в (2.75) в общем случае необходимо использовать коэффициент Π', отличный от его значения в (2.74) и связанный со взаимодействием зонально осредненных температурного, барического и влажностного полей в меридиональной плоскости. В (2.75) уже рассматривается взаимодействие полей за вычетом из них среднезональной картины.

Таблица 2.8

Числовые оценки некоторых коэффициентов и величин, использованных при выводе (2,74), (2.75), и различные составляющие тепловых потоков для разных районов Мирового океана (Вт/м²) (знак „—" соответствует потоку тепла в атмосферу)

Район	$\frac{\Pi}{\sigma\Pi}$	$\frac{\Pi'}{\sigma\Pi'}$	$\operatorname{tg}\varphi_{T_w T_a} \times \operatorname{tg}\Delta\beta_{T_w T_a}$	$\operatorname{tg}\varphi_{e_0 e_z} \times \operatorname{tg}\Delta\beta_{e_0 e_z}$	$\widetilde{Q}_H$	$\widetilde{Q}_E$	$\overline{Q}_H$	$\overline{Q}_E$	$\frac{\overline{Q}_H/\overline{Q}_E}{\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E}$
1. Куросио	$\frac{1,32}{0,67}$	$\frac{1,79}{0,47}$	0,053	0,080	—31,4	—104,3	—37,9	—96,3	$\frac{0,394}{0,301}$
2. Красное море	$\frac{1,01}{0,80}$	$\frac{2,53}{0,22}$	0,046	0,031	4,3	—42,2	9,2	—174,6	$\frac{-0,053}{-0,100}$
3. Перуанский апвеллинг	$\frac{0,63}{0,86}$	$\frac{1,25}{0,34}$	0,071	0,071	0,1	2,7	—11,8	—66,8	$\frac{-0,266}{-0,224}$
4. Южно-Китайское море	$\frac{1,48}{0,49}$	$\frac{2,12}{0,20}$	0,056	0,043	—7,8	—49,7	—18,8	—79,9	$\frac{0,234}{0,157}$
5. Море Уэдделла	$\frac{2,10}{0,74}$	$\frac{2,34}{0,52}$	0,109	0,088	—10,2	—25,4	—30,7	—59,7	$\frac{0,514}{0,403}$

При выводе (2.67) величины $\operatorname{tg}\varphi_{T_wT_a}\operatorname{tg}\Delta\beta_{T_wT_a})$ и $\operatorname{tg}\varphi_{e_0e_z}\times$ $\times\operatorname{tg}(\Delta\beta_{e_0e_z})$ полагались много меньшими 1. В табл. 2.8 приведены необходимые оценки. Амплитудные значения элементов были оценены по данным о годовом ходе для каждого района. Приводимые в табл. 2.8 оценки показывают, что с точностью до 5—10 % можно считать (2.67) справедливым.

Полученные аналитически зависимости (2.71), (2.72) также были проверены на большом экспериментальном материале. Была

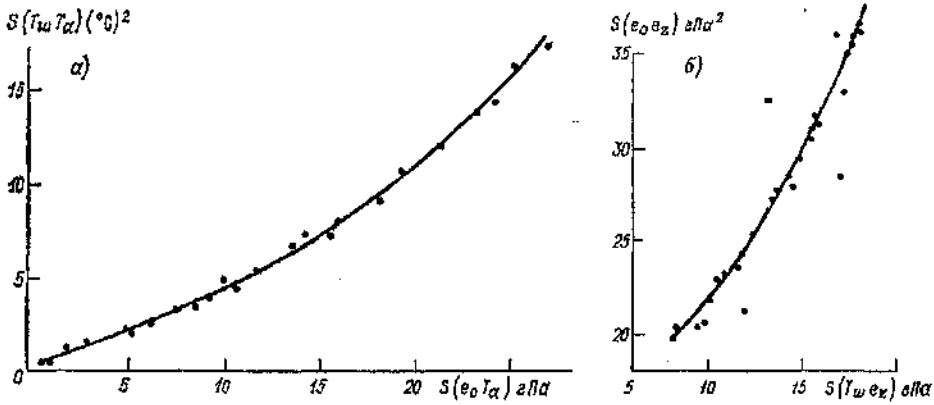


Рис. 2.12. Экспериментальные зависимости $S(T_wT_a)=F\left(S(e_0T_a)\right)$ (*а*) и $S(e_0e_z)=$ $=F\left(S(T_we_z)\right)$ (*б*).

получена экспоненциальная связь, с высокой степенью точности аппроксимируемая зависимостями

$$S(T_wT_a)=6{,}57\exp[0{,}048S(e_0T_a)]-6{,}24;$$
$$S(e_0e_z)=5{,}37\exp[0{,}092S(T_we_z)]+8{,}28,$$

или

$$S(e_0T_a)=20{,}83\ln[S(T_wT_a)+6{,}24]-39{,}16;$$
$$S(T_we_z)=10{,}97\ln[S(e_0e_z)-8{,}28]-18{,}27.$$

На рис. 2.12 приведены эти зависимости. В интервалах 5—40 $(°C)^2$ и 7—50 $гПа^2$ они могут быть заменены линейными регрессиями с коэффициентами при аргументе, равными R_n и $1/R_n$. Верхние оценки точности такой замены дают 1,3 % для перехода $S(e_0T_a)\to S(T_wT_a)$ и 1,8 % для перехода $S(T_we_z)\to S(e_0e_z)$.

Для проведения числовых расчетов нами использовались среднемесячные данные о температурах воды и воздуха, влажности воздуха, давления для 5- и 10-градусных квадратов. Для ряда районов были использованы данные с более детальным пространственным разрешением. Для примера нами были выбраны районы Куросио, Красное море, Гватемальский апвеллинг, Южно-Китай-

ское море и прикромочная область в районе моря Уэдделла. Результаты расчетов приведены в табл. 2.8, а на рис. 2.13 представлены кривые $T_a = f(T_w)$ и $e_z = f(e_0)$ (T_w, T_a-петли и e_0, e_z-

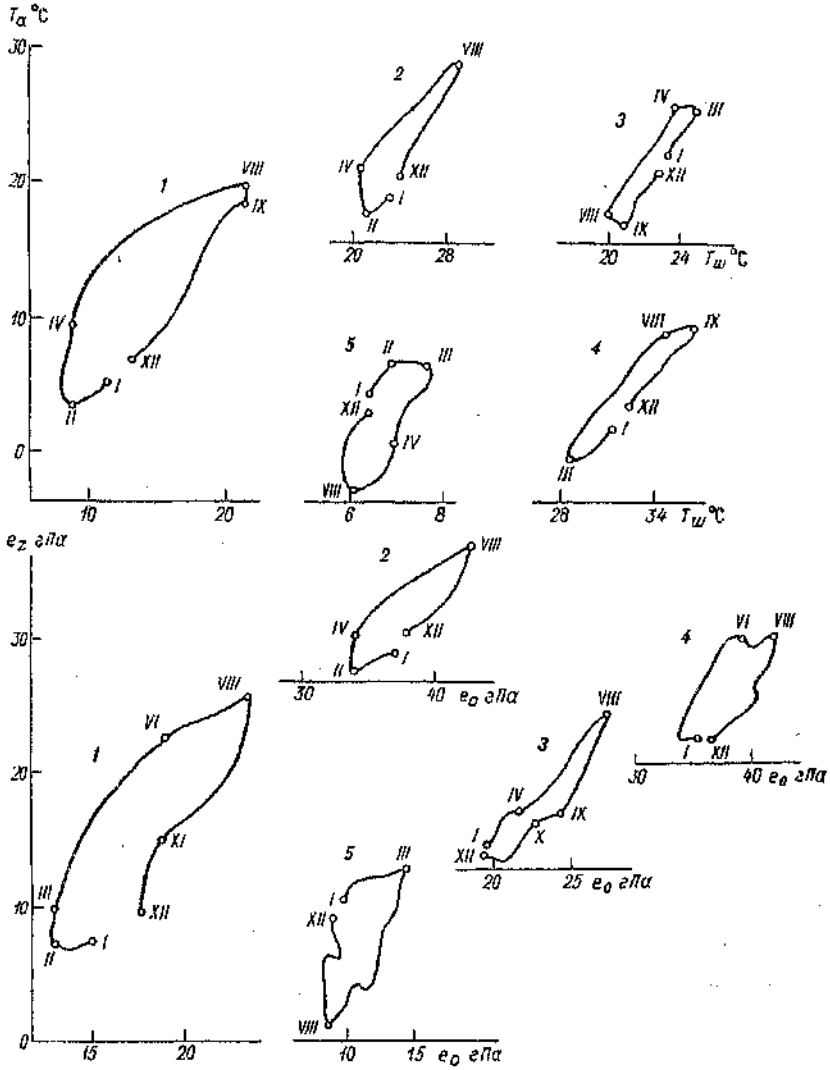


Рис. 2.13. Фазовые зависимости $T_a = f(T_w)$ и $e_z = f(e_0)$ для различных районов Мирового океана.

Цифры соответствуют табл. 2.8.

петли) для этих районов. Площади этих петель входят в уравнение (2.77) и характеризуют компоненты потоков явного и скрытого тепла, связанные с годовым ходом. Среднеклиматические

компоненты (2.75) определяются положением петель относительно прямых $T_w = T_a$ и $e_0 = e_z$ соответственно в координатах «$T_w - T_a$» и «$e_0 - e_z$». Обращает на себя внимание существенная пространственная изменчивость петель. Отметим, что максимальные фазовые различия величин T_w и T_a приурочены к районам Куросио и прикромочной области, а максимум сдвига фаз между e_0 и e_z отмечается в Южно-Китайском море, в тропиках. В районе Перуанского апвеллинга T_w, T_a-петля имеет обратное направление обхода, что свидетельствует об опережении в годовом ходе температурой воды температуры воздуха. Рассчитанные значения различных составляющих потоков явного и скрытого тепла в целом соответствуют основным географическим закономерностям теплообмена океана с атмосферой [17, 42]. Отметим, что соотношение сезонного и климатического компонентов тепловых потоков различное в разных районах. В высоких и низких широтах климатическая составляющая в 2—5 раз превышает сезонную. В средних широтах (район Куросио) сезонная и климатическая составляющие тепловых потоков примерно равны. Так как теплоотдача в этом районе экстремальна, то учет компонента, связанного с сезонным ходом, имеет особенно важное значение. В районах Красного моря и Перуанского апвеллинга потоки явного и скрытого тепла разнонаправлены. Выход холодных глубинных вод на поверхность в районе побережья Перу и вынос теплого воздуха с Аравийской пустыни на акваторию Красного моря приводят к возникновению потока явного тепла из атмосферы в океан. Отметим значительное испарение в Красном море, формируемое сухим воздухом Аравийской пустыни.

Параметризация (2.74), (2.75), (2.77) имеет значение для оценки соотношения Боуэна (2.5), часто используемого при моделировании взаимодействия. Соотношение (2.5) выполняется для климатических компонентов потоков и хорошо работает в высоких и низких широтах, где климатический компонент превышает сезонный. Здесь (2.5) определяется главным образом условиями стратификации, на что обращено внимание в [232]. В средних широтах, где сезонный компонент сравним с климатическим, отношение потоков явного и скрытого тепла носит более сложный характер, чем соотношение Боуэна, и зависит от отношения сезонных составляющих потоков.

Вводя отношение интегралов $S(e_0 e_z)$ и $S(T_w T_a)$:

$$m = S(e_0 e_z)/S(T_w T_a),$$

из (2.77) легко получаем величину

$$\widetilde{\mathrm{Bo}} = 0{,}622\,\frac{\lambda\,(T_{w0} - T_{a0}) + 2m\,(e_{z0} - \Pi' T_{w0})}{\lambda\,(2T_{w0} - \Pi' T_{a0}) - 2m\,(2\Pi' T_{w0} - \Pi' e_{z0})}, \qquad (2.78)$$

характеризующую отношение сезонных компонентов потоков и зависящую от отношения площадей $e_0 e_z$-петли и $T_w T_a$-петли.

В табл. 2.8 приведены отношения $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$ и $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$, определенные в соответствии с (2.5) и (2.78) и обозначенные как $\overline{\text{Bo}}$ и $\widetilde{\text{Bo}}$. Отметим, что они не равны. Значение $\overline{\text{Bo}}$, соответствующее классическому отношению Боуэна (2.5), как правило, превышает значение $\widetilde{\text{Bo}}$ на 20—50 %. К пространственной дифференциации значений $\overline{\text{Bo}}$ и $\widetilde{\text{Bo}}$ и их изменчивости мы вернемся позже.

Нами предложен лишь один из возможных подходов к параметризации крупномасштабных сезонных и климатических тепловых потоков на границе океана и атмосферы. Возвращаясь к анализу роли осреднения исходных данных в оценке тепловых потоков (см. раздел 2.1), можно рассматривать величины $\widetilde{Q}_H$ и $\widetilde{Q}_E$ как сезонную добавку к среднегодовым значениям теплообмена, отражающую фазовые рассогласования характеристик атмосферы и океана в годовом ходе. 32-летние ряды наблюдений на океанской станции «С» позволили рассмотреть связь отдельных корреляционных членов с интегралами $S(T_wT_a)$, $S(e_0e_z)$, $S(VT_a)$, $S(Ve_z)$. Сумма $(\overline{C_T\delta T'V'}+\overline{C'_T\delta T'V'})$ тесно связана с величинами $S(T_wT_a)$ (коэффициент корреляции $r=0{,}94$), а сумма $\overline{(VC'_T\delta T'}+\overline{+\delta TC'_TV')}$ — с интегралом $S(VT_a)$ ($r=0{,}97$). Аналогичные зависимости для δQ_K дают соответственно коэффициенты корреляции 0,89 и 0,96. Это позволило получить простые формулы для $\widetilde{Q}_H$ и $\widetilde{Q}_E$, позволяющие учесть особенности сезонного хода при оценке среднегодовых потоков:

$$\widetilde{Q}_H = \delta Q_H^{(12)} = \overline{C_T\delta TV}\,|_{\tau=1} - \overline{C}_T\overline{\delta TV}\,|_{\tau=12} = \\ = 0{,}692\widetilde{R}_QS(T_wT_a) + 0{,}134S(VT_a);$$

$$\widetilde{Q}_E = \delta Q_E^{(12)} = \overline{C_E\delta eV}\,|_{\tau=1} - \overline{C}_E\overline{\delta eV}\,|_{\tau=12} = \\ = 0{,}847\widetilde{R}_ES(e_0e_z) + 0{,}297S(Ve_z), \tag{2.79}$$

где $\widetilde{R}_Q=1$ м/(К · с), $\widetilde{R}_E=1$ м/(гПа · с) — размерные коэффициенты. Результаты расчетов по (2.79) с точностью 10 % совпадают с формулами (2.23), (2.24) и с такой же точностью с результатами (2.74), (2.75), (2.77). Это свидетельствует о том, что фазовые рассогласования годового хода тепловых, влажностных и динамических характеристик приводного слоя являются ключевым

моментом параметризации энергообмена на сезонном масштабе.

Параметрическое описание взаимодействия зональной циркуляции со среднеклиматическим тепловым и влажностным контрастом океана и атмосферы можно построить на анализе степени приспособления воздушных масс к характеристикам океанской поверхности. Мерой такого приспособления может служить взаимное расположение вектора приводного ветра, характеризующего направление переноса и генезис воздушных масс, и вектора скорости крупномасштабных течений, определяющих градиенты тем-

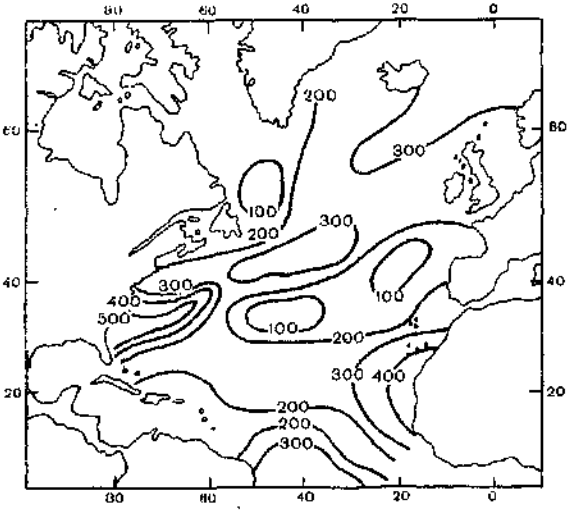


Рис. 2.14. Среднегодовая суммарная теплоотдача на акватории Северной Атлантики, рассчитанная с помощью векторной параметризации (Вт/м²).

пературы поверхности океана и положения основных гидрологических фронтов. Тогда целесообразно рассмотреть векторное произведение [265]:

$$G = [\mathbf{V}_a \times \mathbf{V}_w], \tag{2.80}$$

где $\mathbf{V}_a$, $\mathbf{V}_w$ — соответственно вектора ветра и течения. Если вектор приводного ветра направлен вдоль фронта, то характеристики воздуха быстро приспосабливаются к свойствам водной поверхности и даже при больших скоростях ветра не создается условий для возникновения аномально высоких потоков тепла. При переносе воздушной массы поперек фронта в непосредственной близости от последнего возникают максимальные вертикальные градиенты приводного слоя, обеспечивающие экстремальные значения энергообмена. Исходя из рассмотренной схемы, можно предполо-

жить эмпирическую зависимость климатических потоков тепла и влаги и произведения (2.80):

$$\overline{Q}_H + \overline{Q}_E = F\left[\mathbf{V}_a(\nabla P_a) \times \mathbf{V}_w(\nabla T_w)\right] + F_1, \qquad (2.81)$$

где F, F_1 — эмпирические константы. На основе данных [362] были оценены значения F, F_1, оказавшиеся равными $F = 650$ м^2/с^2, $F_1 = 340$ Вт/м^2, и проведен расчет в соответствии с (2.81) для акватории Северной Атлантики (рис. 2.14). Полученная картина, как мы увидим ниже, хорошо соответствует получаемой на основе интегральных параметризаций аэродинамического метода и параметризации (2.75). Максимальные значения потоков наблюдаются в районах, охваченных системой Гольфстрима и Северо-Атлантического течения, выявляются экстремумы в тропиках и у Африканского побережья. Таким образом, для описания среднеклиматических потоков на границе океан—атмосфера отправной точкой служат крупномасштабные температурно-влажностные контрасты приводного слоя, создаваемые взаимодействием квазизональной атмосферной циркуляции с полем крупномасштабных градиентов температуры поверхности океана.

ГЛАВА 3

Физические механизмы крупномасштабного взаимодействия

В этой главе будут рассмотрены физические закономерности процессов, определяющих энергетику крупномасштабного взаимодействия в системе океан—атмосфера. К этим механизмам относятся в первую очередь тепловлагоперенос между океанами и континентами, низкими и высокими широтами, а также энергопревращения в атмосфере и океане. Понятно, что более или менее подробное изложение каждого из этих вопросов может составить предмет отдельной монографии. Поэтому в данной главе мы стремились обратить внимание на те особенности перечисленных процессов, которые связаны с крупномасштабным взаимодействием. К анализу мелкомасштабных механизмов мы старались прибегать лишь в случае, когда это важно для понимания их роли в формировании сезонных или межгодовых изменений, и лишь в той мере, в которой это необходимо для понимания физики крупномасштабных процессов.

3.1. Термический контраст высоких и низких широт и формирование меридиональной циркуляции и межполушарного обмена энергией

Неравномерная в меридиональном отношении инсоляция обусловливает существенные различия в термическом режиме низких и высоких широт и порождает группу геофизических процессов, связанных с их тепловыми противоречиями. Одним из главных процессов, управляющих формированием климата Земли, является меридиональный обмен теплом в океане и атмосфере, осуществляемый посредством циркуляции в меридиональных ячейках. Такая циркуляция является следствием взаимодействия термических и динамических полей в атмосфере и в океане. Существование меридиональной ячейки в атмосфере, переносящей тепло в направлении от экватора к полюсам, было предсказано Хэдли [413]. В дальнейшем структура меридиональной циркуляции постоянно уточнялась благодаря работам Ферреля [394], Дове [386], Томсона [552], Бьеркнеса [346], Бержерона [344]. Великолепный экскурс в историю формирования представлений об общей циркуляции атмосферы дан в книге Э. Лоренца [183]. В свою

очередь Эмиль Ленц во время плавания на «Предприятии», а еще ранее Александр Гумбольдт [96] обнаружили в океане ячейку меридиональной циркуляции, сходную с хадлеевской, детализация которой связана с именами Крюммеля, Дефанта, Праудмена, Стоммела, Свердрупа, Манка [104, 291, 548, 549], положившим начало современным представлениям об общей циркуляции океана.

Ячейка в меридиональной плоскости в атмосфере поддерживается постоянным термическим контрастом экватора и полюсов. В табл. 3.1 приведены среднеширотные разности температур экватор — полюс для Северного и Южного полушарий. Эти диапа-

Таблица 3.1

Среднеширотные разности температур экватор — полюс (°С)

Полушарие	Январь	Июль
Северное	59,9	28,4
Южное	41,5	71,6

зоны изменений температуры максимальны для зонально осредненной тропосферы. Так, январские перепады температур в Северном полушарии для поверхности 850 гПа составляют 41 °С, 700 гПа — 39,4 °С, 500 гПа — 44,3 °С. Меридиональное распределение давления в атмосфере сложнее, чем температуры. На общем фоне возрастания давления от экватора к полюсам отмечаются локальные максимумы в широтных зонах 30—35° и локальные минимумы на широтах 60—65°. То есть если распределение температуры предполагает существование одной меридиональной ячейки циркуляции, то в распределении давления проявляются три реально существующие ячейки. Уникальное свойство меридиональной циркуляции как ПТМ I рода состоит в том, что нагревание рабочего тела идет здесь при низком давлении, а охлаждение — при высоком. Легко заметить, что компенсационное соотношение (2.55) не выполняется для зонально осредненных полей давления и температуры. Однако после разложения (2.57) можно констатировать качественное выполнение соотношения (2.59) с коэффициентом $\Pi'_м$, зависящим от широты:

$$\nabla_y P_T = -\Pi'_м(y)\,\nabla_y T_a. \qquad (3.1)$$

На рис. 3.1 приведены меридиональные распределения атмосферного давления P_a, давление сухого воздуха P_T и температуры T_a в Северном полушарии. Значение $\Pi'_м(y)$ колеблется от 0,25 до 2,5.

Сходная картина наблюдается в океане, где отмечается локальный субтропический максимум солености на широтах 25—

35°. На глубинах 100 м и более в средних широтах формируется и локальный максимум температуры [289]. Складывающаяся в поле плотности картина соответствует двум основным элементам циркуляции: субтропическому антициклоническому и субполярному циклоническому круговоротам.

Формирующаяся меридиональная термическая циркуляция устанавливает связь между перепадом температур нагревателя и холодильника и количеством тепла, передаваемым от нагревателя к холодильнику. Представляет интерес оценка работоспособности такой системы, которая проведена в [72]. Ясно, что при отсутствии межширотного обмена теплом температурные контрасты

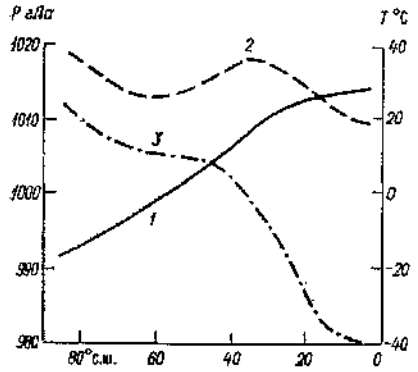


Рис. 3.1. Меридиональное распределение в атмосфере Северного полушария приземной температуры (*1*), атмосферного давления (*2*), давления сухого воздуха (*3*).

максимальны, но система неработоспособна. Работоспособность системы (максимальная полезная работа, которую она может совершить) в [72] по аналогии с технической термодинамикой оценивается как

$$L = Q_{\text{наг}}(T_{\text{наг}} - T_{\text{хол}})/T_{\text{наг}}, \tag{3.2}$$

где $Q_{\text{наг}}$ — тепло, подводимое к нагревателю; $T_{\text{наг}}$, $T_{\text{хол}}$ — соответственно температуры нагревателя и холодильника. Ввиду неизотермичности зон нагрева и охлаждения осреднение температур надо выполнять с весом тепла, получаемого или теряемого при данной температуре:

$$T_{\text{наг}} = Q_{\text{наг}}\left(\int_0^{\varphi_0} \frac{!dQ}{T(\varphi)}\right)^{-1};$$

$$T_{\text{хол}} = Q_{\text{хол}}\left(\int_{\varphi_0}^{90} \frac{dQ}{T(\varphi)}\right)^{-1}, \tag{3.3}$$

где широтные пояса $[\varphi_0, 90]$ и $[0, \varphi_0]$ соответствуют холодильнику и нагревателю. С использованием приземных данных о тем-

пературе и значений радиационного баланса на верхней границе атмосферы ($\overline{F_S} - F_T$), в [72] в первом приближении оценивается работоспособность земной климатической системы как

$$L \approx Q_{\text{маг}} \delta T_{\text{э-п}} / T_{\text{э}}, \tag{3.4}$$

что дает примерно 3 Вт/м² для Северного полушария и несколько больше для Южного. Проведение аналогичной оценки для Мирового океана связано с учетом меняющейся вдоль меридиана площади океана, когда вместо

$$Q_{\text{маг}} = \int_0^{\varphi_0} [F_S(\varphi) - F_T(\varphi)] \cos\varphi \, d\varphi$$

надо считать

$$Q_{\text{маг}} = \int_0^{\varphi_0} B(\varphi) \gamma \cos\varphi \, d\varphi, \tag{3.5}$$

где γ — процентное отношение площади океана в данной широтной зоне к площади зоны; B — тепловой баланс поверхности. Действуя по аналогии с [72], для океана получаем $L \approx 2{,}5$ Вт/м² в Северном полушарии и $L \approx 2{,}8$ Вт/м² в Южном, т. е. работоспособность океанской меридиональной циркуляции несколько меньше, чем атмосферной, причем, учитывая то, что значения B, рассчитанные нами, несколько выше [17, 42], можно считать, что приведенная оценка является оценкой «сверху».

Как в океане, так и в атмосфере отмечается неравенство термических потенциалов и режима Северного и Южного полушарий. В табл. 3.2 приводятся термические характеристики атмосферы и Мирового океана, осредненные по полушариям. Анализ таблицы позволяет заключить, что и атмосфера, и океаны Северного полушария в среднем теплее Южного, что должно порождать термическое взаимодействие между полушариями. Неравенство давления, а следовательно, и массы воздуха порождает адвекцию тепла из летнего полушария в зимнее, т. е. из Южного в Северное в январе и из Северного в Южное в июне. Количественные оценки этих эффектов приведены в [23, 41, 183, 188, 199], а в работе [154] предлагается схема междуполушарной тепловой машины, которая препятствует работе ПТМ I рода и удерживает момент импульса атмосферы [155]. Нагревателем этой машины является летнее полушарие, а холодильником — зимнее. Ее к. п. д. пропорционален

$$\eta = \begin{cases} \int_{p_a}^{0} (T_N - T_S)/(T_N \, dP), & T_N > T_S; \\ \int_{p_a}^{0} (T_S - T_N)/(T_S \, dP), & T_N < T_S, \end{cases} \tag{3.6}$$

где T_N, T_S — средние температуры северной и южной полярной шапок. Более целесообразно рассмотреть величину L (3.4) для такой машины. Оценка дает, что ее работоспособность не превышает $\approx 0{,}1$ Вт/м^2. Междуполушарная тепловая машина порождает меридиональную ячейку циркуляции, обеспечивающую перенос тепла из летнего полушария в зимнее, а влаги из зимнего в летнее. С автоколебаниями в работе между полушарной ПТМ в [154] связывается природа квазидвухлетней цикличности. В связи с междуполушарными взаимодействиями важны исследования связи квазидвухлетней цикличности экваториальной стратосферы с общей циркуляцией атмосферы, которые представляют особый интерес. Во многом пионерскими здесь являются работы Каца [38, 147—149]. Близкие к двухлетним колебания анализируются теоретически в [75] и по экспериментальным данным [524]. В [524] указывается характерный период 26 мес, в других работах получены отличные, хотя и близкие значения. Изящное объяснение такого разброса в оценках точного периода квазидвухлетнего колебания дается в цикле очень физичных работ, выполненных под руководством А. М. Обухова [75, 226]. Двухлетние колебания связываются здесь авторами с делением частоты при параметрическом резонансе. Нарушения двухлетней цикличности, приводящие при обработке экспериментального материала к впечатлению наличия несколько больших чем 24-месячных периодов, связывается с явлением переброса. Геофизическая система в этом случае обладает свойствами маятника с колеблющейся точкой подвеса, подчиняющегося уравнению Матье:

$$\ddot{x} + a^2[1 + \varepsilon \cos(\omega t)]\, x = 0,$$

которое допускает периодические решения с двойным периодом колебаний точки подвеса при $\varepsilon \ll 1$, $a \approx \omega/2$. Само явление переброса, т. е. перехода системы из одного устойчивого состояния в другое, моделировалось на лабораторной модели [226]. На нарушения двухлетней цикличности обращалось внимание в работе [353], где авторы также исходят из уравнения Матье. Аналогичные проявления в колебаниях теплообмена океана с атмосферой отмечены в [59]. Подробный анализ двухлетней цикличности гидрологических процессов в Атлантике дан в [294].

Интересно, какую роль в межполушарном взаимодействии может играть сезонный компонент потока тепла из океана в атмосферу, рассмотренный в предыдущей главе. Соотношения (2.74), (2.75), (2.77) показывают, что сезонные колебания приводят к добавочному («колебательному») теплопереносу из океана в атмосферу, связанному с фазовыми рассогласованиями годового хода характеристик воды и воздуха. Ниже будет детально рассмотрена пространственная дифференциация «колебательных» и климатических («статических») тепловых потоков, причем, как мы увидим, наибольшие значения $\widetilde{Q}_H$ и $\widetilde{Q}_E$ отмечаются в среднеширотных районах океана. «Колебательные» компоненты тепло-

вых потоков работают таким образом, чтобы ослабить меридиональные контрасты температур, которые возникали бы на Земле только при «статическом» теплообмене при отсутствии сезонных колебаний. Снижая меридиональный градиент температур, «колебательный» теплообмен уменьшает кинетическую энергию движений, генерируемую в климатической системе, и приближает ее к состоянию термодинамического равновесия [256].

Оценим количественный вклад «колебательного» теплопереноса в меридиональное распределение температуры воздуха. Альбедо поверхности Северного полушария выше Южного на $\Delta\alpha \approx 0{,}010 \ldots 0{,}015$, что обусловливает неравенство поглощения тепла полушариями. Если 1 %-ное изменение солнечной постоянной приводит к изменению средней приземной температуры $\Delta T \approx \approx 1{,}5$ °С [256], то для лишенного атмосферы черного тела это изменение составляет $\Delta T \approx 0{,}6$ °С, а с учетом изменения площади оледенения Северного полушария $\Delta T \approx 2 \ldots 3$ °С. В течение года поток солнечной радиации меняется из-за изменения расстояния между Солнцем и Землей, увеличиваясь в перигелии на 3,4 % и на столько же уменьшаясь в афелии. С учетом сезонного изменения средней высоты Солнца этот эффект мог бы приводить к разности температур полушарий 4,5 °С, а в совокупности с различной отражательной способностью следует ожидать превышение температуры Южного полушария над Северным на $\Delta T = 6$ °С. Таблица 3.2 свидетельствует об обратной картине, в формировании которой важную роль играет «колебательный» теплоперенос.

Таблица 3.2

Среднеполушарные термические характеристики океана и атмосферы, по [41, 51, 107, 288, 289]

Параметр	Северное полушарие	Южное полушарие
Температура атмосферы у поверхности Земли	15,0	13,4
Температура на поверхности 850 гПа	9,0	6,7
Температура на поверхности 500 гПа	—14,2	—16,0
Температура поверхности Мирового океана	22,3 19,2	17,8 (Степанов, 1974) 16,0 (Крюммель, 1911)
Температура поверхности Атлантического океана	20,7 20,1	16,4 (Степанов, 1974) 14,1 (Крюммель, 1911)
Температура поверхности Тихого океана	22,2 22,2	19,1 (Степанов, 1974) 16,8 (Крюммель, 1911)
Средняя температура Атлантического океана	4,95 5,35	3,12 (Добролюбов, 1987) 2,99 (Крюммель, 1911)
Средняя температура Тихого океана	3,69 3,66	3,50 (Добролюбов, 1987) 3,72 (Крюммель, 1911)

Энергобалансовое соотношение для атмосферы внутри некоторой широтной зоны можно сформулировать как

$$R_A + M_A + Q = 0, \qquad (3.7)$$

где R_A — радиационный баланс столба; M_A — меридиональные потоки через границы зоны; Q — потоки тепла из океана. При отсутствии сезонных колебаний температур и колебательного обмена на границе океан—атмосфера вместо (3.7) имеем

$$\overline{R}_A(\overline{T}_a,\ \overline{T}_w)+\overline{M}_A(\overline{T}_a)+\overline{Q}(\overline{T}_w,\ \overline{T}_a)=0, \tag{3.8}$$

а с учетом этих факторов

$$R_a(T_a,\ T_w)+M_A(T_a)+Q(T_w,\ T_a)=0, \tag{3.9}$$

где $T=\overline{T}+\widetilde{T}$ соответствует представлению (2.62), (2.63). Вычитая (3.8) из (3.9), получаем:

$$(R_a-\overline{R}_a)+(M_A-\overline{M}_A)+(Q-\overline{Q})=0. \tag{3.10}$$

Будем полагать амплитуды годовых колебаний T_{a0}, T_{w0} малыми по сравнению с $\overline{T}_a$, $\overline{T}_w$, также $\Delta T_a \ll \overline{T}_a$, $\Delta T_w \ll \overline{T}_w$. Покажем, что температурные колебания могут приводить к однонаправленному лучистому теплопереносу в климатической системе. Полагая, что источником тепла для атмосферы является поверхность, параметризуем поглощенную атмосферой за годовой цикл радиацию. Полагая для излучения океана $R_w=\sigma T_w^4$, представим величину R_a в виде

$$R_a=aR_w,$$

где $a=\alpha T_a$. Тогда имеем:

$$R_a=\sigma\alpha T_a T_w^4. \tag{3.11}$$

Используя представление (2.62), (2.63), а также линеаризацию для четвертых степеней температур $T^4\approx\overline{T}^4+4T^3$ и интегрируя (3.11) за годовой цикл $[0, \tau]$, получаем:

$$\widehat{R}_A=\overline{R}_A+\widetilde{R}=\sigma\alpha\tau\overline{T}_a\overline{T}_w^4+4\overline{T}_w^3\int_0^\tau\widetilde{T}_w\widetilde{T}_a\,dt. \tag{3.12}$$

В отличие от $\widetilde{Q}$, интеграл $\widetilde{R}$ увеличивается с уменьшением сдвига фаз $\varphi(T_wT_a)$, т. е. вклад в $\widetilde{R}$ вносят только синфазные компоненты $\widetilde{T}_a$ и $\widetilde{T}_w$. Величина (3.12) получена в предположении малости $T_a/\overline{T}$, которое над океанами не превышает 0,1. Найдем выражение для R_a в явном виде. Величина R_a представима как

$$R_a(T_w,\ T_a)=\delta a\sigma T_w^4-\sigma l T_a^4, \tag{3.13}$$

где δ, l — излучательные способности океана и атмосферы, которые можно принять равными $\delta=0{,}95$, $l=0{,}20$; $a=\alpha T_a$. Дейст-

вуя, как и ранее, после интегрирования за годовой цикл находим с точностью до членов малости $(T_0/\overline{T})^2$:

$$R_a = \sigma\left(\tau\delta\alpha\overline{T}_a\overline{T}_w^4 + 4\delta\alpha\overline{T}_w^3 S_R - \tau l\overline{T}_a^4 - 6\tau l\overline{T}_a^2\widetilde{T}_a^2\right), \qquad (3.14)$$

где $S_R = \int_0^\tau \widetilde{T}_w\widetilde{T}_a\,dt$. Для дальнейших рассуждений удобно представить меридиональный перенос M_a в виде суммы статической и колебательной части $M_a = \overline{M}_a + \widetilde{M}_a$ и параметризовать его в соответствии с [41]:

$$M_a = c_M(T - \overline{\overline{T}}), \qquad (3.15)$$

где $\overline{\overline{T}}$ — среднеполушарная температура. Возвращаясь к оценке возмущений температуры, подставим (3.14) в (3.9):

$$Q + M_a + \sigma\left(\delta\alpha\overline{T}_a\overline{T}_w^4\tau + 4\alpha\overline{T}_w^3 S_R - \tau l T_a^4 - 6T_a^2\left|\widetilde{T}_a\right|^2\tau l\right) = 0. \qquad (3.16)$$

Принимая температуру воздуха у экватора T_0 величиной невозмущенной со стороны потоков Q, M_A и колебаний $\widetilde{T}_a$, $\widetilde{T}_w$, можно получить уравнение для возмущений температур ΔT_a, ΔT_w относительно состояния радиационного равновесия:

$$\Delta R_a + \Delta M_a + Q = 0, \qquad (3.17)$$

где

$$\Delta R_a = \sigma\left\{\tau\delta\overline{T}_w^4\left[\Delta T_a + 4\Delta T_w(\overline{T}_a/\overline{T}_w)\right] - 4\tau l\overline{T}_a^3\Delta T_a - \right.$$
$$\left. - 6\overline{T}_a^2\left|\widetilde{T}_a\right|^2\tau l + 4\delta T_w^3 S_R\right\}. \qquad (3.18)$$

Для проведения приближенных оценок используем следующие допущения:

$$S_R \ll \left|\widetilde{T}_a\right|\left|\widetilde{T}_w\right|/\sqrt{2};$$
$$\left|4\delta\alpha T_w^3 S_R - 6lT_a^2\left|\widetilde{T}_a\right|^2\right| \leqslant l\sqrt{2}\left|\widetilde{T}_a\right|^2\overline{T}_a^2;$$
$$\widetilde{T}_a \simeq \widetilde{T}_w; \quad \Delta\overline{T}_a \simeq \Delta\overline{T}_w,$$

и после преобразований из (3.18) получаем с точностью до членов, линейных относительно ΔT_a, ΔT_w:

$$\Delta R_a \approx \sigma l\tau\overline{T}_a^3\left[3(\Delta T_w - \Delta T_a) + \Delta T_w\right] - \tau l\sqrt{2}\left|\widetilde{T}_a\right|^2\overline{T}_a^2. \qquad (3.19)$$

Теперь вместо (3.17) имеем:

$$3(\Delta T_w - \Delta T_a) + \Delta T_w = \frac{Q + \Delta M_a + l\sigma\sqrt{2}\,\overline{T}_a^2\left|\widetilde{T}_a\right|^2}{l\sigma\overline{T}_a^3}. \qquad (3.20)$$

Используем (3.20) для оценок разности температур в Северном и Южном полушариях. Введя обозначение

$$f = l[3(\Delta T_w - \Delta T_a) + \Delta T_w], \tag{3.21}$$

можно записать:

$$f_{NS} = f_N - f_S = \left(\frac{Q + \Delta M_a}{\sigma \overline{T}_a^3}\right)_N - \left(\frac{Q - \Delta M_a}{\sigma \overline{T}_a^3}\right)_S. \tag{3.22}$$

Представляя температуру в выбранной широтной зоне в виде добавка к невозмущенной температуре на экваторе: $\overline{T}_a = T_0 + \Delta T_r$, имеем:

$$\Delta T_{NS} = \left[\frac{Q}{\sigma T_э^3}\left(1 + 3\frac{\Delta T_r}{T_э}\right)\right]_{NS}, \tag{3.23}$$

где T_a — фактическая средняя температура; ΔT_r — радиационно-равновесная добавка.

Тогда (3.22) принимает вид

$$f_{NS} = \frac{Q_N - Q_S + \Delta M_{a_N} - \Delta M_{a_S}}{\sigma T_э^3} + \frac{3}{\sigma T_э^4} \times$$

$$\times [(Q + \Delta M_a)_N \Delta T_{r_N} - (Q + \Delta M_a)_S \Delta T_{r_S}], \tag{3.24}$$

и окончательно:

$$f_{NS} = \frac{Q_N - Q_S + \Delta M_{a_N} - \Delta M_{a_S}}{\sigma T_э^2} + \frac{3}{\sigma T_э^4} \times$$

$$\times [(Q + \Delta M_a)_S (\Delta T_r)_{NS} + (Q + \Delta M_a)_{NS} \Delta T_{r_N}], \tag{3.25}$$

где $\Delta T_{r_{NS}} = \Delta T_{r_N} - \Delta T_{r_S}$. Будем полагать в (3.25) $Q_N \approx 155$ Вт/м^2, $Q_S \approx 140$ Вт/м^2 [256], $T_э = 300$ К, $M_a \approx Q/4$, $\Delta M_{Q_{NS}} \approx (Q_N - Q_S)/4$. Тогда получаем соотношение для разности среднеполушарных температур:

$$\frac{1}{l}[3(\Delta T_w - \Delta T_a) + \Delta T_w]_{NS} \approx 7{,}6\ ^\circ\text{C} + (\Delta T_r)_{NS}, \tag{3.26}$$

где $\Delta T_{w_{NS}} = (\Delta T_w)_N - (\Delta T_w)_S = (T_w)_N - (T_w)_S$, и аналогично для T_a. Полагая для $(\Delta T_r)_{NS} = -6\ ^\circ$C, получаем:

$$3(\Delta T_w - \Delta T_a) + \Delta T_w \approx 8\ ^\circ\text{C}. \tag{3.27}$$

Теперь несложно получить $\Delta T_a \approx 1{,}7$ °C. Принимая в нулевом приближении $\Delta T_a \approx \Delta T_{ic}$, получаем, что Северное полушарие теплее Южного на 8 °C, причем эта разность температур может установиться только за счет теплового взаимодействия атмосферы с океанами без влияния континентов. При $f_{NS} > 0$ получается, что разность полушарных температур воды выше, чем воздуха, что соответствует табл. 3.2. Существенной неопределенностью при оценке (3.26) было предположение $\Delta M_a \approx Q/4$. Используя (3.15), можно получить аналог (3.20):

$$(\Delta T_a)_{NS} \approx \left(\frac{Q + \sigma \bar{T}_a^2 \left| \tilde{T}_a \right|^2}{\sigma \bar{T}_a^3 - c_M (T_s - T_a)} \right)_{NS}.$$

Оценивая здесь константу из замыкания теплового баланса, находим:

$$\frac{1}{l}(\Delta T_a)_{NS} = 11{,}2\,°C + \frac{7}{9}(\Delta T_r)_{NS}, \tag{3.28}$$

откуда

$$(\Delta T_a)_{NS} \approx 6{,}5\,°C. \tag{3.29}$$

Полученные оценки свидетельствуют о том, что неравенство площадей суши в Северном и Южном полушариях является косвенным источником неравенства среднеполушарных температур. Наличие континентов в Северном полушарии обеспечивает большие амплитуды сезонных температурных колебаний и их сильный фазовый сдвиг относительно температуры поверхности. Это и приводит к повышенному колебательному теплообмену в Северном полушарии, оказывая отепляющее влияние на его атмосферу. Таким образом, разность $(T_a)_N - (T_a)_S$ обеспечивается в основном за счет неравенства значений $\tilde{Q}$ в средних широтах обоих полушарий.

3.2. Перенос тепла и влаги между океанами и континентами

Тепловлагообмен между океанами и континентами посредством сезонно меняющихся атмосферных потоков является важнейшим механизмом перераспределения тепла в земной климатической системе, во многом определяющим параметры годового хода термических и динамических характеристик. Сезонное взаимодействие океанов и континентов проявляется в первую очередь во взаимодействии термических и барических полей, обусловливающих муссонную циркуляцию. Такое взаимодействие было рассмотрено В. В. Шулейкиным [319, 321, 326] как ПТМ II рода, в которой холодильник (суша в зимнее полугодие и океан в летнее) и нагреватель (суша в летнее полугодие и океан в зимнее)

меняются местами. В главе 2 мы уже использовали соотношение В. В. Шулейкина между сезонными термическими и барическими полями (2.55), (2.56). Это соотношение следует из совместного рассмотрения уравнений потенциальной энергии столба воздуха высотой H и состояния

$$P_a = gH\bar{\rho}_a - P_1;$$
$$\bar{\rho}_a = P_a/(R\bar{T}_a), \tag{3.30}$$

где $\bar{T}_a$ — средняя температура слоя; $\bar{\rho}_a$ — плотность воздуха в этом слое, полный дифференциал которой равен

$$d\bar{\rho}_a = \frac{\partial \rho_a}{\partial P_a} dP_a + \frac{\partial \rho_a}{\partial \bar{T}_a} dT_a = \frac{dP_a}{R\bar{T}_a} - \frac{P_a}{R} \frac{d\bar{T}_a}{\bar{T}^2}. \tag{3.31}$$

Из (3.30) и (3.31) следует:

$$dP_a = gHd\bar{\rho}_a = \frac{gH}{R} \frac{dP_a}{\bar{T}_a} - \frac{gH}{R} P_a \frac{d\bar{T}_a}{\bar{T}_a^2},$$

откуда после разделения переменных, интегрирования и перехода к градиентам в предположении

$$\operatorname{grad} \bar{T}_a = k_T \operatorname{grad} T_a, \tag{3.32}$$

где k_T полагалось Шулейкиным [326] примерно равным $^1/_2$, получаем выражение (2.55)

$$\nabla P_a = -\Pi \nabla T_a, \tag{3.33}$$

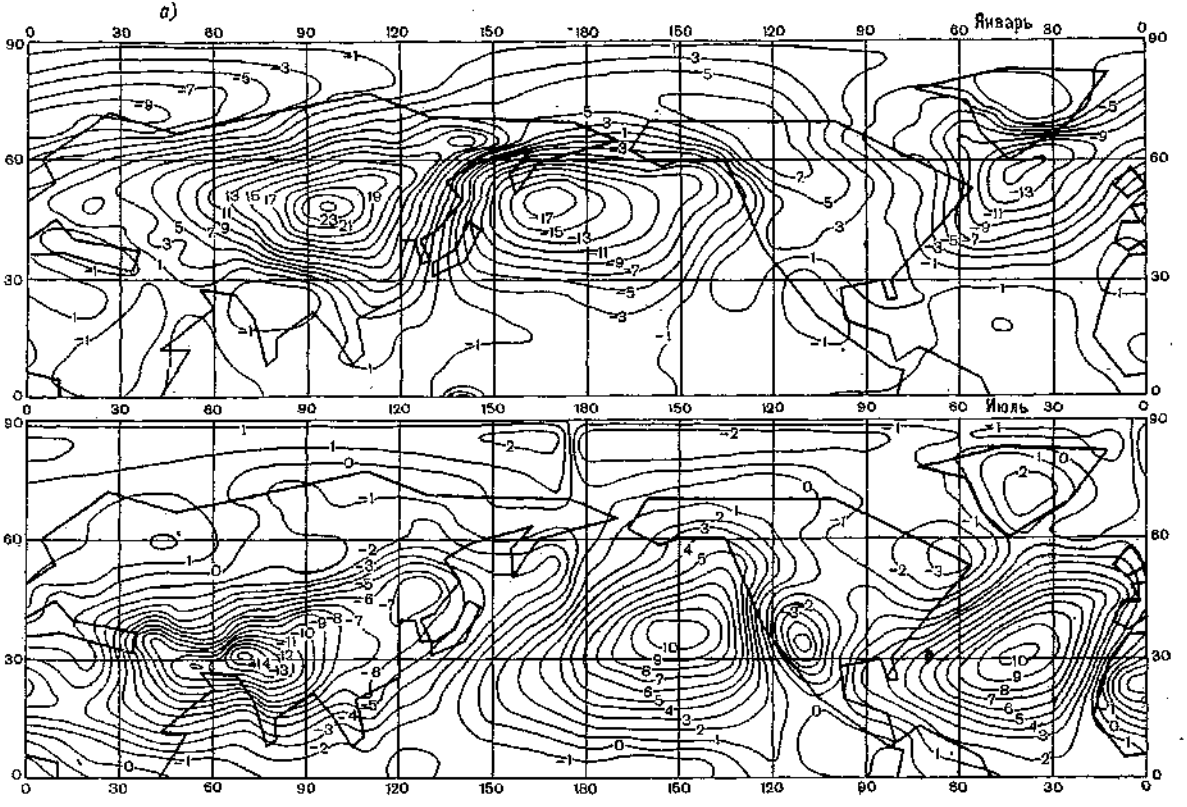
где коэффициент П определяется формулой (2.56). Она является квинтэссенцией двойной связи тепловой и гидродинамической стороны явления муссонов: они порождаются дифференциацией давления, которое вызывается различием в прогреве океана и суши, а с другой стороны, сами воздействуют на температурное поле, перенося тепло с океана на континент и в обратном направлении. Экспериментальная проверка соотношений (3.33) и (2.56) Шулейкиным [326] на примере взаимодействия северо-восточной Атлантики с Европейским континентом показала, что коэффициент остается постоянным и примерно равен 1,6 для давления в гектопаскалях и температуры в градусах Цельсия. На рис. 3.2 представлены карты аномалий температуры и давления от их среднеширотных значений в различные сезоны года:

$$\hat{P}_a(\varphi, \lambda, t) = P_a(\varphi, \lambda, t) - \bar{P}_{a\varphi}(\lambda, t);$$
$$\hat{T}_a(\varphi, \lambda, t) = T_a(\varphi, \lambda, t) - \bar{T}_{a\varphi}(\lambda, t). \tag{3.34}$$

Экстремальные положительные и отрицательные аномалии значений P_a, T_a отмечаются в центральных районах океанов и наиболее континентальных частях континентов. Соотношение II между градиентами величин (3.34) тем не менее не остается постоянным и достаточно сильно меняется в пространстве и во времени (рис. 3.2). Можно выделить области, распространяющиеся от береговой линии в глубь океанов и континентов примерно на 2500—3000 км, за пределами которых соотношение (3.33) часто не выполняется. В терминах [326] они отвечают чисто континентальному или чисто океаническому климату, не связанному со взаимодействиями в системе океан—континент.

Выше мы уже отмечали, что анализ взаимодействия полей давления и температуры полезно дополнить рассмотрением роли влажности в этом взаимодействии. Заметим, что и сами выкладки (3.30)—(3.33) справедливы в первую очередь для сухого воздуха. Тогда вместо (3.33) целесообразно рассматривать соотношение (2.59), устанавливающее связь между градиентами температуры и давления сухого воздуха через коэффициент Π', отличный от Π. Выражение (2.59) свидетельствует о том, что тепловая и динамическая стороны явления муссонов находятся не в двойной, как писал В. В. Шулейкин, а в тройной связи: градиенты влажности, работая против градиентов давления, изменяют термические контрасты в атмосфере между океанами и континентами.

Выше уже говорилось о необходимости учета масштабов процессов при изучении взаимодействия океана и атмосферы. В нашем случае, когда речь идет о сезонных процессах, соотношения (3.33), (2.59) позволяют в широкомасштабном поле барических градиентов выделить составляющую динамики, отвечающую именно сезонному перераспределению воздушных масс между океанами и континентами. Другими словами, соотношение В. В. Шулейкина (3.33) [так же, как и полученное нами соотношение (2.59), часто подвергавшееся критике] не является «панацеей», годной к использованию при анализе процессов взаимодействия на всех пространственно-временных масштабах, а описывает лишь физику сезонного взаимодействия между океанами и континентами, при котором динамику приводного слоя можно считать определяемой тепловыми и влажностными градиентами. Естественно, что при исследовании, например, синоптических процессов, при активном циклогенезе, а тем более при анализе микромасштабного взаимодействия, когда детально исследуется поле ветра над подвижными шероховатостями, тепловые градиенты совсем по-другому связаны (а иногда и не связаны) с динамическими полями, что не позволяет однозначно говорить об определяющем значении одних полей для других, как в случае с сезонными процессами. То же можно сказать и о климатических процессах, характеризующихся совсем другими параметрами связи полей давления и температуры, рассмотренными в разделе 3.1. Таким образом, используя согласованные между собой сезонно меняющиеся тепловые поля океана и атмосферы, мы не решаем


а)
Январь
Июль

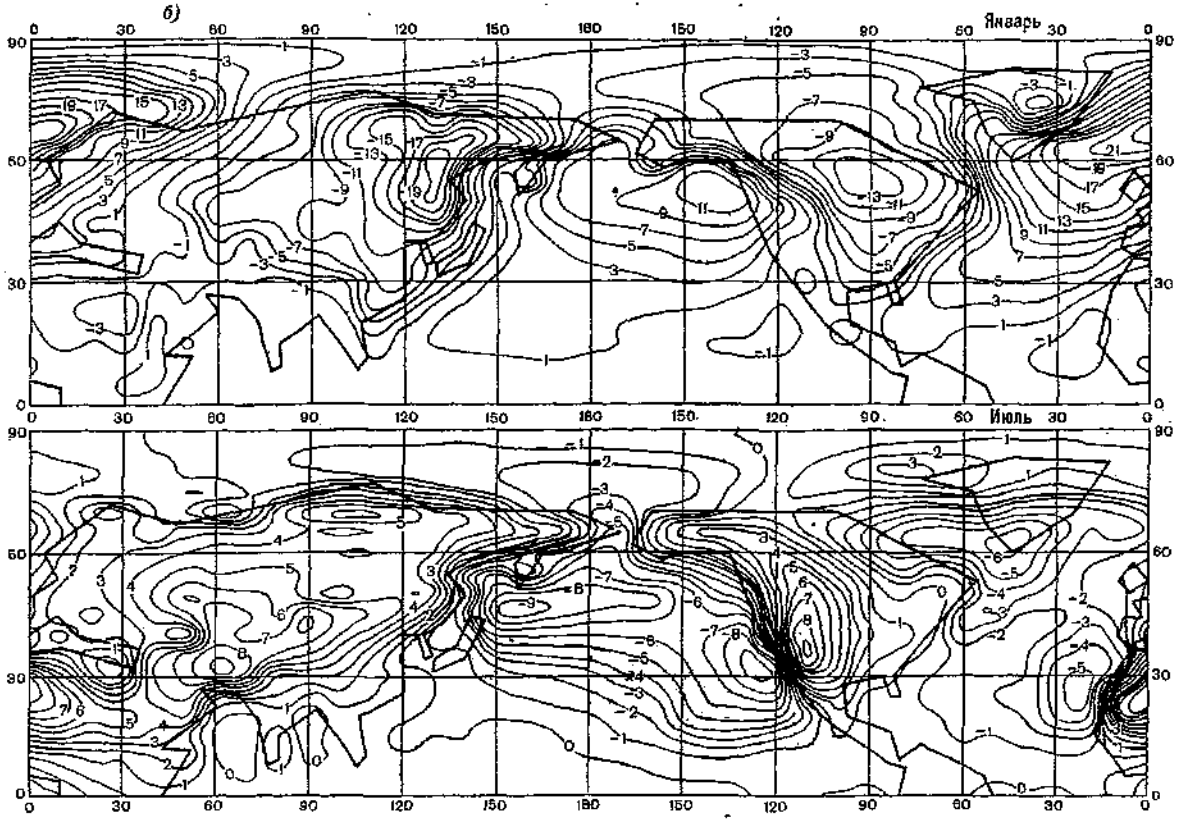


Рис. 3,2. Распределение в Северном полушарии аномалий давления (*а*) и температуры (*б*) от среднезональных значений для января и июля.

задачу получения осредненных характеристик динамических полей и их согласования с термическими. Соотношением (3.33) удается найти соответствие термическим полям, где более 90 % изменчивости определяется сезонной цикличностью в поле барических градиентов, изменчивость которого на 80 % определяется синоптическими процессами и климатической изменчивостью.

Интересное рассмотрение взаимодействия полей давления и температуры в зависимости от распределения суши и океанов на Земле проведено в [3], где рассматривались Фурье-разложения вдоль кругов широты характеристик давления, температуры и распределения океанов и суши, представленное функцией

$$S_\varphi(\lambda) = \begin{cases} +1, & \lambda \in [\text{суша}]; \\ -1, & \lambda \in [\text{океан}], \end{cases} \tag{3.35}$$

где $\lambda = 0, 5, 10, \ldots, 355°$. В средних широтах в распределении океанов и суши вдоль широтных кругов преобладают три первые гармоники, причем главной является вторая. Фазы первых трех волн атмосферного давления оказались близки к фазам распределения суши и океанов. Между полями давления и температуры обнаружен сдвиг фаз, близкий к $\pi/2$, причем меняющий знак от сезона к сезону, что связывается в [3] с управляющей ролью зональных и меридиональных градиентов температуры. В главе 5 мы вернемся к анализу взаимодействия полей давления и температуры в частотной области.

Сам процесс переноса воздушных масс с океана на континент и обратно впервые рассмотрен В. В. Шулейкиным [318—320], анализировавшим уравнения движения в виде

$$\frac{\rho_a}{\mu}\frac{du}{dt} = 2a^2 v + \frac{\Gamma}{\mu} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2};$$

$$\frac{\rho_a}{\mu}\frac{dv}{dt} = -2a^2 u + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \tag{3.36}$$

где μ — коэффициент турбулентной вязкости; $a^2 = \rho_a \bar{\omega}/\mu$; $\bar{\omega} = \omega \sin\varphi$. Задача рассматривалась для круглого континента и компоненты u, v соответствуют радиальной и тангенциальной составляющим скорости, Γ — градиент давления над береговой линией, определяемый как

$$\Gamma = -\frac{\partial P_0}{\partial x}\left(1 - 2\frac{z}{H}\right)\cos(\omega_1 t), \tag{3.37}$$

где ω_1 — угловая скорость движения Земли по орбите. Исходя из (3.36), Шулейкин получил выражение для разности количеств

воздуха, переносимых муссонным и антимуссонным потоками:

$$q = \frac{2}{\pi} U \frac{H}{2} \rho_a [\cos(\omega_1 t - \varepsilon) - \cos(\omega_1 t + \varepsilon)] \approx$$

$$\approx -\frac{2}{\pi} UH\rho_a \sin\varepsilon \sin(\omega_1 t), \qquad (3.38)$$

где U — максимальное значение радиальной скорости; ε — сдвиг фаз между колебаниями градиента Г и колебаниями скоростей муссонного и антимуссонного потоков. Оказалось, что результирующее количество воздуха, перетекающего с континента на океан в единицу времени, достигает максимума через 3 мес $(\pi/2)$ после достижения над континентом максимума избыточных масс воздуха. При этом сдвиг фаз ε между минимумом температуры воздуха и максимумом скорости муссонных потоков составил порядка четырех суток. По оценке Шулейкина, перенос тепла с моря на материк примерно равен $5 \cdot 10^7$ Вт через 1 м береговой линии. Несмотря на всю грубость допущений, использование гипотез, некоторые из которых были впоследствии опровергнуты, сделанные В. В. Шулейкиным оценки качественно верно отражали процесс сезонного взаимодействия океанов и континентов. Исследование воздухообмена между океаном и континентом, включающее рассмотрение поднятой влаги, предпринято в работах [44, 315, 316], где предлагается зональная модель влагообмена, основанная на уравнениях тепловлагопереноса, включающих параметризацию конденсации:

$$u \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k(z) \frac{\partial q}{\partial z} - \nu(\theta, q);$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k(z) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{L}{C_p} \nu(\theta, q), \qquad (3.39)$$

где q — удельная влажность; $\theta = T(P_{00}/P_a)^{R/C_p}$ — потенциальная температура; $P_{00} = 1000$ гПа; u — горизонтальная скорость; $k(z)$ — коэффициент вертикального турбулентного обмена; ν — скорость конденсации жидкой фазы. В [315, 316] автором проведены эксперименты, позволившие исследовать режим изменения температуры, влажности и осадков над неиспаряющим континентом при набегании на него зонального воздушного потока. Приведенные на рис. 3.3 результаты [315] не только хорошо согласуются с эмпирическими данными, но и позволили предложить оригинальные соотношения, как, например, зависимость интегрального количества осадков на континенте от среднего перепада температур океан—суша и от длины континента и количества поглощенной радиации (рис. 3.3). Оказалось, что при малых значениях поглощенной радиации главными параметрами увлажнения континента выступают его линейные размеры.

Важнейшим механизмом обмена теплом и влагой в системе океан—континент является муссонная циркуляция в районе п-ова Индостан. Анализу муссонных полей над Индийским океаном и физике их формирования посвящены монографии [512, 513] и многие работы [453, 584 и др.]. Однако до сих пор пока не ясно, какую роль играет тепловое состояние океана в летнем распространении муссонной депрессии и ее зимнем отступлении. Не вдаваясь в анализ всей совокупности этих очень специфичных процессов, отсылаем читателя к богатой библиографии, приводимой в [512, 513].

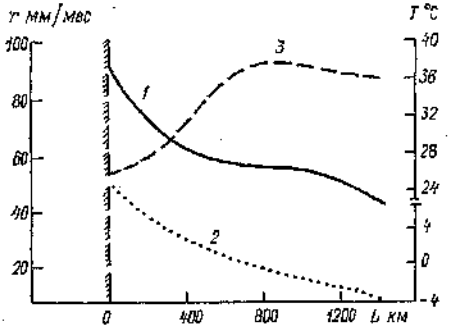
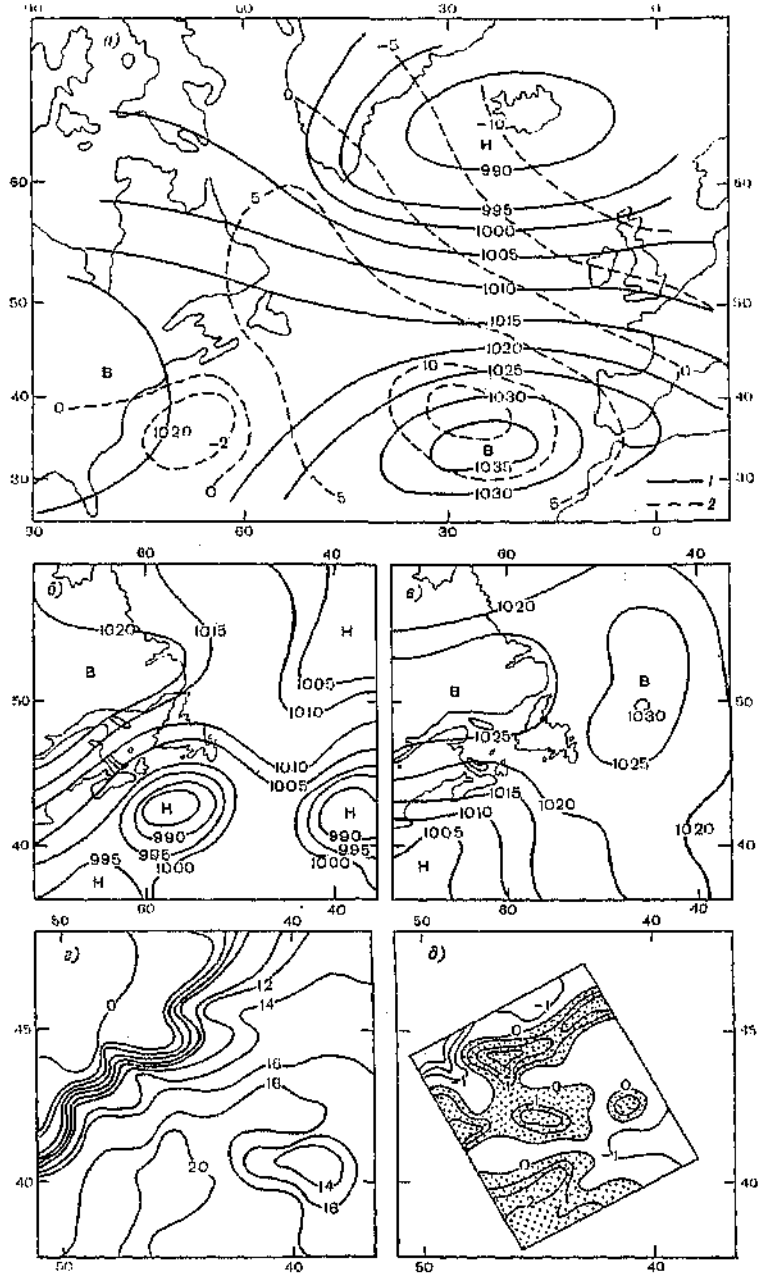


Рис. 3.3. Распределение осадков (*1*), температуры воздуха в январе на 50° с. ш. (*2*) и в июле на 30° с. ш. (*3*) над неиспаряющим континентом по модели [315].

Интересные колебательные механизмы термобарических взаимодействий в системе океан—континент анализируются в [156]. Северо-Атлантическое колебание (рис. 3.4) связывается с возникновением качелеобразной аномалии повышенного давления в субтропических широтах Атлантики. Эта аномалия связана с зонально ориентированным контрастом зимних температур между Гренландией и Европейским континентом и возникновением положительной тепловой аномалии над Европой, сопряженной с интенсивными осадками. В [156] для северо-атлантического колебания отмечаются двухлетняя и шестилетняя периодичности. Типичным примером проявления Северо-Атлантического колебания явилась аномальная ситуация зимы 1983—1984 г. Заметим, что в условиях аномальности зональной циркуляции над Ньюфаундлендской энергоактивной зоной, определяющей теплоснабжение воздуха, отмечается повышенная повторяемость полярно-фронтовых циклонов, впоследствии выходящих на Европейский континент. Имея в момент зарождения давление в центре 995—

Рис. 3.4. Давление (гПа) над Северной Атлантикой в январе 1984 г. (*1*) и аномалии давления по отношению к среднеклиматическому январю (*2*) (*а*), циклоническая (*б*) и антициклоническая (*в*) синоптические ситуации в НЭАО при зональном типе циркуляции, карта температуры поверхности океана (°С) на 17 января—4 февраля 1984 г. (*г*) и аномалии температуры поверхности воды в январе 1984 г. (*д*).


а)
б)
в)
г)
д)
1
2

1010 гПа, они перемещаются по ведущему потоку вдоль основной траектории со скоростью 30—35 узлов, получают над океаном тепло и влагу и углубляются до 950—985 гПа. Вследствие длительного нахождения над океаном, в частности над водами Гольфстрима, происходит приспособление термических и влажностных свойств воздуха в циклонах к водам океана: температурные контрасты сильно уменьшаются и насыщение воздуха влагой увеличивается. Лишь изредка при ослаблении циклонической деятельности интенсифицируется область высокого давления над Северо-Американским континентом. Тогда в тылу циклона наблюдается выход антициклона, и с континента на океан выдвигается язык холодного и сухого континентального воздуха с большими потенциальными возможностями усваивать тепло и влагу при относительно невысоких скоростях ветра.

С точки зрения тепловых потоков из океана в атмосферу [85] рассмотрение описанных синоптических ситуаций приводит к следующим выводам. При зональном типе циркуляции в условиях циклонической ситуации потоки тепла и испарения оказываются малыми, иногда близкими к нулю, даже при больших скоростях ветра, а в антициклонических ситуациях, даже при слабых ветрах, значительный температурный и влажностный контрасты приводят к интенсивной теплоотдаче.

На рис. 3.4 *а* приведено среднее поле атмосферного давления за январь 1984 г. и аномалии давления по отношению к среднему многолетнему январю. Давление в центре азорского максимума было выше среднего многолетнего на 12—15 гПа и составляло 1035 гПа, а в центре исландского минимума 984—987 гПа, что на 6—10 гПа ниже многолетней нормы. Разность давлений в исландском минимуме и азорском максимуме составляла в январе—феврале 45—47 гПа, что на 20 гПа выше среднего многолетнего за этот период, а вследствие аномального смещения азорского максимума на север на 5—7° широты меридиональный градиент давления в январе—феврале 1984 г. составил 1,6—1,9 гПа/° широты при климатическом значении за этот период 0,8—0,9 гПа/° широты. Резкая интенсификация зонального переноса в атмосфере сочеталась с обострением градиентов на субполярном гидрологическом фронте в океане. На рис. 3.4 *г* приведена карта температуры поверхности в Ньюфаундлендской энергоактивной области НЭО, осредненная за период с 17 января по 4 февраля. На ней четко выделяются главные динамические структуры НЭО: обостренный субполярный гидрологический фронт с градиентами до 11 °С на 100 км, смещенный на север относительно среднего положения на 100—150 км, и хорошо развитый теплый квазистационарный антициклонический вихрь (КСАВ) в южной части НЭО [20], в результате чего в НЭО сформировалась положительная (до 1,5—2,0 °С) аномалия температуры поверхности воды (рис. 3.4 *д*). В условиях аномального развития зональной циркуляции повторяемость циклонических ситуаций (рис. 3.4 *б*) составляла 68 %, а антициклонических (рис. 3.4 *в*) —

Таблица 3.3

Статистические характеристики параметров взаимодействия океана и атмосферы при аномальном зональном типе циркуляции зимой 1983-84 г.

Параметр	Атмосферные ситуации			
	циклонические		антициклонические	
	$\bar{x}$	σx	$\bar{x}$	σx
$(T_w - T_a)$ °С	0,6	1,1	9,1	2,7
$(e_0 - e_z)$ гПа	2,3	2,1	11,8	1,9
V м/с	13,4	5,7	6,3	2,1
Q_H Вт/м²	21	29	134	36
Q_E Вт/м²	64	42	258	61
P_a гПа	1008	12	1031	6
Bo	0,28	0,19	0,47	0,07

32 %. Условия теплообмена при этих двух ситуациях характеризуются табл. 3.3. Температурный $(T_w - T_a)$ и влажностный $(e_0 - e_z)$ градиенты приводного слоя в условиях антициклонических ситуаций в 5—10 раз выше, чем при циклонических. Скорости ветра в циклонах в 2 раза выше, чем в антициклонах. В результате при антициклонических ситуациях по сравнению с циклоническими потоки явного и скрытого тепла возрастают

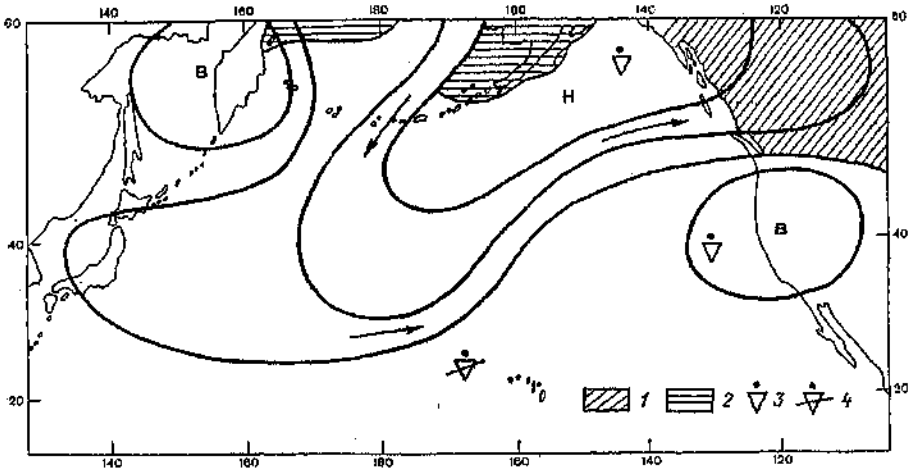


Рис. 3.5. Схема Северо-Тихоокеанского колебания, по [156].

Жирными линиями показаны аномалии давления, стрелки — аномалии атмосферных потоков. *1, 2* — аномалии тепла и холода соответственно; *3, 4* — зоны усиления и ослабления осадков соответственно.

в 4—7 раз. С учетом повторяемости ситуаций получаем, что антициклонические ситуации были ответственны за передачу в атмосферу 70 % явного, 55 % скрытого тепла и до 60 % суммарной теплоотдачи. Таким образом, можно констатировать, что в период развития Северо-Атлантического колебания атмосферный воздух в циклонах высокой повторяемости находится в состоянии максимального насыщения влагой. Такие процессы обеспечили весьма мягкую с аномально большими осадками зиму 1984 г. на европейской части СССР.

В [156] анализируются аналогичные Северо-Атлантическим Северо-Тихоокеанские колебания (рис. 3.5), которые проявляются как противоположные по фазе изменения давления над средними широтами Тихого океана и могут приводить к возникновению положительных аномалий над Северо-Американским континентом.

3.3. Процессы крупномасштабного преобразования энергии в атмосфере

Описанные выше процессы меридионального переноса и обмена воздухом между океанами и континентами связаны с непрерывными преобразованиями энергии в атмосфере. Эти преобразования связаны с притоками тепла и генерацией кинетической энергии атмосферных движений. В настоящее время существует ряд монографий [3, 45, 47, 70, 76, 183] и большое количество работ [46, 234, 388, 454, 468, 496], посвященных анализу процессов превращения энергии. Поэтому мы не будем подробно анализировать эти процессы, отсылая читателя к соответствующим источникам.

В предположении гидростатичности полная потенциальная энергия столба атмосферы, определяется как сумма потенциальной и внутренней энергии:

$$E = R\int_0^\infty \rho T\,dz + C_V\int_0^\infty \rho T\,dz = C_P\int_0^\infty \rho T\,dz = $$

$$= \frac{C_P}{g}\int_0^{P_a} T\,dP = \frac{C_P}{gP_{00}}\int_0^{P_a} \theta P^k\,dP, \qquad (3.40)$$

где $k = R/C_P \approx 0{,}286$. Горизонтальные и вертикальные движения могут сопутствовать переходу полной потенциальной энергии в кинетическую и наоборот. Эти процессы являются адиабатическими и обратимыми. К необратимым превращениям ведут процессы поверхностного и внутреннего трения. Для энергетики атмосферы большое значение имеет концепция доступной потенциальной энергии, развитая благодаря работам Лоренца [183, 468]. При адиабатическом достижении состояния гидростатического равновесия в системе выполняются условия:

$$E = \min;\ \frac{\partial\theta}{\partial z} > 0;\ \theta|_{z=\text{const}} = \text{const};\ P|_{t=\text{const}} = \text{const}.$$

Полная потенциальная энергия, соответствующая этому состоянию, является недоступной для перехода в кинетическую, а разность $E - E_{\min}$ составляет доступную потенциальную энергию. Таким образом, переход полной потенциальной энергии в кинетическую эквивалентен переходу доступной потенциальной энергии в кинетическую. Тогда для доступной потенциальной энергии можно записать:

$$A = \frac{C_p}{g} \int_0^{P_a} TN\, dP = \frac{C_p}{g} \int_0^{P_a} \theta \frac{P^k}{p_{00}^k} N\, dP, \tag{3.41}$$

где $N = (P^k - P_r^k)/P^k$ — коэффициент эффективности, введенный Лоренцем [468] и связанный с эталонным состоянием $(\ )_r$, являющимся сухоадиабатическим преобразованием наблюдаемого:

$$P_r(\theta) = \frac{1}{S_\theta} \int_S \int_\theta P(\theta)\, dS_\theta, \tag{3.42}$$

где S_θ — площадь θ-поверхности. Лоренцем предложена аппроксимационная формула для доступной потенциальной энергии:

$$A = \frac{1}{2} C_p \{\gamma (\gamma - \bar{\Gamma})^{-1} \bar{T}^{-1} \overline{T'^2}\}, \tag{3.43}$$

где $\Gamma = -\partial T/\partial z$; $\gamma = g/C_p$ — сухоадиабатический градиент; черта сверху означает осреднение по изобарической поверхности; T' — отклонение от среднего. Из (3.40), (3.41) ясно, что бессмысленно рассматривать величину A (как и E), отнесенную к единице объема. В работах [234, 388] исследуется возможность оценки доступной потенциальной энергии при отклонении от состояния гидростатического равновесия за счет введения поправки на дефицит гидростатичности.

Основной энергетический цикл общей циркуляции атмосферы составляют генерация A за счет притока тепла, превращение доступной потенциальной энергии в кинетическую и диссипация последней. Генерация доступной потенциальной энергии связана в первую очередь с неравномерностью притоков тепла в горизонтальной плоскости и перераспределением тепла по вертикали, приводящим к уменьшению статической устойчивости. Скорость генерации доступной потенциальной энергии можно определить как [234]

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{g}\left(\int_0^{P_a} Nq\, dP + \int_0^{P_a} \frac{1}{\rho_a} \frac{dP}{dt} dP - C_p \int_0^{P_a} \nabla (vTN)\, dP + \right.$$
$$\left. + C_p T_a \frac{P_a^k - P_{r_a}^k}{P_a^k} \frac{\partial P_a}{\partial t} \right), \tag{3.44}$$

где члены правой части описывают соответственно генерацию неадиабатическими источниками q (фазовыми и радиационными

притоками), обратимое адиабатическое преобразование A в кинетическую энергию, горизонтальную дивергенцию A и баротропные изменения за счет непостоянства массы воздуха в столбе. При интегрировании по всей поверхности Земли в (3.44) остаются только два первых члена. Процессы генерации за счет радиационных притоков и фазовых превращений подробно рассматриваются в работах [199, 225, 454], где предлагаются возможности параметризации этих процессов.

Оценки полной потенциальной и доступной потенциальной энергии в атмосфере Земли [234, 388] показывают, что значения E равны примерно $2{,}5 \cdot 10^9$ Дж/м^2, а значения A имеют существенный сезонный ход и колеблются в пределах $(1{,}5 - 4{,}5) \times \times 10^6$ Дж/м^2. Таким образом, коэффициент эффективности N оценивается в 0,0005—0,002, причем по оценкам [234] максимальные абсолютные значения достигаются в северных широтах на высоте 200—100 гПа.

Если в соотношение для E (3.40) осуществить подстановку T в виде (2.63) и предположить, что средняя температура слоя атмосферы H, подверженного сезонным колебаниям,

$$T_0 = \int_0^H \rho T \, dz \Big/ \left(\int_0^H \rho \, dz \right)$$

связана с T_a соотношением

$$T_0 = \alpha_T T_a,$$

то вместо (3.40) легко получим [255]:

$$E = \frac{C_P}{g} \alpha_T T_a \, dP_a + \hat{\gamma}. \tag{3.45}$$

Интегрирование (3.45) за годовой цикл $[0, \tau]$ дает:

$$\hat{E} = \int_0^\tau E \, dT = \alpha \int_0^\tau T_a \, dP_a + \int_0^\tau \hat{\gamma} \, dt. \tag{3.46}$$

Интегрирование по некоторой поверхности Ω позволяет найти скорость генерации потенциальной энергии:

$$G_E = \int_\Omega (\hat{E}/\tau) \, d\sigma = \int_\Omega \frac{\alpha}{\tau} \left(\oint_\tau T_a \, dP_a \right) d\sigma + k_G, \tag{3.47}$$

где $k_G(\hat{\gamma})$ — добавка, не связанная с сезонными процессами. Таким образом, значение интеграла

$$S(T_a P_a) = \oint_\tau T_a \, dP_a = \int_0^\tau T_a \frac{\partial P_a}{\partial t} \, dt \tag{3.48}$$

определяет вклад столба воздуха в генерацию потенциальной энергии атмосферы за сезонный цикл [255]. Обращаясь к (3.44),

можно отметить, что при интегрировании по τ последний член, связанный с изменением общей массы воздуха в столбе, также сводится к (3.48). На рис. 3.6 приведен расчет интеграла (3.48) для атмосферы северного полушария, где можно выделить зоны максимальных и минимальных значений $S(T_a P_a)$, отвечающих максимальному опережению в годовом ходе давлением температуры и опережению температурой давления.

3.4. Крупномасштабные энергетические превращения в океане

Процессы преобразования тепловой энергии в водах океана проявляются в первую очередь в колебаниях уровня, непосредственно связанных с источниками океанских движений. Представляют интерес сезонные вариации уровня под воздействием различных факторов. Эти процессы исследовались в работах [7, 113, 407, 500, 579]. Наиболее полный анализ дан в работе [407], имеющей фундаментальное значение.

Колебания уровня в течение года разделяются на барометрическую составляющую η'_a, стерический компонент η'_s и добавку от донного давления $P_в$:

$$\eta' = \eta'_a + \eta'_s + P_в/(g\rho_0), \tag{3.49}$$

где

$$\eta'_a = -P'_a/(g\rho_0);$$

$$\eta'_s = -\frac{1}{\rho_0}\int_{-H}^{0} \rho' dz; \tag{3.50}$$

$$P_в = P_a + g\int_{-H}^{0} \rho\, dz + g\rho_0\eta.$$

В (3.49), (3.50) штрих соответствует сезонным вариациям, индекс «о» — среднеклиматическому состоянию, ρ — плотность воды.

Авторами определены характерные масштабы сезонной изменчивости: 3000 км по долготе и 1000 км по широте. Комбинация уравнений динамики с уравнениями гидростатики позволяет авторам получить уравнение для изменений $P'_в$ в донном давлении:

$$(H\,\mathrm{cosec}\,\varphi)_\varphi P'_{в_\lambda} - (H\,\mathrm{cosec}\,\varphi)_\lambda P'_{в_\varphi} =$$

$$= \mathrm{cosec}\,\varphi\,\mathrm{ctg}\,\varphi P'_\lambda - 2\Omega a^2\rho_0\cos\varphi w'_{Ек}, \tag{3.51}$$

где φ, λ — широта и долгота; Ω, a — угловая скорость вращения и радиус Земли; $w'_{Ек}$ — скорость экмановской «подкачки»;

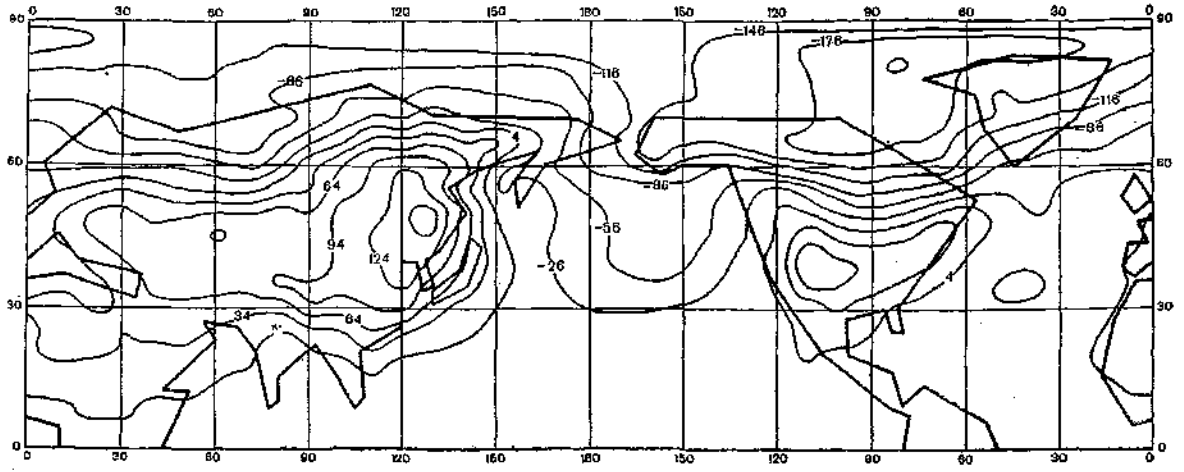


Рис. 3.6. Распределение в Северном полушарии значений интеграла $S(P_a T_a)$. Положительные значения отвечают опережению давлением температуры в годовом ходе.

H — граница верхнего слоя; величина P'_λ характеризует потенциальную энергию на единицу площади водного столба:

$$P'_\lambda = \int_{-H}^{0} P_\lambda \, dz - HP_B\lambda.$$

Для сезонных вариаций полей температуры T и солености S [407] полагается:

$$dT/dt = \partial Q''_H/\partial z - a^{-1}(\sec\varphi u'\overline{T}_\lambda + v'\overline{T}_\varphi) - w'(\overline{T}_z + \overline{\Gamma});$$
$$dS/dt = \partial Q'_E/\partial z - a^{-1}(\sec\varphi u'\overline{S}_\lambda + v'\overline{S}_\varphi) - w'\overline{S}_z, \tag{3.52}$$

где $\overline{\Gamma}(\overline{T}, \overline{S}, z)$ — адиабатический градиент температуры; Q_H, Q_E — вертикальные потоки тепла и соли. Из (3.52) авторами получено уравнение для плотности. Также исходя из (3.52) были проанализированы эффекты выше сезонного термоклина и получено, что изменения локальных запасов тепла и солей выше сезонного термоклина являются главным эффектом в изменчивости потоков тепла и влаги через поверхность.

Анализ баротропности и бароклинности показал, что севернее 15° с. ш. отклик океана в основном баротропен, течения здесь определяются в основном вариациями ветра и почти не зависят от плотностной структуры. Авторами с пятиградусным разрешением для Северной Атлантики и Северной Пасифики рассчитаны следующие составляющие сезонных вариаций уровня:

1) стерические колебания в верхнем слое, включающие изменения за счет температуры и солености:

$$\eta_s^{\text{upper}} = -\rho_0^{-1} \int_{-200}^{0} \rho' \, dz = \eta_{\text{heat}}^{\text{upper}} + \eta_{\text{salt}}^{\text{upper}} =$$
$$= \left(-\rho_0^{-1} \int_{-200}^{0} \frac{\partial\rho}{\partial t} T' \, dz\right) + \left(-\rho_0^{-1} \int_{-200}^{0} \frac{\partial\rho}{\partial S} S' \, dz\right); \tag{3.53}$$

2) стерические колебания в нижнем слое:

$$\eta_s^{\text{lower}} = -\rho_0^{-1} \int_{-H}^{-200} \rho' \, dz; \tag{3.54}$$

3) вклад от плотностных изменений в перемешанном слое из-за изменчивости экмановских потоков:

$$\eta_s^{\text{Ek}} = -\rho_0^{-1} \int_{-h}^{0} \rho'_{\text{Ek}} \, dz; \tag{3.55}$$

4) бароклинный отклик в верхнем и нижнем слое:

$$\eta'_{\text{baroclinic}} = \eta^{\text{upper}}_{\text{baroclinic}} + \eta^{\text{lower}}_{\text{baroclinic}},$$

где

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\eta^{\text{upper}}_{\text{baroclinic}}\right) = -g\left(w_{\text{Ек}} \int_{-200}^{0} \overline{N}^2\, dz\right)'; \tag{3.56}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\eta^{\text{lower}}_{\text{baroclinic}}\right) = -g w'_{\text{Ек}} \int_{-H}^{-200} \left(1 + \frac{z}{H}\right) \overline{N}^2\, dz,$$

N — частота Вяйсяля.

Были проведены также расчеты барометрического эффекта, вклада от потоков на поверхности. Расчеты показали, что главными колебаниями оказались стерические, причем в первую очередь температурные колебания. Барометрический эффект составлял примерно 20—30 % стерических колебаний. Бароклинные члены значимы в районах западных пограничных течений. В работе [7], появившейся вскоре после [407], проведены расчеты сезонных колебаний уровня Мирового океана ветрового происхождения. Авторы приходят к выводу, что временные колебания ветровой циркуляции не могут служить причиной наблюдаемых сезонных изменений уровня, что согласуется с [407].

Представляется важным рассмотреть получение океаном механической энергии от поля давления за счет нормальных напряжений. Потоки импульса за счет касательных напряжений детально исследованы в [14, 128, 165]. Выражение для потоков механической энергии часто выводится в теории приливов, и выражение для работы массовых сил в объеме по своей структуре аналогично выражению для работы нормальных напряжений на поверхности. Однако вывод напряжения для работы массовых сил, как правило, связан с осреднением уравнений динамики с дополнительными предположениями (гидростатичность и т. д.). В нашем случае эти предположения не являются обязательными, за исключением предположения о кинематической неразрывности поверхности сплошной среды (поверхности моря) [260]. Рассмотрим выражение для мощности сил давления F, действующих на поверхность Ω:

$$M = \int_{\Omega} \mathbf{F}\mathbf{u}_s\, d\sigma, \tag{3.57}$$

где $d\sigma$ — элемент поверхности; $\mathbf{u}_s$ — скорость на поверхности; $\mathbf{F}$ — сила давления на поверхности. В применении к поверхности раздела вода—воздух (3.57) можно представить в виде

$$M = \int_{\Omega} P_a \mathbf{u}\, d\sigma_n, \tag{3.58}$$

где $d\sigma_n$ — вектор элемента поверхности, равный (рис. 3.7)

$$|d\sigma_n| = |d\sigma/\cos\alpha|$$

или

$$d\bar{\sigma}_n = \mathbf{j}\left[\left(\frac{d\sigma}{\cos\alpha}\right)\cos\alpha\right] - \mathbf{i}\left[\left(\frac{d\sigma}{\cos\alpha}\right)\sin\alpha\right] = (\mathbf{j} - \operatorname{tg}\alpha\mathbf{i})\,d\sigma. \quad (3.59)$$

Поскольку $\operatorname{tg}\alpha = \eta'_x$, для (3.59) имеем

$$d\sigma_n = (\mathbf{j} - \eta'_x\mathbf{i}). \quad (3.60)$$

Пусть скорость движения представлена в виде двух компонентов $\mathbf{U} = v\mathbf{i} + w\mathbf{j}$. Тогда

$$\mathbf{U}\,d\sigma_n = (w - u\eta'_x)\,d\sigma.$$

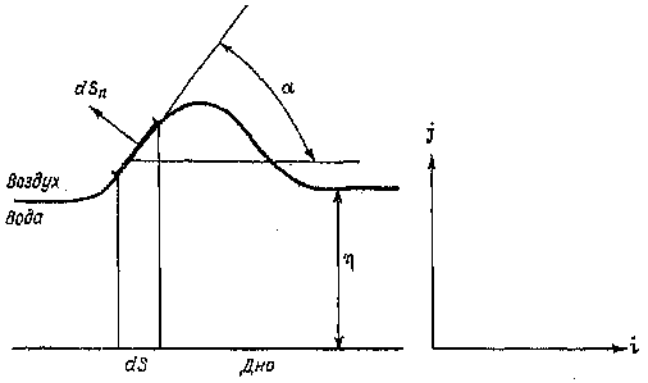


Рис. 3.7. Профиль волны уровня с принятыми обозначениями.

Из кинематического условия на поверхности следует

$$w = \partial\eta/\partial t + u\eta'_x,$$

откуда получаем

$$\mathbf{U}\,d\sigma = (\partial\eta/\partial t)\,d\sigma. \quad (3.61)$$

Исходя из (3.61), для мощности сил атмосферного давления (3.58) имеем:

$$M = \int_{\Omega} P_a \frac{\partial\eta}{\partial t}\,d\sigma. \quad (3.62)$$

Интегрируя (3.62) по τ, получаем работу сил давления за годовой период $[0, \tau]$ за счет нормальных напряжений [260, 261]:

$$\widehat{M} = \int_{\Omega}\left(\int_0^{\tau} P_a \frac{\partial\eta}{\partial t}\,dt\right)d\sigma, \quad (3.63)$$

которая связана с криволинейным интегралом:

$$S(P_a\eta) = \oint P_a\, d\eta = \int_0^\tau P_a \frac{\partial \eta}{\partial t}\, dt,$$

соответствующим замкнутой кривой на диаграмме «атмосферное давление — уровень океана». Ниже будут приведены количественные оценки (3.63) и представлены расчеты для Мирового океана.

Оценка доступной потенциальной энергии вод океана как источника кинетической энергии океанских движений также восходит к анализу поля уровня океана. Традиционно ее плотность оценивается как

$$A_w = \frac{1}{2}\int_0^H N^2\xi^2\, dz, \qquad (3.64)$$

где ξ — вертикальное отклонение изопикнических поверхностей от невозмущенного состояния. Проводя рассуждения, близкие к изложенным в разделе 3.3, для скорости генерации потенциальной энергии в океане можно получить выражение [255]

$$G_w = \gamma_T \oint_\tau \eta\, dT_w + \gamma_s \oint_\tau \eta\, dS, \qquad (3.65)$$

где интегралы правой части отвечают площадям замкнутых за годовой цикл кривых в соответствующих координатах. Оценки доступной потенциальной энергии вод океана приводятся в [64, 107]. В соответствии с [64] доступная потенциальная энергия океана в отношении к полной потенциальной энергии составляет $3 \cdot 10^{-5}$, т. е. эффективность образования доступной потенциальной энергии в океане значительно ниже, чем в атмосфере.

Многие важные механизмы преобразования тепловой энергии в океане, связанные именно с сезонными процессами, восходят к тепловой энергетике верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) океана и сезонного термоклина. Всесторонний и глубокий анализ этих процессов приводится в монографиях [70, 74, 142, 204, 208, 233], а в [142, 189, 204] рассматриваются возможности моделирования эволюции ВКС в рамках различных подходов.

При рассмотрении сезонной энергетики ВКС полезно воспользоваться зависимостями $h(T_w)$, где h — глубина ВКС, представляющими замкнутые за годовой цикл кривые (рис. 3.8) [275, 276]. Наблюдаемый в природе сезонный ход h в большинстве случаев характеризуется скачкообразным подъемом при интенсивном прогреве верхних слоев в весенне-летний сезон, поэтому период подъема правильнее называть периодом формирования нового ВКС в каждом годовом цикле. В таком представлении функция $h(T_w)$ в период подъема h имеет разрыв и замыкание h,

T_w-петли носит формальный характер. Площадь h, T_w-петли определится как

$$S(h,\ T_w) = \oint_{\tau} h\, dT_w = \int_0^{\tau} h \frac{\partial T_w}{\partial t}\, dt. \qquad (3.66)$$

Рассмотрим уравнение переноса тепла, проинтегрированное по глубине от 0 до h:

$$h \frac{\partial T_w}{\partial t} + q_a = q_0 - q_h, \qquad (3.67)$$

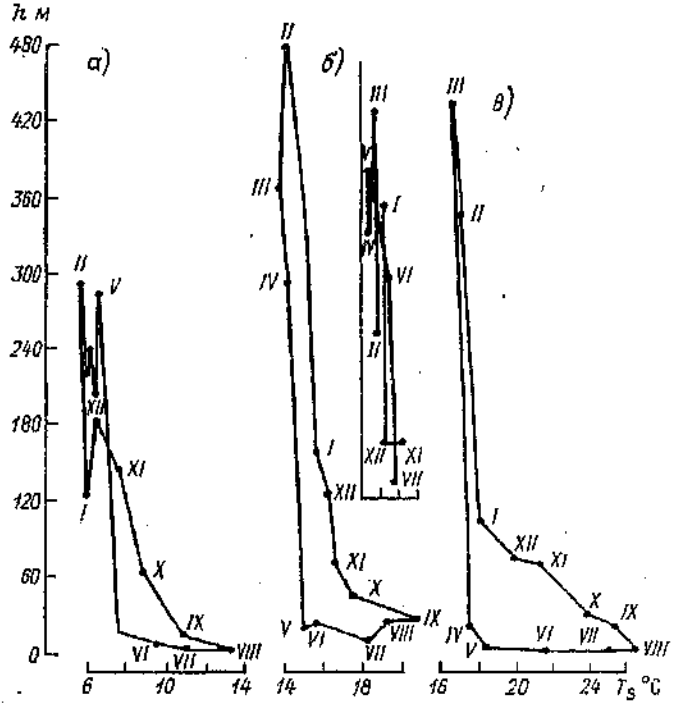


Рис. 3.8. h, T_s-петли, построенные по данным судов погоды «M» ($а$), «D» ($б$), «E» ($в$) за 1969—1970 гг.

На врезке — участок зависимости $h=f(T_s)$ за период с ноября 1968 г. по июнь 1969 г.

где

$$q_a = \int_0^h \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} k_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) dz$$

— горизонтальный поток тепла; q_0, q_h — потоки тепла на верхней и нижней границе ВКС, все потоки нормированы на плотность и удельную теплоемкость, температура T_w для простоты принята

равной температуре ВКС и не зависящей от z. Интегрируя (3.67) за годовой цикл, получим:

$$\int_0^\tau h \frac{\partial T_w}{\partial t} dt = Q_0 - Q_h - Q_a, \qquad (3.68)$$

где $Q = \int_0^\tau q\, dt$. Осуществляя простой переход, вместо (3.66) запишем:

$$\int_0^\tau h \frac{\partial T_w}{\partial t} dt = -\int_0^\tau T_w \frac{\partial h}{\partial t} dt = -\int_0^\tau T_w w_e\, dt = -Q^*, \qquad (3.69)$$

где w_e — скорость заглубления (подъема) нижней границы ВКС. Таким образом, величина Q^* представляет интегральный за сезонный цикл перенос тепла через нижнюю границу ВКС за счет потока массы [249]. За исключением приполярных районов, вертикальное распределение температуры воды в масштабах сезонного хода носит неинверсионный характер. При заглублении ВКС из нижележащих слоев вовлекается более холодная вода. Вовлечение обычно параметризуется в виде произведения скорости заглубления ВКС и вертикального градиента температуры непосредственно под перемешанным слоем [249]. Это вовлечение приводит к охлаждению ВКС, и, таким образом, поток тепла на нижней границе за счет вовлечения направлен вниз. Если на фазах заглубления и подъема ВКС его температура различна, то формируется h, T_w-петля. Для неинверсионного характера вертикального распределения температуры в деятельном слое океана этот механизм практически является единственно возможным для перекачки тепла из глубинных слоев в ВКС, поскольку поток всегда направлен вниз. Действительно, в большинстве случаев годовой поток Q^* носит компенсирующий характер относительно Q_h. Ниже мы детально рассмотрим эти процессы для Северной Атлантики. Пока лишь укажем, что его среднее значение составляет 75 кДж/(см^2 · год), что при интегрировании по площади дает около 10^{12} Вт, что составляет от 1 до 10 % меридионального переноса на различных широтах Северной Атлантики.

3.5. Особенности процессов взаимодействия в связи с Южным колебанием

Особой колебательной структурой в системе океан—атмосфера, имеющей черты ПТМ, является валкеровская циркуляция, непосредственно связанная с «Эль-Ниньо—Южным колебанием». В последнее время появилось огромное количество работ, посвященных этому феномену. Валкеровская ячейка [348, 566] представляет собой зональную циркуляцию в экваториальной области, управляемую градиентами температуры океана. Воздушные

массы переносятся из более холодных восточных областей океана в западном направлении, где они нагреваются, насыщаются влагой, поднимаются и переносятся компенсационным потоком в противоположном направлении. Исследования этого атмосферного цикла можно найти в работах [23, 565, 566]. Циркуляция Валкера непосредственно связана с так называемым Южным колебанием, которое выражается в изменении масс между Восточным и Западным полушариями в тропиках и субтропиках, как было показано в [588]. В работе [588] Виртки называет четыре главные крупномасштабные барические системы Земли, регулирующие климат: антарктический западный перенос, максимум

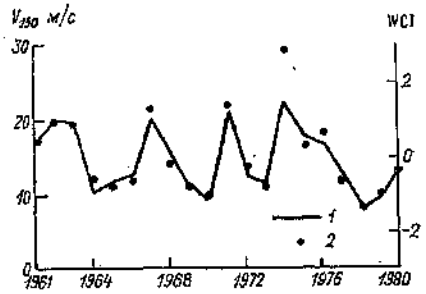


Рис. 3.9. Изменения за период 1961—1980 гг. скорости ветра на поверхности 150 гПа в Сингапуре (*1*) и индекса валкеровской циркуляции WCI (*2*).

давления у о. Пасхи, индонезийский минимум давления над самыми теплыми водами Мирового океана, азиатский максимум над континентом. Если в Северном полушарии главной является сезонная цикличность, то межгодовые колебания в Южном полушарии сравнимы, а по результатам [23] в несколько раз могут превосходить сезонные. Главным проявлением межгодовой изменчивости является Южное колебание.

Интегральной количественной характеристикой Южного колебания, как правило, служит перепад давления Таити—Дарвин, часто используемый как индекс Южного колебания [371, 556]. В [551] предлагается ввести индекс валкеровской циркуляции (WCI), определяемый как

$$\mathrm{WCI} = \frac{P_1 - P_2}{|P_1 + P_2| + 1}, \qquad (3.70)$$

где P_1, P_2 — нормализованные со стандартным отклонением, равным 1, пятимесячные средние значения давления на Таити и Кокосовых островах. На рис. 3.9 величина (3.70) сопоставляется со скоростями ветра на поверхности 150 гПа в экваториальной области западной Пасифики, обнаруживая высокую ($r = 0{,}94$) корреляцию. При смене знака индекса Южного колебания обнаруживается изменение всей структуры валкеровской ячейки [434]. Об этом свидетельствуют схемы, приведенные на рис. 3.10 для случаев положительного и отрицательного значений индекса. В качестве наводящих соображений здесь обратим внимание на

положение изотермы температуры океана 28 °С при различных значениях индекса (рис. 3.10).

После работ Валкера детальные экспериментальные исследования Южного колебания были проведены Бьеркнесом [348, 349], Трупом [558], Джулианом и Червином [439], рядом других исследователей. В этих и многих других работах южное колебание рассматривается как атмосферные флюктуации, связанные со сменой положительных и отрицательных аномалий температуры по-

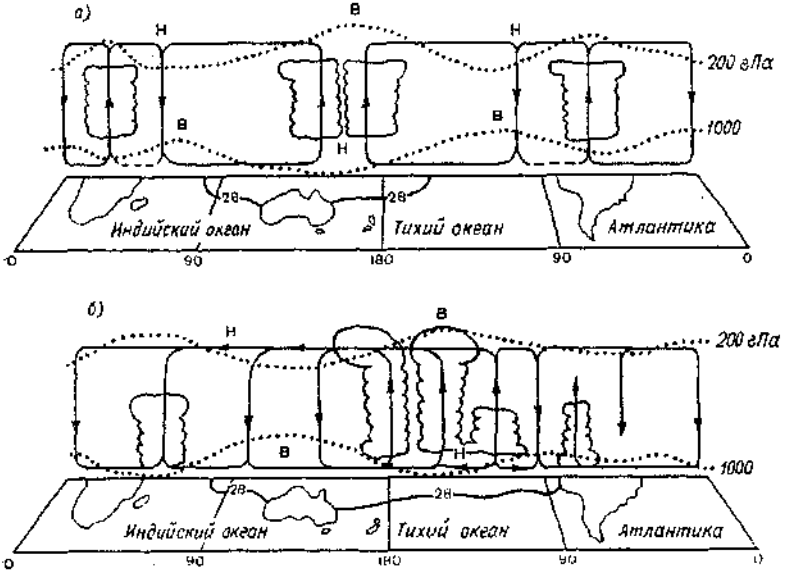


Рис. 3.10. Валкеровская циркуляция при положительном (*а*) и отрицательном (*б*) индексах Южного колебания.

верхности океана в экваториальной Пасифике. Положительные аномалии проявляются нерегулярно, держатся в течение 12—18 мес и приводят, как правило, к следующим атмосферным условиям:

1) аномальное повышение атмосферного давления над Австралийско-Индонезийским регионом, сопряженное с ослаблением субтропического максимума в юго-восточной Пасифике, что отвечает отрицательной фазе Южного колебания [423, 429, 507];

2) ослабление или смена направления восточных ветров в экваториальной Пасифике, вызывающее сбой в среднеклиматической зональной ячейке циркуляции [432, 586];

3) резкое увеличение осадков в экваториальных районах к востоку от 160° в. д. [383, 395, 508];

4) интенсификация гадлеевской циркуляционной ячейки в Тихоокеанском секторе [519];

5) глобальные последствия во внетропических широтах, проявляющиеся в углублении и смещении на юг алеутского минимума в зимний сезон Северного полушария [348, 349, 487, 529, 575].

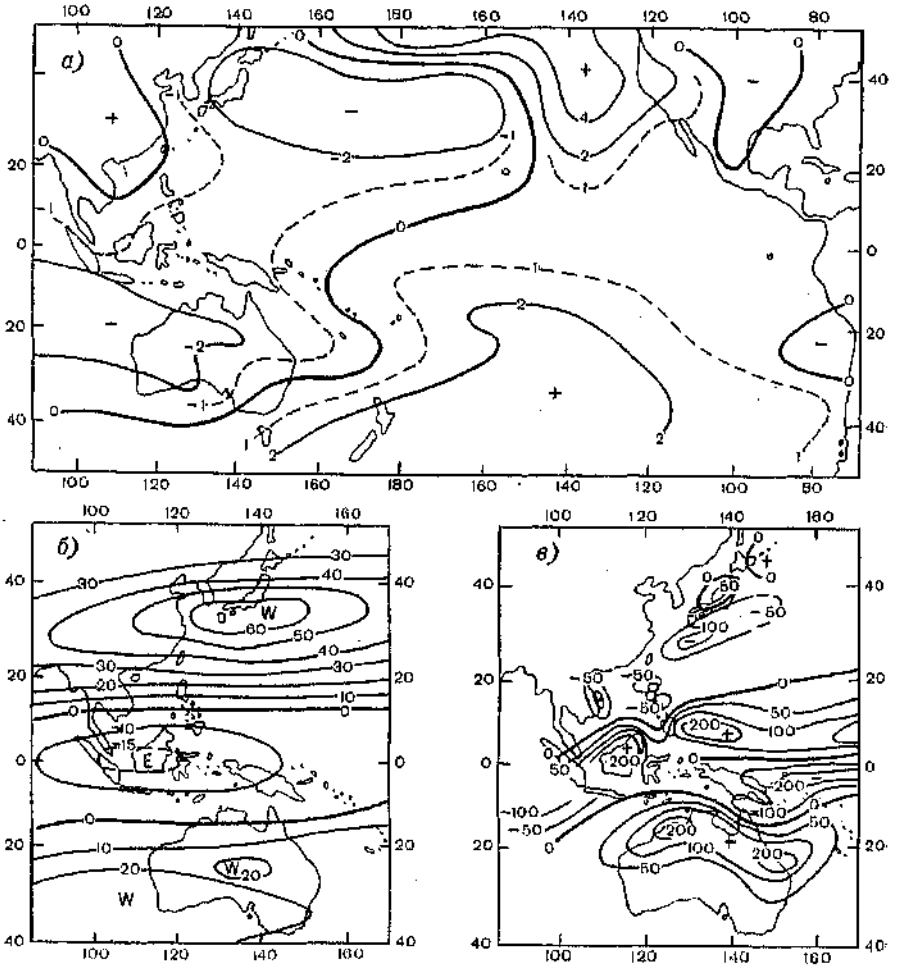


Рис. 3.11. Разности среднеянварского давления (гПа) в годы усиления и ослабления зонального переноса (*а*), средние зональные составляющие скорости ветра (м/с) на поверхности 150 гПа (*б*), среднее за 1961—1980 гг. изменение количества осадков за январь (мм) (*в*).

Взаимосвязь первого, второго и третьего эффектов демонстрирует рис. 3.11 [551], где приведены значения среднего зимнего зонального ветра в сопоставлении с изменением количества осадков за январь в осреднении с 1961 по 1980 г. и разностями январского атмосферного давления между зимами, характеризовав-

шимися усилением зонального ветра на поверхности 150 гПа до ≈20 м/с (1962, 1963, 1971, 1974) и зимами ослабления зонального переноса до ≈10 м/с (1964, 1969, 1970, 1978).

Наиболее широкие возможности рассмотрения взаимодействий в системе океан—атмосфера возникают при анализе взаимосвязей Южного колебания с Эль-Ниньо, где пионерская роль принадлежит Виртки [586, 588]. В [586] им предложена простая схема, согласно которой к Эль-Ниньо приводит усиление пассата над Тихим океаном в течение двух лет. Тогда избыточная вода в субтропическом круговороте вызывает увеличение толщины термоклина на востоке. Доказательства такой связи приведены также в [369, 427, 442, 514]. Причем в работе [427] использованы данные об уровне океана. Перенос свойств в период Эль-Ниньо экваториальными захваченными волнами обсуждается в [331, 575]. В [534] предлагается параметризация теплообмена с атмосферой в модели Эль-Ниньо. Раздельное задание функции источников в атмосфере и в океане приводит к появлению обратной связи. Многие работы по моделированию Эль-Ниньо рассматривают модальный отклик на зональный ветер [367, 406, 427, 471, 535]. В этом случае, как правило, получаются волновые решения, включающие экваториальные захваченные волны [517, 535, 541], однако не исключающие и возможности существования набора планетарных волн, как в [406]. В ряде работ обсуждаются особые условия в формировании потоков тепла на поверхности в период Эль-Ниньо. В [517] отрицается связь колебаний тепловых потоков с повышениями температуры воды в период Эль-Ниньо. Однако в [517] отмечается тесное согласование изменений тепловых потоков с фазами Эль-Ниньо. Интересна работа [570], где получена картина среднего Эль-Ниньо на разных его стадиях. Многие работы посвящены региональным аспектам. Так, в [541] обсуждаются аномалии температур в Калифорнийском течении, позволяющие говорить о «Калифорнийском» Эль-Ниньо», что получило косвенные подтверждения в [387].

Особый интерес представляет выяснение временны́х масштабов Южного колебания. В работе [371] анализируются связи вдольэкваториального градиента давления с перепадом его на линии Таити—Дарвин. Высокая когерентность отмечается на периодах 40—60 мес при сдвиге фаз между о. Пасхи и Дарвином 8 мес. Статистический анализ с привлечением данных о температуре океана выполнен в [366]. Различные авторы называют разные, часто противоречивые количественные характеристики для периодичности Эль-Ниньо и последующих процессов в ячейке валкеровской циркуляции. Оценки колеблются от 2 до 8 лет. Приведенные на рис. 3.12 изменения за 20-летний период — аналоги индекса Южного колебания — обнаруживают минимумы в годы Эль-Ниньо (1972, 1977, 1982—1983). Процессы, связанные с сильным Эль-Ниньо 1982—1983 гг., подвергались анализу и диагностике многими авторами [448, 487, 494, 509, 510]. Приведенные по [448, 509, 510] на рис. 3.13 характеристики осадков, зональной

и меридиональной составляющей скорости ветра за 1982—1983 гг. показывают как взаимовлияния в экваториальной ячейке, так и отклик процессов в Северном полушарии на летнюю аномалию 1982 г.

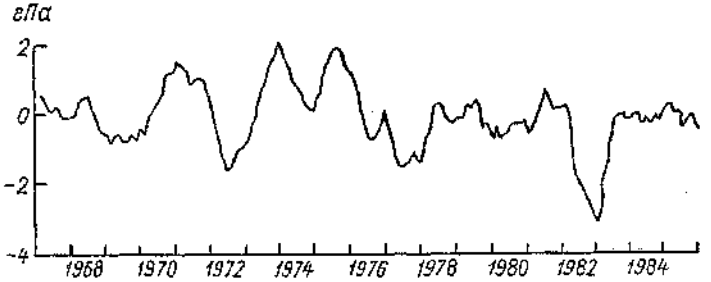


Рис. 3.12. Многолетняя изменчивость пятимесячных скользящих средних разностей аномалий давления на Таити и в Дарвине.

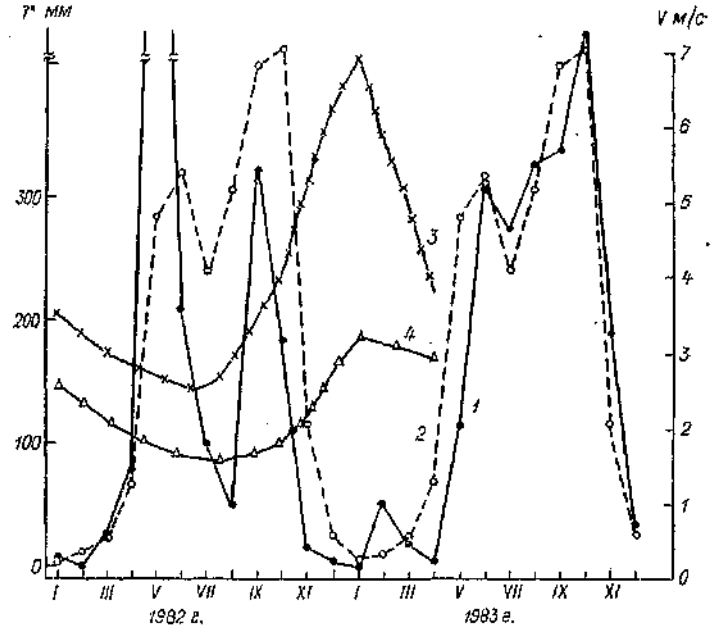


Рис. 3.13. Изменения в период Эль-Ниньо 1982—1983 гг. осадков в Коста-Рике (*1*), средние многолетние осадки (*2*), средние зональная (*3*) и меридиональная (*4*) скорости ветра для зоны 30—60° с. ш.

Детальные экспериментальные исследования позволили в последнее время появиться работам по моделированию процессов в системе Эль-Ниньо — Южное колебание [380, 462, 540]. Результаты трех численных экспериментов на моделях общей цир-

куляции по воспроизведению отклика атмосферных параметров на аномалию температуры поверхности в экваториальной Пасифике обсуждаются в [540], где констатируется, что аномалия температуры практически всегда приводит к вдольэкваториальному градиенту давления. Модель, учитывающая колебания термоклина в экваториальной Пасифике, применена для анализа

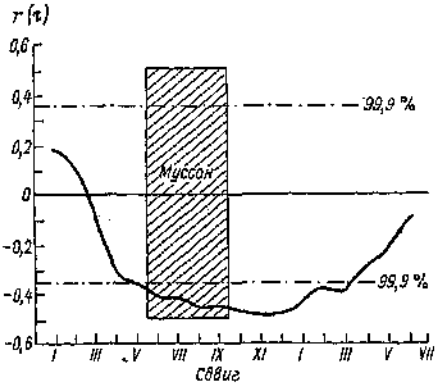


Рис. 3.14. Корреляционная функция между аномалиями муссонных осадков в Индии и индексом Южного колебания.

Южного колебания в [461]. Функция, описывающая распределение притока тепла к атмосфере, описывается как

$$Q(x,\ y,\ \sigma) = Q_{-}[1 + \sigma H(\sigma)] \exp\left[-\alpha^2 (y^2 + (x - H(\sigma)\, x_c^2)\right], \quad (3.71)$$

где

$$Q_{-} = k(\overline{h}_w - \overline{h}_e);$$

$$Q_{+} = k(\overline{h}_w + \overline{h}_e - \overline{h}_0);$$

$$\sigma = (Q_{+} - Q_{-})/Q_{-};$$

$$\overline{h}_w = \frac{1}{\Delta_w} \int\limits_{\Delta_w} h\, dx\, dy;$$

$$\overline{h}_e = \frac{1}{\Delta_e} \int\limits_{\Delta_e} h\, dx\, dy;$$

Δ_w, Δ_e — площади западного и восточного районов океана; k — размерная константа; h_0 — глубина термоклина в средних широтах; x_c — долгота невозмущенного уровня; $H(\sigma)$ — функция Хэвисайда. Расчеты проведены для двух режимов: предшествующего Эль-Ниньо, связанного с холодной аномалией температуры поверхности океана, и собственно Эль-Ниньо с положительной аномалией ТПО. В последней ситуации тепловая аномалия (или положительное отклонение глубины термоклина) возникала в центральной части океана и существовала продолжительное время.

Многие работы указывают на глобальность явления Южного колебания, его распространение на Индийский океан и на Атлантику. В работе [431] анализируются собственные вектора гло-

бальных месячных полей температуры воды. Аномалии температуры воды хорошо коррелируют с первым собственным вектором как в тропиках Тихого океана, так и в Атлантике и в Индийском океане. В работах [379, 418] подчеркивается синфазность колебаний в тропиках обоих океанов. Тот же вывод из анализа осадков делается в [545]. Сопоставление работ [441] и [559] приводит к выводу об общности механизмов возбуждения вдольэкваториальной циркуляции зональным градиентом геопотенциала, причем в [559] рассматриваются сезонные вариации градиента, которые оказываются в фазе с годовыми вариациями приэкваториального ветра, ослабляющегося зимой и весной и усиливающегося осенью. Однако Невелл [490] и Виер [569] отмечают, что физические причины температурных колебаний в Индийском океане и экваториальной Пасифике различны. Это, в частности, подтверждается отсутствием апвеллинга у западного берега в Индийском океане. Когда фаза Южного колебания такова, что восточная экваториальная Пасифика охлаждается, а давление у о. Пасхи выше среднего (такая ситуация отмечается в [423, 490, 492, 569]), происходит охлаждение вод из-за апвеллинга. Падение давления приводит к увеличению облачности над Индийским океаном и уменьшению радиационного прогрева вод.

В ряде исследований устанавливается связь Южного колебания с возникновением и развитием муссона над Индийским океаном [449, 578]. В [539] предпринимается попытка анализа 80-летних рядов муссонных осадков и аномалий давления в Дарвине. Обнаружено, что аномалии давления могут служить предикторами аномальных осадков. Корреляционная функция, полученная в [539], приводится на рис. 3.14.

Следует отметить, что процессы, связанные со взаимодействием в системе Эль-Ниньо — Южное колебание, и влияние этих процессов на глобальную атмосферную циркуляцию положены в основу идейной части одного из крупнейших современных международных проектов исследования короткопериодных колебаний климата — TOGA (Tropical Ocean and Global Atmosphere). В планы проекта, рассчитанного на десятилетие, входит анализ самых разнообразных данных о тропической зоне всех океанов, включая данные об уровне, и модельный диагноз отклика атмосферной циркуляции на аномальные процессы во внутритропических районах.

ГЛАВА 4

Зональный климат Мирового океана. Роль средних широт во взаимодействии океана и атмосферы

В предыдущей главе мы уже говорили о меридиональной циркуляции в океане и в атмосфере, первопричиной которой является термический контраст низких и высоких широт. В данной главе обратимся к анализу количественных характеристик параметров океана и атмосферы в зональном осреднении. Особый интерес в связи с этим представляют оценки меридионального тепломассопереноса и их изменчивость. Они не только позволяют оценить роль отдельных океанских акваторий в трансформации тепловой энергии, но и дают ключ к пониманию энергетики взаимодействия между собой различных океанов: Тихого и Атлантического. Многие вопросы количественного анализа зонального климата Земли непосредственно не связаны с проблемами крупномасштабного взаимодействия, и при встрече с ними мы будем адресовать читателя к обширной монографической литературе и климатическим обобщениям.

4.1. Особенности меридионального распределения характеристик термического рассогласования океана и атмосферы

Крупномасштабное рассогласование характеристик океана и атмосферы проявляется, как отмечалось в главе 2, в термических контрастах приводного слоя атмосферы и верхнего слоя океана и в фазовых рассогласованиях годового хода параметров воды и воздуха. Среднезональные характеристики атмосферы и Мирового океана, а также отдельных океанов неоднократно публиковались и приводились в работах [17, 41, 42, 51, 59, 82, 104, 156, 199, 288, 289, 292, 293], поэтому нет необходимости повторять их здесь. Анализ глобального распределения основных параметров свидетельствует о значимых межполушарных и межокеанических различиях. Некоторые оценки по полушариям были сделаны в предыдущей главе и сводились к тому, что атмосфера Северного полушария теплее Южного, в чем значительную роль играет

колебательный (сезонный) компонент теплообмена океана и атмосферы. Представляет также интерес сравнительный анализ средних характеристик океанов, который важен для дальнейшего рассмотрения меридионального перераспределения тепла в Мировом океане. В табл. 4.1 приведены средние характеристики Тихого и Атлантического океанов. Отметим, что Тихий океан значительно «превышает» Атлантический по растворенным биогенным элементам, а Атлантика — Тихий по растворенному кислороду, причем тенденция увеличения и убывания сохраняется с севера Атлантического океана к северу Тихого, через Южный океан. В целом следует отметить, что табл. 4.1 свидетельствует о значительных различиях Атлантики и Тихого океана. В литературе чаще обращалось внимание на их сходство (структурные элементы циркуляции, вертикальное распределение основных характеристик и т. п.). При этом воды Атлантики значительно теплее вод Тихого океана на глубинах и холоднее на поверхности. Средняя температура и соленость атлантических вод также выше, чем тихоокеанских. Наконец, уровенная поверхность Тихого океана

Таблица 4.1

Сравнительные характеристики Тихого и Атлантического океанов

Характеристика	Тихий океан	Атлантический океан	Мировой океан
Площадь поверхности, 10^6 км^2	179	92	361
Объем вод, 10^6 км^3	0,71	0,33	1,37
Средняя температура вод, °С	3,7	4,0	3,8
Средняя потенциальная температура, °С	3,36	3,73	3,52
Средняя температура на поверхности, °С	19,37	16,53	17,54
	20,6	18,6	19,7
Средняя температура на глубине 4000 м, °С	1,5	1,9	1,5
Средняя соленость, ‰	34,62	34,90	34,72
Средняя плотность, г/см^3	1,02753	1,027773	1,02760
Среднее содержание кремния, моль/л	90	30	60
Среднее содержание растворенного кислорода, моль/л	0,33	0,47	
Возраст глубинных вод, годы	1300	600	1300
Разность испарение—осадки, 10^3 км^3/год	—6	24	
Относительный уровень поверхности, дин. см	53,5 (северная часть)	—40,9 (северная часть)	0
	15,3 (южная часть)	—44,0 (южная часть)	
Плотность доступной потенциальной энергии, Дж/м^3	256 (северная часть)	695 (северная часть)	
	34 (южная часть)	155 (южная часть)	

стоит выше, чем Атлантического, причем разность уровней между их северными частями составляет примерно 1 м. Вдвое различается и скорость обновления глубинных вод в Тихом и Атлантическом океанах. Все это приводит к тому, что Тихий океан выступает как бассейн «разбавления» свойств, а Атлантика — как бассейн их «концентрации» и ставит Атлантический океан по отношению к Тихому в положение, занимаемое Средиземным морем по отношению к Атлантике.

Среднегодовые температурные контрасты приводного слоя (рис. 4.1) достаточно сильно различаются в разных полушариях

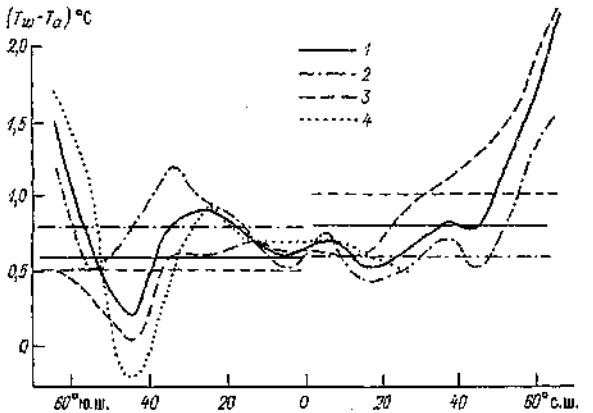


Рис. 4.1. Меридиональное распределение среднегодовых разностей температуры воды и воздуха для Мирового (*1*), Тихого (*2*), Атлантического (*3*) и Индийского (*4*) океанов.

Прямыми линиями показаны среднеполушарные значения.

и океанах. Для Мирового океана в Северном полушарии разности $T_w - T_a$ составляют в среднем 0,8 °С, а в Южном — 0,6 °С [292]. Это неравенство полушарий еще сильнее проявляется в Атлантике: соответственно 1,0 и 0,5 °С. В Тихом океане разности температур вода—воздух выше в Южном полушарии, чем в Северном. Максимальные среднегодовые разности температур приурочены к полярным областям, причем наибольшие значения отмечаются в приарктических районах. Минимальные, близкие к нулю, значения $T_w - T_a$ достигаются в субполярных широтах Южного полушария, т. е. в широтном поясе, где практически отсутствуют континенты. Именно здесь в Индийском океане достигается абсолютный среднеширотный минимум — 0,2 °С.

В средних широтах обоих полушарий отмечаются локальные максимумы $T_w - T_a$, причем максимальные значения наблюдаются в южной части Тихого океана. Наименьшие различия океанов по контрасту температур вода—воздух отмечаются в субтропических широтах Южного полушария. На рис. 4.2 представлен

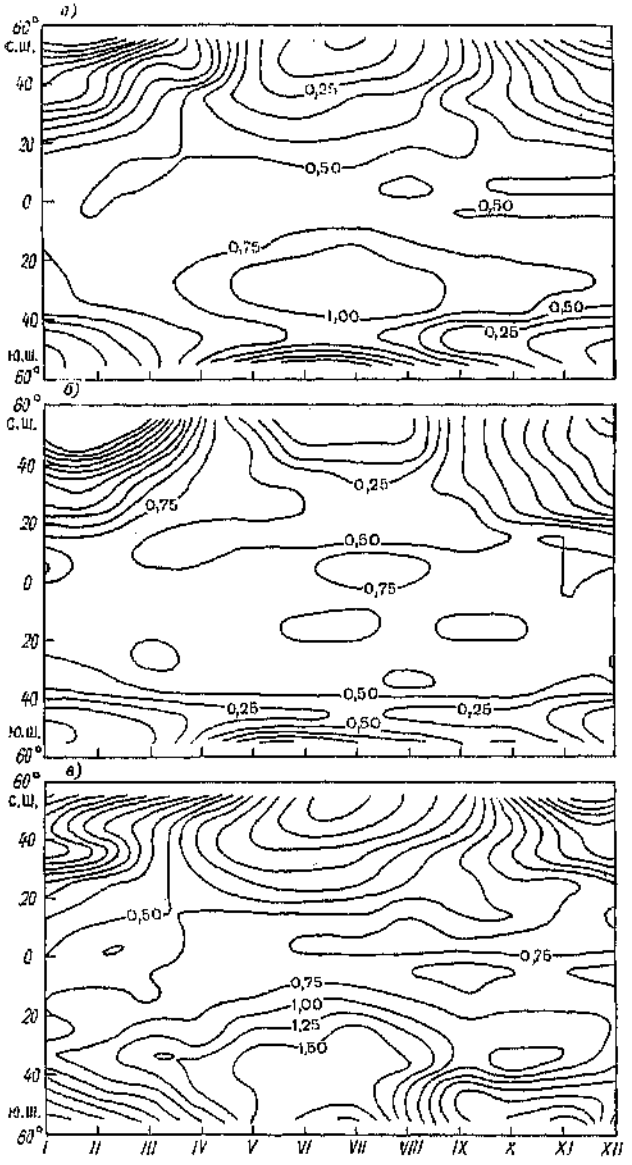


Рис. 4.2. Сезонный ход среднезональных разностей температур «вода—воздух» (°С) для Мирового (*а*), Атлантического (*б*) и Тихого (*в*) океанов.

годовой ход среднеширотных разностей температур вода—воздух для Мирового океана и отдельных океанов, построенный по данным [292, 293]. Практически на всех широтах отмечается выраженная сезонная изменчивость значений $T_w - T_a$. Максимумы в Северном полушарии достигаются в декабре—феврале, а минимумы — в июне—июле, а в Южном полушарии — наоборот. Анализ рис. 4.2 позволяет выявить особенности сезонного хода разностей $T_w - T_a$ в средних широтах. В зимние месяцы температурные контрасты здесь ниже, чем в высоких широтах, а в летние — наоборот, что связано с резким увеличением амплитуд годового хода разностей $T_w - T_a$ в зоне 40—60° обоих полушарий. В результате в зимние месяцы температурные различия убывают в направлении от Северного полюса к Южному, а летом Северного полушария — наоборот, причем контраст север—юг зимой значительнее, чем летом. Это и проявление, и причина межполушарных взаимодействий, связанных с трансэкваториальным воздухообменом. Помимо температурных различий воды и воздуха, значительный интерес для анализа зонального климата представляют амплитудно-фазовые характеристики, которым в последнее время при исследовании климата уделяется значительное внимание [15, 62, 86, 88, 174, 209, 210, 212]. В [62] анализируется широтное распределение сдвига фаз, годового хода приземной температуры воздуха и радиационного баланса на основе полуэмпирической нестационарной климатической теории термического режима приземной атмосферы [63], где сезонный ход среднеширотной температуры определялся радиационным балансом атмосферы и долей океанов и континентов на данной широте. Последняя, как отмечается в [62], в значительной мере определяет меридиональное распределение сдвига фаз температуры атмосферы относительно гармонических компонентов радиационного баланса, который лежит в пределах 15—45 сут, достигая максимума в приэкваториальных широтах Южного полушария, а также имеет региональный максимум в зоне 40—50° ю. ш. Авторы [62] предложили оригинальный механизм меридионального обмена для объяснения скачкообразного изменения сдвига фаз в экваториальной области при пересечении экватора.

В цикле работ [209, 210, 211] сезонный ход температуры земной атмосферы подвергнут анализу методом амплитудно-фазовых характеристик. Надо оговориться, что эти характеристики (в первую очередь амплитудные) понимаются в [209] не в обычном смысле, а как время, необходимое для прогрева (охлаждения) воздуха на некоторую величину ΔT (амплитудные характеристики), и как время достижения сезонным ходом среднегодового режима при $\partial T/\partial t > 0$ (0-фаза) и при $\partial T/\partial t < 0$ (π-фаза) (фазовые характеристики). Ниже мы будем рассматривать гармоническую структуру регулярного годового хода. Метод амплитудно-фазовых характеристик имеет те преимущества, что позволяет по осредненным климатическим данным анализировать достаточно тонкие эффекты, связанные в первую очередь с ролью асимметрии

годового хода (кратных гармоник) в формировании его фазовых характеристик. В рамках метода [209] проведены расчеты для зонально осредненных температурных параметров атмосферы Северного и Южного полушарий. Представленные на рис. 4.3 изохроны 0-фазы и π-фазы для Северного полушария свидетельствуют о распространении фронта 0-фазы от экваториальных районов к субтропическим в нижнем 4-километровом слое, из стратосферы в тропосферу в приполярных районах и от поверхности

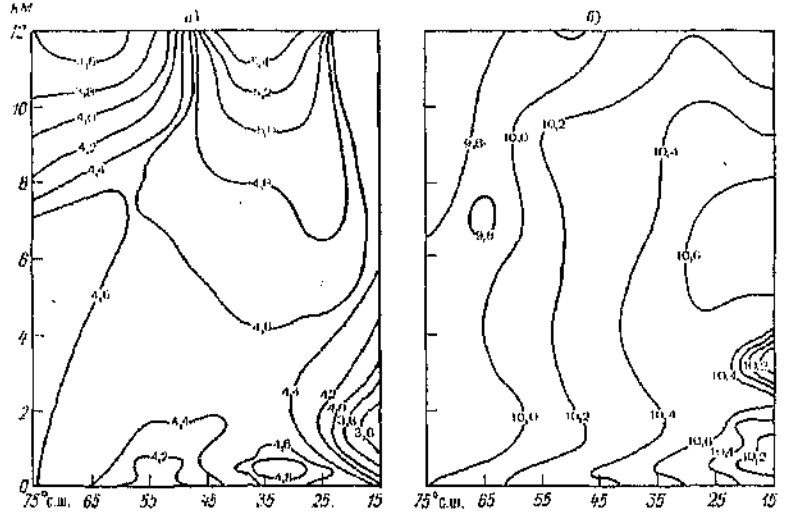


Рис. 4.3. Изохроны 0-фазы (*а*) и π-фазы (*б*) температуры воздуха в атмосфере Северного полушария, по [209].

Земли вверх в средних широтах. Динамика π-фазы осеннего охлаждения проще и связана с распространением фронта π-фазы от полюса к экваториальным районам. В Южном полушарии фронт 0-фазы распространяется от экватора к полюсу в стратосфере и из верхних слоев атмосферы к поверхности Земли в средних широтах. Фронт π-фазы распространяется от полярных районов к экваториальным.

Связь фазовых характеристик температурных годовых колебаний с меридиональным теплопереносом можно проанализировать в рамках интегрально-фазового подхода, если рассмотреть в поле координат одной характеристики (температуры воздуха) сезонные колебания в различных, например соседних широтных, зонах [259]:

$$S\left(T_a\left(x_1,\ x_2\right)\right) = \int_0^{\tau} T_a^{(x_1)}(t)\,\frac{\partial T_a^{(x_2)}}{\partial t}\,dt, \qquad (4.1)$$

где x_1, x_2 — соседние широтные зоны. Фазовый сдвиг определится в этом случае по формуле, аналогичной (2.33). Результаты ана-

лиза, выполненного по среднеширотным данным о температурном режиме земной атмосферы, приводятся на рис. 4.4. Сезонные колебания инсоляции R на верхней границе атмосферы происходят коррелировано на поверхности Земли, причем они синфазны в пределах одного полушария и противофазны для разных. Анализ широтного распределения величин (4.1) и соответствующих сдвигов фаз $\varphi(T_a(x_1, x_2))$ показал высокую степень коррелированности меридионального распределения зон подъема и опускания воздуха у Земли со значениями величин $S(T_a(x_1, x_2))$, $\varphi(T_a(x_1,$

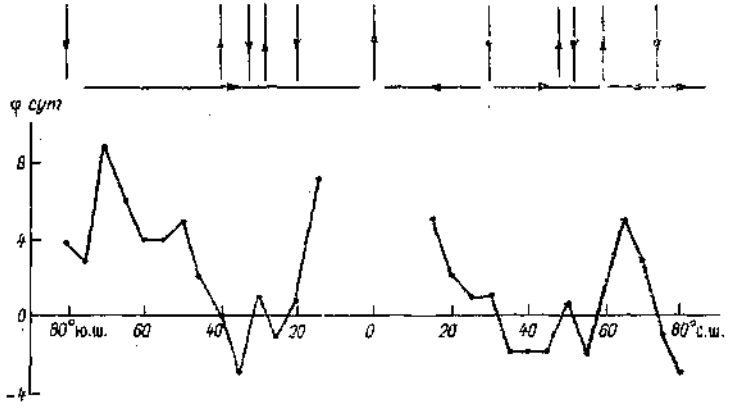


Рис. 4.4. Структура конвективных ячеек в атмосфере, идентифицируемая по значениям фазового сдвига в сезонном ходе приземной температуры.

$x_2)$). При этом прямые ячейки идентифицировались по положительным значениям S, R, а обратные — по отрицательным. Удалось идентифицировать тонкую структуру обратных (феррелевских) ячеек как в Северном, так и в Южном полушарии, которая отражается в разбиении их на две подъячейки (рис. 4.5). Анализ величин S, φ показал, что в целом Южное полушарие можно охарактеризовать как единую прямую ячейку конвекции, имеющую свою внутреннюю структуру. Наблюдаемый фазовый сдвиг сезонных колебаний приземной температуры от полюса до 20° ю. ш. за цикл, равный 1 году, составил 4 дня. В то же время для Северного полушария (90—20° с. ш.) эта величина равна всего лишь 1 дню. Такое значение φ объясняется наличием в Северном полушарии хорошо выраженной 4-ячеистой системы циркуляции (рис. 4.4), для каждой из которых величина φ отличима от нуля, но в сумме они компенсируют друг друга. Такая структура глобальной циркуляции подтверждается при анализе фаз и площади «петли», построенной в координатах параметров (T, R), однако недостатком такого рассмотрения является наличие общего для каждой широтной зоны фона, обусловленного общей инерционностью земной климатической системы.

Если интенсивность конвективного теплопереноса между широтными кругами выразить, как $q(x_1, x_2) = u_{1,2}T_{1,2}$, где $u_{1,2}$ — переносная скорость между зонами, $T(t)$ — среднемесячные значения среднезональной температуры, то величину $u_{1,2}$ можно представить как функцию градиента температур: $u_{1,2} = f(T_1 - T_2)$. Но при этом изменение скорости происходит не мгновенно, а с некоторым запаздыванием относительно изменения градиента температур, т. е. процессы формирования поля скорости полем температурных градиентов можно рассматривать как причину и следствие, которое происходит с некоторым запаздыванием по отно-

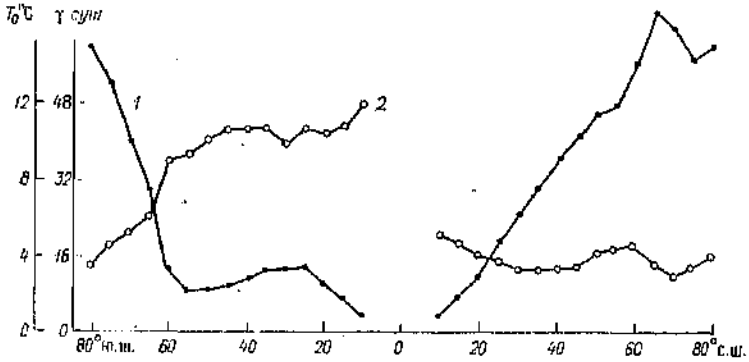


Рис. 4.5. Отставание γ в сезонном ходе по фазе (в сутках) температуры от приходящей на верхнюю границу атмосферы радиации (*1*) и амплитуда T_0 сезонных колебаний приземной температуры (*2*).

шению к причине. Тогда, как было показано в [259], соотношения $u_{1,2} = f(T_1 - T_2)$ можно представить в виде

$$u_{1,2}(t) = a_u[T_1(t - \tau_0) - T_2(t - \tau_0)], \tag{4.2}$$

где τ_0 — эффективное время запаздывания, которое можно косвенно оценить, исходя из цепочки: градиент температуры → градиент давления → изменение $u_{1,2}$. Для сдвига фаз между $T(t)$ и $R(t)$ 15 сут величина τ_0 оказывается близка к 1 мес, что согласуется с [62]. Величину $T_{1,2}(t - \tau)$ можно представить в виде

$$T_{1,2}(t - \tau_0) = T_{1,2} - \frac{\partial T_{1,2}}{\partial t}\tau_0 + o(\tau_0). \tag{4.3}$$

Подставляя (4.3) в выражение для $q(x_1, x_2)$ и интегрируя это выражение за сезонный цикл $[0, \tau]$ с учетом разложения для температуры (2.63), получаем:

$$q(x_1, x_2) = \overline{q} + \widetilde{q} = [\overline{a}_u \tau (\overline{T}_1 - \overline{T}_2)\overline{T}_1] + \\ + \left[\widetilde{a}_u \left(\tau_0 \int_0^\tau \widetilde{T}_1 \frac{\partial \widetilde{T}_2}{\partial t} dt + \int_0^\tau \widetilde{T}_1 (\widetilde{T}_1 - \widetilde{T}_2)\, dt\right)\right]. \tag{4.4}$$

Второе слагаемое правой части (4.4) можно представить в виде

$$\tilde{q}(x_1,\ x_2) = \tilde{\alpha}_a \tau_0 S(T_a(x_1,\ x_2)) + \tilde{\alpha}_a (T_{1_0}^2 - T_{1_0} T_{2_0} \cos \varphi\tau/2), \quad (4.5)$$

где индекс «0» соответствует амплитудным значениям элементов. Таким образом, факт существования и количественное выражение сезонного теплопереноса $\tilde{q}$ связаны с амплитудными и фазовыми особенностями сезонного хода приземной температуры воздуха. Рассчитанные по формуле (4.5) величины представлены в табл. 4.2. В этой же таблице приведены значения среднего градиента температур между широтными зонами, амплитудные и фазовые характеристики сезонных колебаний. Анализируя эти данные в рамках рассмотренного подхода, важно отметить, что вывод о демпфирующей роли океанов [63], выражающейся в уменьшении амплитуды сезонных колебаний, необходимо дополнить выводом об их управляющей роли в формировании фазовых характеристик [259]. При этом формирование фазовых характеристик идет, как нам кажется, с целью компенсации уменьшения величины $\tilde{q}$ за счет уменьшения амплитуд колебаний. Это особенно наглядно проявляется при сопоставлении данных по Северному (материковому) и Южному (океаническому) полушариям. Такой вывод подтверждается также и модельными исследованиями, выполненными в работе [264].

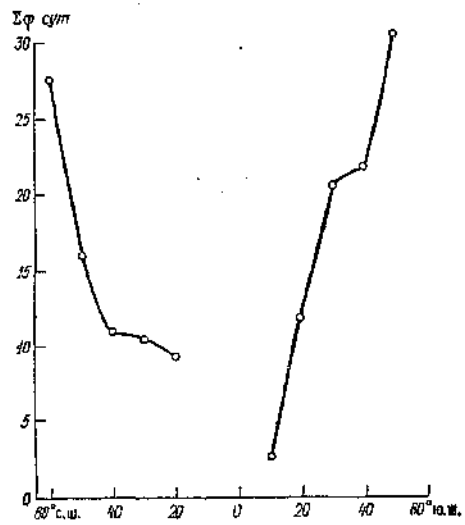


Рис. 4.6. Накопление запаздывания по фазе (∑ φ) годового хода температуры воды в высоких широтах Атлантики относительно низких.

Представляет интерес проведение аналогичных оценок для вод океана. Однако в этом случае не удается установить прямую связь энергопереноса в океане с интегрально-фазовыми характеристиками его температур. Сдвиги фаз между годовыми температурными колебаниями в соседних широтных зонах для Атлантического океана приведены на рис. 4.6. Учитывая сложность определения фазы в приэкваториальных зонах, мы приводим фазовые сдвиги для широт севернее 10° с. ш. и южнее 10° ю. ш. Запаздывание по фазе распространяется от экватора на север и на юг, что отражает большую термическую инертность высоких широт по отношению к низким, которая в свою очередь может быть

Таблица 4.2

Оценки амплитудных и фазовых характеристик годового хода приземной температуры

Широта, °	$\tau_0 S(T_a(x_1, x_2))$		$\widetilde{T}_1(T_1 - T_2)\,dt$		$\Delta\overline{T}_a$		T_0		$\varphi(T_a(x_1, x_2))$	
	ю. ш.	с. ш.	ю. ш.	с. ш.	ю. ш.	с. ш.	ю. ш	с. ш.	ю. ш.	с. ш.
10	1	1	—3,0	—4,0	1,0	0,3	0,9	1,0	—13	+13
15	1	1	—8,4	—13,9	1,3	1,2	1,7	1,8	+7	+5
20	1	+1	—12,1	—29,9	1,8	1,8	2,5	3,0	+1	+2
25	—1	+1	—4,5	—46,6	2,2	2,4	3,4	4,6	—1	+1
30	1	+2	8,3	—51,5	2,7	3,2	3,3	6,2	+1	+1
35	—2	—7	6,6	—58,1	3,2	3,9	3,2	7,6	—3	—2
40	1	—9	8,3	—76,7	3,7	4,9	2,8	9,2	0	—2
45	1	—13	4,9	—73,9	3,6	4,0	2,4	10,2	+2	—2
50	1	+2	—2,5	—26,4	3,3	2,9	2,1	11,5	+5	+0,5
55	2	—14	—16,2	—162,2	3,7	3,4	2,2	12,0	+4	—2
60	5	—11	—54,2	—237,9	5,1	4,4	3,4	14,2	+4	—1
65	18	+78	—135,4	—67,4	11,9	4,2	6,0	16,9	+6	+5
70	59	+32	—185,0	134,4	15,5	3,4	10,0	16,0	+9	+3
75	32	—18	—131,1	—70,9	7,5	3,2	13,0	14,2	+3,0	—1
80	48	—35	47,7	—76,3	3,0	2,8	15,0	15,0	+4,0	—3

обусловлена сезонной составляющей океанского меридионального переноса, обеспечивающей потоки тепла от экватора к полюсам. Из дальнейшего рассмотрения мы увидим, что наличие такой составляющей знаменательно именно в Атлантическом океане, отличающемся выраженной асимметрией меридиональных потоков. Как видно из рис. 4.6, сдвиг фаз характеризует процесс распро-

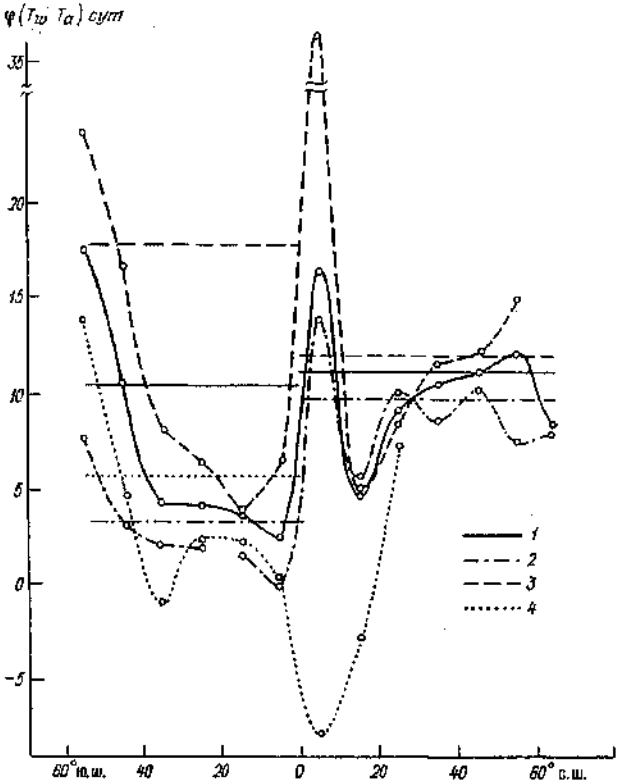


Рис. 4.7. Среднеширотные фазовые различия годового хода температур воды и воздуха для Мирового (*1*), Атлантического (*2*), Тихого (*3*) и Индийского (*4*) океанов.

странения годовых термических волн от экватора к полюсам. Фазовому сдвигу в 10 сут соответствует фазовая скорость 1,2 м/с [88].

Можно ожидать также и вклада сезонных процессов во взаимодействие между отдельными полушариями и океанами. Нами рассчитаны в рамках (2.33) сдвиги фаз между сезонным ходом температуры воды в различных полушариях Атлантического и Тихого океанов. В годовом ходе температуры воды Южное полушарие Тихого океана опережает Северное на 2,8 сут, а Северное

полушарие Атлантики опережает Южное на 12,8 сут, которое в свою очередь опережает Южное полушарие Тихого океана на 18,7 сут. Таким образом, опережение по фазе идет с севера Тихого океана через Южный океан к северу Атлантического. Этот факт мы впоследствии используем в качестве наводящего соображения при анализе схемы межокеанского обмена теплом.

Обратимся теперь к среднеширотным оценкам фазовых рассогласований годового хода температуры воды и воздуха для Мирового океана в целом и для отдельных океанов.

На рис. 4.7 приведены среднеширотные и среднеполушарные фазовые сдвиги температур воды и воздуха для Мирового океана и отдельных океанов. На большей части акватории температура воздуха в сезонном ходе опережает температуру воды в среднем на 11 сут. В этом, как уже указывалось, одно из главных различий суши и океанов по отношению к атмосфере [174]. В Мировом океане по фазовым различиям Северное полушарие превосходит Южное, хотя в разных океанах это соотношение различно: в Атлантическом среднеполушарная разность фаз годового хода в Северном полушарии больше, чем в Южном, в Тихом же океане — наоборот. Сравнение оценок для Южного полушария дает, что по разности фаз Индийский океан располагается между Тихим и Атлантическим, но ближе к Атлантическому. Широтное распределение разности фаз имеет общие черты для всех океанов, что наиболее отчетливо проявляется в Южном полушарии. Фазовые сдвиги увеличиваются к высоким широтам, резко возрастая до 15—25 сут в прикромочных областях у Антарктиды, где проявляется влияние Антарктического щита на сезонную цикличность и суперпозиция ПТМ I и II родов определяет повышенную энергоактивность прикромочных областей [171]. Повышенные фазовые разногласия над Тихим океаном, т. е. в «более океанических» условиях, отражают особенности взаимодействий в системе океан—континент, которые проявляются в чистом виде лишь над Тихим океаном из-за его значительной ширины.

Фазовые сдвиги в приэкваториальных широтах согласно [174] можно считать завышенными примерно на 30 %, что связано с тем, что даже 10-градусное осреднение оказалось не свободно от влияния полугодовой гармоники (при ширине экваториального пояса ±6° широты) [108]. Тем не менее повышенные фазовые различия в приэкваториальных широтах позволяют говорить о важной климатообразующей роли этой зоны.

4.2. Зональный энергетический баланс океана

Зонально осредненные характеристики энергообмена на границе океан—атмосфера для Мирового океана и отдельных акваторий неоднократно публиковались различными авторами [17, 41, 42, 88, 92, 156, 288, 298, 419, 421], и в этом смысле нет недостатка в материале для сопоставления. Детальные исследования радиационного баланса системы Земля—атмосфера предприняты

в [155, 156, 389, 497], где приводится богатый табличный и иллюстративный материал, полученный благодаря спутниковым измерениям альбедо и уходящего излучения на верхней границе атмосферы. Наиболее полные исследования радиационного баланса океанов были предприняты в циклах работ, выполненных под руководством М. И. Будыко [39, 40, 41, 42] и Н. А. Тимофеева [17, 298]. В табл. 4.3 приводятся среднезональные значения радиационного баланса Мирового океана по [17, 42] и радиационного баланса отдельных океанов по [17]. Обращает на себя внимание тот факт, что в среднем за год радиационный баланс океана выше, чем суши, что связано с большей поглощательной способностью океана. В Северном полушарии значения радиационного баланса в Атлантическом океане выше, чем в Тихом, в Южном полушарии — наоборот. Среднеокеанские значения для Тихого океана выше, чем для Атлантики (соответственно 147 и 140 Вт/м^2). Максимальные значения радиационного баланса достигаются в экваториальной зоне (10° ю. ш.—10° с. ш.). Среднезональные потоки тепла и испарения также оценивались различными авторами по разным данным и с различной точностью. В работах [40—42] использовались постоянные коэффициенты обмена, определенные из условия замыкания «в нуль» теплового баланса всего Мирового океана. В других работах используются частично зависимые от скорости ветра коэффициенты обмена [12, 202]. Особенно большие трудности при оценке среднезональных тепловых потоков возникают из-за различного уровня достоверности данных в разных районах Мирового океана. Слабая освещенность данными ряда районов Южной Атлантики и южной части Тихого

Таблица 4.3

Среднеширотные значения радиационного баланса Земли (Вт/м^2), по [17, 42]

Широта	Атлантический океан	Индийский океан	Тихий океан	Мировой океан		Суша	Система Земля—атмосфера
				по [17]	по [42]		
70—60° с.	35		32	33	32	29	—72
60—50	63		60	62	59	42	—46
50—40	103		89	94	88	60	—18
40—30	141		127	132	119	77	6
30—20	170	178	163	166	149	85	25
20—10	185	189	179	182	163	98	55
10—0	185	195	189	189	165	105	72
0—10 ю.	193	197	197	195	170	105	70
10—20	176	190	184	184	162	100	52
20—30	162	168	168	165	147	94	33
30—40	141	139	134	138	124	82	12
40—50	113	101	101	105	94	58	—16
50—60	63	51	57	55	59	46	—51

океана вносит значительную неопределенность в оценки потоков тепла и влаги на границе океан—атмосфера.

Рассмотрим результаты расчетов интегральных среднегодовых тепловых потоков в зональном осреднении для Мирового океана и отдельных океанов. Оценки проводились нами [88] по данным, осредненным для 10-градусных квадратов в рамках параметризации (2.75), (2.77). Результаты расчетов приводятся в табл. 4.4.

В первую очередь отметим различное меридиональное распределение сезонного и климатического компонентов потоков тепла, которое особенно заметно для скрытого тепла. В высоких и низких широтах климатический компонент в несколько раз превышает сезонный, а в средних широтах они близки. Соотношение $(\widetilde{Q}_H+\widetilde{Q}_E)/(\overline{Q}_H+\overline{Q}_E)$ достигает 0,8—0,9 в средних широтах и уменьшается до 0,3—0,4 в высоких и до 0,1—0,2 в низких. Таким образом, потоки тепла в экваториальных областях осуществляются главным образом за счет климатических контрастов. Наибольший вклад сезонный компонент потоков вносит в теплоотдачу с поверхности Атлантического океана. В целом по Мировому океану примерно треть суммарной теплоотдачи осуществляется за счет сезонного компонента потоков.

Мы уже обращали внимание на то, что различия в меридиональном распределении различных компонентов потоков приводят к тому, что отношение между потоками явного и скрытого тепла носит более сложный характер, чем соотношение Боуэна, традиционно определяемое отношением разностей температур и влажностей приводного слоя. Из табл. 4.4. видно, что наибольшие расхождения значений $\overline{Q}$ и $\widetilde{Q}$ приходятся на средние широты, где различия могут достигать 60—100 %. Это приводит к отклонениям на 20—30 % отношения $(\overline{Q}_H+\widetilde{Q}_H)/(\overline{Q}_E+\widetilde{Q}_E)$ от классического соотношения Боуэна. Как правило, значения $(\overline{Q}_H+\widetilde{Q}_H)/(\overline{Q}_E+\widetilde{Q}_E)$ несколько выше Bo.

Сравнение Северного и Южного полушарий показывает, что как по потокам явного, так и по потокам скрытого тепла для обоих компонентов (сезонного и климатического) удельные величины в Северном полушарии выше, чем в Южном. Составляя по площади 38 % Мирового океана, Северное полушарие ответственно за передачу в атмосферу 51 % явного и 43 % скрытого тепла, т. е. за 45 % суммарной теплоотдачи.

Климатический компонент в потоках явного тепла в Тихом океане превосходит потоки в Атлантическом в Северном полушарии, а Атлантический — Тихий в Северном. Климатические потоки скрытого тепла в Тихом океане выше в низких широтах, что связано с интенсивным взаимодействием в приантарктических широтах. Сезонный компонент потоков явного тепла в Тихом океане больше, чем в Атлантическом, преимущественно за счет больших различий океанов в Южном полушарии. Мы уже говорили о том,

Таблица 4.4

Среднезональные составляющие потоков тепла (Вт/м²) для Атлантического (А), Тихого (Т), Индийского (И) и Мирового (М) океанов и соотношения между ними

Широта	$\tilde{Q}_H$				$\bar{Q}_H$				$\tilde{Q}_E$			
	А	Т	И	М	А	Т	И	М	А	Т	И	М
70—60° с.	9,8	6,9		8,9	32,7	7,1		28,7	24,1	12,3		22,2
60—50	13,2	12,0		12,0	29,5	18,0		22,1	25,9	11,2		17,0
50—40	15,8	14,8		15,2	21,9	12,9		16,2	30,7	20,0		24,0
40—30	12,4	17,5		15,6	26,4	19,8		22,3	67,1	52,6		57,4
30—20	7,4	9,2	5,96	8,4	16,6	20,4	22,4	19,1	83,6	80,4	52,3	80,3
20—10	3,6	3,4	2,4	3,3	11,5	11,4	11,0	11,4	47,8	34,8	45,3	40,1
10—0	2,0	1,9	0,4	1,7	8,7	11,0	11,9	10,7	24,8	15,7	20,0	17,3
0—10 ю.	1,1	2,4	0,3	1,7	7,5	9,7	6,1	8,3	21,6	13,9	19,3	15,7
10—20	1,9	3,5	3,2	3,1	9,7	12,4	11,3	11,6	43,0	34,8	41,3	38,0
20—30	2,2	5,5	2,5	4,0	10,6	16,5	8,8	13,0	64,3	61,3	70,1	62,8
30—40	4,4	8,1	8,6	8,9	11,2	15,8	16,7	13,5	51,8	55,8	56,1	56,2
40—50	4,1	6,2	5,4	5,4	9,1	12,0	13,3	11,7	33,1	35,7	43,1	36,4
50—60	3,1	6,4	3,5	4,5	8,7	11,3	10,6	10,4	15,2	22,5	19,8	19,1
Северное полушарие	8,4	7,9	1,7	7,5	19,1	15,0	12,6	15,9	49,2	37,3	33,2	40,5
Южное полушарие	2,3	5,0	5,2	4,3	9,5	12,9	11,4	11,7	38,9	37,0	40,3	38,4
Весь океан	5,7	6,4	3,7	5,6	14,4	13,8	11,6	13,5	44,2	37,2	39,1	39,3

Широта	$\overline{Q}_E$				$\widetilde{Q}_H + \overline{Q}_H$				$\widetilde{Q}_E + \overline{Q}_E$			
	А	Т	И	М	А	Т	И	М	А	Т	И	М
70—60° с.	61,7	17,8		54,9	42,4	14,0		37,6	86,0	30,0		77,0
60—50	73,8	23,8		43,2	42,7	29,2		34,4	99,6	34,9		60,1
50—40	75,2	31,4		47,9	37,6	27,6		31,3	105,8	51,4		71,9
40—30	78,8	75,6		76,8	338,7	37,3		37,8	145,9	128,1		134,2
30—20	87,1	90,7	78,5	88,7	24,0	29,5	28,3	27,5	170,7	171,0	130,8	169,0
20—10	105,3	104,5	129,0	108,5	15,1	14,8	13,4	14,7	153,0	139,3	174,3	148,5
10—0	112,7	115,0	122,6	116,0	10,6	12,22	12,22	12,3	137,4	130,6	142,5	133,3
0—10 ю.	113,5	112,6	129,2	117,0	8,6	12,0	6,4	9,9	135,1	126,5	148,4	132,6
10—20	110,6	116,5	123,8	117,7	11,6	15,8	14,4	14,6	153,6	151,2	165,1	155,6
20—30	81,8	88,3	96,8	89,3	12,7	22,0	11,3	16,9	146,1	149,5	166,8	152,0
30—40	74,5	68,2	71,4	70,8	15,6	23,8	25,3	22,4	126,2	124,0	127,4	126,9
40—50	56,4	58,2	55,6	56,9	13,1	18,1	18,7	17,1	89,5	93,9	98,6	93,2
50—60	45,5	50,0	46,1	47,4	11,8	17,6	14,1	14,9	60,6	72,4	65,9	66,4
Северное полушарие	88,6	85,9	120,6	90,1	27,4	22,6	14,3	23,3	137,7	123,6	153,8	130,6
Южное полушарие	79,5	87,4	85,7	85,2	12,3	17,9	15,5	15,9	118,3	124,4	125,9	123,5
Весь океан	84,2	86,8	91,7	87,3	20,1	20,2	15,3	19,1	128,3	124,0	130,7	126,5

Широта	$\widetilde{B}_0$				$\overline{B}_0$				$(\widetilde{Q}_H+\overline{Q}_H)/\widetilde{Q}_E+\overline{Q}_E)$			
	А	Т	И	М	А	Т	И	М	А	Т	И	М
70—60° с.	0,40	0,56		0,40	0,53	0,40		0,52	0,49	0,47		0,49
60—50	0,51	1,07		0,71	0,40	0,73		0,51	0,43	0,84		0,57
50—40	0,52	0,74		0,63	0,29	0,41		0,34	0,36	0,54		0,44
40—30	0,18	0,33		0,27	0,33	0,26		0,29	0,27	0,29		0,28
30—20	0,09	0,11	0,11	0,10	0,19	0,23	0,29	0,22	0,14	0,17	0,22	0,16
20—10	0,08	0,10	0,05	0,08	0,11	0,11	0,09	0,11	0,10	0,11	0,08	0,10
10—0	0,08	0,12	0,02	0,10	0,08	0,10	0,10	0,09	0,08	0,10	0,09	0,09
0—10 ю.	0,05	0,17	0,02	0,11	0,07	0,09	0,05	0,07	0,06	0,10	0,04	0,08
10—20	0,04	0,10	0,08	0,08	0,09	0,11	0,09	0,10	0,08	0,10	0,09	0,09
20—30	0,03	0,09	0,04	0,06	0,13	0,19	0,09	0,15	0,09	0,15	0,07	0,11
30—40	0,08	0,15	0,15	0,16	0,15	0,23	0,23	0,19	0,12	0,19	0,20	0,18
40—50	0,12	0,17	0,16	0,15	0,16	0,21	0,24	0,21	0,15	0,19	0,21	0,18
50—60	0,20	0,28	0,18	0,24	0,19	0,23	0,23	0,22	0,19	0,24	0,21	0,22
Северное полушарие	0,17	0,21	0,05	0,19	0,22	0,17	0,10	0,18	0,20	0,10	0,09	0,18
Южное полушарие	0,17	0,14	0,10	0,11	0,12	0,15	0,13	0,14	0,10	0,14	0,12	0,13
Весь океан	0,13	0,17	0,10	0,14	0,17	0,16	0,13	0,15	0,16	0,16	0,12	0,15

Широта	$(\widetilde{Q}_H+\widetilde{Q}_E)/(\overline{Q}_H+\overline{Q}_E)$				Q				$(R-Q)S\cdot 10^{-14}$ Вт			
	А	Т	И	М	А	Т	И	М	А	Т	И	М
70—60° с.	0,36	0,77		0,37	128,4	44,0		114,8	—3,12	—0,08		—3,21
60—50	0,38	0,56		0,44	142,4	64,2		94,5	—2,89	—0,23		—3,13
50—40	0,48	0,79		0,61	143,5	79,0		103,2	—2,11	0,85		—1,26
40—30	0,76	0,73		0,74	184,7	165,4		172,1	—3,08	—4,53		—7,61
30—20	0,88	0,90	0,58	0,82	194,7	200,6	159,1	196,5	—2,27	—5,58	0,23	—7,52
20—10	0,44	0,33	0,34	0,36	168,1	154,1	187,7	163,2	1,38	4,66	0,04	6,07
10—0	0,22	0,14	0,15	0,15	148,1	143,6	154,7	154,6	2,45	9,56	2,50	14,51
0—10 ю.	0,19	0,13	0,15	0,14	143,7	138,1	154,8	142,6	3,06	10,97	3,63	17,65
10—20	0,37	0,30	0,33	0,32	165,2	167,1	179,6	170,3	0,65	2,79	1,12	4,56
20—30	0,72	0,64	0,69	0,65	158,9	171,4	178,1	169,0	0,19	—0,55	—0,89	—1,20
30—40	0,65	0,76	0,73	0,77	141,9	147,8	152,7	149,3	—0,51	—1,80	—1,46	—3,76
40—50	0,57	0,60	0,57	0,50	102,6	112,0	108,3	110,3	0,74	—1,27	—0,76	—1,29
50—60	0,34	0,47	0,41	0,41	72,4	90,1	80,0	81,4	—0,55	—3,19	—2,82	—6,55
Северное полушарие	0,53	0,45	0,26	0,45	165,1	146,2	168,1	154,0	—9,64	4,65	2,77	—2,92
Южное полушарие	0,47	0,42	0,46	0,44	130,7	142,3	141,5	139,5	3,58	6,95	—1,18	9,35
Весь океан	0,51	0,43	0,41	0,45	148,4	144,2	146,0	145,6	—6,06	11,60	1,59	7,13

что значительная ширина Тихого океана позволяет здесь активно срабатывать ПТМ II рода. Таким образом, влага, поднятая над Тихим океаном, реализуется здесь же, над ним, в то время как реализация влаги с Атлантического океана происходит над континентами. Это приводит к тому, что сезонный компонент потока скрытого тепла, как и весь интегральный поток скрытого тепла, выше над Атлантическим океаном, чем над Тихим. В целом Атлантический океан по сравнению с Тихим характеризуется более сильными удельными потоками в атмосферу, что еще раз подтверждает то, что Тихий океан формирует тепловой потенциал системы океан—атмосфера, а Атлантический играет роль внутреннего моря-испарителя, бассейна «концентрации свойств». В Индийском океане следует отметить максимальные испарения в северной части, а также самые низкие потоки явного тепла.

Особо следует сказать о Северной Атлантике, характеризующейся максимальными потоками. Занимая площадь всего 11 % Мирового океана, она обеспечивает 21 % потоков явного тепла, 15,5 % потоков скрытого тепла и 17 % суммарной теплоотдачи. Все это позволяет говорить о Северной Атлантике как о глобальной энергоактивной области Мирового океана.

Сравнения наших оценок с результатами других авторов дают в целом удовлетворительные результаты. Наши значения потоков явного тепла превышают на 20—30 % среднеширотные оценки Будыко [42]. В потоках скрытого тепла отклонения от [42] носят более случайный характер, хотя среднее значение по океану также выше примерно на 10 %. Сравнение с результатами Тимофеева [17] показывает, что наши оценки суммарной теплоотдачи превышают полученные им для Атлантического океана на 10—15 %, оставаясь примерно на том же уровне для Тихого океана, за исключением самой северной его части. Кроме того, в [17] суммарные потоки в Тихом океане выше, чем в Атлантическом.

Используя данные [17] о значениях радиационного баланса, нам удалось рассчитать тепловой баланс поверхности океанов в зональном осреднении. Результаты также приводятся в табл. 4.4. Оценки в целом совпадают с [17, 40, 42], хотя отмечаются более значительные дефициты в Северной Атлантике, составляющие в сумме около 10^{15} Вт. Являясь наиболее интенсивным поставщиком тепла в атмосферу, северная часть Атлантического океана отдает тепла намного больше, чем получает за счет радиации. Аномальная энергоактивность Северной Атлантики подтверждается аномалиями температуры ее поверхности, достигающими по оценкам [104] 5—8 °С (рис. 4.8). Заметим, что эта аномалия была известна океанологам давно. В дальнейшем при анализе меридиональных потоков нам предстоит выяснить ее генезис.

Расчет теплового баланса велся нами до 60° ю. ш., и поэтому оценки для Южного полушария несколько завышены. Для сопоставления дополним их приблизительными оценками теплового баланса в приантарктических широтах. В результате получим, что тепловой баланс Атлантического океана отрицателен, и дефицит

составляет примерно $-9{,}8 \cdot 10^{14}$ Вт (с учетом потока в Арктический бассейн); тепловые балансы Тихого и Индийского океанов положительны и равны соответственно $9{,}5 \cdot 10^{14}$ и $0{,}8 \cdot 10^{14}$ Вт. Невязка составляет около 5 %. Во всем Мировом океане тепловой баланс отрицателен в Северном полушарии ($-3{,}3 \cdot 10^{14}$ Вт) и положителен в Южном ($3{,}7 \cdot 10^{14}$ Вт). Несмотря на большую приближенность оценок, они качественно подтверждают необходимость потока тепла из Южного полушария в Северное и из Тихого океана в Атлантический.

Сезонные изменения зонально осредненных характеристик энергообмена на границе океан—атмосфера свидетельствуют о значительной меридиональной эволюции годового хода потоков тепла и радиации. На рис. 4.8 приведена сезонная эволюция теплового баланса поверхности Северной Атлантики по расчетам Ламба и Банкера [459]. Являясь, как было показано выше, глобальной энергоактивной акваторией, северная часть Атлантического океана имеет положительный тепловой баланс в мае—августе, когда $R—Q_H—Q_E$ могут достигать 100—125 Вт/м². В остальные месяцы года отмечается превышение теплоотдачи за счет явного и скрытого тепла над радиационным поступлением энергии. Максимальные отрицательные значения (200—275 Вт/м²) достигаются в декабре—январе в средних широтах. Качественно близкая картина наблюдается и в других океанах, а также в Мировом океане в целом. Тем не менее количественные значения различаются сильно. В северной части Тихого океана отмечаются сильные летние максимумы теплового баланса в субтропических широтах, обеспечивающие в среднем за год небольшой положительный тепловой баланс этой акватории. Максимальные различия удельного теплового баланса Северной Атлантики и Северной Пасифики отмечаются в летние месяцы. К анализу сезонного хода характеристик энергообмена мы вернемся при рассмотрении пространственной картины в главе 5.

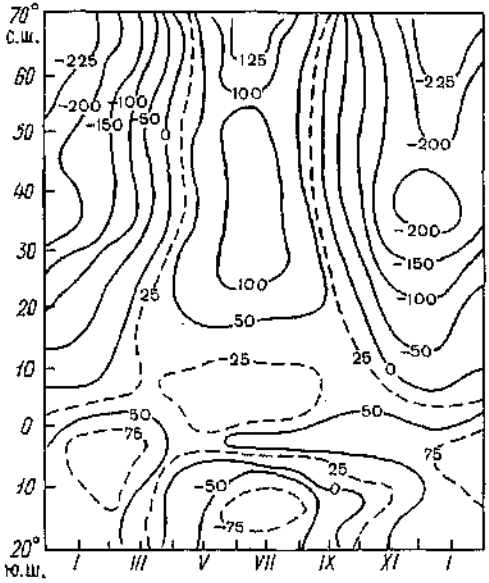


Рис. 4.8. Сезонный ход теплового баланса (Вт/м²) Северной Атлантики, по [459].

Для полной картины взаимодействий в системе океан—атмосфера в зональном усреднении целесообразно кратко рассмотреть

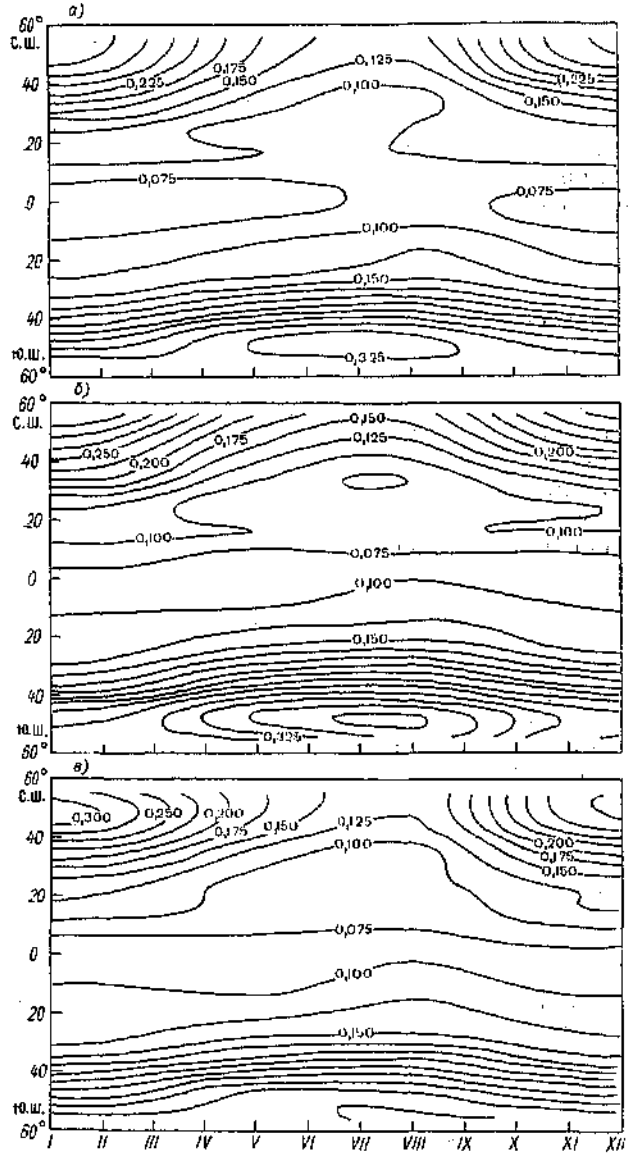


Рис. 4.9. Сезонные изменения среднезональных потоков импульса (Н/м²) для Мирового (*а*), Атлантического (*б*) и Тихого (*в*) океанов.

взаимодействие между динамическими полями атмосферы и океана за счет касательных и нормальных напряжений. Последние, рассмотренные в разделе 3.4, отражают по существу термомеханическое взаимодействие. На рис. 4.9 представлены сезонные изменения потока импульса из атмосферы в океан за счет касательных напряжений по данным расчетов [14] для Мирового океана в целом и отдельных океанов. Максимальные значения Q_V отмечаются в зимние месяцы — в январе—феврале для Северного полушария и июле—августе для Южного, причем эти максимумы локализованы на широтах 40—50°. Северное полушарие Тихого океана характеризуется более высокими значениями Q_V по срав-

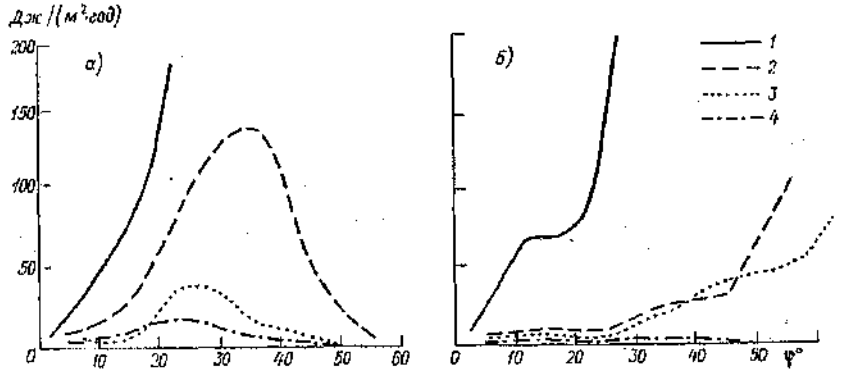


Рис. 4.10. Меридиональное распределение среднезональных потоков механической энергии от атмосферы к океану (*а*) и от океана к атмосфере (*б*).

1 — северная часть Индийского океана; *2* — северная часть Тихого океана; *3* — северная часть Атлантического океана; *4* — южная часть Тихого океана.

нению с Атлантикой (соответственно 0,20 и 0,17 Н/м²). В Южном полушарии наблюдается обратная картина. Годовой ход Q_V в Атлантическом океане опережает по фазе значения для Тихого океана в среднем на 8 сут.

Возвращаясь к формуле (3.63), содержащей интеграл $S(P_a\eta)$, рассмотрим зонально осредненное взаимодействие в системе уровень океана—атмосферное давление за счет нормальных напряжений. Говоря о взаимодействии, а не воздействии, мы имеем в виду, что в зависимости от знака интеграла $S(P_a\eta)$ поток энергии (3.63) может быть направлен от поверхности океана к атмосфере и наоборот — от атмосферы к океану. Ясно, что знак $S(P_a\eta)$, а следовательно, и потока Q_M зависит от фазы между годовыми гармониками давления и уровня. В дальнейшем будем считать, что положительное значение $S(P_a\eta)$ (опережение в годовом ходе волной уровня волны давления) соответствует потоку энергии из океана в атмосферу. Значения интеграла (3.63), рассчитанные для 10-градусных широтных зон океанов [260], представлены в табл. 4.5 и на рис. 4.10. Районы с отрицательными значениями Q_M обусловлены муссонными взаимодействиями

Таблица 4.5

Средние зональные характеристики потоков механической энергии в системе океан — атмосфера за годовой период

Широта	От атмосферы к океану			От океана к атмосфере		
	Удельный поток, Дж/м²	Площадь, 10^{12} м²	Интегральный поток, 10^{12} Дж	Удельный поток, Дж/м²	Площадь, 10^{12} м²	Интегральный поток, 10^{12} Дж
Тихий океан						
60—50° с.	103,7	2,0	206,8	—8,1	0,9	—7,3
50—40	33,0	5,3	175,1	—52,2	1,8	—92,9
40—30	24,8	6,1	152,3	—140,1	3,3	—459,2
30—20	10,8	4,8	51,4	—97,1	6,8	—660,2
20—10	10,4	5,8	60,3	—26,0	6,4	—166,4
10—0	5,9	7,8	46,3	—7,3	7,8	—56,9
0—10° ю.	4,2	4,8	20,4	—3,6	10,0	—36,0
10—20	7,4	1,9	14,1	—11,5	11,3	—130,0
20—30	4,9	3,4	16,7	—16,9	8,6	—145,3
30—40	4,6	2,7	12,4	—9,7	7,6	—73,5
40—50	6,7	2,5	16,7	—7,3	7,1	—51,9
50—60				—5,3	2,9	—15,3
0—60° с.	21,8	31,8	692,2	—53,4	27,0	—7,3
0—60° ю.	5,3	15,3	80,4	—9,5	47,5	—452,0
Северная Атлантика						
65—60° с.	76,3	1,8	138,1			
60—55	51,0	2,3	116,0			
55—50	39,0	2,2	86,2			
50—45	37,0	2,5	90,7	—7,3	0,2	—1,5
45—40	29,0	2,5	71,1	—12,0	0,7	—8,0
40—35	23,0	2,6	60,7	—24,0	0,7	—17,3
35—30	19,0	2,0	38,8	—33,0	1,5	—50,5
30—25	12,0	2,2	25,8	—30,5	1,6	—49,0
25—20	4,7	3,1	14,4	—13,1	1,1	—14,7
20—15	7,4	3,5	25,6	—2,1	0,6	—1,2
15—10	3,4	2,1	7,0	—4,7	1,2	—5,5
10—5	2,8	2,1	5,8	—9,6	0,3	—2,9
5—65° с.	23,6	28,7	680,2	—19,0	7,9	—150,6
Северная часть Индийского океана						
30—25° с.	200,0	0,4	80,0			
25—20	83,0	0,8	6,0	—180,0	0,2	—37,8
20—15	66,0	0,7	45,0	—101,0	1,3	—128,3
15—10	68,0	0,5	32,0	—59,0	2,1	—122,1
10—5				—27,0	2,6	—70,0
5—0	14,3	0,5	7,1	—11,3	2,8	—31,8
0—30° с.	81,0	2,9	226,1	—44,0	8,9	—390,0

океанов и континентов, когда годовой ход атмосферного давления и динамического компонента уровня определяется функционированием ПТМ II рода. Зоны с положительными значениями Q_M формируются под совместным воздействием процессов, связанных с меридиональной циркуляцией, и муссонных процессов. Это проявляется в том, что хотя атмосферное давление определяется главным образом перераспределением воздушных масс между океанами и континентами, уровень в значительной степени зависит от зональных ветров и сезонных изменений радиации. Эти факторы обусловливают сезонные колебания энтальпии, а следовательно, и стерического компонента уровня. Интенсивность положительных потоков локально возрастает на широте действия пассатов и далее возрастает с широтой по мере того, как стерическая составляющая уровня в северных широтах все более опережает фазу годовых колебаний атмосферного давления.

4.3. Меридиональный обмен теплом в океане и атмосфере

Меридиональная дифференциация тепловых потоков между атмосферой и океаном приводит к необходимости детального рассмотрения потоков тепла в атмосфере и в океане в меридиональной плоскости, т. е. к необходимости анализа схемы функционирования ПТМ I рода.

Главной причиной меридиональной циркуляции являются термические противоречия между полюсами и экватором. Как уже указывалось, с позиций энергетического баланса климатической системы стационарный энергетический режим атмосферы и гидросферы в условиях этих противоречий не может существовать без меридионального переноса энергии, что приводит к возникновению конвективных ячеек в океане и в атмосфере в меридиональной плоскости.

Последнее двадцатилетие было ознаменовано появлением большого количества работ по данному вопросу. Многие из них полностью или частично имели обзорный характер и в них были сделаны попытки сравнить и увязать между собой разнородные оценки различных авторов. Методология оценок меридиональных потоков восходит к обработке специализированных наблюдений на зональных разрезах (главным образом в океане), модельным экспериментам (как на малопараметрических, так и глобальных моделях), целенаправленной обработке данных глобальных климатических обобщений.

В первую очередь обратимся к оценкам меридиональных потоков тепла и пресной воды в океане, полученным непосредственно из обработки данных зональных разрезов. Все работы в этом направлении связаны с проблемой достоверного определения скоростей течений (в первую очередь геострофических), а следовательно, авторы сталкиваются с необходимостью разрешения неопределенности расчетов скоростей по полю плоскости. Видимо, первые такие оценки были получены Яигом [440], кото-

рый рассмотрел два гидрологических разреза на 27° с. ш. в Атлантике. Им использовалась гипотеза о нулевом суммарном переносе через разрез для выбора нулевой поверхности. Несмотря на неопределенности самой этой гипотезы и ограниченность данных, в [440] получено разумное значение переноса тепла к северу — $1{,}2 \cdot 10^{15}$ Вт. Следующим шагом в этом направлении была работа Брайена [355], выполнившего впоследствии ряд важных оценок меридиональных потоков на численных моделях. В [355] также использована идея нулевого интегрального геострофического переноса по вертикали и уже учтены баротропные составляющие течений. Помимо данных гидрологии здесь использованы напряжения ветра над океаном. Величины, полученные в [355], составляют $0{,}7 \cdot 10^{15}$ Вт на 36° с. ш. и почти нуль на 40° с. ш. в Атлантике. Условие сохранения массы воды, протекающей через разрез, использовалось и в работе [361].

В перечисленных и ряде других работ определение меридионального потока было основано на интегрировании по плоскости зонального разреза (z — глубина, x — долгота) произведения потенциальной температуры воды θ на скорость течения v:

$$M = \int_x \int_z \sigma C_p \theta v \, dz \, dx, \tag{4.6}$$

где ρ — плотность; C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении. В работе Холла и Брайдена [414] оценка на 25° с. ш. в Атлантике была получена уже в виде трех составляющих: 1) переноса тепла Гольфстримом через Флоридский пролив; 2) экмановского переноса; 3) геострофического переноса. Тогда уравнение (4.6) принимает вид

$$M = \int_x \int_{z_F} \rho C_p \theta v_{FS} \, dz \, dx + \int_x \int_z \rho C_p \theta v_{Ek} \, dz \, dx + \int_x \int_z \rho C_p \theta v_G \, dz \, dx, \tag{4.7}$$

где интегралы соответствуют указанным компонентам. Расход Флоридского течения (≈ 30 Св) брался из [354], а экмановский перенос рассчитывался по данным Литмаа и Банкера [463]. Скорости и температуры представлялись на каждой вертикали в виде суммы средних $\bar{v}$, $\bar{\theta}$ и отклонений от них v', θ', причем полагалось, что $\int_z v' \, dz = 0$, $\int_z \theta' \, dz = 0$, $\iint_{xz} \bar{\theta} v' \, dz = 0$, $\iint_{xz} \bar{v} \, dz = 0$. Тогда интегралы из (4.7) распадаются на два:

$$\int_x \int_z \rho C_p \theta v \, dz \, dx = \int_x \int_z \rho C_p \bar{\theta} \bar{v} \, dz \, dx + \int_x \int_z \rho C_p \theta' v' \, dz \, dx. \tag{4.8}$$

Последний член правой части отвечает бароклинной части переноса, а первый рассчитывается из баланса интегрального расхода через разрез в предположении независимости $\bar{\theta}$ от x. Результаты дали интегральный поток тепла на север через 25° с. ш. в Атлантике $1{,}22 \cdot 10^{15}$ Вт, причем $1{,}23 \cdot 10^{15}$ Вт приходилось на баротроп-

ную составляющую, $0{,}42 \cdot 10^{15}$ Вт — на ветровую и $-0{,}43 \cdot 10^{15}$ Вт — на бароклинную. Впоследствии два факта: главенствующая роль баротропного переноса и бароклинный перенос на юг, будут очень важны. Оцененный в [414] поток соли равен нулю в пределах погрешностей метода. Интересные оценки, исходя из прямых наблюдений, выполнил для Южного полушария Беннет [342]. Полученные им результаты в Южной Атлантике свидетельствуют о северном направлении переноса тепла.

Погрешности, которые свойственны перечисленным оценкам, восходят главным образом к неполному учету переноса свойств вихревыми образованиями, к сезонным флюктуациям баротропного компонента и к допущениям, налагаемым на алгоритм, грубостью исходных данных. Тем не менее, например, авторы [414] считают, что погрешность не превышает $0{,}3 \cdot 10^{15}$ Вт. В этом смысле надо отметить работу [511], где предлагается методология оценки точности баротропного компонента переноса. Оценки выполнялись для разреза на 32° с. ш. в Атлантике и дали интегральный меридиональный поток на север $(1{,}38 \pm 0{,}19) \cdot 10^{15}$ Вт. Важным достоинством [511] является, видимо, единственная на настоящий момент оценка годового хода меридиональных потоков на зональном разрезе. Двойные амплитуды годового хода составили $0{,}4 \cdot 10^{15}$ Вт. Результаты оценок Раго и Россби [511] приводятся в табл. 4.6, 4.7. По их оценкам интегральный перенос определяется в основном бароклинными потоками, причем сосредоточенными в струе Гольфстрима. Если сопоставить эти оценки с результатами Холла и Брайдена, то надо констатировать, что между 25 и 32° с. ш., т. е. еще до отрыва Гольфстрима от берега, происходит существенная перестройка всей крупномасштабной циркуляции Северной Атлантики.

Интересная оценка потока тепла и соли на 32° ю. ш. в Индийском океане проведена в [555], что дает возможность исследовать взаимодействие между Южным и Индийским океаном. Авторами получено значение $0{,}6 \cdot 10^{15}$ Вт, причем, как и в [511], оно представляет разницу направленного на юг переноса течением Мыса Игольного и северного переноса в открытой части океана. Поток соли по [555] оказался близок к нулю. К близким результатам пришел Фу [400], получивший направленные на юг потоки на 18° ю. ш. ($0{,}25 \cdot 10^{15}$ Вт) и на 32° ю. ш. ($0{,}69 \cdot 10^{15}$ Вт) в Индийском океане, причем баротропный компонент переноса был главным.

Одной из важнейших проблем прямых оценок меридиональных переносов, что относится также и к оценке экмановских потоков на сетке, является неопределенность, связанная с точкой отсчета температуры. Способ избежать этой неопределенности состоит во введении в рассмотрение разности двух каких-либо температур. Переход к горизонтальным градиентам температуры в (4.6) приводит к другой неопределенности — необходимости постановки граничных условий. Другая возможность — это введение аномалии температуры от средней потенциальной для какой-либо

Таблица 4.6

Оценки годового хода меридиональных потоков тепла (10^{15} Вт) на 32° с. ш. в Северной Атлантике, по [511]
(Вт — баротропный, Вс — бароклинный, Ек — экмановский, Σ — суммарный переносы)

Месяц	Область Гольфстрима			Рециркуляция Гольфстрима				Открытый океан			
	Вт	Вс	Σ	Вт	Вс	Ек	Σ	Вт	Вс	Ек	Σ
Январь	2,36	2,43	4,97	—0,16	—0,53	—0,09	—0,78	—1,16	—1,03	—0,33	—2,52
Март	3,41	3,02	6,43	—0,18	—0,58	—0,09	—0,85	—2,38	—1,03	—0,35	—3,76
Май	2,16	3,16	5,32	—0,21	—0,53	—0,01	—0,75	—1,16	—1,03	0,02	—2,17
Июль	2,46	3,30	5,76	—0,22	—0,44	—0,02	—0,68	—1,56	—1,03	0,10	—2,49
Сентябрь	2,32	2,81	5,13	—0,20	—0,39	0,02	—0,57	—1,48	—1,03	0,07	—2,44
Ноябрь	2,24	2,78	5,02	—0,17	—0,44	—0,03	—0,64	—1,32	—1,03	0,06	—2,49

Таблица 4.7

Интегральные среднегодовые оценки меридиональных переносов (10^{15} Вт) на 32° с. ш. в Северной Атлантике, по [511] (обозначения см. в табл. 4.6)

	Вт	Вс	Ек	Σ
Склоновые воды	—0,77	0,03	—	—0,74
Гольфстрим	2,49	2,92±0,12	—	5,41
Рециркуляция Гольфстрима	—0,19	—0,49±0,10	—0,04	—0,72
Открытый океан	—0,51	—1,03±0,06	—0,07	—2,61
Интегральный перенос	0,02±0,07	1,43±0,17	—0,11±0,07	1,34±0,19

акватории, как это предлагается в [451, 464]. В этом случае для, например, экмановского меридионального переноса имеем

$$M_{\text{Ек}} = \frac{C_P}{f} \int_x \int_z (T(x, z) - \bar{\theta})(Q_v \cdot \mathbf{n})\, dz\, dx, \qquad (4.9)$$

где θ — средняя потенциальная температура, значения которой на 28,5° с. и ю. ш. для различных океанов приводятся в табл. 4.8 по [451].

Итак, один из путей избежать необходимости расчета абсолютных скоростей течений — задаться гипотезой нулевого суммарного расхода через разрез. Другой подход, основанный на так называемых «инверсных» методах, предложен в работах [527, 580, 582] и ряде других.

Таблица 4.8

Средние значения потенциальной температуры (°С) на трансокеанских разрезах по 24,5° широты

Северная часть Тихого океана	3,61
Северная Атлантика	5,27
Южная часть Тихого океана	4,34
Южная Атлантика	4,32
Южная часть Индийского океана	4,42

Детальная разработка и изложение принципов «инверсного» метода приводятся в [526, 581]. Необходимо, чтобы рассматриваемая область полностью замыкалась гидрологическими разрезами и сушей. Далее определяются слои, в которых перенос из данной области равен переносу внутри области. В качестве дополнительных условий может выступать консервативность солей и каких-либо других характеристик. Далее проводится расчет геострофических течений относительно некоторого уровня, а затем ищется набор скоростей на относительных уровнях, удовлетворяющих наложенным ограничениям. Получаемые решения не обладают свойством единственности, и в [526, 581] предлагается ряд возможностей их регуляризации.

Детальное исследование циркуляции в Северной Атлантике на основании «инверсных» методов проведено Вуншем в работах [580, 582]. Полученные им переносы на семи широтах хорошо вписываются в общую картину других оценок. По [582] смена знака переноса отмечается на 1200 м. Расчет в [582] потоков солей показал, что максимум их переноса на 24° с. ш. расположен на 800 м, а в высоких широтах находится на поверхности.

В [527] были рассмотрены трансатлантические разрезы на 24, 36 и 48° с. ш., образующие две замкнутые области. Полученные потоки тепла: $1{,}2 \cdot 10^{15}$ Вт на 24° с. ш., $0{,}8 \cdot 10^{15}$ Вт — на 36° с. ш. и почти нуль на 48° с. ш., согласуются с приведенными выше. Погрешность оценки колеблется в пределах $(0{,}2 - 0{,}4) \times 10^{15}$ Вт. Важным шагом в получении количественной картины стала работа Роеммича [528], где рассмотрены с позиций «инверсных» методов четыре разреза в Атлантике на 8 и 24° с. и ю. ш.

Таблица 4.9

Оценки меридионального переноса (10^{15} Вт) в Атлантике в рамках «инверсного» подхода, по [528]

Широта	Геострофический перенос	Экмановский перенос	Интегральный перенос
24° ю.	1,12	—0,51	0,61
8	1,66	—0,92	0,74
8 с.	—0,28	1,89	1,61
24	0,92	0,56	1,48

Результаты [528] приведены в табл. 4.9 и свидетельствуют о наличии потока через экватор на север в Атлантическом океане.

Используя аналогичный подход (условия сохранения масс воды и соли в пределах изопикнических слоев), Фу [399] получил оценку потока тепла в Южной Атлантике по данным экспедиции НИС «Метеор». Общий перенос к северу на 30° ю. ш. составил $0{,}8 \cdot 10^{15}$ Вт и был близок к нулю на 8° ю. ш. Этот факт указывает на аномальность меридионального потока в Южной Атлан-

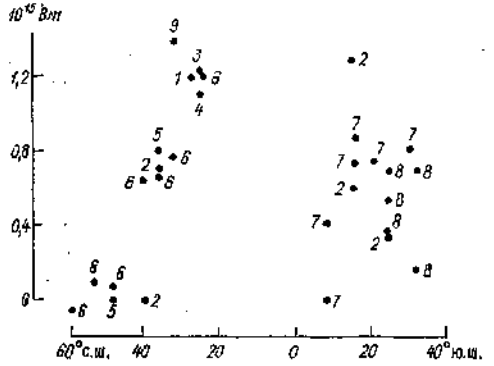


Рис. 4.11. Оценки меридиональных потоков тепла в Атлантике по данным трансокеанских разрезов.

По данным: *1* — Янга [410]; *2* — Брайена [355]; *3* — Холла, Брайдона [414]; *4* — Брайдена, Холла [361]; *5* — Роемминча [526]; *6* — Вунша [581]; *7* — Фу [399]; *8* — Беннета [342]; *9* — Раго, Россби [511].

тике. Дальнейшая разработка «инверсных» методов восходит к бокс-моделированию, которое мы рассмотрим ниже. В отношении этих оценок необходимо сказать, что их точность в значительной степени определяется удачностью разрешения вычислительных проблем. Результаты по потокам вод и тепла, полученные в рамках изложенных методов, приводятся на рис. 4.11. Большинство из них относится к Северной Атлантике. Какие же существуют еще проблемы и возможности оценок меридиональных потоков по данным гидрологических наблюдений?

Отметим возможность определения баротропной составляющей скорости течений из инструментальных наблюдений в придонных слоях [576]. Особый интерес вызывает проблема вклада в меридиональные потоки мезомасштабных вихрей. В работе [345] авторы установили, что для доминирующих неоднородностей поля температуры (с длиной волны ≈ 500 км) существует фазовый

сдвиг между температурами на поверхности и на глубине 400 м. Оцененный по этому сдвигу для района Куросио между 165 и 175° в. д. на 35° с. ш. меридиональный перенос на север за счет мезомасштабных вихрей оказался равным $0{,}3 \cdot 10^{15}$ Вт, что составляет 17 % суммарного переноса на 40° с. ш. в Мировом океане. Однако авторы [81] получили направленный на юг поток тепла за счет мезомасштабных вихрей в зоне рециркуляции Гольфстрима. Этот поток связан с обнаруженным в [81] сдвигом фаз между полями функции тока и температур. Факт работы потока за счет мезомасштабных вихрей против глобального переноса на север в этом районе интересно рассмотреть в связи с обнаруженным в [414] бароклинным южным переносом.

То, что авторы перечисленных работ достаточно высоко оценивают точность своих расчетов, делает весьма привлекательным прямые оценки меридионального переноса. Однако их малочисленность не дает возможности получить общую картину меридиональных потоков, тем более проследить их динамику. Показательным является, например, то, что, несмотря на высокую «авторскую» точность каждой отдельной оценки, сами они сильно разнятся на одних и тех же широтах. Видимо, их нельзя рассматривать вне времени и средств выполнения разрезов, т. е. проблема временной динамики потоков неразрывно связана с проблемой оценки средних значений.

Другую группу оценок представляют расчеты меридионального переноса вод и тепла с использованием численных моделей циркуляции, как глобальных, так и малопараметрических, специально воспроизводящих меридиональные потоки. В [368] предлагается одномерная модель меридионального переноса, использующая уравнение сохранения тепла в стационарном виде:

$$\frac{\partial}{\partial x}(C_V \rho u T + Q_1) + \frac{1}{\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial y}(C_V \rho v T + Q_2)\cos\varphi + \\ + \frac{\partial}{\partial z}(C_V \rho w T + Q_3) = 0, \qquad (4.10)$$

где Q_1, Q_2, Q_3 — компоненты турбулентного потока тепла; C_V — теплоемкость при постоянном объеме; T — температура; u, v, w — составляющие скорости. Интегрирование по глубине и ширине бассейна приводит к выражению

$$\int_{-H_0}^{0}\int_{L_1}^{L_2} N \frac{\partial T}{\partial y}\, dx\, dz = LN \frac{\partial}{\partial y}\overline{T} F_0, \qquad (4.11)$$

где $L(y) = L_2(y) - L_1(y)$ — ширина бассейна с границами L_1 и L_2; $N = k_y / C_V$, где k_y — коэффициент горизонтальной диффузии; $\overline{T}$ — средняя зональная температура поверхности; F_0 характеризует стратификацию. Оценки глобального переноса, полученные в [368], составляют $2{,}7 \cdot 10^{15}$ Вт на север на 10—15° с. ш. и до $4{,}0 \cdot 10^{15}$ Вт на юг на 20° ю. ш.

К модельным оценкам, пожалуй, примыкают и работы Коротаева [160, 161], где построен формализм, позволяющий рассчи-

тать меридиональный перенос тепла, разумно выбрав ряд параметров. Исходя из соотношения (4.6) для сферической Земли, автор в [160] представляет скорость течения в виде суммы чисто дрейфового компонента глубинных течений и скорости, определяемой дифференциацией плотности. Дальнейшее интегрирование проводится раздельно в пределах западного пограничного слоя и по району открытого океана. Важным является то, что автор вводит в рассмотрение отклонения температур в поверхностном слое от температур на глубине, которые принимаются различными в разных океанах, но постоянными в пределах каждого океана. Вводя полные переносы по глубине и считая ветер чисто зональным, для меридионального потока тепла в [160] предлагается выражение

$$M(\varphi) = \rho C_P \overline{T}\left[(1-\alpha_2)M^d - (\alpha_2-\alpha_1)M^a\right] + \\ + \rho C_P \Delta T\left[\alpha_2 \frac{al}{2\Omega\cos\varphi}\frac{1}{\cos\varphi}\frac{d\tau_\lambda/\rho\cos\varphi}{d\varphi} - \right. \\ \left. - (\alpha_2-\alpha_3)\,al\,\mathrm{tg}\,\varphi W^H - (\alpha_2-\alpha_3)M^a\right], \qquad (4.12)$$

где ρ, C_P — средние плотность и теплоемкость; $\overline{T}$ — средняя широтная температура поверхности; коэффициенты α_1, α_2, α_3 устанавливают связь между поверхностными температурами и проинтегрированными по слоям аномалиями относительно глубинных температур; M^d и M^a — переносы дрейфовым и глубинным потоками; τ_λ — ветровое напряжение; W^H — вертикальная скорость на нижней границе главного термоклина; φ — широта. Принимая линейную зависимость плотности от температуры, были рассчитаны меридиональные потоки тепла в различных океанах, причем получен перенос тепла на север на всех широтах в Атлантике и смена знака переноса севернее экватора в Тихом океане. Атлантическую асимметрию автор объясняет большой мощностью источника глубинных вод в Северной Атлантике. Модельный анализ «гадлеевской» циркуляции в океане с учетом потоков на поверхности предложен в [565], где рассматривается двухслойный меридиональный океан с выклинивающимся верхним слоем. Исходными уравнениями являются законы сохранения массы и тепла:

$$\frac{\partial V(T,\ t)}{\partial t} = M(T,\ t) + E(T,\ t) + G(T,\ t); \qquad (4.13)$$

$$C_V \frac{\partial}{\partial t}\int_{-\infty}^{T} vT\,dT = C_V \int_{-\infty}^{T} (m+e)T\,dT + C_V GT + F + Q,$$

где $V(T,\ t)$ — объем нижнего слоя; $M(T,\ t)$ — поток массы на открытой границе нижнего слоя; $G(T,\ t)$ — поток массы между слоями; $E(T,\ t)$ — поток массы через поверхность океана; GT, F — тепловые потоки на поверхности и диффузионный между слоями; m, e, v отвечают производным по T величин M, E, V. Принципиальным является то, что температура на границе слоев T рас-

сматривается как независимая переменная, могущая играть роль координаты. Дальнейший анализ и преобразование (4.13) приводят к возможности определять меридионально направленные переносы на поверхности лишь из знания поверхностных тепловых потоков, аппроксимируемых как функция температуры поверхности [355]. Автор приводит оценки интенсивности переноса в океанской ПТМ I рода, которые составляют 70±30 Св для Мирового океана и ≈10 Св для Северной Атлантики.

Значительное внимание определению меридиональных переносов тепла уделено в модели системы океан—ледники—атмосфера [48], где океаны разделяются на верхний и глубинный слои и на западный пограничный слой и район открытого океана. Атмосферный блок представлен зонально усредненными стационарными уравнениями переноса тепла и влаги с параметризацией межширотного переноса макротурбулентным обменом. Расчеты на модели [48] дали положительные тепловые балансы для всех трех океанов: Атлантического ($+0{,}55 \cdot 10^{15}$ Вт), Тихого ($+1{,}98 \times \times 10^{15}$ Вт), Индийского ($+0{,}85 \cdot 10^{15}$ Вт), которые компенсируются отрицательным тепловым балансом Южного океана ($3{,}45 \times \times 10^{15}$ Вт). Такое соотношение океанов несколько не соответствует схеме, получаемой из экспериментальных данных. Следствием этого явилось модельное завышение в [48] интегрального океанского переноса тепла в Южном полушарии и занижении в Северном. Не удалось также воспроизвести меридиональный перенос через экватор в Атлантическом океане. Кроме того, этим результатам противоречат прямые оценки [400] для границы раздела Южного и Индийского океанов. Модельные и примыкающие к ним работы по специальному воспроизведению особенностей меридионального переноса, несмотря на «грубость» предположений, тем не менее очень ценны с точки зрения описания и параметризации именно глобальных процессов в целом, а не как порождения более мелкомасштабных.

Большую группу модельных оценок представляют эксперименты с глобальными численными моделями океанской и атмосферной циркуляции. Здесь в первую очередь надо отметить работы, выполненные Брайеном [356—359]. В [357] им анализируются расчеты по глобальным моделям, позволяющие оценить меридиональный перенос. Максимум переноса приходится на средние широты Северной Атлантики, где он составляет $(1{,}0 — 1{,}2) \times \times 10^{15}$ Вт. Отметим большую погрешность на которую указывает автор в [357]. Эксперименты с моделями общей циркуляции океана [356, 360], позволившие рассчитать меридиональные потоки, обсуждаются в [359]. Обращается внимание на более сильные вариации меридионального переноса в Тихом океане, чем в Атлантике, которые составляют от 10^{15} Вт зимой до -10^{15} Вт летом и связаны с сезонными колебаниями зональной составляющей скорости ветра.

Детальный анализ возможностей использования моделей общей циркуляции для оценок меридионального переноса проведен

Минцем [481]. Им проанализированы модели с разрешением 2,5×4°. Расчетный период составил 30 лет. Погрешность расчетов Минц оценивает в $1{,}5 \cdot 10^{15}$ Вт, т. е. равную самим потокам. В [481] также анализируется роль вихревого переноса тепла в модельной области. Воспроизведенные на рис. 4.12 результаты эксперимента свидетельствуют в пользу концепции переноса тепла вихрями «против» среднего потока. Важные результаты по анализу таких процессов могут быть получены при адаптации вихреразрешающих моделей типа [272, 273] к реальным океанским

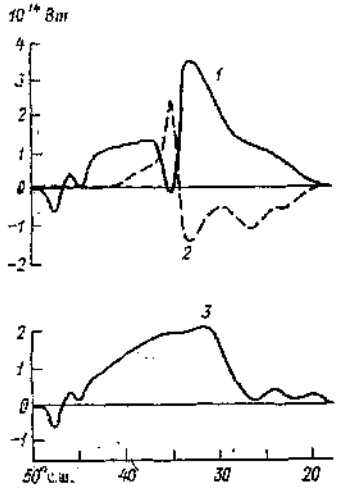


Рис. 4.12. Меридиональный поток тепла по результатам вихреразрешающей модели океанской циркуляции [481].

1 — перенос средним течением; *2* — перенос вихрями; *3* — интегральный перенос.

условиям. Перспективным здесь может быть анализ взаимодействий в системе вихри — средний поток, начатый в [273].

Модельные оценки меридиональных потоков анализируются также Такано [295], рассмотревшим ряд моделей общей циркуляции. Для меридионального переноса M через круг широты в океане полагается

$$M = \rho C_P \left[\iint_S \overline{vT}\, dS + \iint_S v'T'\, dS - \iint_S k_y \frac{\partial T}{\partial y}\, dS \right], \qquad (4.14)$$

где S — вертикальная плоскость, проходящая через параллель. Черта сверху и штрих соответствуют осреднению по вертикали и отклонению от него, как и в работе [414]. Двойные интегралы соответственно отражают общую горизонтальную циркуляцию, ее вертикальную составляющую, горизонтальную турбулентную диффузию. Разумные с качественной точки зрения результаты сильно варьируют в зависимости от выбора расчетной сетки. Отметим резкое увеличение скоростей течений при сетке 0,43×0,375°, соответствующей вихреразрешению, которое, однако, не вызывает увеличения меридионального переноса тепла. В этой связи можно вспомнить выводы о роли вихрей в меридиональных потоках из

[81] и существенный баротропный перенос, полученный в [414]. В [480] меридиональные потоки для отдельных океанов и Мирового океана оценены по экспериментам на глобальной атмосферной модели. В известном смысле это косвенная оценка, так как получена из расчетов потоков тепла через поверхность в предположении постоянного теплозапаса вод, причем для замыкания используется гипотеза нулевого глобального баланса. В обоих полушариях глобальные потоки направлены от экватора к полюсам с максимумами в зоне 20—30°. В Атлантике поток направлен к северу на всех широтах, а результирующий поток через экватор в Тихом океане — на юг. Оценка обмена между океанами дала поступление в Атлантику $1{,}35 \cdot 10^{15}$ Вт, которое складывается из $0{,}25 \cdot 10^{15}$ Вт из Индийского и $1{,}1 \cdot 10^{15}$ Вт из Тихого океанов. К близким результатам пришли и авторы модели [152], получившие аномальные по знаку потоки тепла в Атлантике. В работе [164] обобщаются результаты по модельному воспроизведению меридиональной циркуляции в океане и приводятся данные по сезонной изменчивости. Меридиональный перенос рассматривается как сумма трех составляющих: среднего (M_1), вихревого (M_2) и диффузионного (M_3):

$$M_1 = \rho C_P \int_0^H \int_{\lambda_1(z)}^{\lambda_2(z)} \overline{vT} \frac{a}{m} d\lambda\, dz;$$

$$M_2 = \rho C_P \int_0^H \int_{\lambda_1(z)}^{\lambda_2(z)} v'T' \frac{a}{m} d\lambda\, dz; \qquad (4.15)$$

$$M_3 = -\rho_0 C_P \int_0^H \int_{\lambda_1(z)}^{\lambda_2(z)} \frac{k_H}{a^2} \frac{\partial T}{\partial \varphi_1} \frac{a}{m} d\lambda\, dz,$$

где $m = 1/\sin \varphi_1$, $\varphi_1 = \pi/2 - \varphi$. Было проведено три модельных эксперимента: 1) без учета нелинейных членов и с гладким дном на сетке $5 \times 5°$; 2) с учетом нелинейных членов и реальным рельефом дна на той же сетке; 3) на сетке $2{,}5 \times 2{,}5°$ с условиями второго эксперимента. Включение рельефа дна понижает на $^1/_3$ амплитуды меридиональных потоков в Северном полушарии и вдвое повышает в Южном. Переход к сетке $2{,}5 \times 2{,}5°$ вдвое увеличивает амплитуды меридиональных переносов.

Сезонная эволюция меридиональной циркуляции с помощью моделей анализируется в работах [317, 475]. В [475] авторы обнаружили полугодовые колебания интенсивности «гадлеевской» циркуляции, что вызывает полугодовую цикличность меридионального переноса в тропической зоне. Интерес представляют также и диагностические модельные расчеты [290], где оценены интенсивности переноса в различных океанах. Наибольшие значения удельного переноса и наибольшие поверхностные скорости получены в Индийском океане.

В работах [185, 194] воспроизводится меридиональный перенос на модели общей циркуляции [194]. Как и в [48], авторам не удалось воспроизвести трансэкваториальные потоки в Атлантике. При воспроизведении полного океанского меридионального переноса правдоподобные результаты удается получить лишь в случае задания зонально осредненной температуры, симметрично отображенной относительно 5° ю. ш.

В последнее время широкое развитие получило бокс-моделирование. Важные результаты по переносам вод получены на бокс-

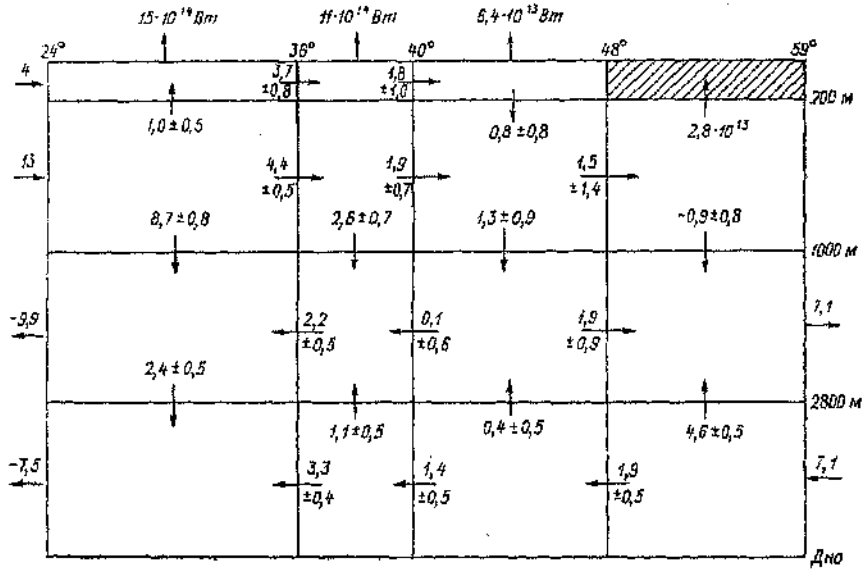


Рис. 4.13. Схема бокс-модели Вунша [580].
Потоки даны в 10^6 м³/с.

модели Вуншем и Минстером [583], являющейся развитием работы Вунша и Гранта [582]. В [583] рассмотрена четырехслойная по вертикали (0—200, 200—1100, 1100—2800, 2800—4000 м) и четырехбоксовая по долготе (24—36, 36—40, 40—48, 48—59° с. ш.) модель. Между каждым из 16 боксов рассчитан обмен массой. Вынос через открытую границу на 24° широты в двух нижних слоях (17,4 Св) почти полностью (17 Св) компенсируется вносом в верхних слоях (рис. 4.13). Отметим, что полученные расходы в гадлеевской ячейке в [582, 583] почти вдвое превосходят расчеты Валина [565]. Переносы соли в Атлантическом океане исследуются на боксовой модели в [411]. Авторы приходят к выводу о необходимости направленного на север переноса в Южной Атлантике для выполнения баланса массы.

Главными вопросами в модельных экспериментах по меридиональному переносу, видимо, являются точность разрешения и ве-

рификация моделей на глобальные процессы. Даже модель с достаточно грубой сеткой, но разумно учитывающая особенности меридиональной циркуляции может дать правдоподобные результаты. В целом следует заметить, что к модельным оценкам меридиональных потоков следует подходить с осторожностью, так как авторы моделей зачастую относятся к расчетам меридиональных переносов не более как к возможности проверки своих моделей.

Что же касается оценок меридионального переноса в атмосфере по атмосферным моделям, то эти результаты многочисленны и их сводку можно найти в монографиях [156, 183]. Здесь упомянем лишь очень оригинальный подход, предложенный в [127], по смыслу примыкающий к работам [160, 368, 565]. Основываясь на теории подобия планетарных атмосфер и задаваясь достаточно грубыми, но разумными предположениями, авторы получают выражение для атмосферного меридионального потока.

Перейдем теперь к рассмотрению наиболее многочисленной группы работ, основанных на балансовых оценках. Несмотря на их большую приближенность, они, видимо, представляют собой «золотую середину» в подходах к оценкам меридиональных потоков тепла.

Одни из первых таких оценок были получены с помощью полуэмпирических балансовых моделей М. И. Будыко [39, 40] и Селлерсом [536]. Максимальный суммарный меридиональный поток в океане в Северном полушарии достигался по [39] на 30° с. ш. и составлял $0{,}5 \cdot 10^{15}$ Вт. Селлерсом [536] были оценены раздельно потоки тепла в океане и в атмосфере. Атмосферный перенос имел по два максимума в Северном и Южном полушариях, соответствующих 15 и 55° широты, где перенос достигал $(2—3) \cdot 10^{15}$ Вт. Максимум океанского переноса приходился на 20—30° с. ш. и 10—20° ю. ш., где он равнялся примерно $2 \cdot 10^{15}$ Вт, что составляло 60—75 % атмосферного переноса.

Принципиальным шагом в оценках меридиональных переносов явились работы Оорта и Вондер-Хаара [498, 563], где перенос в Северном полушарии был определен по уходящему из системы излучению (в этом случае океанский поток представляет разность уходящего излучения и меридиональных потоков в атмосфере на различных высотах). Подобная работа для Южного полушария была проведена Тренбертом [557]. Согласно этим оценкам перенос к полюсу в тропических широтах составляет $(3{,}0 — 4{,}0) \times \times 10^{15}$ Вт и обращается в нуль на экваторе. Авторами использовались спутниковые данные, позволившие обеспечить точность расчетов — $(1—2) \cdot 10^{15}$ Вт. В этих работах рассматривался баланс тепловой энергии системы Земля—атмосфера:

$$\partial E/\partial t = F_{TA} - \operatorname{div} M_a - \operatorname{div} M_w, \qquad (4.16)$$

где F_{TA} — уходящие потоки. Дивергенции меридиональных пото-

Таблица 4.10

Меридиональный поток энергии на север в атмосфере (10^{15} Вт), по [498]

Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
80°	0,4	0,5	0,5	0,4	0,3	0,6	0,3	0,4	0,7	0,7	0,6	0,4	0,5
70	2,2	2,1	1,5	1,3	1,4	1,1	0,8	1,1	1,3	1,8	2,4	2,3	1,6
60	4,6	4,7	3,8	3,1	2,1	1,5	1,4	1,6	2,3	3,4	4,0	4,3	3,1
50	4,7	4,2	3,8	3,5	2,7	1,4	1,3	1,5	2,7	3,5	3,2	5,0	3,1
40	4,1	3,2	3,6	3,6	2,4	1,5	1,6	1,8	2,8	3,5	3,3	4,2	3,0
30	4,6	4,2	4,2	2,7	1,7	1,6	0,5	0,6	1,9	3,4	3,9	4,9	2,8
20	2,2	2,4	1,6	0,9	0,5	—0,5	0,1	—0,0	0,3	1,1	1,8	2,8	1,1
10	2,0	2,2	1,9	1,1	0,8	0,1	0,2	0,2	—0,1	0,4	1,2	2,1	1,0
0	1,6	2,1	1,5	0,3	—0,1	—0,7	—1,4	—1,2	—1,4	—0,5	0,6	1,7	0,2

Таблица 4.11

Меридиональный поток энергии на север в океане (10^{15} Вт), по [498]

Широта	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
80°	0,0	—0,1	0,3	0,2	0,0	—0,4	—0,2	—0,2	—0,4	—0,3	—0,1	0,2	—0,1
70	—1,0	—0,3	0,5	0,5	0,1	—0,4	—0,6	—0,3	—0,0	0,3	—0,0	—0,1	—0,1
60	—0,8	—0,4	—0,4	0,5	0,4	—0,7	—1,4	—0,3	—0,7	0,3	0,9	0,2	—0,2
50	1,5	1,6	1,2	1,4	0,8	—0,0	—1,3	0,0	0,6	1,7	3,2	1,9	1,0
40	2,5	2,9	2,1	2,0	2,2	0,8	—1,2	0,1	—0,3	2,5	4,1	3,9	1,8
30	1,1	1,2	0,9	3,2	4,2	3,7	0,5	1,7	0,4	1,9	2,7	2,3	2,0
20	2,2	2,3	2,8	5,1	5,4	4,7	—0,3	1,2	1,2	3,7	4,1	3,1	2,9
10	1,5	2,6	2,9	5,3	3,7	2,0	—4,9	—5,6	—3,4	1,6	4,0	3,5	1,1
0	—0,9	0,8	1,2	3,8	2,3	1,0	—5,7	—8,0	—5,6	0,3	1,5	0,7	—0,7

ков в атмосфере и в океане определялись как

$$\operatorname{div} M_a = \nabla_2 \int_{BA}^{TA} \rho_a \left(C_{va} T_a + \frac{P_a}{\rho} + gZ + Lq\right) V_a \, dz; \qquad (4.17)$$

$$\operatorname{div} M_w = \nabla_2 \int_{BO}^{TO} \rho_w \left(C_{v_w} T_w + \frac{P_w}{\rho} + gZ\right) V_w \, dz, \qquad (4.18)$$

где BA, TA и BO, TO — пределы интегрирования по вертикали в атмосфере и в океане; Z — высота; $\mathbf{V}$ — вектор горизонтальной скорости. В работе [498] авторами получены среднемесячные меридиональные переносы (табл. 4.10, 4.11). Отметим, что амплитуды сезонного хода составляют $4 \cdot 10^{15}$ Вт на 30° с. ш. для атмосферного переноса и около $3 \cdot 10^{15}$ Вт для океанского. Океанский перенос обеспечивает до 40—50 % суммарного переноса в средних широтах.

Копровым [158, 159] получены оценки меридиональных потоков, основанные на знании радиационного баланса на верхней границе атмосферы, полагаемого известным. Для замыкания в высоких широтах используются данные о теплообмене через лед и определяется поток, который мог бы обеспечить такой теплообмен. Полный меридиональный поток энергии оценивается как

$$M(\varphi) = 2\pi \int_0^{\varphi} \sin\varphi' \left[(R+h)^2 \overline{V}_r(\varphi', R+h) - b^2 \overline{V}_r(\varphi', b)\right] d\varphi'. \qquad (4.19)$$

Для меридиональных потоков в атмосфере и в океане полагается

$$M_a(\varphi) = 2\pi \int_0^{\varphi} \sin\varphi' (R+h)^2 \overline{V}_r(\varphi', R+h) - S^2 \overline{V}_r(\varphi', S)] \, d\varphi'; \qquad (4.20)$$

$$M_w(\varphi) = 2\pi \int_0^{\varphi} \sin\varphi' \left[S^2 \overline{V}_r(\varphi', R+h) - b^2 \overline{V}_r(\varphi', b)\right] d\varphi', \qquad (4.21)$$

где R — радиус Земли; $r = b(\varphi, \lambda)$, $r = S(\varphi, \lambda)$ — уравнения поверхности ее твердой оболочки и нижней границы атмосферы; $\overline{V}_r = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V_r \, d\lambda$; V — меридиональный компонент вектора плотности потока в атмосфере; h — высота атмосферы, на которой адвективная составляющая вертикального потока энергии обращается в нуль. В работе [159] также рассмотрен важный вопрос о разделении вклада атмосферы и океана в суммарный меридиональный перенос тепла. Показано, что на широте 80° океанский перенос составляет не более 10 % общего энергопереноса. В срав-

нении с другими авторами Копровым [158] получены наибольшие значения океанского переноса тепла в Северном полушарии (табл. 4.12).

Наличие массовых данных о радиационных характеристиках на верхней границе атмосферы позволило выполнить ряд оценок интегрального переноса тепла от экватора к полюсам системой «океан—атмосфера» [389, 412, 436, 497, 562]. Близкие значения этих оценок говорят об их достоверности. Результаты их компиляции из [421] приводятся в табл. 4.12. Такие оценки важны для проверки оценок в отдельных блоках.

Другая группа балансовых оценок базируется на использовании данных об океане, где уже теплообмен с атмосферой замыкает баланс, т. е. играет роль уходящего излучения в описанных выше работах. В этом случае обычно исходят из одномерного зонально осредненного уравнения переноса тепла в океане, записанного в дивергентной форме и проинтегрированного по некоторому слою толщиной h:

$$\rho_w C_p h\left(\partial \hat{\hat{T}}_w/\partial t + \partial\left(\hat{\hat{u}}\hat{\hat{T}}_w\right)/\partial x\right) = R - Q_H - Q_E, \qquad (4.22)$$

где x — координата, направленная на север; знак $\hat{}$ означает осреднение по слою. Интегрируя (4.22) по площади широтной зоны S и по времени за период $[0, t_1]$, получаем:

$$\rho_w C_p h \iint\limits_S \hat{\hat{T}}_w \, d\delta + \rho_w C_p h \int\limits_0^{t_1}\int\limits_L \hat{\hat{u}}\hat{\hat{T}}_w \, dl\, dt = \int\limits_0^{t_1}\iint\limits_S (R - Q_H - Q_E)\, d\delta\, dt, \qquad (4.23)$$

где L — граница зоны, составленная берегами и параллелями. Для оценки меридионального потока на границе широтных зон необходимо проинтегрировать сумму правой части и первого члена левой части (4.23) в меридиональном направлении, задавая граничное условие на севере или на юге. Так, для потока между i-й и $(i-1)$-й широтными зонами, считая с севера, получим:

$$M_{i,\,i-1} = \sum_{k=1}^{i-1} [(FS)_k - (HS)_k] + M_0, \qquad (4.24)$$

где FS — тепловой баланс зоны; HS — изменение энтальпии вод в этой зоне за время $(0, t_1)$; M_0 — граничное условие, отражающее меридиональный перенос на северной границе первой зоны. В случае интегрирования (4.22) за годовой цикл $[0, \tau]$ можно задаться нулевым изменением энтальпии океана за год и упростить (4.23), (4.24):

$$\rho_w C_p h \int\limits_0^{\tau}\int\limits_L \hat{\hat{u}}\hat{\hat{T}}_w \, dl\, dt = \int\limits_0^{\tau}\iint\limits_S F\, dS\, dt; \qquad (4.25)$$

$$M_{i,\,i-1} = \sum_{k=1}^{i-1} (FS)_k + M_0. \qquad (4.26)$$

Таблица 4.12

Меридиональный перенос тепла океаном и атмосферой, 10^{15} Вт

Широта	Океанский перенос											
	Будыко [39]	Будыко [40]	Селлерс [536]	Свердруп [548]	Эмиг (1967)	Оорт, Вондер-Хаар (1973)	Оорт, Вондер-Хаар [498]	Хастенрас [420, 421]	Тимофеев, (1970)	Копров [158]	Минц, Такано, Хан (1978)	Гулев, Лаппо [89]
90° с.			0,0									
80		0,0	0,0			—0,1	—0,1		0,0	0,05		
70	0,05	0,1	0,1		0,0	0,1	—0,1		0,3	0,2	0,1	
60	0,20	0,3	0,3	0,2	0,18	0,1	0,1	0,3	0,3	0,8	0,2	0,43
50	0,50	0,8	0,6	0,4	0,44	1,1	1,0	0,7	0,6	1,3	0,6	0,74
40	0,70	1,0	1,0	0,5	0,70	2,1	1,8	1,2	0,9	2,0	1,3	0,85
30	0,80	1,5	1,4	1,1	0,97	2,5	2,0	2,2	1,8	3,1	1,5	1,61
20	0,55	1,6	1,6	1,2	0,86	3,4	2,9	2,0	2,1	4,4	1,3	2,38
10	—0,10	1,1	1,1	0,7	0,42	1,9	1,1	1,3	1,7	3,9	1,1	1,76
0	—1,10	—0,2	—0,1	0,3	—1,36	0,3	—0,7	0,3	0,1	0,0	—0,2	0,31
10 ю.	—1,90	—1,35	—1,3		—2,50			—1,5	—1,3		—2,7	—1,45
20	—2,10	—1,25	—1,3		—2,79			—2,0	—1,6		—2,3	—1,90
30	—1,80	—1,1	—1,25		—2,54			—1,7	—1,4		—2,4	—1,78
40	—1,35	—0,9	—1,0		—1,73			—1,3	—1,2		—2,2	—1,41
50	—0,95	—0,7	—0,8					—0,4	—0,9		—1,8	—1,28
60	—0,45	—0,5	—0,4					—0,2	—0,5		—1,7	—0,62
70	—0,20	—0,3	—0,1									
80	—0,10	—0,1										
90												

Продолжение

Широта	Океанский перенос			Атмосферный перенос								
	Таллей [550]	Цунг (1985)	Катан, Цанкова [139]	Селлерс [536]	Оорт, Вондер-Хаар [498]	Оорт, Расмуссон [497]	Хастенрас [421]	Хастенрас* [421]	Тренберт [557]	Копров [158]	Таллей [550]	Гулев, Лаппо [89]
90° с.										0,0		
80				0,5	0,5		0,41			0,5		
70		0,10	0,2	1,6	1,6	1,36	1,51			1,2		
60	0,16	0,24	0,3	2,7	3,1	2,77	2,60	2,92		2,2	3,1	2,79
50	0,37	0,43	0,5	3,0	3,1	3,10	3,57	3,90		3,1	4,3	3,86
40	0,46	0,65	0,8	2,8	3,0	3,44	4,20	4,28		3,2	5,0	4,63
30	0,88	1,50	1,4	2,1	2,8	2,82	3,84	3,34		1,7	4,7	3,93
20	1,11	1,63	1,6	2,2	1,1	1,37	3,08	2,83		—0,8	3,8	2,45
10	0,99	1,24	1,1	1,9	1,0	1,05	1,68	1,62		—1,9	2,0	1,16
0	—0,21	0,70	0,0	—1,1	0,2	0,89	0,23	—0,03	—0,17	0,0	0,4	—0,04
10 ю.	—2,17	—1,68	—0,4	—2,6		—1,90	—1,32	—0,06	—1,23		—0,4	—0,11
20	—2,54	—1,95	—1,0	—2,7			—3,07	—2,34	—2,09		—1,8	—2,44
30	—2,46	—1,62	—0,9	—2,1			—4,39	—3,67	—2,58		—2,9	—4,59
40	—2,15	—0,96	—0,7	—1,9			—4,79	—4,33	—3,35		—3,3	—4,22
50			—0,5	—2,3			—4,24	—3,84	—3,44			—2,96
60			—0,2	—2,2			—3,23	—2,62	—2,01			—2,20
70				—1,1			—1,69		—1,45			
80				—0,3			—1,51		—0,48			
90				0,0			0,0		0,0			

* Оценка, приведенная Хастенрасом, представляет разность среднего интегрального переноса по [389, 412, 436] и океанского переноса.

Продолжение

Широта	Интегральный перенос					Доля океанского переноса в интегральном, %					
	Селлерс [536]	Оорт, Вондер-Хаар [498]	[389, 412, 436]	Хастенрас [421]	Копров [158]	Таллей [550]	Селлерс [536]	Оорт, Вондер-Хаар [498]	Хастенрас [421]	Копров [158]	Таллей [550]	Гулев, Лаппо (1984)
90° с.	0,0	0,0	0	0	0	0,5	0	0	0	0		13
80	0,5	0,4	0,50	0,41	0,55	1,7	0	0		9		16
70	1,7	1,7	1,60	1,51	1,4	3,2	6	6		14		16
60	3,0	3,2	3,22	3,10	3,0	4,6	10	3		27		29
50	3,6	4,2	4,60	4,27	4,4	5,5	17	25		30		49
40	3,8	5,1	5,48	5,40	5,2	5,6	26	41		38		34
30	3,5	5,3	5,54	6,04	4,8	5,0	40	47		65		115
20	3,8	4,5	4,83	5,08	3,6	3,0	42	76		122		93
10	3,0	2,9	2,92	1,98	2,0	0,2	37	66		195		44
0	1,2	0,5	0,27	0,53	0,0	2,5	8	60		0		33
10 ю.	3,9		1,56	1,82		4,4	33		0		5	25
20	4,2		4,34	5,07		5,3	36		10		8	30
30	3,4		5,37	6,09		5,4	37		16		16	22
40	2,9		5,63	6,09		4,7	34		22		22	
50	3,1		4,24	4,68		3,1	26		34		33	
60	2,6		2,82	3,43		1,5	15		39		87	
70	1,2		1,50	1,69		1,1	8		28		58	
80	0,3		0,40	1,51		0,4	0		21		46	
90	0,0		0,0	0,0			0		9		40	
									6			

Одной из главных проблем балансовых оценок меридиональных потоков в океане является определение граничных условий M_0. Часто в качестве M_0 используется оценка [330], составляющая $1{,}07 \cdot 10^{14}$ Вт. Эта оценка получена из обработки большого количества гидрологических данных и прямых измерений течений в проливах Канадского Арктического архипелага, Шпицберген—Земля Франца-Иосифа, Земля Франца-Иосифа — Новая Земля, Беринговом проливе. В табл. 4.13 приводятся результаты оценки теплового баланса Арктического бассейна по [330]. Главными источниками поступления тепла в Арктический бассейн, как следует из табл. 4.13, являются Восточно-Гренландское и Западно-Гренландское течения. При всей детальности расчетов Аагарда и Грейсмана [330] следует признать сильную приближенность их оценки M_0. В частности, в работе [384] называются втрое большие расходы Восточно-Гренландского течения.

Таблица 4.13

Тепловой баланс (10^{14} Вт) Арктического бассейна, по [330]

Берингов пролив	0,02
Канадский Арктический архипелаг	0,06
Восточно-Гренландское течение	0,29
Западно-Гренландское течение	0,68
Пролив Шпицберген — Земля Франца-Иосифа	—0,01
Пролив Земля Франца-Иосифа — Новая Земля	0,03
Интегральный тепловой баланс M_0	1,07

Другой возможностью определения граничного условия M_0 является оценка теплового баланса вод Арктического бассейна. Впервые это соображение было использовано Копровым в [158, 159]. Принятая им оценка 8 Вт/м^2 представляется достаточно грубой из-за неучета теплообмена через участки чистой воды в Арктике и относительно тонкие сезонные льды. Нам удалось получить оценку тепловых потоков M_0 примерно на 70° с. ш. в Атлантике, исходя из условий теплообмена океана и атмосферы в Арктике с учетом изменения площади арктических льдов. Среднегодовое значение M_0 может быть оценено как [92, 95]

$$M_0 = F_{\text{мл}} S_{\text{мл}} + [F_{\text{сез}}(T_a) \cdot 0{,}58 + (R - Q_H - Q_E)_{\text{л}} \cdot 0{,}42]\, S_{\text{сез}} + \\ + F_{\text{кт}} + (S_0 - S_{\text{мл}} - S_{\text{сез}})\,(R - Q_H - Q_E)_r, \qquad (4.27)$$

где $S_{\text{мл}}$ — площадь многолетних льдов; $S_{\text{сез}}$ — площадь сезонных тонких льдов или площадь чистой воды в летний сезон; S_0 — площадь Северного Ледовитого океана севернее 70° с. ш.; $F_{\text{мл}}$ — тепловой поток из океана через многолетний лед; $F_{\text{сез}}(T_a)$ — поток через сезонный лед, зависящий от температуры воздуха [111, 186]; $F_{\text{кт}}$ — поток тепла за счет неполной компенсации кристаллизации и таяния из-за разной солености льда при образовании и таянии и, следовательно, различной теплоте кристаллизации и

плавления; $(R - Q_H - Q_E)_л$ — тепловой баланс свободной ото льда в летний сезон воды; $(R - Q_H - Q_E)_т$ — тепловой баланс постоянно свободной ото льда воды в районе Баренцева моря и Северо-Европейского бассейна; коэффициенты 0,58 и 0,42 примерно соответствуют периодам существования сезонных льдов (с ноября по май) и свободной ото льда в летний сезон воды (с июня по октябрь) [125]. Величины $F_{мл}$ принимались постоянными и равными примерно 5,5 Вт/м² в соответствии с [111]. Таким образом, межгодовые изменения потока через многолетние льды полностью определяются межгодовой динамикой площади льдов, взятой из [125, 567]. Изменения площади сезонных льдов были оценены по данным [125, 567]. Радиационный прогрев океана, покрытого льдами, не учитывался из-за полного поглощения радиации достаточно тонким слоем льда [111]. Величины $(R - Q_H - Q_E)_л$ и $(R - Q_H - Q_E)_ч$ оценены по среднемесячным ежегодным данным за период 1957—1974 гг. о гидрометеорологических параметрах в отдельных районах Арктического бассейна, включая данные на 11 арктических станциях и Кольском меридиане. В табл. 4.14 приводятся результаты оценки отдельных членов (4.27) и характеристики их межгодовой изменчивости. Более 70 % ухода тепла через лед обеспечивается теплообменом через сезонные льды, составляющие не более 35 % общей площади ледяного покрова. Наиболее сильные межгодовые флюктуации отмечаются для теплообмена через постоянно свободную от льда воду. Несмотря на приближенность полученных оценок, думается, они правильно отражают главные закономерности теплообмена с атмосферой Арктического бассейна. Гипотеза о скачкообразной смене сезонных льдов чистой водой использовалась в соответствии с [103], где показано, что функции распределения

Таблица 4.14

Различные компоненты, определяющие меридиональный перенос на 70° с. ш. (10^{14} Вт) и характеристики их межгодовой изменчивости

	$F_{мн}S_{мн}$	$F_{кт}$	$0{,}58\,F_{сез}(T_a)\,S_{сез}$	$0{,}42\,(R - Q_H - Q_E) \times S_{сез}$	$(R - Q_H - Q_E)_ч\,(S_0 - S_{мн} - S_{сез})$	Среднегодовые теплопотери океана через лед	Среднегодовые теплопотери воды, свободной ото льда	M_ϕ
$\bar{x}$	—0,32	—0,07	—0,71	0,34	—1,99	—1,10	—1,65	—2,75
σx	0,02	0,01	0,05	0,03	0,31	0,05	0,30	0,30
$\frac{\sigma x}{\bar{x}}$	0,05	0,09	0,07	0,09	0,16	0,05	0,18	0,11

Таблица 4.15

Меридиональные потоки тепла (10^{15} Вт) в Атлантическом океане

Широта	Свердруп [548]	Будыко [60]	Тимофеев [247]	Банкер [362]	Хастенрас [420]	Хастенрас [421]	Ламб, Банкер [459]—I	Ламб, Банкер [459]—II	Миллер, Руссел, Цанг [480]	Цунг [430]	Таллей [550]	Коротаев [161]	Калацкий, Нечволодов [143]	Цанкова [311]	Гулев, Лаппо [88]	Гулев, Лаппо, Тихонов [92]
70° с.	0,1	0,4					0,1						0,11	0,1	0,11	0,28
65																0,40
60	0,3	0,4	0,44	0,18	0,26	0,26	0,28		0,4	0,24	0,16	0,25	0,22	0,3	0,42	0,56
55												0,41				0,73
50	0,5	0,7	0,63	0,41	0,71	0,69	0,51		0,7	0,45	0,42	0,68	0,38	0,6	0,71	0,87
45												1,08				1,00
40	0,8	0,9	0,82	0,63	1,19	0,72	0,73		0,9	0,63	0,69	1,22	0,63	0,8	0,90	1,14
35												1,80				1,31
30	0,9	1,1	1,05	0,97	1,55	1,07	1,07		1,2	0,95	1,07	1,86	0,92	0,9	1,21	1,48
25					1,56	1,10		1,12		0,96		1,92				1,64
20	0,7	1,3	1,12	0,82	1,59	1,11	1,01	1,14	1,5	0,89	1,03	1,77	1,01	0,8	1,44	1,74
15					1,58	1,11		1,15		0,87		1,44				1,77
10	0,3	0,8	0,98	0,66	1,54	1,10	0,92	1,12	1,3	0,80	0,92	1,28		0,5	1,30	1,74
5					1,50	1,06		1,10				1,46				1,66
0	0,2	0,4	0,65	0,39	1,44	0,98	0,76	1,01	1,0	0,54	0,75	1,24		0,4	1,06	1,51
5 ю.					1,29	0,81		0,85				0,78				
10			0,36	0,39	1,30	0,76	0,49	0,81	0,8	0,23	0,49	0,75		0,1	0,75	
20			0,25	0,41	1,22	0,74	0,49	0,79	0,8	0,15	0,52	0,39		0,0	0,69	
30			0,20		1,15	0,69			1,0		0,39	0,51			0,67	
40			0,20		1,15	0,75			1,2	0,04	0,43				0,72	
50			0,18		1,18	0,68			1,4		0,40				0,64	
60			0,20		1,10	0,60			1,3	0,09					0,70	

льдов по толщинам дают достаточно сильные и четко разделенные пики на толщинах более 3 м (многолетние льды) и 60—80 см (сезонные льды), описывающие вместе 87 % общей дисперсии.

Второй проблемой балансовых оценок меридионального переноса тепла в океане является проблема репрезентативности исходного массива наблюдений. Ниже мы увидим, что даже в рамках одной методики, но на несколько различающихся данных можно получить не только количественно, но и качественно различные результаты. В этом смысле очень показательны работы Ламба и Банкера [362, 458, 459], где использовались два массива данных Банкера [362] для Северной Атлантики в целом и Хас-

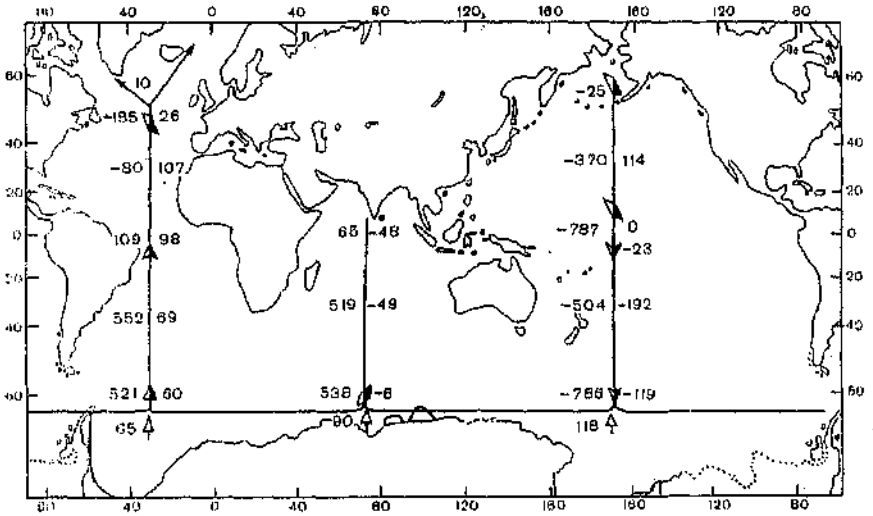


Рис. 4.14. Схема меридиональных потоков тепла (10^{13} Вт) Хастенраса [20], дополненная Стоммелом [546] потоками пресных вод (10^6 м^3/с).

Справа — потоки тепла (черные стрелки); слева — потоки пресной воды (белые стрелки).

тенраса и Ламба для внутритропической зоны Атлантики. Несмотря на полную идентичность методологии, результаты расходятся на 25—40 % (табл. 4.15).

Наибольший интерес в последнее время вызвали работы Хастенраса [418—422], в которых из балансовых соображений получены меридиональные потоки в отдельных океанах (табл. 4.15, 4.16, 4.17), которые дают везде северное направление в Атлантике ($0{,}8 \cdot 10^{15}$ Вт на 30° ю. ш. и $1{,}1 \cdot 10^{15}$ Вт на 25° с. ш.) и везде южное в Индийском океане. Схема Хастенраса [421], воспроизведенная на рис. 4.14 в виде, дополненном Стоммелом [546], предполагает перетекание вод из Тихого и Индийского океана в Атлантический. Отметим также, что в [421] Хастенрас оценил и атмосферные потоки по сходной с [498] методике. Они приводятся в табл. 4.12.

Таблица 4.16

Меридиональные потоки тепла (10^{15} Вт) в Тихом океане

Широта	Хастенрас [421]	Тимофеев [297]	Миллер, Рассел, Цанг [480]	Таллей [550]	Коротаев [161]	Цунг [430]	Гулев, Лаппо [88]	Цанкова [311]
60° с.	0,0	0,0	0,1			0,0	0,01	0,0
50	0,12	0,06	0,2	—0,05	0,0	—0,01	0,03	0,2
40	0,50	0,13	0,2	—0,23	0,06	0,06	—0,05	0,3
30	1,14	0,57	0,5	—0,19	0,79	0,55	0,40	0,8
20	0,95	1,16	0,9	0,13	0,63	0,81	0,96	1,0
10	0,48	1,10	0,76	0,31	—1,60	0,80	0,49	0,8
0	—0,28	0,19	—0,5	—0,53	—0,56	0,32	—0,47	0,2
10 ю.	—1,59	—0,68	—1,3	—1,88	—1,71	—0,47	—1,56	—0,3
20	—2,07	—1,02	—1,8	—2,26	—1,90	—0,52	—1,84	—0,5
30	—1,92	—0,97	—1,5	—2,20	—1,92	—0,24	—1,79	—0,4
40	—1,80	—0,84	—1,3	—2,22		—0,09	—1,61	—0,3
50	—0,88	—0,67	—1,2				—1,48	—0,2
60	—1,19	—0,46					—1,61	—0,2

Таблица 4.17

Меридиональные потоки тепла (10^{15} Вт) в Индийском океане

Широта	Тимофеев [297]	Хастенрас [421]	Таллей [550]	Коротаев [161]	Цунг [430]	Гулев, Лаппо [88]	Цанкова [311]
20° с.	—0,04	—0,08	—0,05	—0,17	—0,09	—0,02	0,0
10	—0,27	—0,27	—0,24	—0,20	—0,40	—0,03	—0,02
0	—0,62	—0,48	—0,43	0,00	—0,78	—0,28	—0,5
10 ю.	—0,90	—0,75	—0,78	—0,48	—1,43	—0,64	—0,7
20	—0,83	—0,64	—0,80	—0,69	—1,55	—0,75	—0,6
30	—0,64	—0,49	—0,65	—0,61	—1,42	—0,66	—0,5
40	—0,40	—0,29	—0,36		—1,14	—0,52	—0,3
50	—0,26	—0,17	—0,06			—0,44	
60	—0,08	—0,06				—0,16	

Результаты Хастенраса [412] поддерживаются расчетами Таллея [550], анализировавшего потоки тепла в Тихом океане и получившего направленный на юг перенос на большинстве широт Северной Пасифики (табл. 4.16). В пользу схемы, предполагающей транспорт тепла из Тихого и Индийского океанов в Атлантический, говорят и расчеты [430], где подтвержден перенос на юг в средних широтах Тихого океана и поток на север через экватор в Атлантике, равный $0{,}6 \cdot 10^{15}$ Вт, что меньше оценок Хастенраса ($1{,}44 \cdot 10^{15}$ Вт) и Ламба ($1{,}0 \cdot 10^{15}$ Вт) (табл. 4.15).

Нами проведены оценки среднегодовых меридиональных переносов в Мировом океане и отдельных океанах [88] по данным табл. 4.4 и радиационных характеристик, заимствованных в [17]. Результаты представлены в табл. 4.12, 4.15. В качестве граничного условия использовалась оценка $1{,}07 \cdot 10^{14}$ Вт [330]. В целях сопоставимости результатов с данными других авторов мы пока не используем оценку (4.27).

В целом по Мировому океану потоки направлены на север в Северном и на юг в Южном полушариях. Максимальное значение отмечается на 20° с. ш. и составляет $2{,}38 \cdot 10^{15}$ Вт. Получен также поток тепла через экватор из Южного полушария в Северное, составляющий $0{,}3 \cdot 10^{15}$ Вт. Потоки в Атлантическом океане везде направлены на север, причем севернее 30° с. ш. они полностью обеспечивают меридиональный перенос тепла во всем океане. Потоки на юг в Тихом океане значительно преобладают над потоками на север, причем севернее 30° с. ш. они почти нулевые, а на 40° с. ш. имеют южное направление. Трансэкваториальные потоки составляют примерно $1{,}06 \cdot 10^{15}$ Вт на север в Атлантическом и $0{,}47 \cdot 10^{15}$ и $0{,}28 \cdot 10^{15}$ Вт на юг соответственно в Тихом и Индийском океанах. Полученные нами значения для Атлантического океана на 10—30 % превосходят оценки Хастенраса [421] и Ламба и Банкера [459], а в Тихом океане — несколько ниже, чем в [421], и более близки к значениям Таллея [550], который, однако, получил южные потоки на большинстве широт в северной части Тихого океана.

В целом можно говорить о качественном подтверждении схемы Хастенраса—Таллея, согласно которой тепло переносится на юг в Тихом и Индийском океанах и на север в Атлантическом океане.

Исходя из наших оценок и спутниковых данных об уходящем излучении, нами получены также оценки атмосферного меридионального переноса (табл. 4.12). Разность интегрального и океанского переноса дает поток в атмосфере и позволяет вычислить долю океанского переноса в интегральном. Полученные значения атмосферного переноса несколько выше, чем в работах [158, 159, 498], и близки к оценкам [220] в Северном полушарии, немного уступая им в Южном. Наши оценки подтверждают результаты Копрова [159] о значительном (≈ 10 %) вкладе океанского переноса в интегральный в высоких широтах. В тропических районах доля океанского переноса по нашим оценкам на 20—50 % меньше,

чем в [158, 159, 498], хотя он и обеспечивает 50 % меридионального переноса тепла на 30° с. ш.

В рамках балансового подхода имеется и ряд других интересных расчетов. Так, роль экваториального апвеллинга в Тихом океане в трансэкваториальном переносе обсуждается К. Виртки в [587], где оценен полный подъем вод в апвеллинге, составляющий 50 Св. Его сезонные вариации создают меридиональный перенос порядка 20 Св. Межокеанский обмен через Южный океан обсуждается в работах [404, 409]. В частности, в [404] оценивается меридиональный поток между Антарктическим циркумполярным течением и тремя океанами.

Особую ценность представляют работы, рассматривающие (4.23), (4.24) с позиций переменной глубины верхнего слоя, которая может быть определена из наблюдений или на основе одномерных локальных моделей, как это сделано в [143], где используется модель динамики ВКС [142]. Результаты [143] приведены в табл. 4.15. Такие оценки имеют первостепенное значение для анализа сезонных изменений меридионального переноса, к которым мы вернемся позже. Здесь же следует упомянуть цикл работ [138, 139, 311], посвященных балансовому исследованию меридиональных потоков. Результаты [139, 311] приводятся в табл. 4.15.

Важнейшей проблемой балансовых исследований меридионального переноса тепла выступает точность проводимых расчетов, которая является второй стороной проблемы данных. Авторы оценивают по-разному точность своих результатов. Так, в [459] говорится об ошибках среднего переноса $0{,}3 \cdot 10^{15}$ Вт, что составляет 25—50 % средних значений. Для среднемесячных оценок называется точность $0{,}9 \cdot 10^{15}$ Вт, превосходящая иногда сами значения. Примерно к таким же выводам пришел Хастенрас, оценивая точность своих расчетов в 70—100 %. В связи с этим большое значение имеют результаты ряда авторов, предложивших возможности корректировки расчетов меридиональных потоков тепла. Ясно, что при оценке меридионального переноса в целом для Мирового океана интегрирование можно вести как от граничного условия на севере, так и от нулевого условия на юге у побережья Антарктиды и что при этом результаты будут различны. В [139, 370] предлагается ввести нормированную на площадь невязку, представляющую разность вычисленного при интегрировании с юга и оцененного независимо меридионального переноса на 70° с. ш.:

$$\delta M = (M_{70} - M_0) \Big/ \left\{ 2\pi a^2 \int_{\varphi_N}^{\varphi_S} [1 - f(\varphi)] \sin\varphi \, d\varphi \right\}.$$

Теперь процедура коррекции для оценки меридионального потока на широте φ_1 выглядит так:

$$M_{\varphi_1} = M^*_{\varphi_1} + \delta M \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} [1 - f(\varphi)] \sin\varphi \, d\varphi. \qquad (4.28)$$

Важной проблемой остается также точность расчета энтальпии, рассмотренная в [590], где анализируется богатый экспериментальный материал 55 гидрологических разрезов между Гавайями и Аляской.

Меридиональный перенос тепла нельзя рассматривать в отрыве от переноса солей (пресной воды) и других химических элементов. Некоторые вопросы меридионального переноса фосфатов рассматриваются в [329]. Что же касается переноса солей, то, если исходить из балансовых оценок, все упирается в достоверность данных об осадках над океанами, которая, к сожалению, очень низка в настоящее время. Все существующие современные оценки проведены на основе Атласа [340]. В появившейся относительно недавно работе [385] приводятся среднезональные данные об осадках в 2-градусном осреднении для северной части Атлантического океана. Техника обработки данных по осадкам приведена в [443]. Большой интерес представляет возможность оценки меридионального потока тепла и пресных вод из анализа T, S-индексов, предложенная Стоммелом и Чанади [547]. Уравнения переноса тепла, массы вод и соли в [547] представляются в виде:

$$\begin{aligned} F &= \int\int m(S,\ T)\, dS\, dt; \\ 0 &= \int\int Sm(S,\ T)\, dS\, dt; \\ Q/C_p &= \int\int Tm(S,\ T)\, dS\, dt, \end{aligned} \tag{4.29}$$

где $m(S,\ T)\, dS\, dt$ — единичный поток массы воды в T, S-классе с температурой $(T,\ T+\Delta T)$ и соленостью $(S,\ S+\Delta S)$; F, Q — потоки пресной воды и тепла. Далее авторами используется статистическое представление зависимости плотности от температуры и солености и интегралы (4.29) заменяются суммами по районам, в пределах которых скорость переноса полагается постоянной. Ими получены переносы тепла и солей на 42° с. ш. в Атлантике и Тихом океане.

Развитие этого подхода дается в работах [502, 503], где анализу подвергается взаимодействие Южного океана с тремя океанами. Существует ряд попыток связать динамику вод одной генетической структуры в разных океанах. Такая работа наиболее развита по промежуточным водам [105, 106], где составлены карты распространения их в разных океанах, оценены их объемы и скорости продвижения. Приближенно баланс этих вод сведен в [106], что позволяет надеяться на скорое количественное описание глобальной эволюции водных масс.

Сводка числовых данных по балансовым оценкам меридионального переноса тепла в атмосфере, Мировом океане и отдельных океанах дается в табл. 4.12, 4.15, 4.16, 4.17.

Каково же резюме описанных выше разнородных оценок меридиональных потоков, рассчитанных разными методами и часто

противоречивых даже на качественном уровне? Обзорные дискуссии по поднятой проблеме можно найти в [89, 421, 477, 546, 550]. Естественно, они в большей степени формулируют вопросы, чем дают ответы.

На наш взгляд, в общей проблеме меридионального переноса в атмосфере и в океане существует ряд частных проблем, пока не получивших должного разрешения. В первую очередь это вопрос о механизмах самого процесса. Является ли он чисто термическим, как предполагается в [565], или опосредован механическими воздействиями? Существует ли подобие меридиональных переносов тепла и влаги в атмосфере, учитывая различность меридионального распределения давления сухого воздуха и влагосодержания? Ответ на вопрос о механизмах процесса могли бы дать численные модели, если провести на них целенаправленные эксперименты по меридиональным потокам. Это не означает, что будущее в оценках потоков только за моделями. Просто они могут подсказать, как построить непротиворечивую схему оценки, например из балансовых соображений.

Другой вопрос, ответ на который также надо искать в численных экспериментах, это роль мезомасштабных процессов в меридиональном переносе, который является в известной мере частью первого вопроса о механизме. Являются ли мезомасштабные процессы, например, в океане механизмом интенсификации общего переноса, как в случае со струйными течениями, или нет?

Важнейшим является вопрос и соотношения океанского и атмосферного меридионального переноса. Оценки [158, 498, 537] являются пока предварительными и немногочисленными. Здесь же, видимо, следует и поставить вопрос о зональной дифференциации атмосферного переноса (суша—океан).

Очень важная также проблема временно́й динамики меридиональных потоков, о чем ужс пойдет речь ниже. Результаты работ [458, 459, 498] позволили обнаружить и количественно охарактеризовать сезонную цикличность в меридиональном переносе. Однако несравненно более важными окажутся оценки межгодовой динамики потоков, ибо последние являются порождением долгопериодных, а может быть, и сверхдолгопериодных процессов.

Наконец, самое животрепещущее — это объяснение причин и механизмов так называемого «феномена Хастенраса», состоящего в аномальном знаке тепловых потоков в Атлантике. Хотя есть попытки объяснить этот феномен из рассмотрения только тропической зоны или даже всего Атлантического океана [160], включая локальные источники глубинных вод на севере и юге его, представляется, что без анализа глобальной циркуляции в Мировом океане этот вопрос неразрешим. Более того, постановка такого вопроса в отрыве от переноса соли является существенно обедненной. В дискуссионной работе [546] Стоммелл пишет: «Может сложиться впечатление, что океанологи старались игнорировать факт поразительной асимметрии межокеанских потоков». Далее он пишет, что «Свердруп [548, 549], дискутируя по поводу

объема и солености потока на экваторе и на 30° ю. ш. в Атлантике, не комментирует факт аномальности направления потока тепла», а Вюст, «проведший тщательное исследование объема, солености, содержания кислорода в потоках Южной Атлантики, не опубликовал результатов по тепловым потокам и даже не обратил внимания на их аномальное направление». Приведем здесь таблицу из [546], характеризующую нормальные и аномальные направления потоков тепла и солей в океанах (табл. 4.18).

Таблица 4.18

Нормальные по знаку (N) и аномальные (A) свойства океанов (нормальными считаются потоки, удовлетворяющие классической схеме ПТМ I рода), по [546]

Океан	Поток соли	Поток тепла
Северная часть Атлантического океана	N	N
Южная часть Атлантического океана	N	A
Северная часть Тихого океана	N	N
Южная часть Тихого океана	A	N
Северная часть Индийского океана	A	A
Южная часть Индийского океана	N	N
Северное полушарие	N	N
Южное полушарие	N	N

Из нее следует не только аномальность потоков тепла в Южной Атлантике, но и аномальность потоков соли в южной части Тихого океана (рис. 4.14). Все это свидетельствует о необходимости детального рассмотрения потоков в Южном полушарии. Некоторые особенности формирования последних анализируются в [290]. Нам представляется, что вытекающая из рассмотрения меридиональных потоков асимметрия связана с функционированием океанской ПТМ нулевого рода, определяемой глобальным взаимодействием Тихого и Атлантического океанов.

Таблица 4.12 позволяет оценить роль океанов и атмосферы в транспортировке тепла в меридиональном направлении. Атмосферный перенос, как правило, достигает максимума на 40° ш. в Северном полушарии и 30—40° ш. в Южном. Максимумы океанского переноса обнаруживаются ближе к экватору — на 20° с. и ю. ш. Таким образом, океан в значительной степени обеспечивает перенос тепла из экваториально-тропических широт в средние, а атмосфера ответственна за транспорт тепловой энергии в средних и высоких широтах. Кроме того, океану принадлежит определяющая роль в межполушарном теплообмене.

Перестройка структуры меридионального переноса тепла в средних широтах заставляет поставить вопрос об их роли в крупномасштабном взаимодействии и рассмотреть режимы транспортировки тепла через среднеширотную область, характеризующуюся максимальными значениями потоков на границе океан—атмосфера.

4.4. Сезонная и межгодовая динамика меридионального переноса тепла и роль средних широт в крупномасштабном взаимодействии

Сезонная и межгодовая перестройка меридионального переноса тепла океаном и атмосферой непосредственно связана с ослаблением и интенсификацией механизмов, определяющих этот перенос, причем эти изменения интенсивности не обязательно происходят синфазно и в атмосфере, и в океане. Выше уже говорилось, что Ооорт и Вондер-Хаар [498], видимо, были первыми, кто предпринял анализ сезонного хода меридиональных потоков тепла в океане и в атмосфере (*табл.* 4.10, 4.11). В [498] оценены

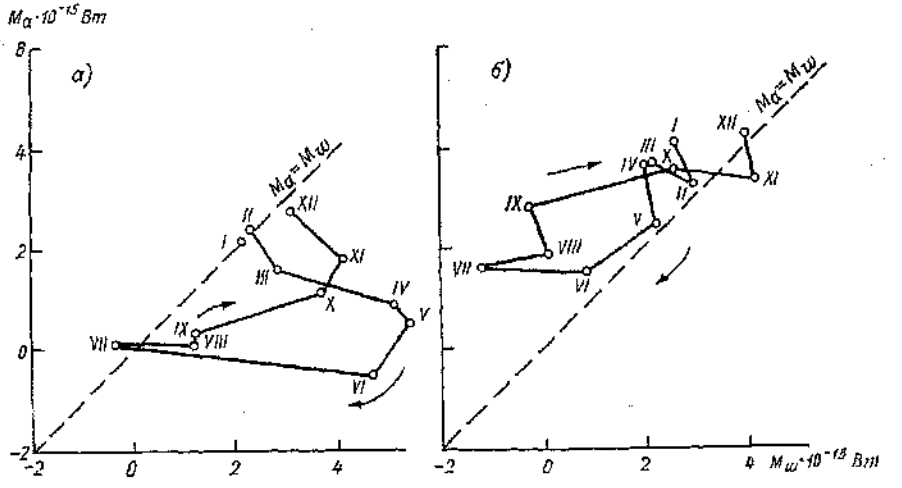


Рис. 4.15. Фазовые зависимости годового хода атмосферного и океанского меридионального переноса тепла на 20 (*а*) и 40° с. ш. (*б*).

амплитуды и фазы годовой и полугодовой гармоник атмосферного и океанского меридионального переноса. Годовая гармоника является определяющей для регулярного сезонного хода переноса тепла в атмосфере, а в океане годовая и полугодовая гармоники равноправны. Максимум атмосферного переноса достигается в зимние месяцы (декабрь—январь) и располагается на широтах 40—50°. Летний максимум смещен несколько южнее. В океане наибольшая интенсивность переноса отмечается в апреле и ноябре, а наименьшая — в августе. Причем весной и осенью максимумы располагаются на широте 20°, а в летние месяцы смещаются на север на широты 30—40°. На рис. 4.15 приведены фазовые зависимости океанского и атмосферного меридионального переноса тепла на широтах 20 и 40° с. ш. Если в течение всего года в тропиках океанский перенос превосходит атмосферный, то в средних широтах картина меняется: атмосферный перенос

больше океанского. В среднем за год меридиональный перенос тепла в атмосфере опережает по фазе океанский. В Южном полушарии, как показывает недавнее исследование [370], максимум океанского переноса достигается в июне—августе, а атмосферного — в марте—апреле, причем сезонный ход интенсивности меридионального транспорта тепла как в атмосфере, так и в океане значительно меньше осложнен полугодовой изменчивостью, чем в Северном.

Анализ сезонной изменчивости меридионального переноса тепла в Мировом океане и в отдельных океанах проведен в работах [139, 311], где получены результаты, несколько отличающиеся от [370]. Максимум переноса по [139] в Северном полушарии отмечается в зимние месяцы и приурочен к приэкваториальным широтам в январе—феврале со смещением на 50—60° с. ш. в ноябре—декабре. Такая же структура сезонного хода характерна для Северной Атлантики. В Тихом океане вместо январского максимума в низких широтах появляется апрельский, а осенний максимум в высоких широтах сохраняется. В летние месяцы отмечается южный перенос почти на всех широтах в Мировом океане и в отдельных океанах.

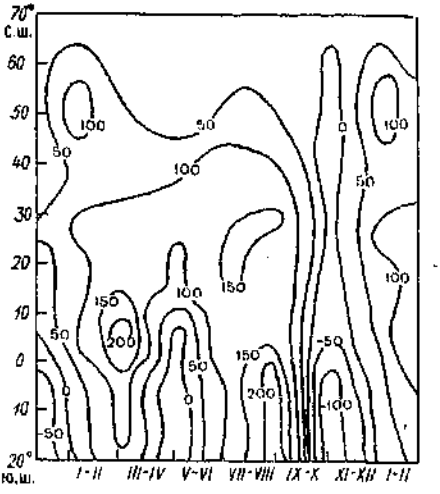


Рис. 4.16. Сезонная эволюция меридиональных потоков тепла в Северной Атлантике (10^{13} Вт), по [459].

Наиболее детальное исследование сезонного хода меридионального переноса тепла предпринято Ламбом в [458, 459], где используется 200-тысячный массив данных по верхнему 500-метровому слою, что дало возможность определить скорости изменения энтальпии в верхнем слое. Проблеме анализа сезонных изменений внутренней энергии верхнего слоя океана посвящены также работы [474, 476, 478]. Анализ этих данных позволяет проследить причины смены в течение года режимов меридиональной циркуляции в Северной Атлантике, сезонный ход которой по данным [459] представлен на рис. 4.16. В зимние месяцы (январь—февраль) максимум меридионального переноса располагается на 50° с. ш. и характеризуется значениями $(1{,}3—1{,}7) \cdot 10^{15}$ Вт. На 20—30° с. ш. в эти месяцы имеется локальный максимум со значениями $(0{,}8—1{,}4) \cdot 10^{15}$ Вт. В марте—апреле происходит вырождение северного максимума и усиление до $(1{,}6—2{,}2) \cdot 10^{15}$ Вт южного, который смещается в приэкваториальную область на широты 5—15° с. В весенне-летние месяцы сохраняется структура

с одним максимумом на 20—30° с. ш., а в сентябре—октябре достигается абсолютный максимум меридионального переноса тепла $(2{,}2 - 2{,}8) \cdot 10^{15}$ Вт, располагающийся на широтах 5—10° с. В осенне-зимние месяцы происходит резкая перестройка всей структуры меридиональной циркуляции и на всех широтах Северной Атлантики формируется южный перенос с максимальной интенсивностью в приэкваториальной области $(-1{,}4 \ldots 2{,}2) \times 10^{15}$ Вт. Сопоставим теперь эту картину с рис. 4.8, иллюстрирующим изменения теплового баланса Северной Атлантики в течение года, и рис. 4.17, отражающим сезонный ход скоростей из-

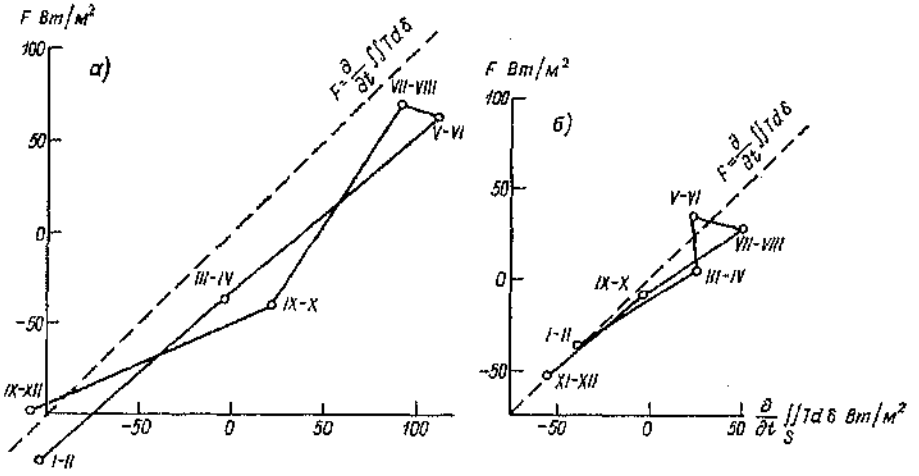


Рис. 4.17. Фазовые зависимости годового хода теплового баланса поверхности и скорости изменения энтальпии верхнего слоя в зонах 30—40 (*а*) и 25—30° с. ш. (*б*) в Атлантике.

менения энтальпии верхнего слоя. Зимний профиль меридионального переноса формируется разнонаправленным влиянием теплообмена на поверхности и изменений энтальпии, причем роль теплового баланса — определяющая. В марте—апреле перенос в средних широтах формируется исключительно под влиянием процессов на поверхности. Такая же ситуация отмечается и осенью, когда производные $\frac{\partial}{\partial t}\iint\limits_s T\,d\delta$ обращаются в нуль. Летний сезон характеризуется противоположно направленным воздействием F и $\frac{\partial}{\partial t}\iint\limits_s T\,d\delta$, но определяющая роль принадлежит теплонакоплению в верхнем слое. Осенне-зимний минимум формируется под воздействием сильного охлаждения верхнего слоя, несмотря на значительную теплоотдачу в атмосферу. На рис. 4.15 приведены фазовые зависимости величин F и $\frac{\partial}{\partial t}\iint\limits_s T\,d\delta$,

Таблица 4.19

Среднезональные значения различных компонентов тепловых потоков для Северной Атлантики (Вт/м²) и соотношения между ними

Широта	$\tilde{Q}_H$	$\bar{Q}_H$	$\tilde{Q}_E$	$\bar{Q}_E$	$\tilde{Q}_H+\bar{Q}_H$	$\bar{Q}_E+\bar{Q}_E$	$\tilde{Q}_H+\tilde{Q}_E$	$\bar{Q}_H+\bar{Q}_E$	Q	$\frac{\tilde{Q}_H+\tilde{Q}_E}{\bar{Q}_H+\bar{Q}_E}$	$\tilde{Bo}$	$\bar{Bo}$	$\frac{\tilde{Q}_H+\bar{Q}_H}{\tilde{Q}_E+\bar{Q}_E}$
70—65° с.	8,2	33,4	23,4	60,4	41,6	83,8	31,6	93,8	125,4	0,34	0,35	0,55	0,50
65—60	10,6	31,9	24,5	64,6	42,5	89,1	35,1	96,5	131,6	0,36	0,43	0,49	0,48
60—55	12,4	30,5	25,4	70,6	42,9	96,0	37,8	101,1	138,9	0,37	0,49	0,43	0,45
55—50	13,9	27,9	27,1	76,6	41,8	103,7	41,0	104,5	145,5	0,39	0,51	0,36	0,40
50—45	15,1	22,8	29,5	74,7	37,9	104,2	44,6	97,5	142,1	0,46	0,51	0,31	0,36
45—40	15,0	23,7	39,0	75,8	38,7	114,8	54,0	99,5	153,5	0,54	0,38	0,31	0,34
40—35	13,3	25,4	56,8	76,7	38,6	133,4	70,1	101,9	172,0	0,69	0,23	0,33	0,29
35—30	11,2	24,7	71,4	79,8	35,9	151,2	82,6	104,5	187,1	0,79	0,16	0,31	0,24
30—25	8,8	19,1	80,2	84,9	27,9	165,1	89,0	104,0	193,0	0,86	0,11	0,22	0,17
25—20	6,8	14,5	72,5	98,9	21,3	174,4	79,3	113,4	192,7	0,70	0,09	0,15	0,12
20—15	4,6	12,8	56,9	99,8	17,4	156,7	51,5	112,6	174,1	0,55	0,08	0,13	0,11
15—10	3,3	10,7	41,6	106,0	14,0	147,7	44,9	116,7	161,6	0,38	0,08	0,10	0,09
10—5	2,4	8,9	30,7	101,9	11,3	132,6	33,1	110,8	143,9	0,30	0,08	0,09	0,09
5—0	1,8	7,4	23,9	107,0	9,2	130,9	25,7	114,4	140,1	0,22	0,08	0,07	0,07
Северная Атлантика	8,5	19,1	47,9	87,6	27,6	135,5	56,4	106,7	163,1	0,53	0,18	0,22	0,20
Северная Атлантика, интегральные потоки, 10^{14} Вт	3,7	8,3	20,9	38,2	12,0	59,1	24,6	46,5	71,1				

позволяющие, наряду с рис. 4.8, 4.16, 4.17, определить роль средних широт при различных режимах меридионального переноса тепла в Северной Атлантике.

В осенне-зимний сезон эту роль можно определить как «разгрузочную», когда активное теплоснабжение атмосферы не сопровождается транспортом тепла в высокие широты. В летние месяцы «аккумулятивная» роль средних широт связана с накоплением тепла и увеличением энтальпии верхнего слоя. Зимний сезон (январь—февраль) характеризуется «транзитной» ролью средних широт, а в марте—апреле происходит смена «транзитной» роли на аккумулятивную и формируется переходный режим. В этой связи интересно обратить внимание на работу [143], где энтальпия верхнего слоя рассчитывалась по локальной безадвективной модели. Характерно, что при неплохом соответствии расчетов [143] результатам Ламба [459] в весеннне и летние месяцы отмечается значительное рассогласование во все остальные, что связано, с одной стороны, с локальностью модели и невозможностью воспроизвести в рамках ее адвекцию, а с другой, с крайне грубой параметризацией теплообмена на поверхности.

Прежде чем перейти к анализу межгодовой изменчивости теплового баланса и меридиональных потоков тепла, обратимся к расчетам среднезональной теплоотдачи в рамках параметризации (2.75), (2.77), выполненных нами для акваторий Северной Атлантики и Северной Пасифики по данным с более детальным (5×5°) разрешением, чем в разделе 4.2. В табл. 4.19, 4.20 приведены среднезональные характеристики энергообмена с атмосферой северных частей Атлантического и Тихого океанов. Они несколько отличаются от приведенных в табл. 4.4, что связано с более детальным разрешением и использованием среднемесячных ежегодных, а не климатических данных. Для этих расчетов нами использовались массивы ВНИИГМИ—МЦД и Гидрометцентра СССР за период с 1957 по 1974 г.

Таблица 4.20

Среднезональные значения различных компонентов тепловых потоков для северной части Тихого океана (Вт/м²) и соотношения между ними

Широта	$\widetilde{Q}_H+\widetilde{Q}_E$	$\overline{Q}_H+\overline{Q}_E$	Q	$\widetilde{Q}_H+\overline{Q}_H$	$\widetilde{Q}_E+\overline{Q}_E$	$\widetilde{\mathrm{Bo}}$	$\overline{\mathrm{Bo}}$	$\frac{\widetilde{Q}_H+\widetilde{Q}_E}{\overline{Q}_H+\overline{Q}_E}$
55° с.	28	53	81	31	50	0,38	0,77	0,66
50	33	33	66	20	46	0,37	0,44	0,90
45	54	51	105	29	76	0,35	0,37	0,75
40	43	93	136	36	100	0,29	0,36	0,36
35	33	96	129	27	102	0,18	0,27	0,19
30	24	72	96	17	79	0,19	0,22	0,24
25	37	51	88	6	82	0,13	0,13	0,16
20	11	32	43	3	40	0,14	0,10	0,15
20—55°	31	61	92	18	74	0,22	0,26	0,35

Максимальная теплоотдача в Северной Атлантике соответствует зоне 20—35° с. ш. и осуществляется главным образом за счет потока скрытого тепла. Максимальные потоки явного тепла отмечаются в высоких широтах (50—70° с. ш.). Оцененная нами теплоотдача с поверхности всей Северной Атлантики хорошо согласуется с [421, 459], превышая значения в [459] на 12—15 %. Анализ отдельных компонентов тепловых потоков показывает, что максимальные сезонные потоки явного тепла отмечаются в зоне 40—50° с. ш., а климатические — севернее 60° с. ш. Максимум сезонного компонента скрытого тепла приходится на широты 20—30° с., а климатической — на тропическую область, т. е. интенсивность климатического компонента теплообмена возрастает к областям холодильника и нагревателя ПТМ I рода — высоким и низким широтам. Усредненные по акватории климатические потоки почти в 2 раза превосходят сезонные, однако доля сезонных потоков в испарении выше, чем в явном теплообмене.

Приведенные в табл. 4.19 соотношения различных компонентов потоков показывают, что истинное соотношение между суммарными потоками отличается от традиционного соотношения Боуэна, равного отношению климатических компонентов. Соотношение сезонных компонентов потоков в средних широтах, как правило, выше, а южнее 40° с. ш. — несколько ниже, чем климатических.

Оценки среднезональных значений соотношения сезонного и климатического компонентов суммарной теплоотдачи показывают, что в среднем по Северной Атлантике более $^1/_3$ теплообмена осуществляется за счет сезонного компонента, а в потоках скрытого тепла доля сезонного компонента достигает 36 %.

Таблица 4.20 характеризует зонально осредненную картину теплообмена северной части Тихого океана с атмосферой. Максимальные циклические потоки отмечаются в средних широтах, где они сравнимы с климатическими, а в высоких и низких их удельный вес падает, наибольшая суммарная теплоотдача отмечается в зоне 30—45° с. ш. и сформирована главным образом затратами тепла на испарение. Максимум последних смещен на север по сравнению с расчетами других авторов, что, возможно, связано с тем, что мы использовали восстановленные по температуре воздуха и воды значения влажности, поле которой в этом случае получается подобно температурному. Это приводит к занижению испарения в тропических широтах.

Межгодовая динамика среднезональных тепловых потоков с 1957 по 1974 г. характеризуется табл. 4.21. Межгодовая изменчивость среднезональных потоков тепла значительна, при том что средние для всей акватории Северной Атлантики значения меняются год от года в намного меньших пределах. Нормированные на средние средние квадратические отклонения для сезонного компонента в 2—5 раз выше, чем для климатического. Для теплоотдачи с поверхности всей Северной Атлантики это соотношение составляет 2,5. Изменчивость среднезональных потоков в 2—3 раза

Таблица 4.21

Среднезональные величины радиационного и теплового баланса Северной Атлантики (Вт/м²) и характеристики их межгодовой изменчивости

Широта	$\sigma\left(\widetilde{Q}_H+\widetilde{Q}_E\right)$	$\sigma\left(\overline{Q}_H+\overline{Q}_E\right)$	σQ	$\widetilde{\mu}$	$\overline{\mu}$	$\sigma\overline{Bo}$	$\sigma\widetilde{Bo}$	R	$\overline{\sigma}R$	σR	$R-Q$	$\sigma(R-Q)$
70—65° с.	10	13	19	0,76	0,43	0,16	0,004	36	0,7	0,9	—88	18
65—60	10	13	18	0,89	0,51	0,10	0,006	45	1,4	1,6	—87	18
60—55	5	11	13	0,83	0,39	0,10	0,007	56	1,5	1,7	—76	13
55—50	7	9	11	0,72	0,41	0,10	0,005	71	2,2	2,6	—65	11
50—45	10	12	19	0,91	0,56	0,07	0,010	89	3,1	3,3	—53	20
45—40	14	11	18	0,88	0,60	0,09	0,004	104	3,7	3,8	—49	20
40—35	13	6	13	0,81	0,51	0,07	0,002	120	3,2	3,7	—49	12
35—30	11	7	15	0,83	0,47	0,06	0,005	134	2,3	2,8	—46	14
30—25	19	9	24	0,79	0,34	0,03	0,006	147	1,8	2,4	—37	24
25—20	19	10	24	0,74	0,32	0,03	0,004	158	1,9	2,6	—22	24
20—15	12	5	13	0,83	0,40	0,04	0,002	166	2,1	2,5	—6	13
15—10	12	7	13	0,93	0,22	0,04	0,001	169	3,2	3,9	8	14
10—5	16	13	19	0,93	0,19	0,02	0,002	172	2,8	4,1	27	19
5—0	11	17	22	0,80	0,26	0,02	0,001	174	2,9	3,1	42	18
70—0°	6	4	9	0,87	0,36	0,02	0,001	130	0,8	1,1	—29	8

выше, чем интегральных с поверхности Северной Атлантики. Меридиональная структура изменчивости такова, что распределение средних квадратических отклонений сходно для сезонного и климатического компонентов. Максимальные относительные значения флюктуаций отмечаются в высоких и низких широтах, минимальные — в средних.

Временные ряды различных компонентов теплоотдачи с поверхности всей Северной Атлантики, а также для широтных зон 0—20 (тропическая зона), 20—50 (средние широты) и 50—70° с. ш. (высокие широты) приведены на рис. 4.18. Укажем на различную структуру межгодовой динамики для сезонного и климатического компонентов, связанную с соответственно циклическими и трендовыми составляющими. Тренды в климатическом компоненте имеют первый порядок в тропиках и третий в средних и высоких широтах, обнаруживая тенденцию к увеличению потоков в 1970—1974 гг. по отношению к началу ряда. В межгодовой изменчивости климатических потоков преобладают трендовые компоненты, а изменчивость циклических носит колебательный характер. Значения величин

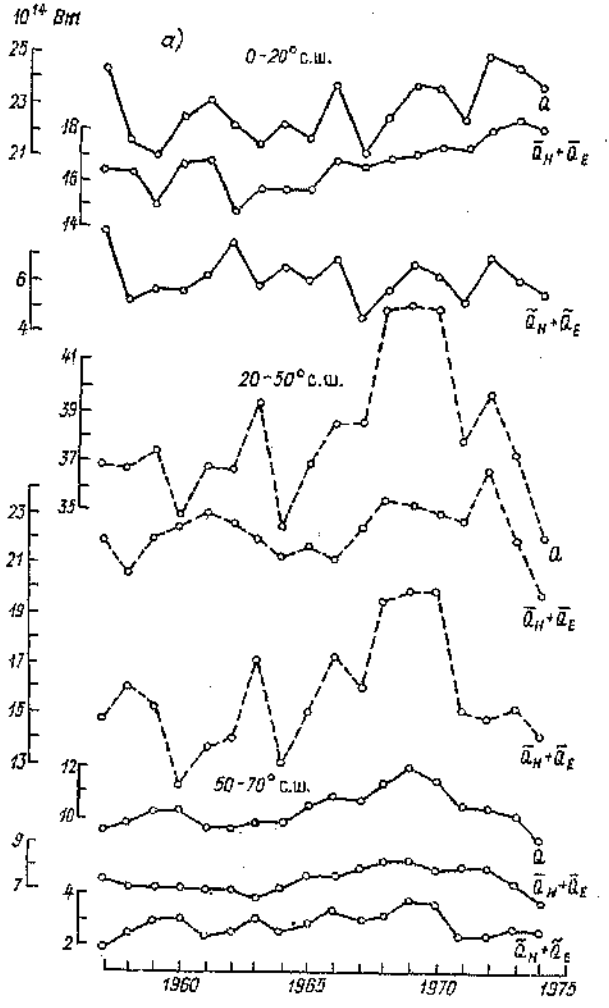
$$\tilde{\mu} = \sigma_T\left(\tilde{Q}_H + \tilde{Q}_E\right)/\left[\sigma\left(\tilde{Q}_H + \tilde{Q}_E\right)\right],\ \bar{\mu} = \sigma_T\left(\bar{Q}_H + \bar{Q}_E\right)/\left[\sigma\left(\bar{Q}_H + \bar{Q}_E\right)\right],$$

где σ_T — средние квадратические отклонения рядов после удаления тренда; σ — средние квадратические отклонения исходных рядов (табл. 4.21), показывают, что трендовые компоненты ответственны за 60—80 % общей дисперсии климатических потоков и только за 5—25 % циклических.

Даже при таком большом пространственном осреднении, как на рис. 4.18, уровень изменчивости климатического и особенно сезонного компонентов потоков значительно превышает флюктуации для всей Северной Атлантики. То есть можно говорить о перераспределении тепловых потоков между отдельными районами при малой изменчивости их суммы. Так, например, минимум 1958—1960 гг. в средних широтах отчасти компенсируется более высокими значениями в высоких широтах и т. д. Рассчитанные среднеширотные потоки и интегральная теплоотдача составили основу для дальнейшей количественной оценки межгодовой динамики интегральных характеристик теплообмена в ЭАО Северной Атлантики.

Существенно разный характер межгодовой изменчивости климатического и циклического компонентов потоков проявляется и в межгодовых изменениях соотношения потоков явного и скрытого тепла, которое в рамках параметризации (2.75), (2.77) носит более сложный характер, чем отношение Боуэна $\overline{Bo}$, выполняющееся для климатических компонентов. Среднезональные оценки (табл. 4.21) показывают, что величины соотношения (2.78) выше традиционного в средних широтах и несколько ниже, чем в тропических. Межгодовая динамика величин $\overline{Bo}$ заметна,

и отношение $\sigma\overline{Bo}$ к средним величинам находится на уровне 0,2 — 0,3, а уровень межгодовых функций $\widetilde{Bo}=\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$ падает на порядок, и его можно считать почти постоянным во времени.



Для анализа факторов, формирующих дисперсии баланса тепла океана, была исследована межгодовая изменчивость радиационного баланса поверхности, величины которого определялись в соответствии с методикой, изложенной в главе 1 [73, 306]. Таблица 4.21 позволяет сравнить роль радиации и турбулентного теплообмена в межгодовых изменениях теплового баланса. Межгодовая изменчивость радиационного баланса значительно

меньше, чем изменчивость суммарной теплоотдачи океана за счет явного и скрытого тепла. Соотношение $\sigma Q/\sigma R$ изменяется от 5—6 в средних широтах до 12—30 в высоких и низких. Интегрально по Северной Атлантике межгодовые флюктуации радиационного

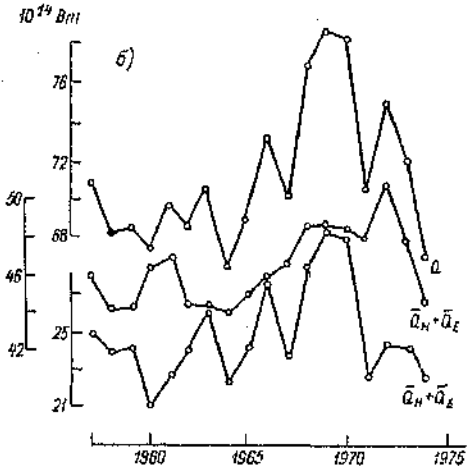


Рис. 4.18. Межгодовые изменения различных компонентов теплоотдачи с поверхности широтных зон 0—20, 20—50, 50—70° с. ш. (*а*) и всей Северной Атлантики (*б*).

баланса более чем на порядок ниже, чем изменчивость суммарной теплоотдачи, что близко к оценкам по данным судов погоды [306]. Для анализа вклада изменчивости облачного покрова в межгодовые вариации радиационного баланса был проведен вариант расчета с использованием климатических среднемесячных значений облачности. Средние квадратические отклонения полученных таким образом оценок радиационного баланса $\overline{\sigma R}$ приведены в табл. 4.21. Видно, что использование переменных год от года значений облачности по сравнению со средними многолетними повышает межгодовую дисперсию радиационного баланса лишь на 15—20 %, что свидетельствует о том, что изменчивость облачного покрова значительно меньше влияет на межгодовые вариации радиационных характеристик, чем термические параметры воды и воздуха.

Полученные данные об изменчивости тепловых и радиационных потоков позволили оценить дисперсии теплового баланса океана, проследить межгодовую динамику процессов перераспределения энергии, осуществляемых меридиональными потоками тепла, и сравнить роли радиации и турбулентного обмена в межгодовых изменениях переноса тепла в Северной Атлантике

к полюсу. В табл. 4.21 приведены величины теплового баланса и их средние квадратические отклонения. Последние практически равны средним квадратическим отклонениям суммарной теплоотдачи, т. е. дисперсия теплового баланса, а следовательно, и меридиональных переносов тепла почти полностью определяется изменчивостью тепловых потоков.

Ежегодные меридиональные переносы тепла в Северной Атлантике были нами рассчитаны в рамках (4.25), (4.26) с использованием параметризации граничного условия (4.27). Выше (табл. 4.14) приводились полученные нами значения M_0 и характеристики их межгодовой изменчивости.

В табл. 4.22 приведены средние многолетние значения меридионального переноса, рассчитанные нами, и их средние квадратические отклонения, а на рис. 4.19 — средний профиль меридиональных потоков тепла в Северной Атлантике. Полученные значения несколько выше, чем приводимые в [421, 459], но на 5—12 % ниже, чем в [160]. Максимум, равный $1{,}76 \cdot 10^{15}$ Вт, располагается примерно на 15° с. ш., что согласуется с другими авторами. Соотношение переноса через экватор и максимума примерно равно 0,85 (по [159, 169] — 0,88, по [421] — 0,71). Перенос на 70° с. ш. меньше максимального примерно в 7 раз (по [160, 421, 459] — в 10 раз). Это связано с тем, что значения, полученные согласно (4.27) (табл. 4.14), почти в 3 раза превышают оценку [330], использованную другими авторами. Возможно, это связано с тем, что авторами [330] (см. выше) были использованы весьма разнородные данные: прямые инструментальные наблюдения за течениями, гидрологические разрезы, выполненные для разных про-

Таблица 4.22

Полные меридиональные потоки тепла и меридиональный перенос тепла дрейфовыми течениями (10^{15} Вт) и характеристики их межгодовой изменчивости

Широта	M	σM	$\overline{M}_\tau$	σM_τ	M_τ/M
70° с.	0,28	0,03			
65	0,40	0,05			
60	0,56	0,07	—0,02	0,01	—0,02
55	0,73	0,08	—0,06	0,02	—0,08
50	0,87	0,08	—0,12	0,02	—0,14
45	1,00	0,08	—0,16	0,03	—0,16
40	1,14	0,11	—0,18	0,05	—0,16
35	1,31	0,13	—0,17	0,06	—0,13
30	1,48	0,15	0,01	0,03	0,01
25	1,64	0,23	0,35	0,04	0,21
20	1,74	0,31	0,79	0,05	0,45
15	1,77	0,32	1,15	0,11	0,65
10	1,74	0,32	1,36	0,15	0,78
5	1,66	0,33			
0	1,51	0,33			

ливов в различное время. Перенос через пролив Земля Франца-Иосифа — Новая Земля оценивается исходя из водного баланса. Кроме того, контур, через который оценены переносы в [330], лежит в среднем на 5—8° севернее 70° с. ш. Отметим, что значение, полученное Копровым [158], также превышало оценку [330].

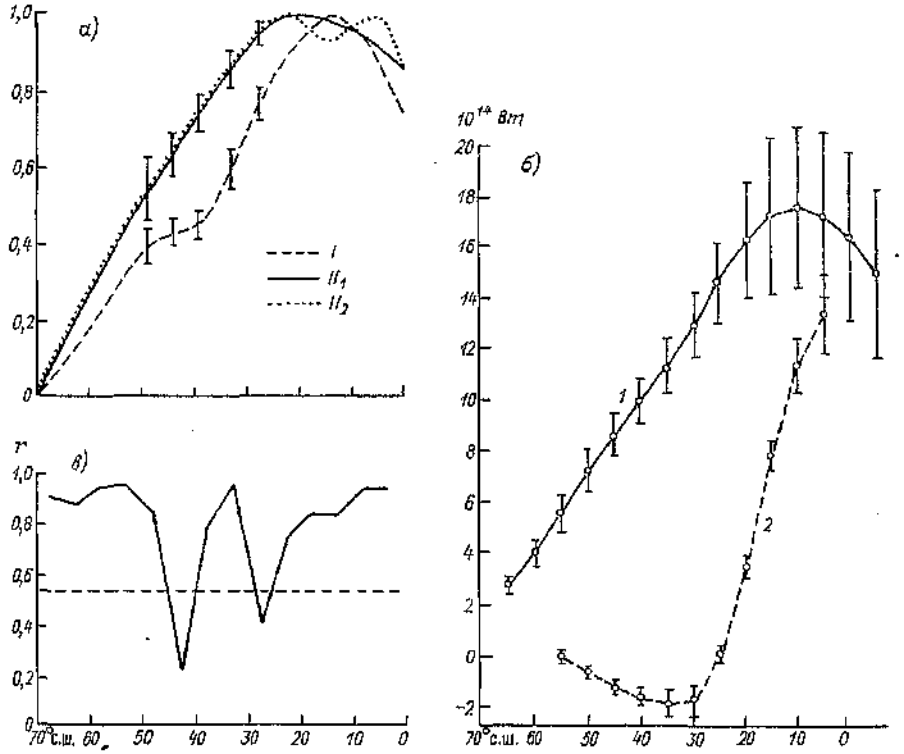


Рис. 4.19. Различные типы безразмерных профилей меридионального переноса тепла в Северной Атлантике (*а*), средние профили интегрального (*1*) и дрейфового (*2*) переноса (*б*), корреляция меридионального переноса на соседних широтах (*в*).

Средние квадратические отклонения меридиональных потоков увеличиваются с севера на юг примерно в 10 раз. Соотношение $\sigma M/\bar{M}$ минимально в зоне 40—50° с. ш. (0,08—0,09) и достигает максимума (0,20) на экваторе, т. е. трансэкваториальный перенос тепла в Атлантике, составляющий $1{,}5 \cdot 10^{15}$ Вт (по оценкам [160, 427, 459] — $(1{,}0 — 1{,}4) \cdot 10^{15}$ Вт) претерпевает значительные межгодовые изменения. На рис. 4.20 приведены изменения за 18 лет меридионального переноса тепла на разных широтах. Структура межгодовой динамики меридиональных потоков

существенно меняется вдоль меридиана. Для высоких широт (45—70° с. ш.) характерны слабые трендовые изменения потоков. В средних широтах (25—40° с. ш.) отмечается преобладание циклических составляющих в изменчивости, выражена двухлетняя цикличность. В низких широтах (0—20° с. ш.) межгодовые изменения переноса тепла на север максимальны и описываются полиномом третьего порядка. Характерные кривые межгодовых изменений для этих трех зон приведены на рис. 4.21. На разделение Северной Атлантики по типам межгодовой изменчивости на

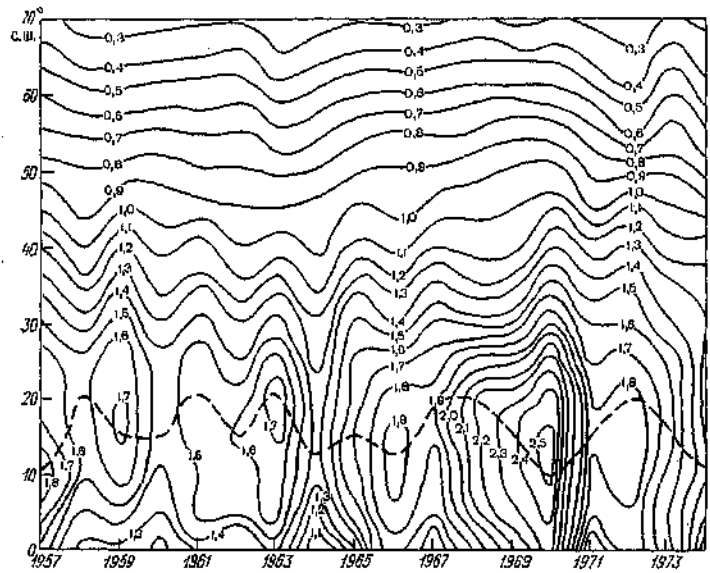


Рис. 4.20. Эволюция меридионального переноса тепла в Северной Атлантике за период 1957—1974 гг. (10^{15} Вт).

Пунктиром показаны меридиональные миграции максимума переноса.

три зоны указывает зависимость от широты коэффициентов корреляции меридиональных потоков на соседних широтах (рис. 4.19). В зонах 40—45 и 20—25° с. ш. корреляционные связи резко падают. Существенны пространственные смещения максимума меридионального переноса, который мигрирует в полосе 10—25° с. ш. Иногда могут иметь место два максимума на широтах 5—10 и 20—30° с. ш. (1957, 1960, 1961, 1963, 1973, 1974 гг.). Практически на всех широтах максимальные потоки отмечались в 1969—1970 гг., а минимальные — в 1963—1964 гг.

Для типизации профилей меридионального переноса они были приведены к безразмерному виду по формуле $\widehat{M}_i = (M_i - M_{\text{мин}})/\Delta M$, где M_i, $\widehat{M}_i$ — исходное и безразмерное значения, $M_{\text{мин}}$ — минимальное значение, соответствующее M_{70}, ΔM — диапазон изме-

нения величин вдоль меридиана. Безразмерные профили меридионального переноса за 18 лет значимо на уровне 2σ разделяются на два основных типа (рис. 4.19). Первый характеризуется смещением максимума на 10—15° с. ш., резким возрастанием потоков от экватора к максимуму ($M_э/M_{макс}=0{,}75\ldots 0{,}80$), резким уменьшением до 40° с. ш. и ступенью в зоне 40—50° с. ш., что отвечает разгрузочной роли тропических и субтропических широт и транзитной роли средних широт в полосе 40—50° с. ш. Второй тип характеризуется максимумом на 20—25° с. ш., медленным увеличением потоков в приэкваториальных и тропических широтах ($M_э/M_{макс}=0{,}86\ldots 0{,}95$) и медленным спаданием кривой в средних и высоких широтах, что соответствует транзитной роли широт 15—30° с. ш. и разгрузочной роли средних широт. Во втором типе может быть выделен подтип, характеризующийся двумя максимумами, отражающими аккумулятивную роль тропиков и субтропиков.

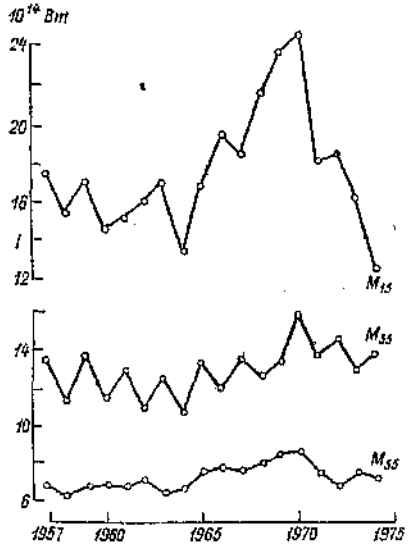


Рис. 4.21. Кривые межгодовой изменчивости меридионального переноса тепла в Северной Атлантике для различных широт.

Выделенные типы могут быть сопоставлены с аномалиями абсолютных значений меридиональных потоков, приводимыми на рис. 4.22 и позволяющими в целом оценить аномальность меридионального переноса тепла в Северной Атлантике в отдельные годы. Отрицательные аномалии наблюдались преимущественно в 1958—1964 гг., положительные — в 1966—1970 гг. Отметим, что первому типу безразмерной кривой соответствуют, как правило, отрицательные аномалии в средних широтах, а второму — положительные или по крайней мере тенденция к их появлению. Наличие двух максимумов меридионального переноса соответствует отрицательным аномалиям в тропической области.

Для выяснения механизмов меридионального переноса тепла в Северной Атлантике интересно оценить меридиональную составляющую переноса тепла дрейфовыми течениями и сравнить их с суммарными, полученными исходя из теплового баланса поверхности. Расчет переноса тепла дрейфовыми потоками от 10 до 60° с. ш. выполнен в соответствии с формулой (4.9) до «глубины трения» в предположении равенства ее глубины ВКС. Среднемесячные значения вектора тангенциального напряжения были рас-

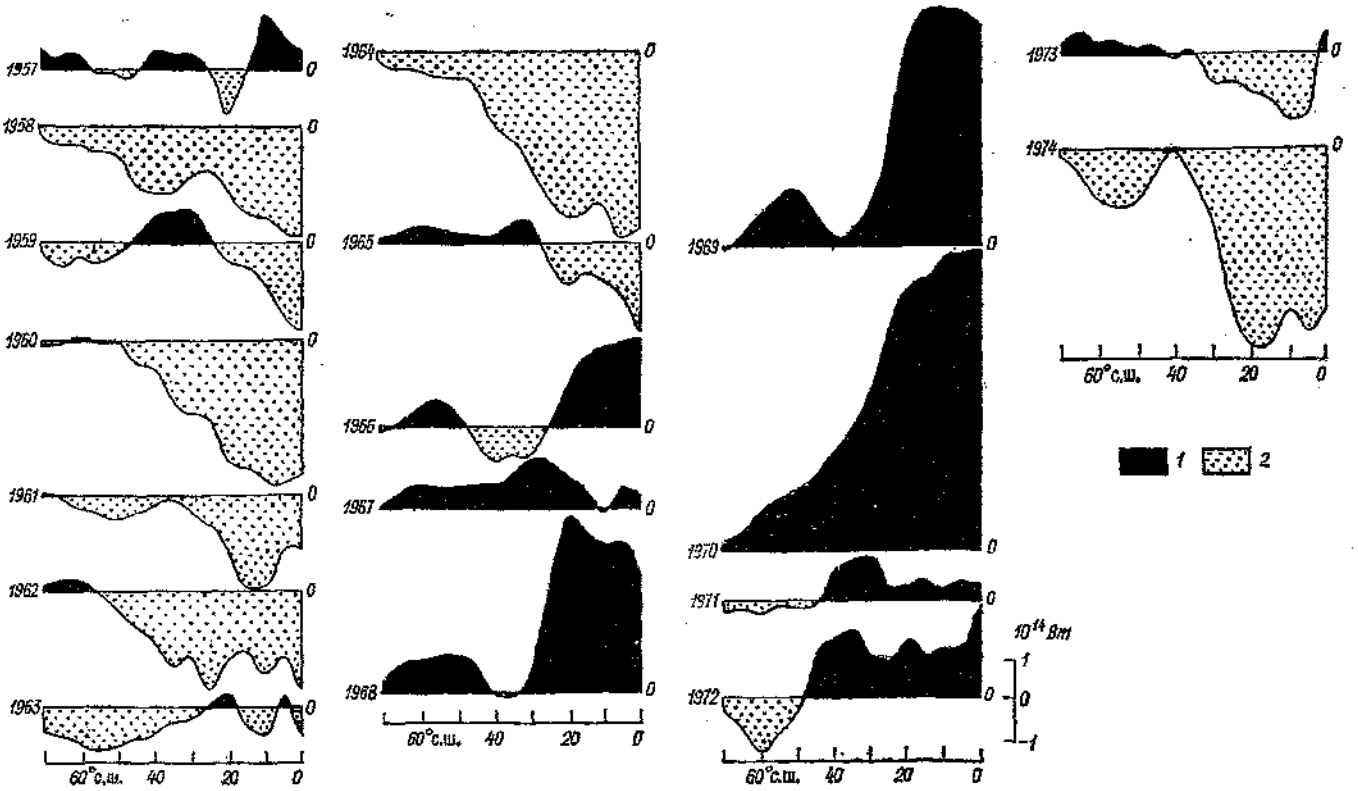


Рис. 4.22. Ежегодные аномалии меридионального переноса тепла в Северной Атлантике за период 1957—1974 гг.
1 — положительные; *2* — отрицательные аномалии.

считаны в предположении, что плотность вероятности флюктуаций ветра подчиняется изотропному нормальному распределению и описывается в рамках модели (2.20), (2.21). Для расчетов использованы среднемесячные ежегодные с 1957 по 1974 г. поля давления и модуля ветра, коэффициент сопротивления C_D выбирался с учетом зависимости от устойчивости приводного слоя [202], причем показано, что с относительной ошибкой менее 7 % в более чем 95 % случаев в (2.20) можно полагать $K=3{,}70$. Сравнение расчетов по (2.20) с общепринятой методикой показало, что учет статистической структуры ветра в 1,6 раза и более повышает достоверность расчета среднего ветрового напряжения, а следовательно, и потоков тепла за счет дрейфовых течений. Полученные значения дрейфового горизонтального переноса тепла на север и характеристики их межгодовой изменчивости приведены в табл. 4.22.

Прежде чем перейти к их анализу, обратимся к результатам работ [451, 464], где проведено детальное исследование сезонного хода меридионального переноса тепла дрейфовыми течениями. В [464] приводится (впервые в мировой геофизике) расчет меридиональных экмановских потоков тепла с одноградусным разрешением. Максимальные значения в Тихом океане отмечаются для потоков, направленных на север, на 5° с. ш., а для потоков, направленных на юг, на 5° ю. ш. и равны соответственно $5{,}25\times\times10^{15}$ и $5{,}73\cdot10^{15}$ Вт. В Атлантике максимум в Северном полушарии составляет $1{,}6\cdot10^{15}$ Вт и располагается на 13—14° с. ш. Севернее 30° с. ш. и южнее 30° ю. ш. меридиональный перенос тепла экмановскими потоками мал. В сезонном ходе меридионального экмановского переноса по [464] максимумы отмечаются в зимние месяцы в приэкваториальных широтах. В мае—сентябре максимум переноса в Северной Атлантике смещается на 10—15° с. ш. Примерно такова же картина и в Тихом океане, однако здесь в зимние месяцы отмечаются феноменально большие значения экмановского переноса на север — до $8\cdot10^{15}$ Вт. Все это заставляет вернуться к проблеме глобального взаимодействия океанов и задаться вопросом: если в приэкваториальных широтах Тихого океана существует такой мощный механизм переноса тепла на север, то какова же должна быть интенсивность механизмов, обеспечивающих интегральный транспорт тепла на юг через экватор? И второе: почему такие механизмы отсутствуют или слабее выражены в Атлантике? На рис. 4.23 воспроизведен сезонный ход и межгодовая изменчивость экмановского переноса тепла по нашим расчетам. Общая картина отражена верно, хотя наши значения на 25° с. ш. ($0{,}36\cdot10^{15}$ Вт и 5 Св) на 15 % ниже, чем [361, 414], где использовался массив напряжений ветра [463] или детальные данные по трансокеанским разрезам. В сравнении с результатами Левитуса [464] наши значения ниже всего на 20 %, хотя нами использовались данные с разрешением $5\times5°$. В сезонном ходе максимум располагается на 10° с. ш. и составляет более $2\cdot10^{15}$ Вт в январе и ноябре. Летний максимум выражен

слабее и составляет $(0{,}5 - 0{,}6) \cdot 10^{15}$ Вт. Сопоставление профиля меридионального дрейфового переноса с суммарным (рис. 4.19) и соотношение M_τ/M (табл. 4.22) показывают, что роль дрейфо-

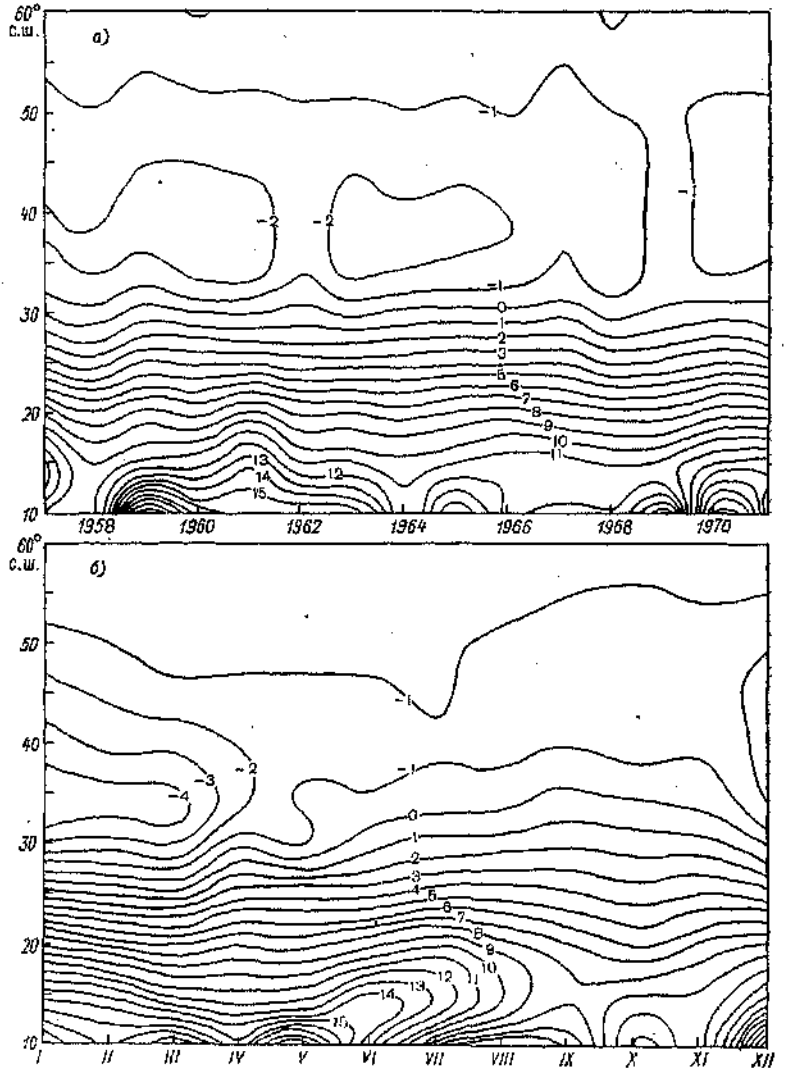


Рис. 4.23. Межгодовая (*а*) и сезонная (*б*) изменчивость дрейфового переноса тепла в Северной Атлантике (10^{14} Вт).

вого переноса на север весьма существенна в тропических широтах, где $M_\tau/M = 0{,}45 \ldots 0{,}78$, т. е. ветровые потоки преимущественно ответственны за перенос тепла из тропической зоны в сред-

ние широты. Там роль дрейфового переноса значительно ослабевает, на 30—35° с. ш. он сменяет знак, достигая на 40° с. ш. отрицательных значений $-0{,}16 \cdot 10^{15}$ Вт, что менее 15 % суммарного переноса на этой широте, т. е. в средних и высоких широтах механизм меридионального переноса тепла определяется в основном струйными течениями системы Гольфстрим—Северо-Атлантическое течение. В пользу выводов о роли ветрового переноса говорят исследования в тропической ЭАО [24], не обнаружившие требуемого переноса тепла пограничным Гвианским течением на север, а также (как мы увидим в следующей главе) то, что пространственные смещения среднеширотных ЭАО хорошо коррелируются с типом безразмерной кривой на рис. 4.19: при типе I отмечается изоляция ЭАО Гольфстрим и Ньюфаундлендской, а при типе II они смыкаются, тогда как корреляции взаимного расположения тропической ЭАО и ЭАО Гольфстрим с типом кривой меридионального переноса не наблюдается. Изменчивость дрейфовых меридиональных потоков в 3—8 раз ниже, чем суммарных, т. е. несмотря на то, что дрейфовые потоки преимущественно обеспечивают перенос тепла на север в низких широтах, межгодовая изменчивость меридиональных потоков обусловлена дисперсиями турбулентного обмена на поверхности.

ГЛАВА 5
Пространственная дифференциация процессов теплового взаимодействия и энергоактивные области Мирового океана

Рассмотренные в предыдущей главе зонально осредненные характеристики энергообмена океана и атмосферы позволили выявить меридиональную структуру теплового взаимодействия и показать принципиально разную роль в этом взаимодействии северных частей Тихого и Атлантического океанов. Мы обнаружили, что Северная Атлантика является глобальной энергоактивной акваторией Земли и сама обладает сложной внутренней структурой взаимодействия с атмосферой благодаря нескольким режимам меридионального транспорта тепла, определяющим различную роль средних широт в глобальных процессах. В этой главе мы подробно остановимся на пространственной структуре процессов взаимодействия океана и атмосферы. В центре нашего внимания окажутся очаги взаимодействия — энергоактивные области (в первую очередь среднеширотные). Их динамика будет рассмотрена в связи с процессами в крупномасштабных океанских круговоротах, в ходе которых формируются и распространяются аномалии температуры поверхности океана.

5.1. Амплитудно-фазовые характеристики годового хода параметров океана и атмосферы. Пространственная дифференциация роли регулярного сезонного хода и межгодовых процессов в общей изменчивости

Как правило, в понятие годового хода гидрометеорологических элементов вкладывается дискретная функция, для которой отсчеты соответствуют календарным месяцам и которая получается из многолетнего ряда после усреднения значений для каждого месяца за все годы. Такое толкование существует благодаря тому, что сезонная изменчивость для большинства элементов является одной из самых заметных в спектре. Однако для детального анализа количественных характеристик сезонного хода, в первую очередь амплитудно-фазовых, необходимо проводить аккуратную обработку рядов, которая позволяла бы выделять гармонические составляющие сезонного хода, а также элементы изменчивости (внутригодовой и климатической), не связанные с го-

довыми гармониками. Анализ временны́х рядов в рамках такого подхода проведен нами в [172, 175, 212, 213, 215, 266, 274].

Будем исходить из следующей модели временно́го ряда $x(t)$:

$$x(t) = S_z(t) + F(t) + \varepsilon_h(t), \tag{5.1}$$

где $S_z(t)$ — полигармонический сезонный ход; $F(t)$ — межгодовая, $\varepsilon_h(t)$ — внутригодовая изменчивость. Для сезонного хода будем полагать

$$S_z(t) = \sum_{i=1}^{k} A_i \cos(\omega_i t + \varphi_i) + \beta(t), \tag{5.2}$$

где k — число гармоник с периодами, кратными году; A_i, ω_i, φ_i — амплитуда, частота и фаза соответствующих гармоник; $\beta(t)$ — невязка, обусловленная представлением $S_z(t)$ конечным числом гармоник. Межгодовая изменчивость $F(t)$ представима в виде суммы трех составляющих:

$$F(t) = P(t) + MG(t) + \varepsilon_F(t), \tag{5.3}$$

где

$$P(t) = at^2 + bt + c \tag{5.4}$$

— квадратичный полином, описывающий «медленную» детерминированную изменчивость ряда (тренд) с характерными периодами, большими длины ряда;

$$MG(t) = \sum_{j=1}^{m} A_j \cos(\omega_j t + \varphi_j) \tag{5.5}$$

— набор низкочастотных гармоник с периодами до нескольких лет; $\varepsilon_F(t)$ — остаточная нерегулярная межгодовая изменчивость, не вошедшая в комбинацию $P(t)+MG(t)$. Внутригодовая нерегулярная изменчивость $\varepsilon_h(t)$ представляет собой стационарный случайный процесс с нулевым средним $M_\varepsilon = 0$ и известной корреляционной функцией $R_\varepsilon(t) = M_\varepsilon(t)\varepsilon(t+\tau)$.

Представление временны́х рядов в виде (5.1)—(5.5) является гипотезой, использующей ряд допущений. Помимо «идейного» предположения о полицикличности геофизических процессов, назовем здесь гипотезу о стационарности $\varepsilon_h(t)$ и гипотезу независимости друг от друга отдельных членов в (5.1). Технология разделения временны́х рядов в рамках (5.1)—(5.5) подробно изложена в [172, 175, 215, 266]. Здесь мы приведем описание лишь основных этапов методики.

Задача выделения разномасштабных составляющих, согласно (5.1), сводится к отфильтровыванию низкочастотной изменчивости с последующим выделением тренда и проверкой на регулярность, расчета A_i, ω_i, φ_i и получение ряда $\varepsilon_h(t)$ как остаточного. Непосредственный расчет параметров сезонного полигармонического ряда предполагает отсутствие смещения со временем среднего, поэтому выделение межгодовой изменчивости является первоочередной задачей. На первом этапе производилось сглажива-

ние ряда скользящим средним с периодом 12 и 24 мес. Это позволило получить низкочастотную составляющую $F(t)$. Далее для $f(t)$ методом наименьших квадратов производилась аналитическая аппроксимация, т. е. находились параметры тренда — изменчивости, соизмеримой с длиной исходной реализации, и параметров регулярных межгодовых колебаний.

На следующем этапе из исходного ряда вычиталась межгодовая изменчивость, а остаток $x^*(t)$ подвергался анализу с целью получения амплитуд и фаз гармоник сезонного хода. Для анализа использовались несколько отличающихся друг от друга процедур. При первом подходе A_i и φ_i рассчитывались методом наименьших квадратов, причем исходный набор возможных частот был расширен, а значимость тех или иных гармоник определялась по дисперсии остатка. При другом подходе параметры гармоник находились из условия максимального правдоподобия, когда несезонный остаток распределен по нормальному закону, а значимость гармоник определялась по дисперсиям их амплитуд и фаз. В ряде случаев ряды $x^*(t)$ исследовались путем построения спектральных оценок, полосовой фильтрации, а также использовался метод фокусирующего множителя, выделяющий скрытые периодичности. После определения числа значимых гармоник, расчета их амплитуд и фаз строилась аналитическая эмпирическая модель сезонной изменчивости. После вычитания этой модели из ряда $x^*(t)$ выделяется случайная часть $e_k(t)$.

При практической реализации изложенной схемы необходимо решать несколько технологических задач, среди которых главными являются оценивание параметров статистической модели ряда, оценка доверительных характеристик, выявление скрытых периодичностей и цифровая фильтрация.

Схема оценивания неизвестных параметров модели (5.1), таких как коэффициенты полинома a, b, c, амплитуды и фазы сезонного хода (A_i, φ_i) и межгодовых колебаний (A_j, φ_j), подробно излагается в [215, 266]. Представим $x(t)$ в виде линейной комбинации некоторой системы базисных функций $\psi_\nu(t)$:

$$x(t) = \sum_{\nu=1}^{l} a_\nu \psi_\nu(t), \tag{5.6}$$

где в набор $\psi_\nu(t)$, именуемый базисом, включаются полиномы и гармоники. Для оценивания коэффициентов a_ν в (5.6) используем метод максимального правдоподобия. Функция правдоподобия представляется как

$$L(x_1, \ldots, x_n;\ a_1, \ldots, a_l) = (2\pi\sigma^2)^{-N/2} \times$$
$$\times \exp\left\{-\frac{1}{2\sigma^2}\sum_{t=1}^{N}\left[x_t - \sum_{\nu=1}^{l} a_\nu(\rho_\nu(t_l))^2\right]\right\}, \tag{5.7}$$

где N — число членов ряда; σ^2 — дисперсия стационарной случайной последовательности некоррелированных нормально распреде-

ленных величин, представляющих случайные отклонения истинного ряда от его модели (5.6). Процедура максимализации L приводит к системе нормальных уравнений относительно оценок $\widetilde{a}_\nu$ коэффициента a_ν из (5.6). По оценкам $\widetilde{a}_1, \ldots, \widetilde{a}_l$ строится выборочная регрессия — кривая, наилучшим образом приближающая экспериментальный ряд относительно метода максимального правдоподобия:

$$\widetilde{x}(t) = \sum_{\nu=1}^{l} \widetilde{a}_\nu \psi_\nu(t). \tag{5.8}$$

Статистически значимыми могут считаться лишь такие из коэффициентов $\widetilde{a}_1, \ldots, \widetilde{a}_l$, стандартные отклонения которых значительно меньше, чем модуль самого коэффициента $\widetilde{a}_\nu$. Схема построения доверительных интервалов для $\widetilde{a}_1, \ldots, \widetilde{a}_l$ излагается в [252].

В случае анализа гармонических составляющих вместо коэффициентов $\widetilde{a}_\nu$, $\widetilde{b}_\nu$ при синусе и косинусе удобнее пользоваться амплитудами и фазами, которые в рамках представления

$$\widetilde{x}(t) = \widetilde{a}_\nu \sin \omega_\nu t + \widetilde{b}_\nu \cos \omega_\nu t = \widetilde{A}_\nu \cos(\omega_\nu t + \varphi_\nu)$$

равны

$$\widetilde{A}_\nu = \sqrt{\widetilde{a}_\nu^2 + \widetilde{b}_\nu^2}; \quad \varphi_\nu = \operatorname{arctg}\left(\widetilde{b}_\nu / \widetilde{a}_\nu\right), \tag{5.9}$$

и оценивать их доверительные характеристики. В [180] описаны распределения амплитуд (распределение Рэлея—Райса) и фаз гармонического колебания, которыми при некоторых ограничениях можно пользоваться для оценивания $\widetilde{A}_\nu$ и $\widetilde{\varphi}_\nu$. Для этого вводится отношение «сигнал—шум»:

$$\varkappa = \left[\left(M\widetilde{A}_\nu^2\right) / \left(\sigma^2 S_{\mu\nu}^{-1}\right)\right]^{-1}, \tag{5.10}$$

где

$$S_{\mu\nu} = \sum_{t=1}^{N} \psi_\nu(t_l)\, \psi_\mu(t_l) \tag{5.11}$$

— матрица системы уравнений, получаемой при максимализации (5.7). Согласно точным выборочным распределениям

при $\varkappa \to 0$ $\quad D\widetilde{A}_\nu \to \sigma^2 S_{\nu\nu}^{-1}\left[(2 - \pi/2) - (1 + \pi/4)\varkappa^2\right]$; (5.12)

при $\varkappa \to \infty$ $\quad D\widetilde{A}_\nu \to \sigma^2 S_{\nu\nu}^{-1}\left[1 - 1/(2\varkappa^2)\right]$, (5.13)

где $S^{-1}_{\nu\nu}$ — диагональные элементы матрицы $S^{-1}_{\mu\nu}$. Для дисперсии фазы имеем:

$$\text{при } \varkappa \to 0 \qquad D\tilde{\varphi} \to \pi^2/3 - \varkappa\sqrt{2\pi}; \tag{5.14}$$

$$\text{при } \varkappa \to \infty \qquad D\tilde{\varphi} \to x^{-2}.$$

Аппроксимирующие функции для (5.13), (5.14) таковы:

$$f_A(\varkappa) = \frac{f(0)}{1+\alpha\varkappa^2} + \frac{f(\infty)\beta\varkappa^2}{1+\beta\varkappa}, \quad f(0) = 2 - \frac{\pi}{2}, \tag{5.15}$$

$$f(\infty) = 1, \quad \alpha = 8{,}389, \quad \beta = 1{,}811;$$

$$f_\varphi(\varkappa) = \frac{f(0)}{1+\alpha\varkappa+\beta\varkappa^2}; \quad f(0) = \frac{\pi^2}{3}; \quad \alpha = \frac{3\sqrt{2\pi}}{\pi^2}; \quad \beta = \frac{\pi^2}{3}. \tag{5.16}$$

Теперь при произвольных $\varkappa$

$$D\tilde{A}_\nu = \sigma^2 S^{-1}_{\nu\nu} f(\varkappa); \quad D\tilde{\varphi} = f(\varkappa), \tag{5.17}$$

причем оценки (5.17) отклоняются от точных оценок не более чем на 5 % [266].

При анализе гармонического состава регулярного сезонного хода, как правило, предполагается, что частоты гармонических базисных функций известны априори. При решении задачи отыскания скрытых периодичностей (например, межгодовой изменчивости) необходимо провести «сканирование» по частотам в некотором диапазоне [215, 266]. Прослеживая «отклик» амплитуды данной гармоники на изменение частоты, можно установить положение главных максимумов спектра. Процедура «сканирования» по частотам отличается от задачи разложения в ряд Фурье тем, что период искомого компонента не навязывается заранее, а определяется в процессе сканирования, причем жестких ограничений на предельные частотные границы оцениваемых гармоник не накладывается. Критерием, определяющим предельно большие периоды оцениваемых гармоник, является их статистическая достоверность (дисперсия оценок амплитуд). Методом сканирования удается не только установить положение главных максимумов, но и изучить тонкую структуру спектра вблизи них [215], в первую очередь вблизи годового максимума.

Для решения задачи разделения рядов на внутри- и межгодовой компоненты и для выделения сезонных составляющих используется цифровая фильтрация с применением весового фильтра Тьюки и полосового «колоколообразного» фильтра [212, 213, 215]. Подробный обзор методов фильтрации дается в [200]. Для выделения низкочастотных составляющих применялся квазиоптимальный фильтр Тьюки с весовой функцией

$$h_m = \begin{cases} 1 + \dfrac{\cos\left[2\pi m/(2M+1)\right]}{2M+1}, & |m| \leqslant M; \\ 0, & |m| > M \end{cases}$$

и частотной характеристикой

$$R(\omega) = \frac{\sin\left[\pi\omega\,(2M+1)\right]}{\pi\omega\,(2M+1)} \frac{1}{1-\left[\omega\,(2M+1)\right]^2}.$$

Для выделения гармонических составляющих в заданной полосе частот использовался полосовой «колоколообразный» фильтр [215] с весовой функцией

$$h_m = \begin{cases} \dfrac{\sqrt{2}}{M} \exp\left[-\dfrac{\pi}{2}\left(\dfrac{m}{M}\right)^2\right] \cos\dfrac{2\pi m}{M}, & |m| \leqslant kM; \\ 0, & |m| > kM, \end{cases}$$

где k — целое число, и частотной характеристикой

$$R(\omega) = \exp\left[-2\pi\,(\omega M - 1)^2\right] + \exp\left[-2\pi\,(\omega M + 1)^2\right].$$

Полосовая фильтрация может быть использована для анализа процессов модуляции гармоник годового хода и эффектов нелинейного взаимодействия межгодовых и сезонных колебаний.

Перейдем к описанию результатов анализа амплитудно-фазовых характеристик параметров океана и атмосферы [26, 212, 214, 215, 274], где использовались данные с 5-градусным разрешением в северных частях Атлантического и Тихого океанов за периоды 18—32 года, а также архив данных о давлении и температуре на изобарических поверхностях Северного полушария за 18-летний период с разрешением $5 \times 10°$.

На основе упомянутых выше данных и подхода к разделению изменчивости на сезонную, межгодовую и внутригодовую изменчивость были рассчитаны усредненные значения по 5-градусным зонам Северной Атлантики от экватора до 65° с. ш. дисперсий сезонной, межгодовой и внутригодовой изменчивости в температуре воды, температуре и влажности воздуха, скорости ветра и атмосферном давлении, а также в изменчивости уровня океана. Указанные дисперсии всех параметров (кроме уровня) определялись для каждого 5-градусного квадрата и затем усреднялись по широтной зоне. Изменчивость уровня отдельно рассматривалась по западному и восточному побережью. А при ее зональном усреднении использовались характеристики уровня на островных станциях (о. Исландия, Бермудские, Азорские острова и о-ва Зеленого Мыса). В первую очередь представляет интерес зонально осредненная картина изменений вклада отдельных составляющих в общую дисперсию. Меридиональная изменчивость дисперсии каждого упомянутого параметра представлена на рис. 5.1 следующим образом. На каждой широте общая дисперсия принималась за 100 % и определялись в процентах межгодовая (площадь

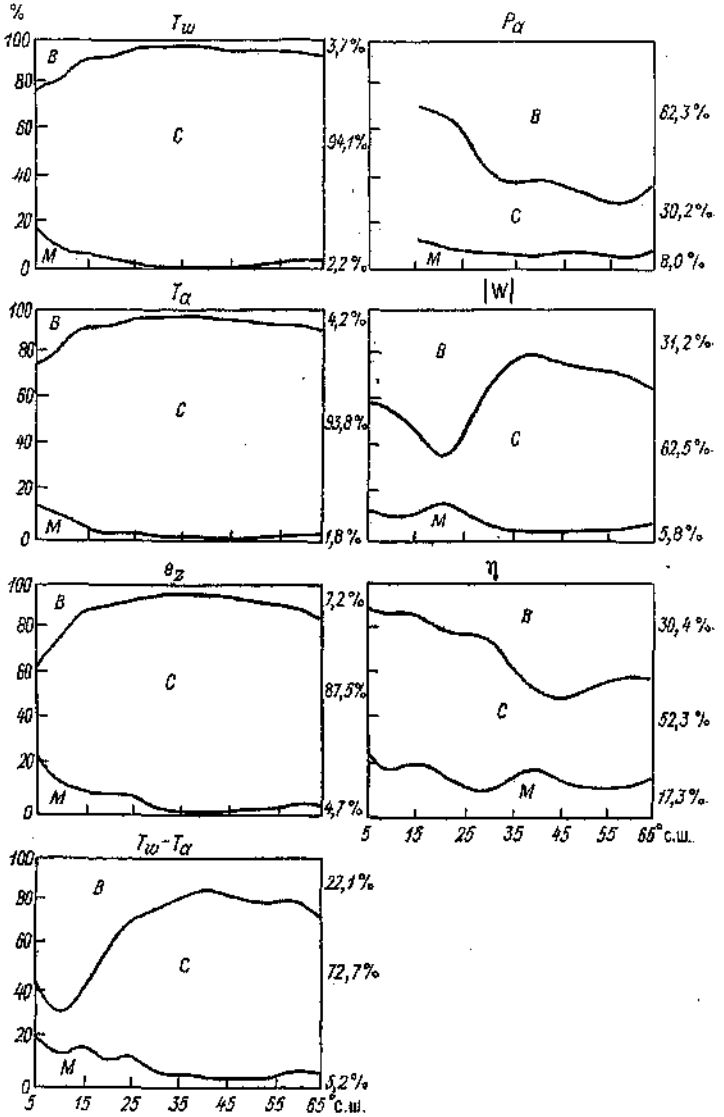


Рис. 5.1. Меридиональное распределение дисперсии регулярного сезонного хода (*C*), нерегулярной внутригодовой (*B*) и межгодовой (*M*) составляющих изменчивости термодинамических характеристик океана и атмосферы, в процентах к исходной дисперсии.

между осью абсцисс и нижней кривой), сезонная (площадь между нижней и верхней кривой) и внутригодовая (площадь между верхней кривой и прямой, параллельной оси абсцисс и соответствующей 100 %) дисперсии. То есть указанные графики показывают относительную долю межгодовой, сезонной и внутригодовой изменчивости по широтным зонам северной части Атлантического океана.

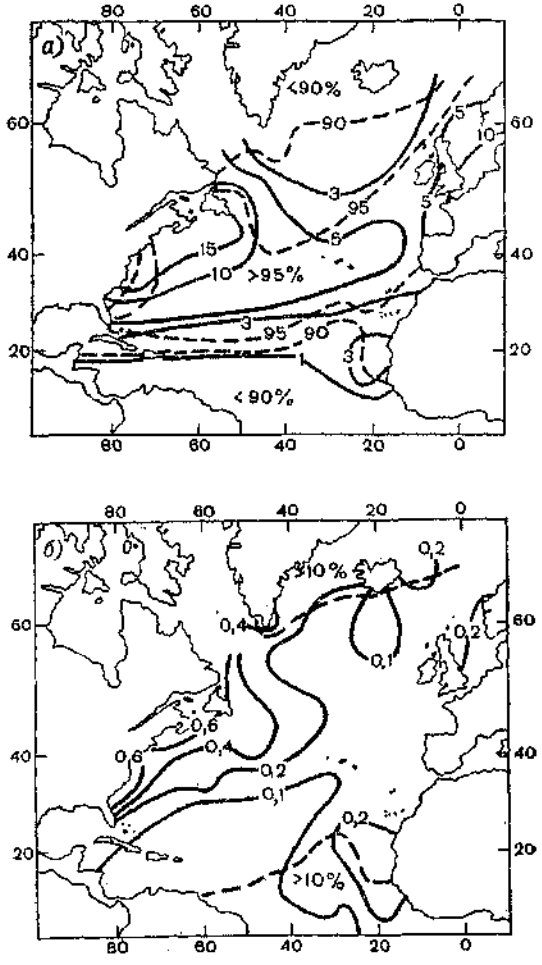
На дисперсию сезонной изменчивости в среднем от экватора до 70° с. ш. в северной части Атлантического океана приходится в температуре воды 93,5 %, в температуре воздуха 93,8 %, в скорости ветра 62 %, в изменчивости уровня 52 %, в атмосферном давлении 36 %, в изменчивости влажности воздуха 87 %.

При общем рассмотрении этих графиков обращает на себя внимание качественно разное изменение по широтам сезонной изменчивости у тепловых и динамических характеристик. Дисперсии сезонной составляющей температур воды и воздуха, как и сами амплитуды сезонного хода, имеют максимум (до 95 %) в средних широтах, а соответственно межгодовая и внутригодовая составляющие минимальны. Отличная картина в динамических характеристиках атмосферы (ветер) и океана (уровень). Именно в средних широтах происходит резкое уменьшение доли сезонных — регулярных составляющих изменчивости — и резко возрастает, становясь преобладающей, внутригодовая — нерегулярная изменчивость. Если бы использовались не усредненные за месяц, а более частые во времени наблюдения, естественно ожидать, что относительный вклад внутригодовых составляющих стал бы еще большим. Далее к высоким широтам доля внутригодовой изменчивости в динамических показателях убывает. Таким образом, средние широты, где, с одной стороны, наиболее сильно проявляются сезонные тепловые колебания, а с другой стороны, наиболее активны нерегулярные внутригодовые (по-видимому, синоптические) флюктуации как для атмосферы, так и для океана, представляют собой наиболее сложную для определения потоков тепла зону. Здесь особое внимание надо уделять типизации и параметризации процессов подсеточных масштабов для того, чтобы правильно описать даже сезонный ход потоков тепла.

Само по себе то, что внутригодовая изменчивость в динамических полях по энергиям становится преобладающей, говорит, с одной стороны, о сложности выделения средних полей и средних квазистационарных движений, а с другой, заставляет задуматься о смысле относительно слабых средних переносов на фоне интенсивных вихревых и волновых механизмов транспорта.

Доля нерегулярной внутригодовой изменчивости, оставаясь преобладающей в средних широтах, может заметно меняться от года к году. Поэтому предположения о существовании стационарных движений в средних широтах носят условный характер и, следовательно, в средних широтах можно ожидать наибольшей изменчивости транспорта тепла в водах океана из низких широт

в высокие. А это говорит о высокой информативности наблюдений за динамикой океана в средних широтах, о том, что изменчивость либо отдельных составляющих, либо их отношений может служить информативным предиктором как для процессов перераспределения тепла в толще вод океана, так и для определения формирования областей аномальных потоков тепла в атмосферу.



Из этих же графиков можно получить представление о соотношении дисперсий внутригодовой и межгодовой изменчивости. Для тепловых полей эти изменчивости тесно коррелируют. Внутри- и межгодовая изменчивость возрастают от средних широт как к низким, так и к высоким широтам. Сама эта скоррелированность представляет интерес, так как говорит о некоторой целостности климатической системы, в которой с повышением уровня

низкочастотной изменчивости возрастает интенсивность высокочастотных нерегулярных флюктуаций.

Переходя к анализу пространственной дифференциации вклада отдельных составляющих изменчивости в общую дисперсию, обратимся в первую очередь к температуре воды. Карты дисперсий сезонной изменчивости и ее отношение к дисперсии исходных

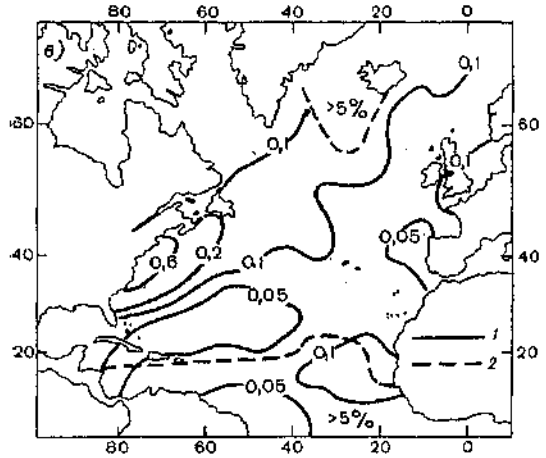


Рис. 5.2. Дисперсии регулярного сезонного хода (*а*), нерегулярной внутригодовой (*б*) и межгодовой (*в*) составляющих изменчивости температуры поверхности воды в Северной Атлантике.

1 — абсолютные значения [(°С)²]; *2* — процентный вклад в дисперсию исходных рядов.

рядов приведены на рис. 5.2 *а*, 5.3 *а*. В среднем на сезонный масштаб приходится 94 % дисперсии исходных рядов для Атлантики и 91 % для Тихого океана. Максимальных относительных значений (до 96—98 %) дисперсия сезонной изменчивости достигает в центрах субтропических океанских круговоротов, где минимальна роль адвективных факторов. Минимальные относительные значения дисперсии сезонной изменчивости приурочены к фронтальным зонам, краевым областям (Тихий океан), а также тропическим и приполярным районам. Спектральный состав сезонной изменчивости также неоднороден по пространству. Главный вклад в сезонный ход вносит годовая гармоника, на которую в центрах океанских круговоротов приходится более 95 % дисперсии исходных рядов. Именно такой простотой спектрального состава изменчивости в центрах океанских круговоротов объясняется успешная применимость к ним весьма простых одномерных моделей верхнего слоя океана.

В умеренных и приэкваториальных широтах существенной становится полугодовая гармоника. В среднем по Северной Атлан-

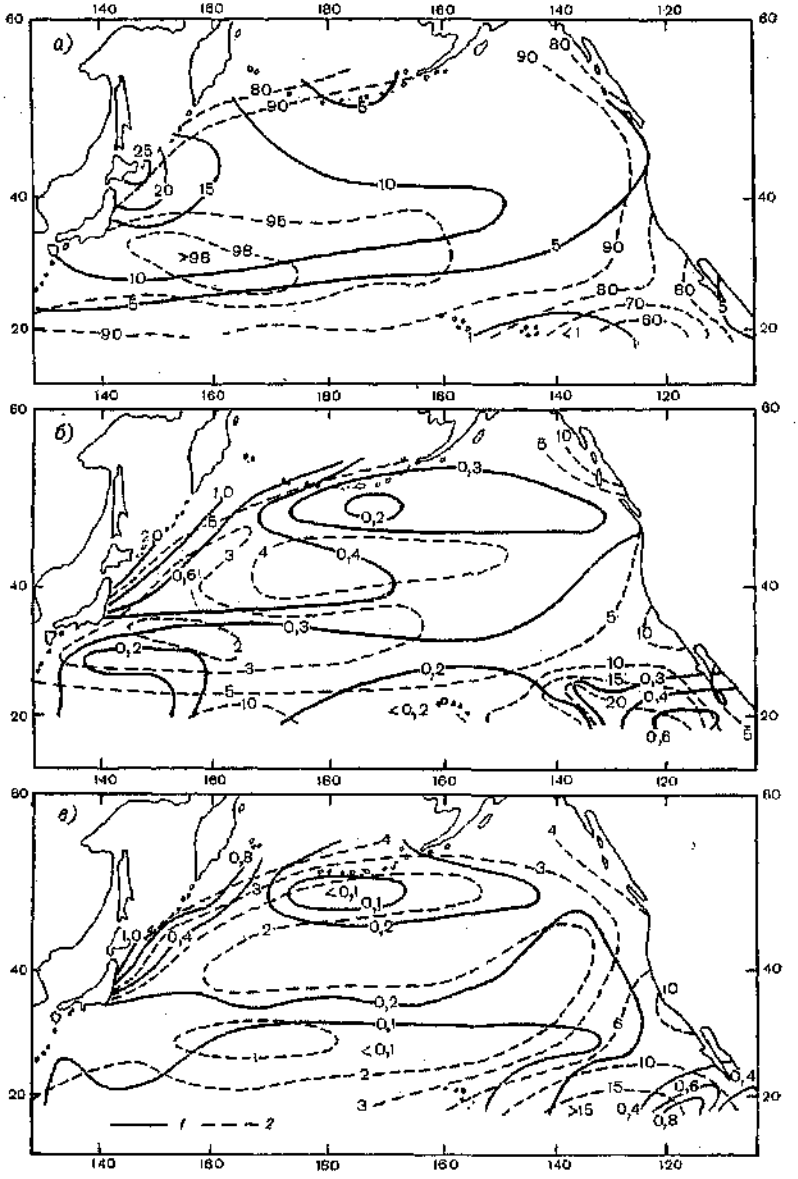


Рис. 5.3. Дисперсии регулярного сезонного хода (*а*), нерегулярной внутригодовой (*б*) и межгодовой (*в*) составляющих изменчивости температуры поверхности в северной части Тихого океана.

1 — абсолютные значения [(°С)²]; *2* — процентный вклад в дисперсию исходных рядов.

тике на нее приходится 3 % дисперсии исходных рядов, а в отдельных районах — до 10 %; для северной части Тихого океана — 3 и 9 % соответственно. Данные о вкладах в дисперсию исходных рядов основных составляющих для характерных районов Атлантического и Тихого океанов приведены в табл. 5.1, 5.2.

Существует ряд районов в Тихом океане, где значимы колебания с периодом 3 и 4 мес, приуроченные, как правило, к фронтальным и энергоактивным областям. В Атлантике район распространения 4-месячных колебаний приурочен к Ньюфаундлендской энергоактивной области. Фактором, подтверждающим их регуляр-

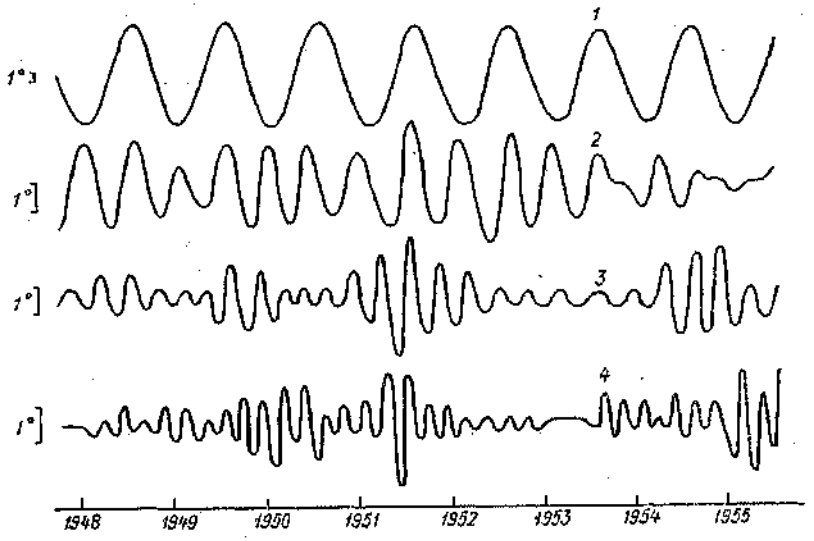


Рис. 5.4. Временна́я изменчивость составляющих сезонного хода в районе субарктического гидрологического фронта (40° с. ш., 145° в. д.) в северной части Тихого океана.

1 — годовая; *2* — полугодовая; *3* — четырехмесячная; *4* — трехмесячная гармоника.

ность, служит периодическая коррелируемость на этих частотах.

Выделение полосовой фильтрацией 12-, 6-, 4- и 3-месячных колебаний выявило интересную закономерность. Чем выше частота, тем относительно сильнее изменяется со временем амплитуда колебаний (рис. 5.4). Если годовая гармоника имеет флюктуации амплитуды около 10 %, полугодовая — до 40 %, то 4-месячные колебания могут менять свою амплитуду на 80 %.

Карта дисперсии $D_{вг}$ и ее отношения к дисперсии исходных рядов для Северной Атлантики приведена на рис. 5.2 *б*, 5.3 *б*. Минимальные значения $D_{вг}$ [менее 0,1 (°C)²] наблюдаются в локальной зоне к югу от Исландии и в обширной области субтропического антициклонического круговорота, в его западной и юго-западной периферии. Повышенные [более 0,2 (°C)²] значения $D_{вг}$ отмечаются вдоль юго-восточного побережья Северной

Таблица 5.1

Распределение энергии разномасштабных составляющих изменчивости температуры воды для различных районов Северной Атлантики

Район	$D_{\text{исходная}}$	$D_{\text{сезонная}}$	$D_{\text{годовая}}$	$D_{\text{полугодовая}}$	$D_{\text{вг}}$	$D_{\text{мг}}$
1	5,06	4,77 (94,3 %)	4,62 (91,3 %)	0,15 (3,0 %)	0,19 (3,7 %)	0,10 (2,0 %)
2	5,89	5,58 (94,7 %)	5,42 (92,0 %)	0,16 (2,7 %)	0,20 (3,4 %)	0,11 (1,9 %)
3	2,33 3,40	2,02 (86,7 %) 3,08	1,89 (81,1 %)	0,13 (5,6 %)	0,17 (7,3 %) 0,21	0,14 (6,0 %) 0,11
4	6,12 3,40	5,86 (95,8 %) 3,08	5,58 (91,2 %)	0,28 (4,6 %)	0,17 (2,8 %) 0,21	0,09 (1,5 %) 0,11
5	11,94 5,08	11,59 (97,0 %) 4,75	11,49 (96,2 %)	0,10 (0,8 %)	0,21 (1,8 %) 0,21	0,14 (1,2 %) 0,12
6	13,40 9,56	12,81 (95,6 %) 9,14	12,11 (90,4 %)	0,53 (4,0 %)	0,39 (2,9 %) 0,28	0,20 (1,5 %) 0,14
7	9,84 6,99	9,31 (94,6 %) 6,69	9,09 (92,4 %)	0,12 (1,2 %)	0,29 (3,0 %) 0,19	0,24 (2,4 %) 0,11
8	0,88 1,16	0,72 (81,8 %) 0,95	0,70 (79,5 %)	0,02 (2,3 %)	0,10 (11,4 %) 0,14	0,06 (6,8 %) 0,07
9	4,66 4,50	4,54 (97,4 %) 4,26	4,49 (96,4 %)	0,05 (1,0 %)	0,08 (1,7 %) 0,16	0,04 (0,9 %) 0,08
10	2,12 2,16	1,77 (83,5 %) 0,95	1,66 (78,3 %)	0,11 (5,2 %)	0,24 (11,3 %) 0,14	0,11 (5,2 %) 0,07

Примечание. В таблице указаны дисперсии в $(°C)^2$. В скобках — проценты от дисперсии исходных рядов. Снизу — средние значения для данной широтной полосы. Номера районов: 1 — вся акватория; 2 — акватория между 20 и 55° с. ш.; 3, 4 — Норвежско-Гренландская ЭАЗО; 5 — Северное море; 6 — Ньюфаундлендская ЭАО; 7 — ЭАО Гольфстрим; 8 — Тропическая ЭАО; 9 — центр субтропического антициклонического круговорота; 10 — район побережья Западной Африки.

Таблица 5.2

Распределение энергии разномасштабных составляющих изменчивости температуры воды для различных районов северной части Тихого океана

Район	$D_{\text{исходная}}$	$D_{\text{сезонная}}$	$D_{\text{годовая}}$	$D_{\text{полугодовая}}$	$D_{\text{вг}}$	$D_{\text{мг}}$
1	7,35	6,70 (91 %)	6,44 (87,6 %)	0,21 (2,9 %)	0,40 (5,5 %)	0,26 (3,5 %)
2	25,10	22,59 (90,0 %)	22,18 (88,4 %)	0,41 (1,6 %)	1,63 (6,5 %)	0,88 (3,5 %)
3	11,57	11,03 (95,3 %)	10,87 (93,9 %)	0,11 (1,0 %)	0,38 (3,3 %)	0,16 (1,4 %)
4	8,69	7,65 (88,0 %)	7,33 (84,3 %)	0,32 (3,7 %)	0,61 (7,0 %)	0,43 (5,0 %)
5	5,81	4,68 (80,6 %)	4,46 (76,83 %)	0,16 (2,7 %)	0,63 (10,8 %)	0,50 (9,0 %)
6	1,98	1,68 (84,9 %)	1,66 (83,8 %)	0,01 (0,3 %)	0,21 (10,6 %)	0,09 (4,5 %)
7	12,00	11,29 (94,1 %)	10,24 (85,3 %)	1,05 (8,8 %)	0,40 (3,3 %)	0,31 (2,6 %)
8	3,50	3,08 (88,0 %)	2,97 (84,9 %)	0,10 (2,9 %)	0,32 (9,1 %)	0,10 (2,9 %)

Примечание. В таблице указаны дисперсии в $(°C)^2$. В скобках — проценты от дисперсии исходных рядов. Номера районов: 1 — вся акватория; 2 — субполярный гидрологический фронт; 3 — ЭАО Куросио; 4 — Аляскинская ЭАО; 5 — Калифорнийская ЭАО; 6 — Гавайская ЭАО; 7 — центральный район океана (40° с. ш., 165° з. д.); 8 — юго-западная часть акватории (20—25° с. ш., 130—140° в. д.).

Америки от Мексиканского залива до Лабрадора, к югу от Гренландии, у берегов Исландии, в Северном море, у западного побережья Африки, причем максимальные значения [более 0,5 (°С)²] локализованы в виде очагов по северо-западной периферии океана. В целом пространственное распределение $D_{мг}$ соответствует распределению дисперсии исходных рядов. Для большинства районов отношение дисперсий внутригодовых аномалий к исходной дисперсии составляет менее 5 %, и только в северо-западной и южной частях акватории океана, где сезонный ход ослаблен, эта величина превышает 10 %, а в приэкваториальных областях может даже достигать 50 %.

Максимум дисперсии внутригодовых флюктуаций температуры поверхности в северной части Тихого океана отмечается в районе субполярного гидрологического фронта и составляет 6,5 % общей дисперсии колебаний температуры в районе фронтальной области. Сопоставление показывает, что в северной части Тихого океана дисперсия внутригодовых аномалий в 2—3 раза выше, чем в Северной Атлантике.

Межгодовые колебания, обладая наименьшей дисперсией по сравнению с рассмотренными составляющими, дают вклад в дисперсию исходных рядов в среднем для Северной Атлантики около 2 %, для северной части Тихого океана более 3,5 %, что по сравнению с внутригодовыми аномалиями составляет соответственно $^1/_2$ и $^7/_{10}$.

На рис. 5.2 *в* представлена карта $D_{мг}$ дисперсии межгодовой изменчивости для акватории Северной Атлантики. Наибольшие значения [до 0,6 (°С)²] наблюдаются у берегов Северной Америки и в зоне Гольфстрима, причем область повышенных значений $D_{мг}$ протянулась по прямой линии от Ньюфаундленда до Исландии. Локальные максимумы расположены также к западу от Африканского побережья и в Северном море. Четко выраженная зона минимума $D_{мг}$ наблюдается в центре субтропического антициклонического круговорота, где отношение к дисперсии исходных рядов менее 0,05 %. В среднем же по акватории, за исключением северных и южных районов, это отношение составляет 1—5 %.

Максимальные абсолютные значения $D_{мг}$ в северной части Тихого океана отмечаются (рис. 5.3 *в*) в районе субполярного гидрологического фронта [0,88 (°С)²] и Калифорнийской ЭАЗО [0,50 (°С)²].

Согласно (5.4) производились оценки трендов как составляющей части межгодовой изменчивости. Тренд представляется как главное основное движение неколебательного типа на протяжении значительного периода времени. В качестве тренда могут выступать долгопериодные колебания с периодом, большим длины исходной реализации. Подробный анализ трендовой составляющей для Северной Атлантики приводится в [274]. Отметим только, что в среднем по акватории на тренд приходится 20—30 % дисперсии межгодовой изменчивости и лишь в отдельных районах — до 60 %. В Тихом океане (где исходные ряды наблюдений почти

в два раза длиннее) в среднем на тренд приходится 10—20 % дисперсии межгодовой изменчивости, а остальная часть энергии распределена между регулярными и нерегулярными межгодовыми колебаниями температуры поверхности океана. Повышенная трендовая изменчивость по сравнению с центральными районами океана отмечается в прибрежных областях и в зонах фронтов. В северной части Тихого океана удалось кроме трендов получить достоверные оценки многолетних колебаний с периодами шесть, восемь и десять лет (рис. 5.5). Оценивание амплитуд гармоник в заданном диапазоне подобных периодов проводилось с помощью метода, основанного на принципе максимального правдоподобия.

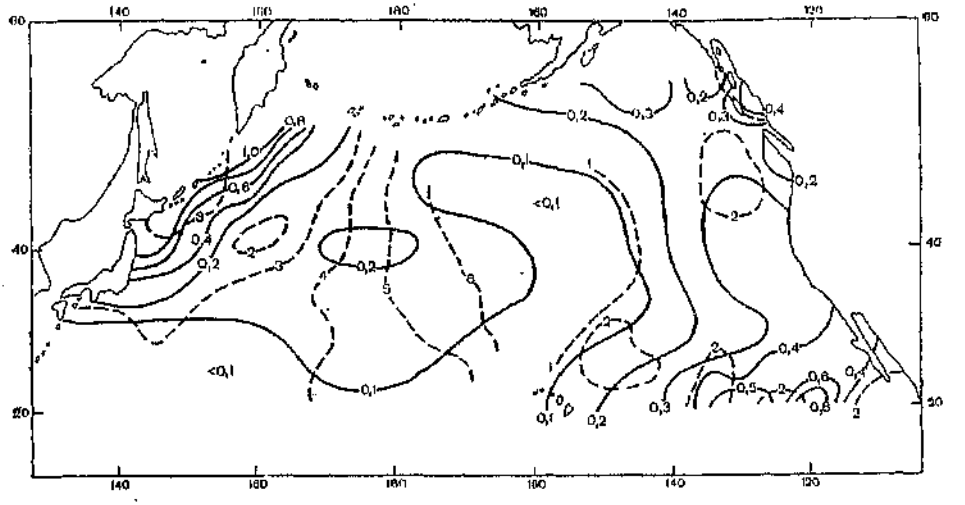


Рис. 5.5. Амплитуды 10-летних колебаний температуры поверхности воды (°С) в северной части Тихого океана.

Пунктиром отмечена начальная фаза в годах от января 1948 г.

Пунктирная линия соответствует среднему квадратическому отклонению амплитуды гармоники для каждого подобного периода. Из рис. 5.5 видно, что в районе полярного фронта значимыми оказались колебания с периодами 10 и 6 лет; в центральной части океана значимой оказалась одна 8-летняя гармоника, амплитуда которой составила 0,6 °С.

Колебания с периодами 6 и 10 лет охватывают примерно одинаковые районы, локализуясь в северо-западной и юго-восточной частях исследуемой акватории (рис. 5.5). Колебания с амплитудами, большими 0,8 °С для 6-летнего и более 1,1 °С для 10-летнего цикла, отмечаются в северо-западной части Тихого океана в зоне холодного Курильского течения.

Дисперсия межгодовых регулярных колебаний в среднем по акватории северной части Тихого океана составила 35 % диспер-

сии межгодовой изменчивости, а в районе полярного фронта — 45 %.

Мы уже отмечали, что на всей акватории Северной Атлантики севернее 10° с. ш. преобладающей в изменчивости темпера-

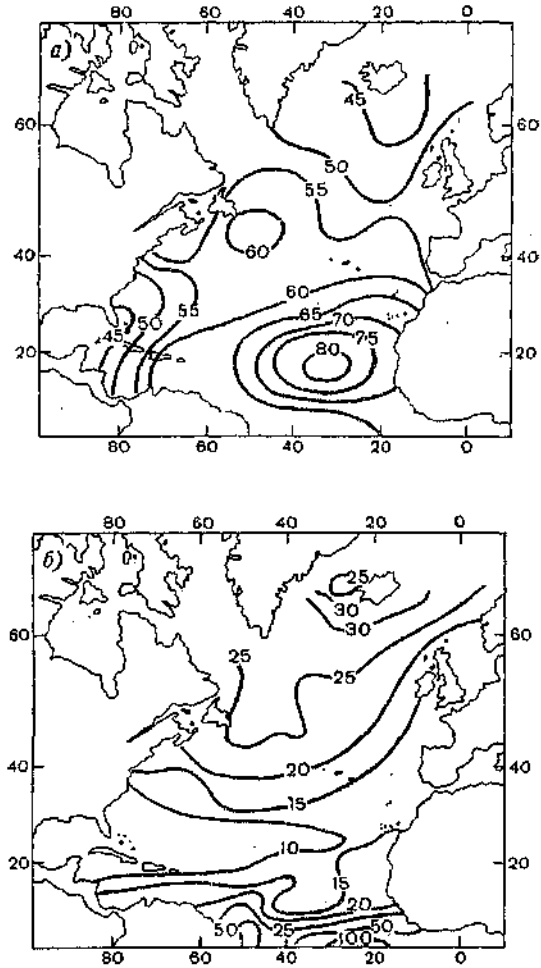
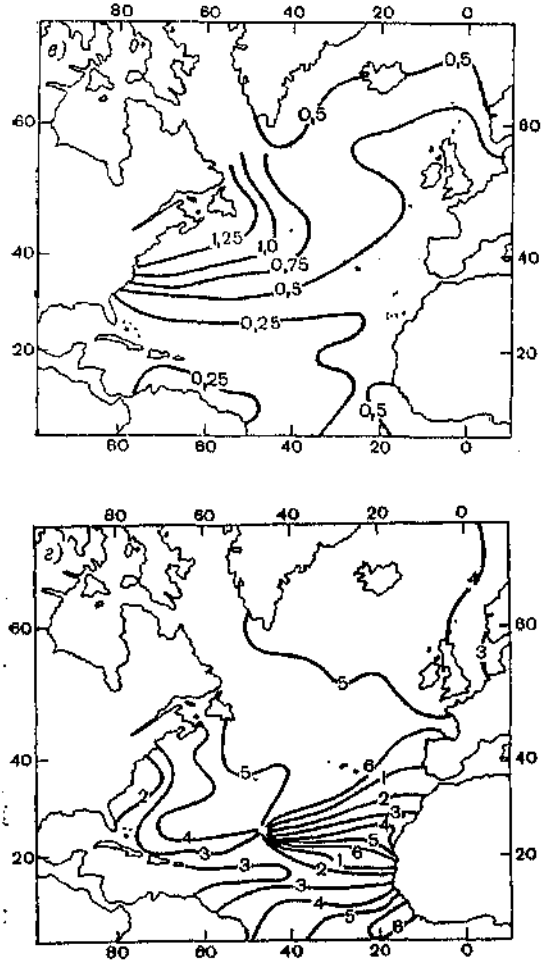


Рис. 5.6. Параметры гармоник сезонного хода
Антлан

а — фаза годовой гармоники, в сутках от 1 января;
моник, %; *а* — амплитуда полугодовой гармоники;

туры воды является годовая гармоника. Максимальные значения A_{12} (до 7 °С) отмечаются в зоне Гольфстрима. Локальные максимумы располагаются в Северном море (до 5 °С) и у западного побережья Африки (до 3 °С). Фазы годовой гармоники $\varphi_{12}(T_w)$ (рис. 5.6*а*) распределены по акватории достаточно равномерно:

разность максимума и минимума соответствует сдвигу примерно 45 сут. Локальные минимумы $\varphi_{12}(T_w)$ отмечаются к юго-востоку от о. Ньюфаундленд и в тропических областях. Практически повсеместно, за исключением Мексиканского залива и отдельных



температуры поверхности океана в Северной тике.

б — отношение амплитуд полугодовой и годовой гар-
г — фаза полугодовой гармоники, в месяцах.

районов экваториально-тропической области, значимы и полугодовые колебания температуры воды. Амплитуды и фазы $[A_6, \varphi_6(T_w)]$, а также отношение A_6/A_{12} в процентах представлены на рис. 5.6 *б*—*г*. Максимальные значения отмечаются в районе Ньюфаундленда (до 15 °С), Норвежском море (до 0,9 °С), Гвиней-

ском заливе (до 1,0 °С). Отношение A_6/A_{12} в среднем по акватории составляет 15—25 % с максимумами и минимумами в высоких и низких широтах. Фаза полугодовых колебаний T_w гораздо более изменчива, чем годовых. В южной части акватории Северной Атлантики отмечаются сдвиги, соответствующие полному полугодовому периоду. Уменьшение $\varphi_6(T_w)$ (рис. 5.6 *г*) соответствует вращению вокруг точки амфидромии по часовой стрелке и совпадает с направлением переноса в субтропическом антициклоническом круговороте. Это говорит в пользу адвективной гипотезы генезиса полугодовых колебаний [274].

На рис. 5.7 приведены карты пространственного распределения амплитуд и фаз первой и второй гармоник годовых колебаний температуры воды, воздуха и атмосферного давления для северной части Тихого океана по [212]. Максимумы амплитуд годовой гармоники T_w отмечаются в субтропических и умеренных широтах, достигая абсолютных максимальных значений (6—7 °С) у восточного побережья Японии. На рис. 5.7 *в* кружками обозначены положения центров алеутского минимума и гавайского максимума. Максимальные годовые колебания атмосферного давления наблюдается в областях между центрами действия атмосферы, причем абсолютный максимум достигается в районе зимнего расположения алеутской депрессии, имеющей в это время двухъядерную структуру. Амплитуды годовых колебаний температуры воздуха уменьшаются по направлению от границы океан—континент к центральным районам океана. Минимум амплитуды температуры воздуха на 130° з. д. соответствует зоне «чисто» океанических условий в приводном слое атмосферы, где амплитуды годовых колебаний температуры поверхности океана превышают амплитуды температуры воздуха. На акватории северной части Тихого океана выделяются два основных центра, по направлению к которым распространяются изофазы годовых тепловых волн в атмосфере и в океане: северо-западный (40° с. ш., 165° в. д.) и юго-восточный (20° с. ш., 130° з. д.). В восточных районах Северной Пасифики годовая волна в температуре воздуха распространяется от континента по нормали к береговой линии, а в температуре воды — вдоль берега с севера на юг. Пространственный анализ изофаз годовых колебаний давления (рис. 5.7 *в*) позволяет увидеть смещение гребня давления от центральных районов океана к континентам.

Максимумы амплитуд полугодовых колебаний температуры поверхности океана отмечаются южнее Алеутских островов (40° с. ш., 165° з. д.) и превышают 1,5 °С. Наибольшие амплитуды шестимесячной гармоники в температуре воздуха приурочены к границам океанов и континентов. В распределении фаз шестимесячной гармоники температур воды, воздуха и давления имеются существенные различия (рис. 5.7 *а—в*). Если распространение гребня полугодовой волны в температуре воды повторяет распространение годовой, то гребни волн в температуре воздуха расходятся из центральной части умеренных широт. Вдоль

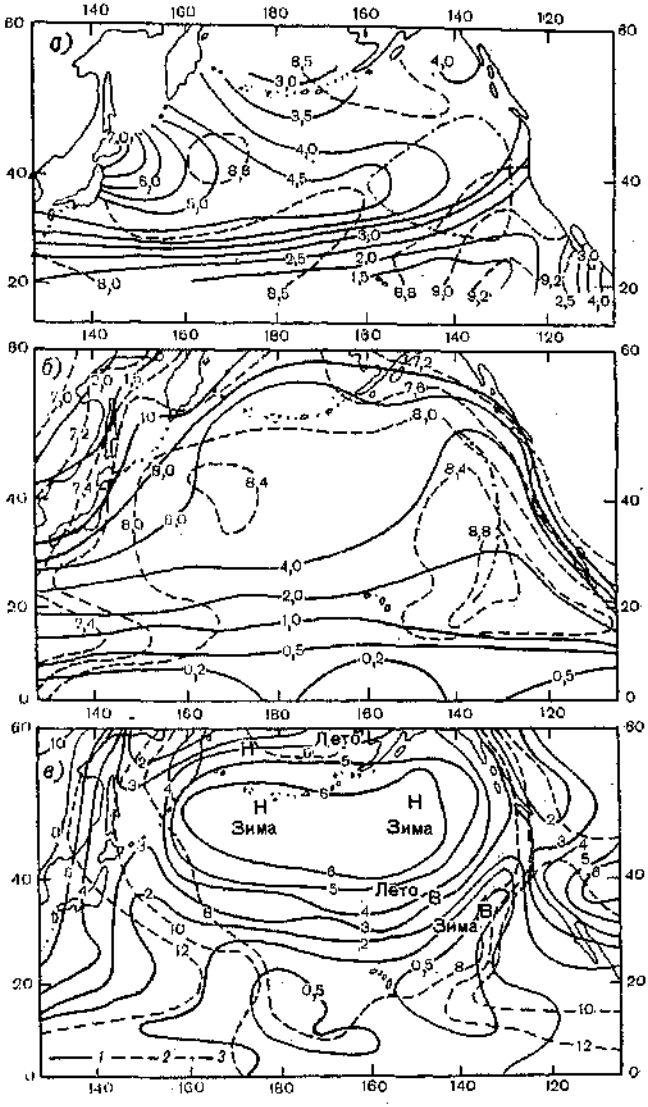


Рис. 5.7. Амплитуды (°С) и фазы (мес) годовых колебаний температуры поверхности океана (*а*), температуры атмосферы (*б*), давления у поверхности (*в*).

1 — амплитуда; *2* — фаза; *3* — разность амплитуд годовых колебаний температуры поверхности океана и амплитуд годовых колебаний в атмосфере.

180° в. д. располагается фазовый фронт, разделяющий приводную атмосферу над Тихим океаном на области с колебаниями полугодовой гармоники в противофазе. Изофазы полугодовых колебаний атмосферного давления распространяются с северо-западной

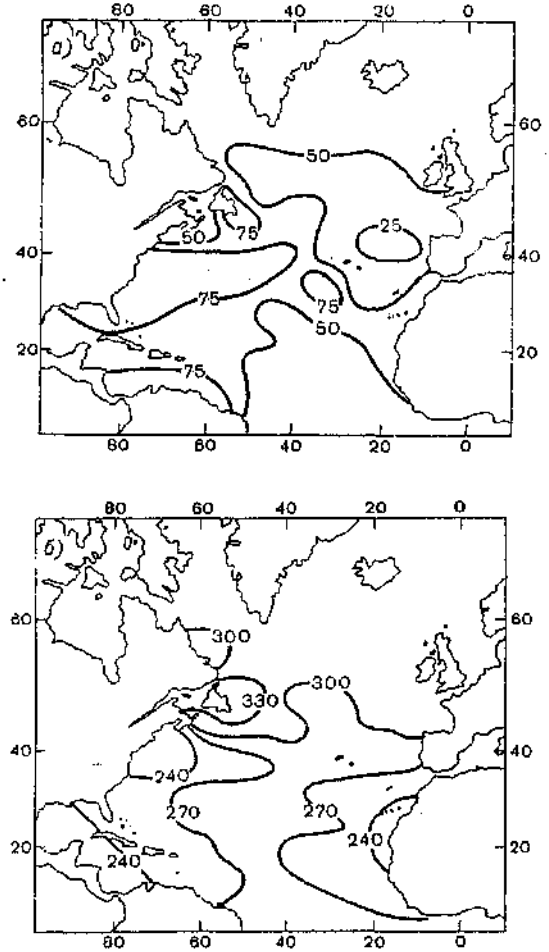


Рис. 5.8. Пространственное распределение амплитуды (мм) (*а*) и начальной фазы от 1 января (*б*) годовой гармоники уровня в Северной Атлантике.

части Тихого океана радиально в юго-западном и юго-восточном направлениях. Зона максимальных амплитуд шестимесячных колебаний P_a локализована в северо-западной части Тихого океана. Вне этой зоны полугодовые колебания давления близки к противофазным по отношению к колебаниям внутри этой зоны.

Анализ сезонных колебаний уровня крайне осложнен из-за слабой освещенности уровненными данными районов открытого океана. В работах [260, 261] использованы данные более чем 200 самописцев уровня из каталога [485], данные работ [466, 493, 589] и расчетные значения в области открытого океана [407]. Сравнение амплитуд и фаз, полученных по расчетным данным, с инструментально измеренными дало максимальные различия до 15 % для фазовых и до 9 % для амплитудных характеристик. Максимальные амплитуды годовых колебаний повсеместно приурочены к береговым районам (рис. 5.8, 5.9). Локальные максимумы приурочены к району Азорских островов и Саргассова моря в Атлантике и к району юго-восточнее Гавайских островов в Тихом океане. Значительные амплитуды годовых колебаний уровня на востоке Азиатского и Американского Атлантического побережья связаны с действием зимнего муссона, причем максимум годовых колебаний уровня достигается здесь в конце лета. Колебания уровня у восточных берегов океана в северных широтах и у западного берега в тропических широтах обусловлены сезонным изменением режима зональных течений, связанных с действием западных ветров и пассатов. При этом типе амплитуды колебаний уровня в краевых областях океанов достигают свыше 10 см.

Рассчитанные для центральных областей океанов уровни представлены среднесезонными значениями [407] η_1, η_2, η_3, η_4. Для оценки фазы по этим данным, следуя [263], будем полагать для временно́го хода уровня $\eta(t) = A_\eta \cos(\omega t + \varphi_\eta)$, где φ_η отсчитывается от 1 декабря. Для среднесезонных значений будем иметь

$$\eta_1 = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} A_\eta \cos(t + \varphi_\eta)\,dt; \quad \eta_2 = \frac{2}{\pi}\int_{\pi/2}^{\pi} A_\eta \cos(t + \varphi_\eta)\,dt;$$

$$\eta_3 = \frac{2}{\pi}\int_{\pi}^{3\pi/2} A_\eta \cos(t + \varphi_\eta)\,dt; \quad \eta_4 = \frac{2}{\pi}\int_{3\pi/2}^{2\pi} A_\eta \cos(t + \varphi_\eta)\,dt,$$

причем априорно известно, что

$$\int_0^{2\pi} A_\eta \cos(t + \varphi_\eta)\,dt = 0; \quad \eta_1 + \eta_2 + \eta_3 + \eta_4 = 0.$$

Раскроем правую часть интегральных соотношений:

$$A_\eta[\sin(\pi/2 + \varphi_\eta) - \sin\varphi_\eta] = \eta_1\pi/2;$$
$$A_\eta[\sin(\pi + \varphi_\eta) - \sin(\pi/2 + \varphi_\eta)] = \eta_2\pi/2,$$

и сложим эти равенства:

$$A_\eta(-2\sin\varphi_\eta) = \pi(\eta_1 + \eta_2)/2. \tag{5.18}$$

Аналогичным образом легко получить

$$A_\eta(-2\cos\varphi_\eta) = \pi(\eta_2 + \eta_3)/2. \tag{5.19}$$

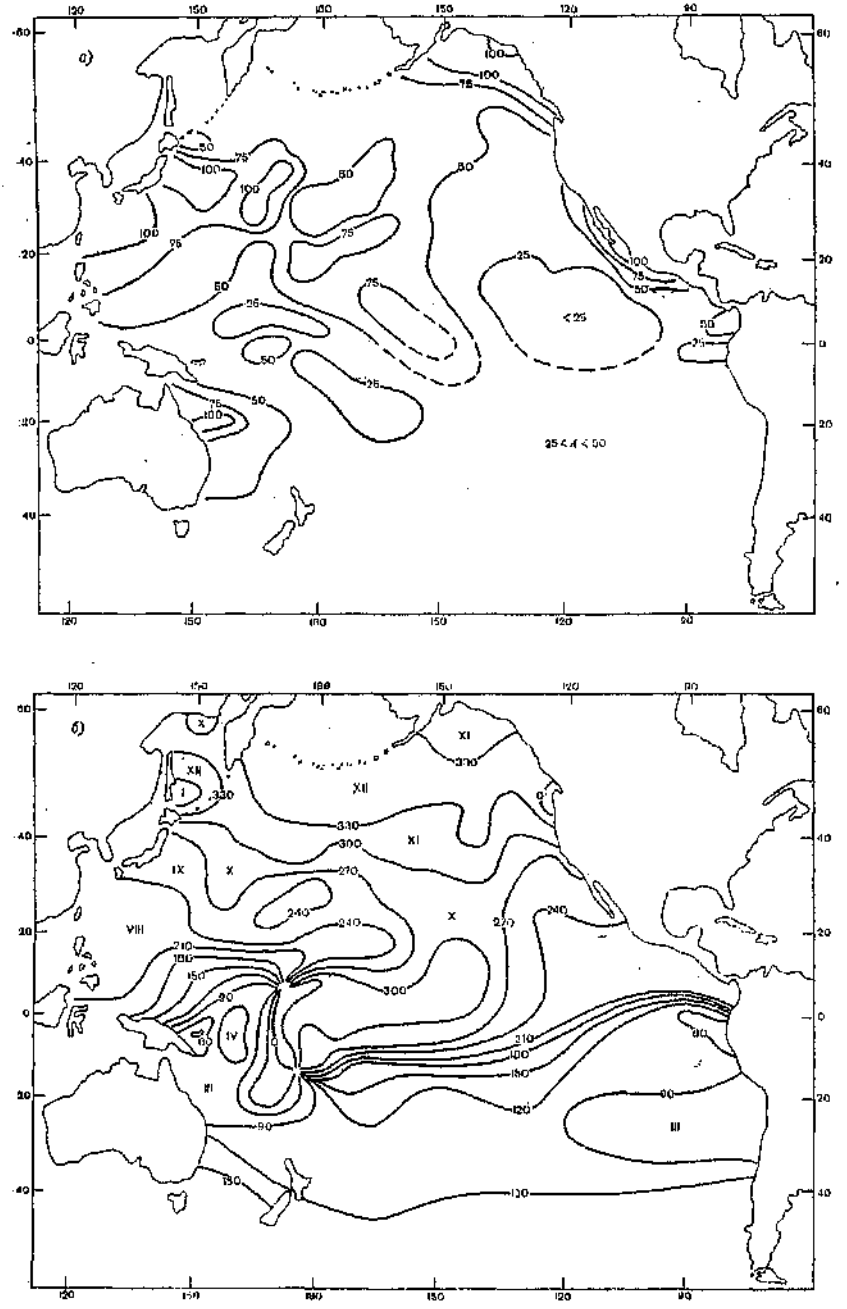


Рис. 5.9. Пространственное распределение амплитуды (мм) (*а*) и начальной фазы от 1 января (*б*) годовой гармоники уровня в Тихом океане.

Разделив выражения (5.18) и (5.19), находим:

$$\operatorname{tg}\varphi_\eta = \frac{\eta_1 + \eta_2}{\eta_2 + \eta_3}; \quad \varphi_\eta = \operatorname{arctg}\left(\frac{\eta_1 + \eta_2}{\eta_2 + \eta_3}\right) \pm \delta\pi, \tag{5.20}$$

где δ принимает значения 0 или 1. В случае наличия только годовой волны в колебаниях уровня, ее фаза определялась бы из (5.20) без привлечения η_k. Однако в ряде районов полугодовые колебания вносят существенный вклад в общую изменчивость, и для исключения систематической ошибки в определении фазы годовой волны она определялась по (5.20) как средняя из различных комбинаций (η_i, η_j, η_k). Для береговых и островных самописцев уровня фаза определялась в соответствии с описанной выше методологией (5.1)—(5.5).

На рис. 5.9 приведены начальные фазы годовой гармоники уровня Северной Атлантики и Северной Пасифики. Скорость, определяемая по движению максимумов уровня, представляет групповую скорость годовой волны и отражает перенос масс в сезонном цикле. Максимум уровня, наблюдающийся на 20° с. ш. в августе, распространяется на север вдоль восточного побережья, достигая к концу года 50° с. ш. Эти области «стока» годовой волны уровня расположены в Атлантике в районе Исландии и в Тихом океане в районе зал. Аляска. В центральных районах Тихого океана также обнаруживаются локальные «источники» и «стоки» годовой волны уровня. Распределение фазы на западном берегу Тихого океана подобно картине у восточного берега — источник в экваториальном районе и сток у берегов Охотского и Берингова морей. В Атлантике у берегов Новой Англии наблюдается зона, в которой максимум уровня достигается в июле. Эта зона обладает свойством амфидромической точки, где наблюдается минимум амплитуды и максимальные пространственные градиенты фазы. Аналогичные точки отмечаются в Тихом океане по обе стороны от экватора в районе 160—170° в. д.

В [260] анализируется механизм переноса тепла через экватор в Тихом океане, связанный с отмеченными особенностями распределения фаз годовых колебаний уровня. В частности, указывается на то, что распространение сезонной волны уровня через экватор в западной части Тихого океана, по-видимому, связано с изменениями режима течения. Гипотеза о связи распространения волны уровня с переносом тепла в верхнем слое основана на том факте, что основной вклад в сезонные изменения уровня дает стерический компонент [407, 466], причем его вклад особенно силен на экваторе, где динамический фактор атмосферного давления сводится к нулю из-за малости амплитуды сезонных колебаний давления в этом районе. Таким образом, колебания уровня на экваторе определяются изменением энтальпии верхнего слоя океана, и поэтому распространение сезонной волны уровня можно связать с переносом теплых вод с севера на юг через экватор в локальном районе западной части Тихого океана. Этот механизм, возможно, проливает свет на поставленный в предыдущей главе

вопрос о причинах интегрального транспорта тепла на юг через экватор в Тихом океане при мощном дрейфовом переносе на север в непосредственной близости от экватора.

В заключение следует отметить, что амплитудно-фазовые характеристики годового хода, а также параметры нерегулярной внутригодовой и межгодовой изменчивости существенно различаются над океанами и континентами. Так, над континентом Северного полушария значительно выше доля регулярного годового хода в общей изменчивости температуры и давления, составляя соответственно 40—50 % для давления и 60—85 % для температуры, причем это повышение компенсируется уменьшением над континентами роли нерегулярной внутригодовой изменчивости при примерно одинаковом уровне дисперсий межгодовых флюктуаций. Следует также обратить внимание на то, что максимальные амплитуды годовых колебаний температуры над континентами достигаются у земной поверхности, а над океанами — на более высоких уровнях (как правило, 500 гПа). На различия в поведении годового хода температур на высотах над Тихим и Атлантическим океанами указывалось в [491]. Здесь следует заметить, что отмеченный феномен возрастания амплитуд годовой гармоники с высотой примерно на 20 % отмечается только над Тихим океаном. В распространении годовых колебаний в температуре отмечается преобладание меридионального распространения от низких к высоким широтам над продвижением годовой волны с континента на океан. В колебаниях давления главенствующим становится распространение годовых волн с континентов на океаны, отражающее сезонное взаимодействие суши и моря.

5.2. Очаговый характер энергообмена в системе океан—атмосфера и энергоактивные области. Структура взаимодействия с атмосферой Северной Атлантики и северной части Тихого океана

Зонально осредненная картина параметров энергообмена на границе океан—атмосфера не отражает внутренней структуры энергообмена с атмосферой отдельных океанских акваторий. Энергоактивные области (ЭАО) являются одними из основных элементов этой внутренней структуры. Следуя логике, изложенной выше, в первую очередь необходимо рассмотреть пространственную дифференциацию основных факторов, формирующих энергообмен на границе океан—атмосфера, — термических и влажностных контрастов на границе вода—воздух и фазовых рассогласований годового хода характеристик атмосферы и океана. В рамках параметризации (2.75), (2.77) они определяют соответственно климатический и сезонный компоненты энергообмена.

В работах [41, 298] и атласах [17, 39] приводятся карты радиационного баланса океанов в среднем за год и для отдельных месяцев. Поле радиационного баланса Мирового океана зонально, и на любом меридиональном разрезе величины слабо отличаются

от среднезональных величин, приводимых в табл. 4.3. Оценки средних квадратических значений радиационного баланса на одной широте дают не более 8—15 % среднезональных. Однако карты теплового баланса Мирового океана [17, 39, 365] имеют четко выраженную очаговую структуру: минимумы теплового баланса на них связаны с энергоактивными областями, характеризующимися экстремальными значениями потоков тепла и испарения в атмосферу. Следует полагать, что тепловые и влажностные контрасты приводного слоя, а также фазовые рассогласования годового хода параметров океана и атмосферы могут служить идентификаторами зон экстремальных потоков. Как и при анализе среднезональных величин, можно ожидать, что экстремумы фазовых сдвигов (циклического компонента теплообмена) и градиентов приводного слоя (климатического компонента) не совпадают друг с другом по локализации, будучи связаны соответственно с положением циклических ЭАО (II рода) и климатических (I рода). На рис. 5.10 приведены карты площади температурных петель $S(T_w T_a)$ (2.33) и фазовых рассогласований годовых температурных колебаний воды и воздуха $\varphi(T_w T_a)$ (2.33) для Мирового океана. Эти карты позволяют предварительно выделить на акватории Мирового океана следующие циклические ЭАО [171]. В Тихом океане: *1* — Беринговоморская с очагами у западного и восточного берегов; *2* — Охотоморская; *3* — Япономорская; *4* — Желтого и Восточно-Китайского морей; *5* — Южно-Китайского моря; *6* — Гавайских островов; *7* — Течения Куросио; *8* — морей Малайского архипелага; *9* — Панамо-Гватемальская (Костариканский апвеллинг); *10* — Острова Пасхи; *11* — Перуанского апвеллинга; *12* — Восточно-Австралийская (хребет Лорд-Хау); *13* — Новозеландская; *14* — Течения Мыса Горн; *15* — Моря Росса. В Атлантическом океане: *1* — Норвежско-Гренландская с очагами у побережья Гренландии (*а*) и Скандинавии (*б*); *2* — Ньюфаундлендская; *3* — Течения Гольфстрим; *4* — Западная Тропическая; *5* — Канарская; *6* — Экваториального и прибрежного Африканского апвеллингов; *7* — Фолклендско-Патагонского шельфа; *8* — Южно-Американская; *9* — Моря Уэдделла. В Индийском океане: *1* — Аравийского моря; *2* — Бенгальского залива; *3* — Течения Мыса Игольного; *4* — Экваториального апвеллинга; *5* — Южного полярного фронта; *6* — Прикромочная антарктическая.

Наибольшие фазовые различия годовых колебаний температур присущи тропическим ЭАО, в частности области морей Малайского архипелага. Специфической с точки зрения высотного перераспределения влаги является Гавайская ЭАО, приуроченная к Гавайским островам, своеобразной «океанской пустыне», на что указывал Г. М. Игнатьев [132]. Значительные фазовые различия приурочены также к прикромочным областям. Наибольшие площади петель отмечаются в ЭАО у западных берегов океанов в средних широтах. Так, в Охотском, Японском и Желтом морях, где размах годового хода температур воды и воздуха

превышает 20 °С, площади петель в 6—8 раз превышают соответствующие значения в центральных областях океанов.

В целях дальнейшей детализации картины рассмотрим фазовые различия годового хода $\varphi(T_w T_a)$ и $\varphi(e_0 e_z)$ на акваториях Се-

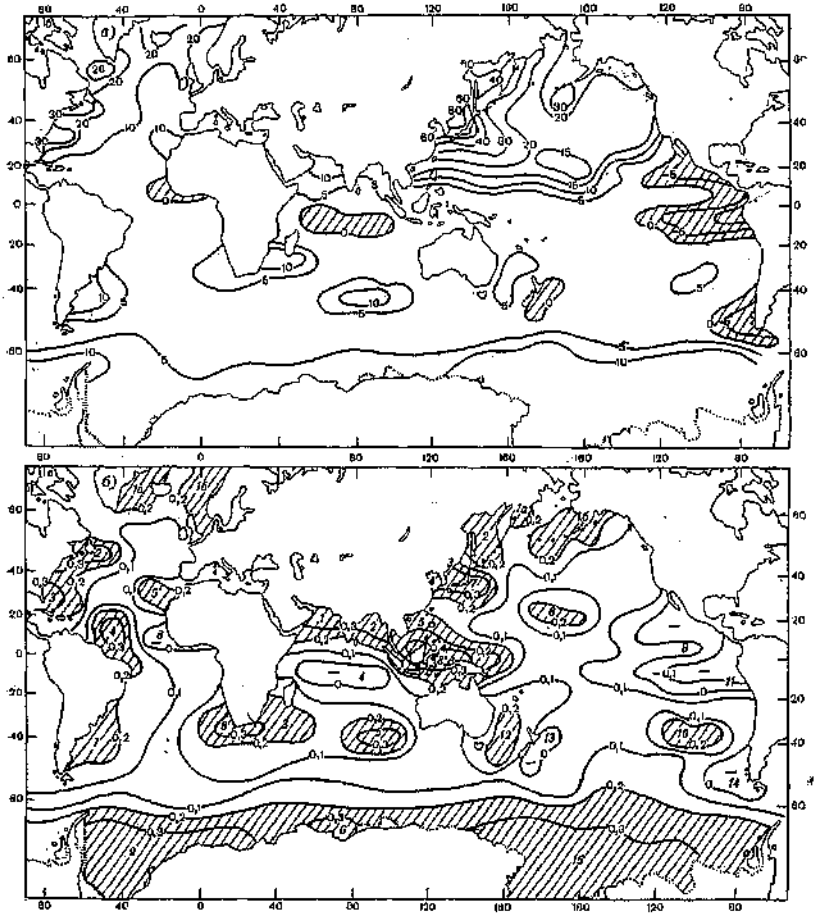


Рис. 5.10. Распределение по акватории Мирового океана величин $S(T_w T_a)$ (°С) (*а*) и фазовых различий годового хода температур воздуха и воды (рад) (*б*).

Номера соответствуют сезонным ЭАО (см. пояснения в тексте).

верной Пасифики, рассчитанные по сетке 5×5° (рис. 5.11, 5.12). В среднем по акватории влажностные фазовые рассогласования выше температурных на 3—5 сут. Среднеширотные и высокоширотные максимумы $\varphi(T_w T_a)$ и $\varphi(e_0 e_z)$ совпадают по локализации и приурочены к побережью Северной Америки, Гренландии и Скандинавии в Атлантике и побережью Японии, Аляски,

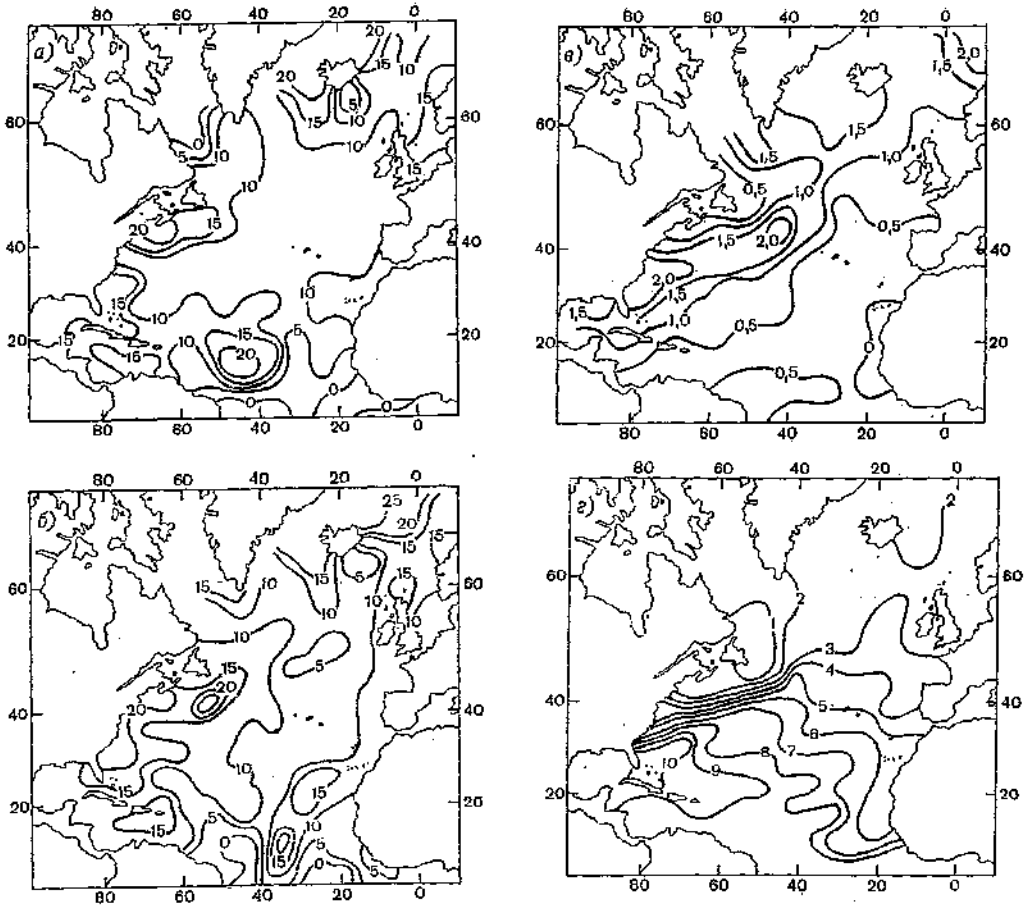


Рис. 5.11. Распределение в Северной Атлантике разности фаз $\varphi(T_w T_a)$ (*а*), $\varphi(e_0 e_z)$ (*б*), среднегодовых разностей $T_w - T_a$ (*в*) и $e_0 - e_z$ (*г*).

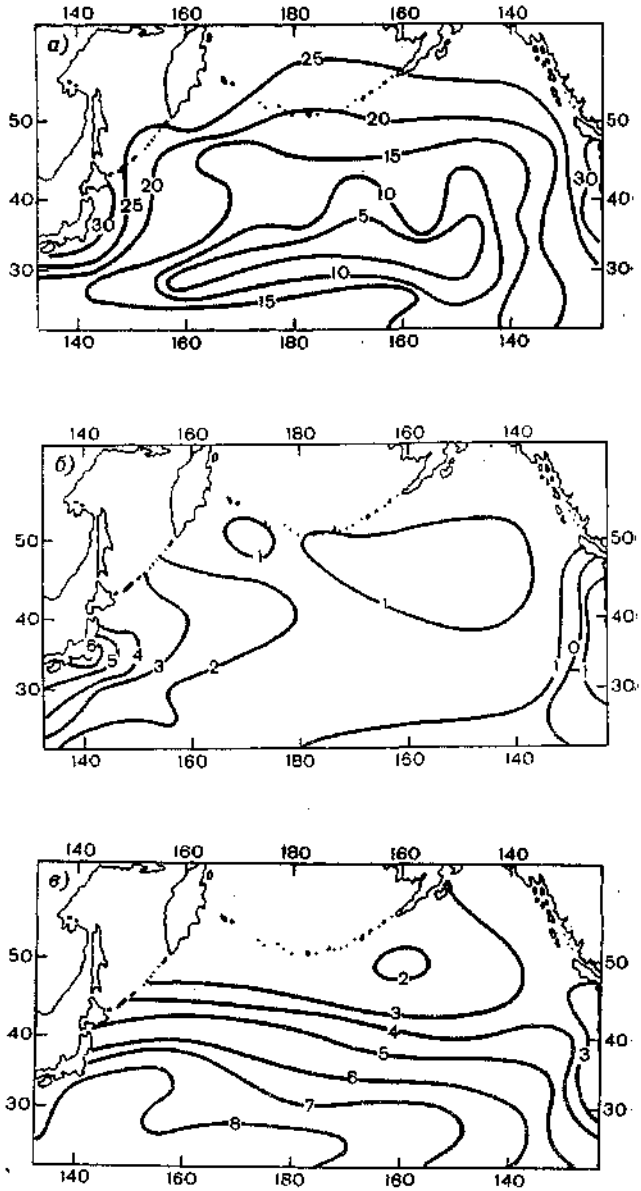


Рис. 5.12. Распределение в северной части Тихого океана разности фаз $\varphi(T_w T_a)$ (*а*) и среднегодовых разностей $T_w - T_a$ (*б*) и $e_0 - e_z$ (*в*).

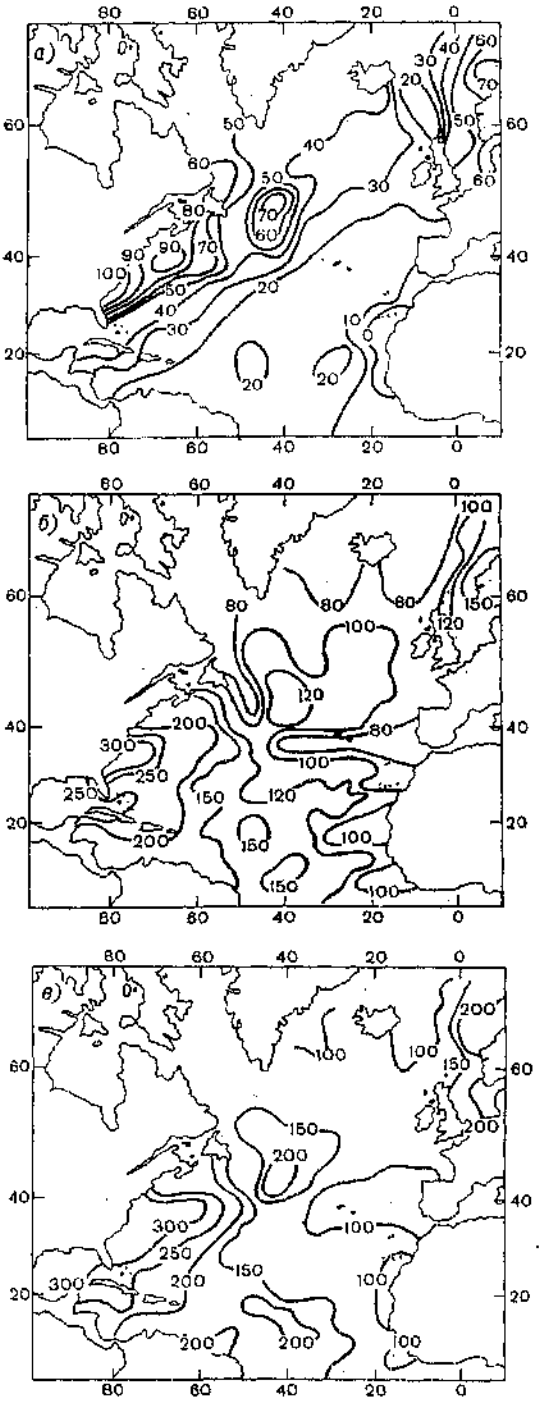


Рис. 5.13. Средние многолетние карты потоков явного (*а*), скрытого (*б*) тепла (Вт/м^2) и суммарной теплоотдачи (*в*) в Северной Атлантике.

Калифорнии, а также Гавайским островам в Тихом океане. В тропической области Северной Атлантики отмечается несколько различная локализация максимумов фазовых сдвигов $\varphi(T_w T_a)$ и $\varphi(e_0 e_z)$. Районы опережения в годовом ходе температурой воды температуры воздуха (отрицательные фазовые сдвиги) приурочены к экваториальным апвеллингам, а также апвеллингам у восточных берегов океанов. Локализацию, отличную от максимумов фазовых рассогласований, имеют экстремумы среднегодовых тепловых и влажностных контрастов приводного слоя атмосферы. Максимумы $(e_0 - e_z)$ и $(T_w - T_a)$ приурочены к элементам крупномасштабной климатической динамики (рис. 5.11, 5.12).

Перейдем к анализу среднеклиматических полей потоков явного и скрытого тепла и суммарной теплоотдачи. Такие карты приводились ранее многими авторами [362, 363, 365, 437, 476]. Нами они получены по среднемесячным ежегодным данным за 1957—1974 гг. в рамках параметризации (2.75), (2.77) как сумма циклического и климатического компонентов потоков. На рис. 5.13 *а* приведено распределение по акватории Северной Атлантики среднегодового потока явного тепла. Области повышенной теплоотдачи приурочены к районам Норвежского моря, восточнее о. Ньюфаундленд, побережью Северо-Американского континента от Флориды до Новой Шотландии, где отмечаются максимальные потоки (до 90 Вт/м²). Локальные экстремумы, соответствующие значениям 20—30 Вт/м², отмечаются в тропической зоне и в районе Канарских островов. Вдоль Африканского побережья располагается узкая зона отрицательных значений тепловых потоков, связанная с подъемом холодных вод при апвеллинге. Это область разнонаправленных потоков явного и скрытого тепла. На карте потоков скрытого тепла (рис. 5.13 *б*), помимо названных, проявляются максимумы испарения в тропической области, Карибском (включая Мексиканский залив) и Северном морях. В поле суммарной теплоотдачи (рис. 5.13 *в*) выделяется огромный очаг, приуроченный к побережью Северной Америки, ограниченный изолинией 200 Вт/м². В табл. 5.3 приведены оценки потоков в энергоактивных областях по данным различных авторов и по нашим расчетам. Оценки, приводимые в табл. 5.3, получены преимущественно с помощью различных модификаций балк-формул, за исключением оценки Минца [481], полученной в результате экспериментов с крупномасштабной моделью взаимодействия. В целом отмечается хорошее согласование с результатами других авторов. Наибольшие рассогласования отмечаются в потоках скрытого тепла в Норвежском море.

На рис. 5.14 приведены средние за 18 лет карты сезонного и климатического компонентов потоков явного и скрытого тепла. Обратим внимание на существенные различия карт сезонного и климатического компонентов суммарной теплоотдачи (рис. 5.14 *а*, *б*). Поле сезонных потоков тепла (рис. 5.14 *а*) обнаруживает максимумы потоков, приуроченные к побережьям Северной Аме-

Таблица 5.3

Потоки явного и скрытого тепла в энергоактивных областях по данным различных авторов

Автор, год	Величина	Потоки тепла, Вт/м²			
		Норвежское море	Ньюфаундлендская область	Гольфстрим	Тропическая область
Данная работа	Q_H	72,2	78,0	89,6	20,0
	Q_E	126,4	165,3	294,5	165,8
Джекобс [224]	Q_H	—	44	62	13
	Q_E	—	121	194	112
Будыко [40]	Q_H	62	50	64	10
	Q_E	80	180	220	160
Тимофеев [17]	Q_H	32	66	72	—
	Q_E	—	—	—	—
Банкер [362]	Q_H	72	69	88	11
	Q_E	79	172	294	155
ГГО* [306]	Q_H	43	50	—	—
	Q_E	87	172	—	—
Минц [481]	Q_H	47	73	59	20
	Q_E	63	132	160	159
Бирман [28]	Q_H	17	24	27	7
	Q_E	50	96	160	146

* Оценка по данным судов погоды „*M*“, „*D*“.

рики, Норвегии, Африканского континента в районе Канарского архипелага, т. е. сезонный компонент выявляет области наиболее интенсивного взаимодействия континентов и океанов в сезонном ходе. Экстремальные значения климатического компонента теплоотдачи (рис. 5.14 *б*) приурочены к теплой струе Гольфстрима, квазистационарному антициклоническому вихрю юго-восточнее о. Ньюфаундленд, области разгрузки теплых течений в Норвежском море, т. е. к структурным элементам крупномасштабной климатической динамики Северной Атлантики. Это уже результат работы ПТМ I рода, обеспечивающей климатические тепловые потоки и наиболее интенсивно проявляющейся в крупномасштабных движениях в квазимеридиональном направлении. В изолиниях климатического компонента потоков тепла (рис. 5.14 *б*) хорошо проявляются два основных круговорота Северной Атлантики — субтропический антициклонический и субполярный циклонический.

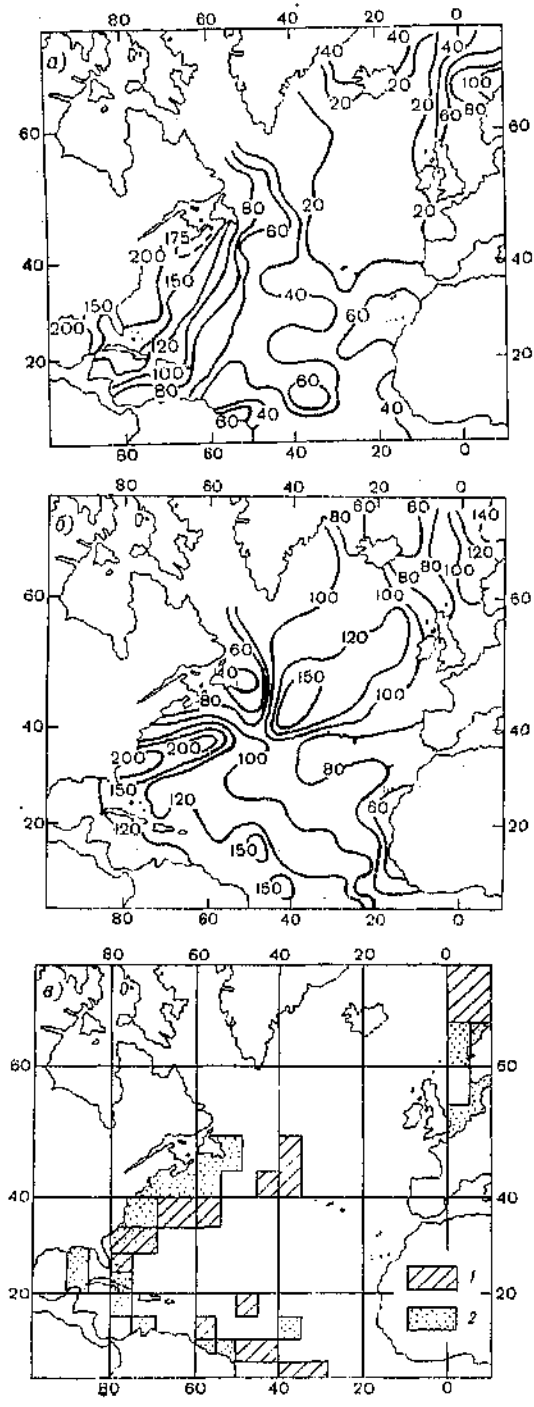


Рис. 5.14. Средние многолетние карты сезонного (*а*), климатического (*б*) компонентов суммарной теплоотдачи в Северной Атлантике и схема климатических (*1*) и циклических (*2*) ЭАО (*в*) (Вт/м²).

Значения климатического компонента потоков близки во всех энергоактивных областях, однако наиболее мощные потоки отмечаются в районе Гольфстрима и Ньюфаундлендской области: соответственно 200 и $\approx$170 Вт/м^2 при $\approx$140 Вт/м^2 в Норвежско-Гренландской и Тропической областях. Интенсивность же Бермудской и Ньюфаундлендской ЭАО II рода (сезонный компонент потоков) может значительно, в 2 и более раз, превышать интенсивность в Норвежском море и Тропической области. На рис. 5.15 *а* приведена карта отношения сезонного компонента потоков к климатическому в усреднении за 18 лет с 1957 по 1974 г. Обращает на себя внимание как меридиональная, так и широтная дифференциация картины. От Карибского моря вдоль побережья Северной Америки до 55° с. ш. протягивается зона, где сезонные потоки превышают климатические, причем превышение в ЭАО II рода достигает 2,0—2,5 раза. При удалении на 500—600 миль от прибрежной зоны отношение изменяется от 2,5 до 0,1—0,15. Локальные максимумы со значениями 0,5—1,0 и 0,8—1,0, также превышающими среднезональные, отмечаются у Африканского и Норвежского побережий. Отношение двух компонентов, таким образом, служит хорошим индикатором преимущественного формирования теплообмена за счет ПТМ II рода, а рис. 5.15 *а* позволяет выделить районы океана, наиболее интенсивно взаимодействующие с континентом.

Пространственное распределение соотношений $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$, $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$, $(\overline{Q}_H+\widetilde{Q}_H)/(\overline{Q}_E+\widetilde{Q}_E)$ приводится на рис. 5.15 *б—г*. Эти карты характеризуют отклонение соотношения между потоками явного и скрытого тепла от классического отношения Боуэна. Изолинии на карте $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$ почти зональны, особенно в широтной зоне 20—45° с. Абсолютные максимумы отношения $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$, составляющие 0,55—0,59, достигаются в полосах 45—50 и 55—60° с. ш. Таким образом, несмотря на существенную пространственную дифференциацию фазовых сдвигов $\varphi(T_w T_a)$ и $\varphi(e_0 e_z)$, а также интегралов $S(T_w T_a)$ и $S(e_0 e_z)$, их отношение ведет себя устойчиво, по крайней мере в зональном направлении. То есть возможно, что подобие процессов теплообмена и влагообмена, проявления которого, как правило, ищутся в соотношениях между контрастами приводного слоя, проявляется в устойчивости соотношений фазовых характеристик. Карта отношения $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$, соответствующего классическому отношению Боуэна (рис. 5.15 *в*), отличается гораздо большей дифференциацией картины и вдольбереговым протяжением изолиний. Область максимальных значений простирается с юго-запада на северо-восток и приурочена к системе Гольфстрима, на северной периферии которого достигаются абсолютные максимумы, и Северо-Атлантического течения. Таким образом, мы столкнулись в известном смысле с парадоксом: пространственная картина соотношения потоков, формируемых

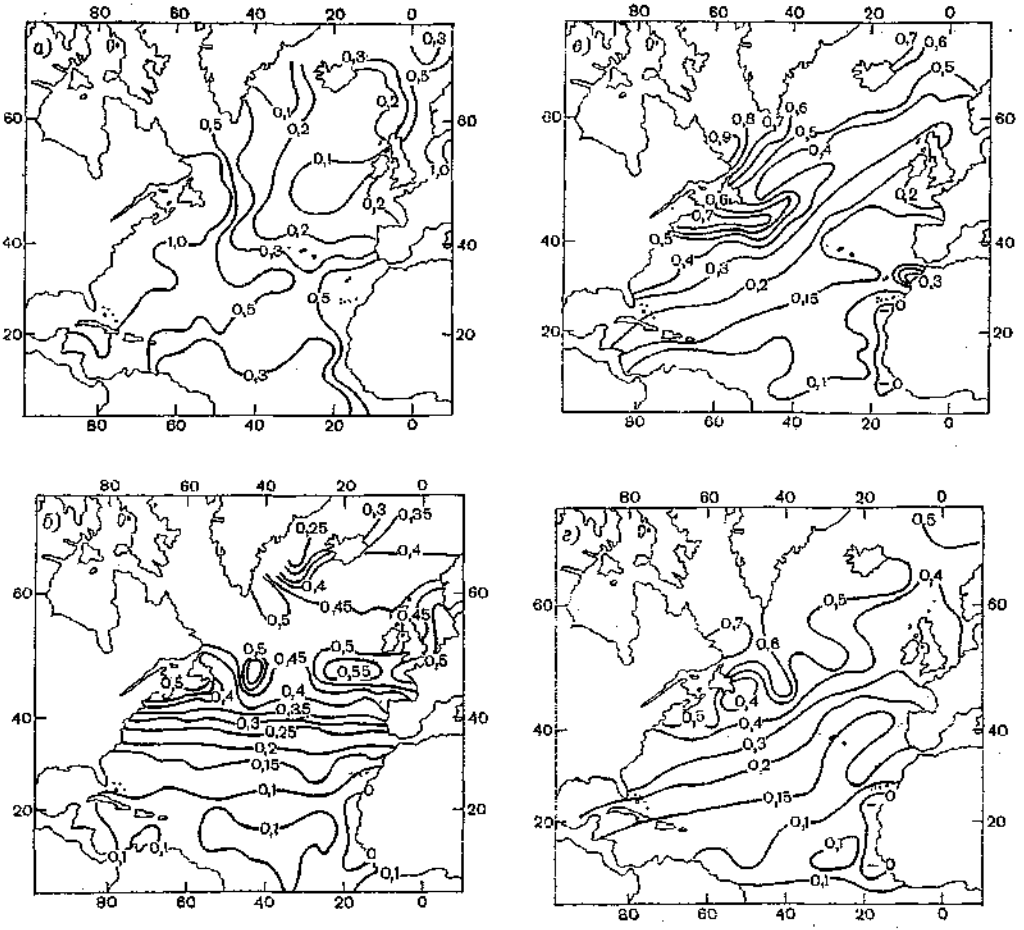


Рис. 5.15. Средние многолетние карты соотношений

$(\tilde{Q}_н+\tilde{Q}_в)/(\bar{Q}_н+\bar{Q}_в)$ (*а*),
$\tilde{Q}_н/\tilde{Q}_в$ (*б*), $\bar{Q}_н/\bar{Q}_в$ (*в*),
$(\tilde{Q}_н+\bar{Q}_н)/(\tilde{Q}_в+\bar{Q}_в)$ (*г*).

взаимодействием в сезонном ходе континентов и океанов, практически зональна, а изолинии соотношения климатических компонентов потоков достаточно хорошо отслеживают берега континентов.

Аналогичные результаты для северной части Тихого океана [214] приведены на рис. 5.16, 5.17. Максимумы потоков тепла и испарения соответствуют ЭАО Куросио и Алеутской. Для зоны Куросио максимальные значения Q_H составляют 100—120 Вт/м², а Q_E — до 280 Вт/м².

Максимальные среднегодовые потоки явного и скрытого тепла для Алеутской ЭАО равны соответственно 40 и 75 Вт/м². Сравнение значений на рис. 5.16, полученных в рамках интегральной параметризации, с оцененными по «балк-формулам» (рис. 5.18) дает неплохое согласование, особенно в средних широтах. На картах среднеклиматических значений циклического (рис. 5.16 *в*) и климатического (рис. 5.16 *г*) компонентов суммарной теплоотдачи, так же как и в Северной Атлантике, обращает на себя внимание различие в локализации максимумов. Максимальные значения циклических потоков тепла хорошо согласуются с локализацией максимумов фазовых сдвигов годового хода температур воздуха и воды и приурочены к побережьям Японии, Камчатки, Аляски и Северо-Американского континента. Экстремальные значения климатического компонента теплоотдачи отмечаются в Куросио (до 250 Вт/м²) и в районе Алеутской гряды, с которой связана область тепловой разгрузки течений на севере Тихого океана. Максимальные значения отношения $(\widetilde{Q}_H+\widetilde{Q}_E)/(\overline{Q}_H+\overline{Q}_E)$ (рис. 5.17 *б*) выделяют околоконтинентальные районы, где циклическая и климатическая составляющие или равноправны в формировании суммарных потоков, или последние определяются главным образом циклическим компонентом. В центральных районах океана доля циклических потоков в суммарных падает до 8—12 %. Особо надо сказать об ЭАО Куросио, где по соотношению циклических и климатических потоков выделяются две зоны: сразу после поворота Куросио на восток у побережья Японии, где это соотношение равно 0,3—0,6, что соответствует 25—30 %-ному вкладу циклического компонента, и зона развития динамической системы Куросио — Северо-Тихоокеанское течение в открытом океане от 150° в. д. до 180°, где вклад циклических потоков в суммарные менее 10 %.

На рис. 5.17 *в*, *г* приведены карты соотношений $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$ и $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$. Картина $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$, как и Северной Атлантике, отличается выраженной зональностью и высокой устойчивостью значений вдоль кругов широты. Максимальные значения $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$ отмечаются на широтах 45—55° с. ш. и достигают здесь 0,35—0,40. Минимум ($<0{,}15$) отмечается в западной части океана на широте 25° с. На карте $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$, соответствующей Во (рис. 5.17 *г*),

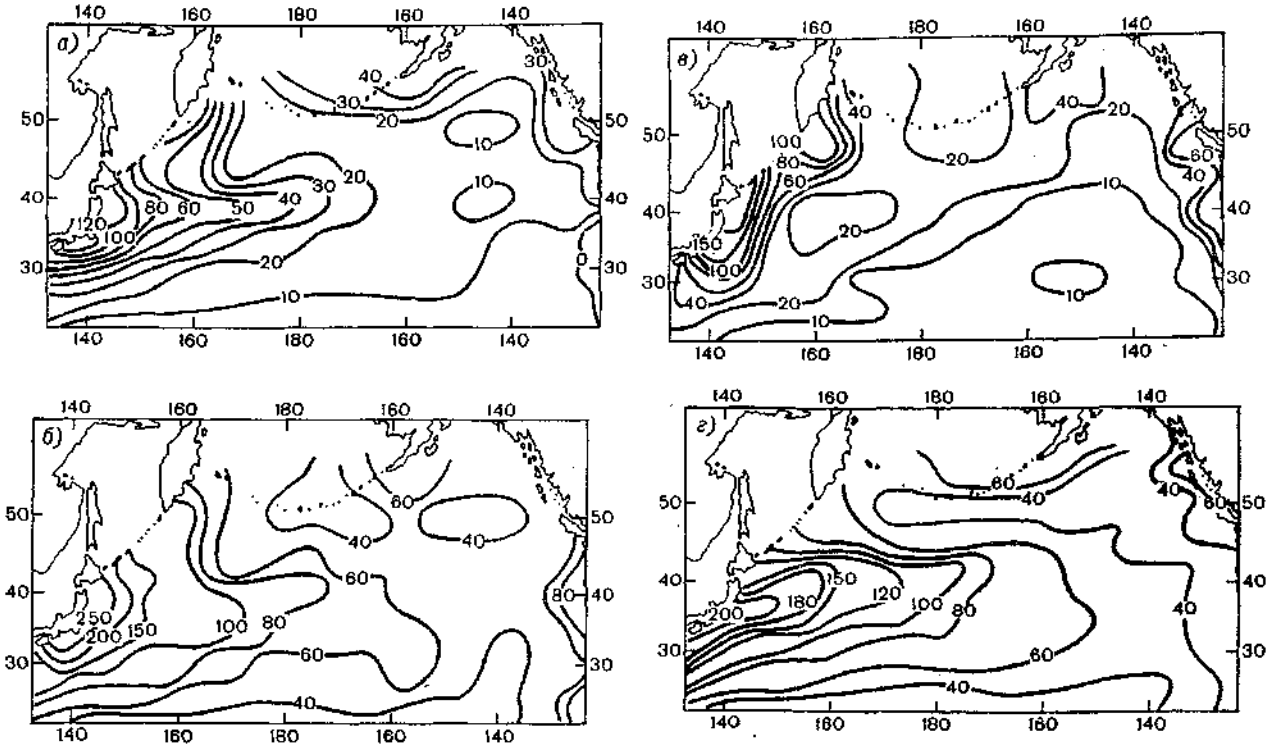


Рис. 5.16. Среднегодовые карты потоков явного (*а*) и скрытого (*б*) тепла, циклического (*в*) и климатического (*г*) компонентов суммарной теплоотдачи в северной части Тихого океана (Вт/м^2).

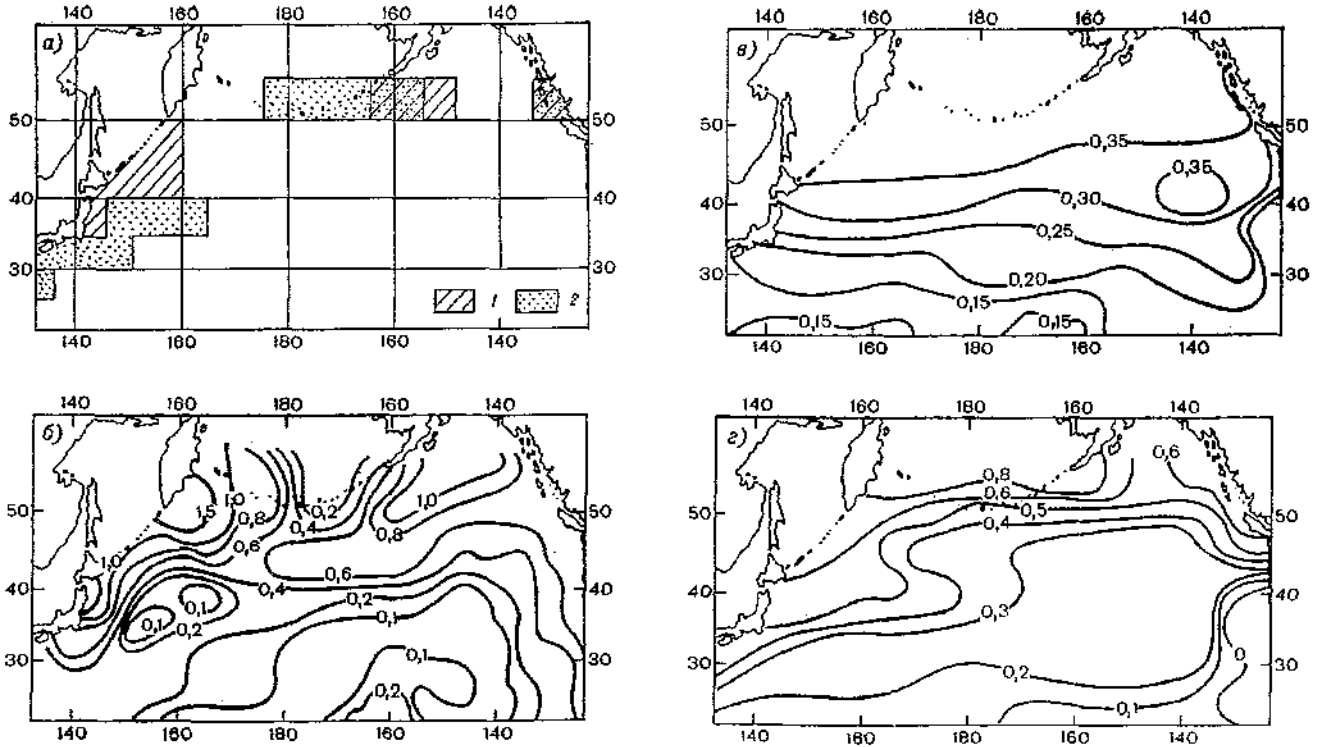


Рис. 5.17. Схема циклических (*1*) и климатических (*2*) очагов теплообмена (*а*) и среднеклиматические карты соотношений $(\widetilde{Q}_{\text{Н}}+\widetilde{Q}_{\text{Е}})/(\overline{Q}_{\text{Н}}+\overline{Q}_{\text{Е}})$ (*б*), $\widetilde{Q}_{\text{Н}}/\widetilde{Q}_{\text{Е}}$ (*в*), $\overline{Q}_{\text{Н}}/\overline{Q}_{\text{Е}}$ (*г*) в северной части Тихого океана.

отмечается более высокий средний уровень значений по сравнению с рис. 5.17 *в* в высоких широтах и несколько меньшие значения в низких. Отметим также значительно большую пространственную дифференциацию картины $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$.

Для расчета интегральных значений теплообмена в циклических и климатических ЭАО необходимо ввести критерии количе-

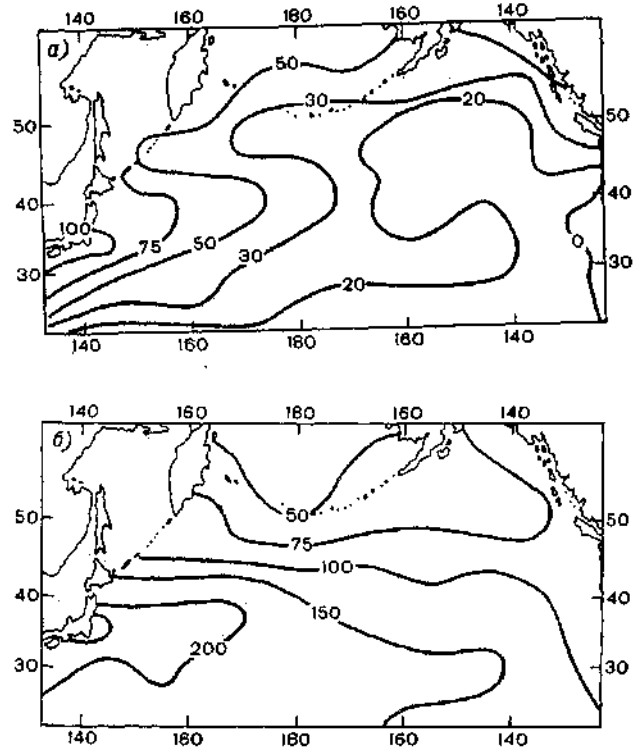


Рис. 5.18. Потоки явного (*а*) и скрытого (*б*) тепла на акватории Северной Пасифики (Вт/м²), оцененные по балк-формулам.

ственного выделения этих областей. В работах [27, 28] предложено выделять энергоактивные области по повторяемости максимумов энергообмена для данной широтной зоны. В качестве критерия предлагалась величина 20 %-ной повторяемости, что позволило в [27] выделить энергоактивные области на акватории Северной Атлантики. Мы также исходили из соотношения значений энергообмена со среднезональными значениями. Для климатического компонента потоков тепла мы принимали за критерий энергоактивности превышение примерно в 1,5 раза среднезональных значений, а для сезонного компонента такой критерий

составил 2,5 раза. Исключением являлась лишь Тропическая область, где критерии были несколько ниже: 1,2 для климатического компонента и 2,0 для сезонного. Соответствующие выбранным критериям контуры ЭАО I и II родов с точностью до 5-градусных квадратов приведены на рис. 5.17*а*, 5.14*в*. Отмечая различную локализацию максимумов сезонного и климатического компонентов, обратим внимание на то, что энергоактивность морей (Карибского и Северного) проявляется именно в сезонном компоненте теплообмена. Интегральные оценки потоков тепла в ЭАО с учетом их площади приводятся в табл. 5.4, 5.5, где теплоотдача с поверхности Северного и Карибского морей учитывалась отдельно.

Данные табл. 5.4 демонстрируют различную роль энергоактивных областей в формировании разных компонентов тепловых потоков с поверхности Северной Атлантики. Так, Норвежское море дает вклад преимущественно в потоки явного тепла и в сезонном, и в климатическом компонентах. Наиболее мощные и сезонные, и климатические потоки отмечаются в Ньюфаундлендской ЭАО I и II родов и в области Гольфстрима, которые в сумме обеспечивают до 20 % суммарных потоков и до 26 % сезонного теплообмена при площади всего 8,5 % Северной Атлантики. Сезонный компонент потоков скрытого тепла у побережья Северной Америки настолько велик, что даже в ЭАО Гольфстрим I рода преобладает над климатическим. ЭОА Гольфстрим I рода является наиболее мощной по вкладу в теплообмен северной части Атлантического океана с атмосферой.

Тропические ЭАО, выделявшиеся нами по более «мягким» критериям, чем остальные, по доле передаваемой энергии лишь немного превосходят процент занимаемой ими площади. Это говорит в пользу того, что при анализе аномальных испарений в тропиках надо рассматривать всю тропическую зону Атлантики как энергоактивную. Соответствующие ей оценки также приводятся в табл. 5.4.

Все ЭАО I рода, занимая по площади 10 % акватории Северной Атлантики, передают в атмосферу 15,4 % тепла с ее поверхности. Суммарная площадь ЭАО II рода — 7,2 %, а процент теплоотдачи равен 11,9 %. Причем в ЭАО I рода передается 21,3 % климатических потоков, а в энергоактивных областях II рода — более 25 % сезонных.

Отмечая энергоактивность Карибского и Северного морей, обратим внимание на то, что Карибское море, имея площадь менее 10 % Северной Атлантики, обеспечивает 16 % теплоотдачи, причем свыше 25 % сезонного компонента потоков скрытого тепла. По значениям испарения Карибское море превышает все ЭАО I рода в 1,2 раза, а II рода — в 1,5 раза. Совместное рассмотрение ЭАО открытого океана и энергоактивных морей позволяет контролировать более 50 % теплоотдачи с поверхности, что существенно для прогноза знака аномалий теплового состояния воздуха над континентами.

Таблица 5.4

Интегральные оценки теплоотдачи (10^{14} Вт) в энергоактивных областях Северной Атлантики (в числителе — абсолютные значения, в знаменателе — в процентах по отношению к Северной Атлантике)

Энергоактивная область	Площадь, 10^9 м^2	$\tilde{Q}_H$	$\bar{Q}_H$	$\tilde{Q}_E$	$\bar{Q}_E$	$\tilde{Q}_H+\tilde{Q}_E$	$\bar{Q}_H+\bar{Q}_E$	Q_H	Q_E	Q
Норвежская I рода	436 1,0	0,07 1,9	0,21 2,5	0,18 0,9	0,38 1,0	0,25 1,1	0,59 1,3	0,28 2,3	0,56 1,0	0,84 1,2
Норвежская II рода	342 1,0	0,08 2,2	0,14 1,7	0,20 1,0	0,29 0,8	0,28 1,1	0,43 1,0	0,22 1,8	0,49 0,8	0,71 1,0
Новая Шотландия и Ньюфаундленд II рода	1024 2,3	0,46 12,4	0,29 3,5	1,05 5,0	0,43 1,1	1,51 6,1	0,72 1,5	0,75 6,3	1,48 2,5	2,23 3,1
Гольфстрим I рода	1486 3,4	0,37 10,0	0,93 11,2	2,07 9,9	1,77 4,7	2,44 9,9	2,70 5,8	1,30 10,8	3,84 6,5	5,15 7,2
Гольфстрим II рода	981 2,2	0,35 9,5	0,57 6,9	1,83 8,8	1,06 2,8	2,18 8,9	1,63 3,5	0,92 7,7	2,89 4,9	3,81 5,4
Тропическая I рода	1819 4,2	0,05 1,4	0,28 3,4	0,80 3,8	2,52 6,6	0,85 3,5	2,80 6,0	0,33 2,8	3,32 5,6	3,65 5,1
Тропическая II рода	798 1,8	0,05 1,4	0,09 1,1	0,60 2,9	0,96 2,5	0,65 2,6	1,05 2,3	0,14 1,2	1,56 2,6	1,70 2,4

Все ЭАО I рода	4407 10,1	0,55 14,9	1,77 21,3	3,20 15,3	5,42 14,2	3,75 15,2	7,19 15,5	2,32 19,3	8,62 14,6	10,94 15,4
Все ЭАО II рода	3145 7,2	0,94 25,4	1,09 13,1	3,68 17,6	2,74 7,2	4,62 18,8	3,83 8,2	2,03 16,9	6,42 10,9	8,45 11,9
Все ЭАО I и II родов	6991 16,0	1,32 35,6	2,51 30,2	5,91 28,3	7,52 19,7	7,23 29,4	10,03 21,6	3,83 31,9	13,43 22,7	17,26 24,3
Гольфстрим I + II рода	482 1,1	0,14 3,8	0,32 3,9	0,91 4,4	0,58 1,6	1,05 4,3	0,90 1,9	0,46 3,8	1,49 2,5	1,95 2,7
Норвежская I + II рода	79 0,2	0,03 0,8	0,03 0,4	0,06 0,3	0,06 0,2	0,09 0,4	0,09 0,2	0,06 0,5	0,12 0,2	0,18 0,3
Северное море	599 1,4	0,18 4,9	0,14 1,7	0,37 1,8	0,43 1,1	0,55 2,2	0,57 1,2	0,32 2,7	0,80 1,4	1,12 1,6
Карибское море и Мексиканский залив	4223 9,7	0,47 12,7	0,81 9,8	5,29 25,3	4,65 12,2	5,76 23,4	5,46 11,7	1,28 10,7	9,94 16,8	11,22 15,8
Все ЭАО I и II родов и энергоактивные моря	11813 27,0	1,97 53,2	3,46 41,7	11,57 55,4	12,60 33,0	13,54 65,0	16,06 34,5	5,43 45,3	24,17 40,9	29,60 41,7
Тропическая зона южнее 20° с. ш.	14585 33,4	0,45 12,2	1,47 17,7	5,73 27,4	13,47 35,3	6,18 25,1	14,94 32,1	1,92 16,0	19,20 32,5	21,12 29,7

Таблица 5.5

Интегральные оценки теплоотдачи ЭАО Куросио (в числителе — абсолютные значения, в знаменателе — в процентах по отношению к зоне 20—50° с. ш.)

	Циклическая ЭАО Куросио (II рода)	Климатическая ЭАО Куросио (I рода)
Площадь, 10^9 м^2	509 / 1,2	1287 / 3,1
Циклический компонент теплоотдачи $\tilde{Q}_H + \tilde{Q}_E$, 10^{14} Вт	1,1 / 8,7	0,6 / 4,7
Климатический компонент теплоотдачи $\bar{Q}_H + \bar{Q}_E$, 10^{14} Вт	1,0 / 4,0	2,4 / 9,6
Суммарная теплоотдача Q, 10^{14} Вт	2,1 / 5,6	3,0 / 7,9

Оценка относительной роли ЭАО Куросио в формировании интегральных тепловых потоков из океана в атмосферу в северной части Тихого океана приводится в табл. 5.5. Составляя по площади 1,2 % Северной Пасифики, циклическая ЭАО Куросио ответственна за передачу в атмосферу около 6 % тепловых потоков, а климатическая при площади 3 % передает в атмосферу 8 % потоков тепла. Причем в первой передается до 9 % циклических потоков, а во второй — около 10 % климатических. Эти оценки свидетельствуют об очаговом характере теплообмена в северной части Тихого океана.

Рассмотрим теперь кратко проявление энергоактивных областей в полях других энергетических характеристик. На рис. 5.19 представлено распределение на акватории Северной Атлантики суммарного за год переноса тепла через нижнюю границу ВКС [275], рассчитанного в соответствии с (3.69). Пространственное распределение Q^* имеет локально очаговый характер на фоне выраженного широтного хода. В табл. 5.6 представлены средние зональные значения Q^* и размах колебаний температур верхнего

Таблица 5.6

Среднезональные потоки Q^* (3.69) и размах годовых изменений температуры ВКС

Широта, ° с.	65—60	60—55	55—50	50—45	45—40	40—35
Q^* кДж/см^2	59	85	124	135	158	180
ΔT_s °С	4,6	4,8	5,5	7,6	9,3	8,6
Широта, ° с.	35—30	30—25	25—20	20—15	15—10	10—5
Q^* кДж/см^2	165	76	28	4	0	—1
ΔT_s °С	6,9	5,3	3,6	3,2	2,8	1,9

квазиоднородного слоя Северной Атлантики. Увеличение ΔT_s приводит к большей выраженности фаз нагрева и охлаждения, усилению асимметрии внутри года вертикальных потоков тепла («запирающий эффект» сезонного термоклина летом и активная конвекция осенью и зимой), что приводит к росту Q^*. Максимумы

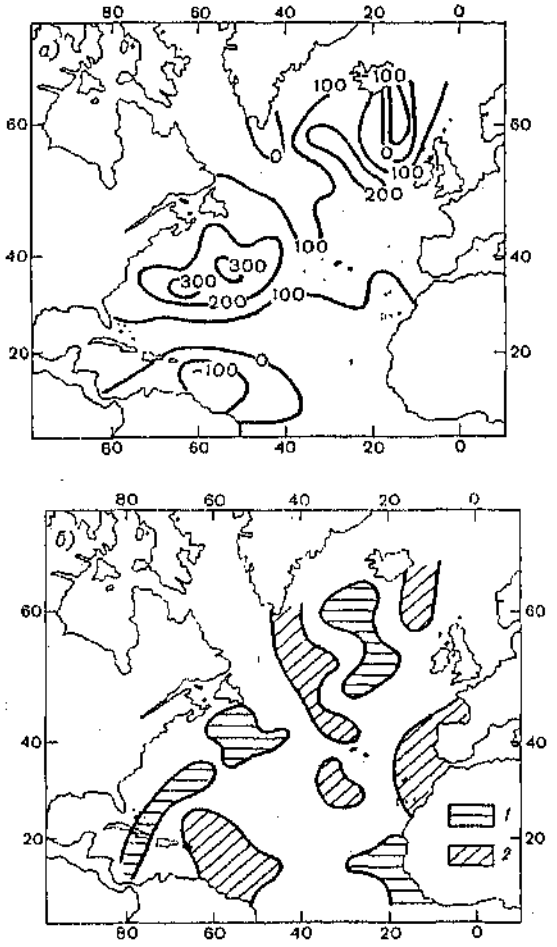


Рис. 5.19. Карта годовых потоков $S(hT_w)$ (*а*) (Вт/м²) и безразмерных величин Q^* (*б*) на акватории Северной Атлантики.

1) $Q^* > 0{,}5$; *2*) $Q^* < -0{,}5$.

размахов годового хода ΔT_s соответствуют в меридиональном распределении максимальным значениям интегралов $S(hT_s)$. Более сложна интерпретация локальных особенностей на рис. 5.19. Из (3.68) следует уменьшение притоков тепла за счет Q_s, Q_a и

увеличение Q_h должно приводить к увеличению площадей h, T_s-петель. Область повышенных значений Q^* (до 7 Вт/м^2) приурочена к зоне Гольфстрима, на восточной периферии которого и в районе Саргассова моря отмечаются абсолютные максимумы до 10 Вт/м^2. Области наиболее низких значений Q^* располагаются к юго-востоку от Исландии. Знак «минус» означает перекачку тепла из ВКС вниз, причем, как показывает анализ самих петель $S(hT_s)$ (рис. 3.8), закачка тепла в глубинные слои происходит главным образом в ноябре—апреле. Для более рельефного отображения картины на рис. 5.19 *б* построена карта безразмерных величин $\widehat{Q}^* = (Q^* - \overline{Q}^*)/(Q^*_{\text{макс}} - Q^*_{\text{мин}})$, где среднее, максимальное и минимальное значения $\overline{Q}^*$, $Q^*_{\text{макс}}$, $Q^*_{\text{мин}}$ отнесены к одной широтной полосе. Анализ полученной картины позволяет сделать предварительные обобщающие выводы для ЭАО Северной Атлантики. Для ЭАО у западного берега океана (Гольфстрим, Ньюфаундлендская) значительный теплоперенос вверх свидетельствует о передаче основной доли энергии ВКС в атмосферу. Очаги отрицательных значений Q^* в Норвежско-Гренландской ЭАО характеризуют возможность теплопотерь ВКС за счет ухода тепла в глубинные слои.

Энергию интегрального за год взаимодействия в системе «уровень—атмосферное давление» за счет нормальных напряжений характеризует контурный интеграл (3.63) [260]. На рис. 5.20 представлены результаты расчета (3.63) для северных частей океанов. Зоны максимальных значений $S(\eta P_a)$ приурочены к краевым районам океана в средних широтах и, как правило, соответствуют ЭАО. В этом смысле зоны максимумов $S(\eta P_a)$ можно считать механическими ЭАО. Область положительных значений $S(\eta P_a)$ занимает центральную часть всех океанов и вытянута вдоль меридиана. Здесь значительно уменьшается динамический компонент годовых колебаний уровня и последние определяются в основном стерической составляющей, которая имеет одинаковый знак и близкую фазу на одной широте. В результате фазовый сдвиг между уровнем и давлением в центральных районах океанов меняет знак по отношению к краевым областям.

Структура формирования положительных значений $S(\eta P_a)$ вблизи континентов такова. Колебания уровня формируются за счет динамического нагона теплых вод: пассатами к западному берегу и западными ветрами к восточному. Эти колебания уровня имеют значительный годовой ход. Сезонные колебания давления в областях с муссонными и зональными типами ветров отличаются по фазе почти на π, и примерно на столько же различаются фазы колебаний уровня, однако сдвиг фаз $\varphi(\eta P_a)$ в этих районах меняет знак. Положительные значения $S(\eta P_a)$ соответствуют опережению уровнем давления за счет динамического компонента в средних широтах у восточного берега и за счет стерического компонента в тропиках у западного.

Проявление процессов в энергоактивных областях в значениях атмосферных термодинамических потенциалов исследовалось на моделях в работах [101, 116, 184, 192, 193, 201]. Пионерскими здесь надо считать исследования [192], о которых уже шла речь во Введении. В [130] анализировалось пространственное распре-

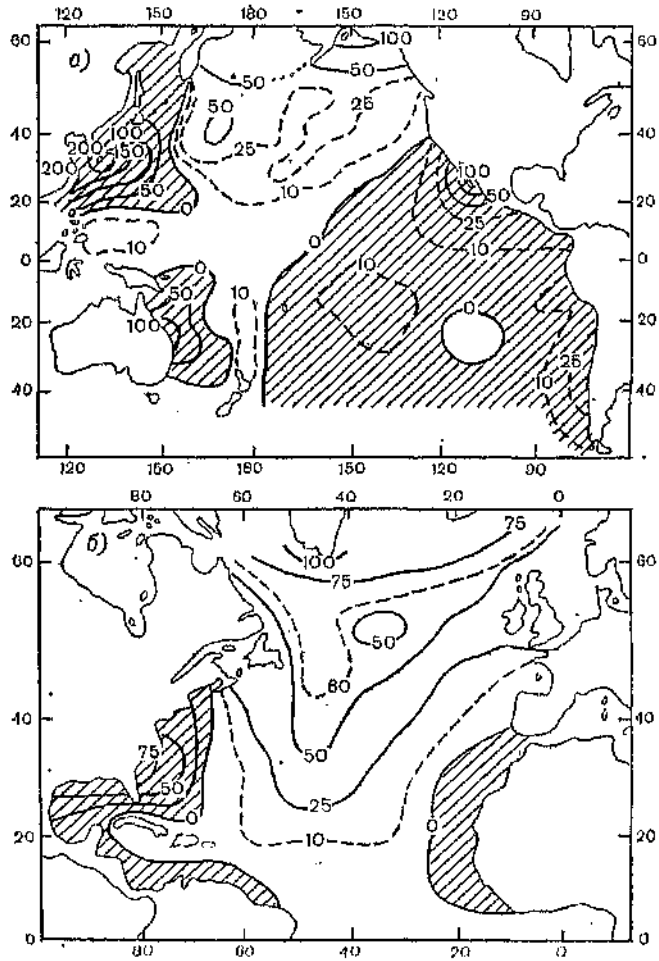


Рис. 5.20. Пространственное распределение значений потоков механической энергии в системе уровень океана—атмосферное давление [Дж/(м²·год)] в Тихом океане (*а*) и Северной Атлантике (*б*).

деление функции чувствительности, рассчитанной исходя из подхода Г. И. Марчука [192] для акваторий океанов Северного полушария. Для расчетов функции чувствительности использовались только гидрологические данные о состоянии океана, без привлечения атмосферных параметров, т. е. климатические данные по

температуре и течениям в верхнем (0—250 м) слое океанов. Была использована модель долгосрочного прогнозирования аномалий температуры, в основу которой положен тепловой баланс между атмосферой, Мировым океаном и континентами. Математическая формулировка модели Г. И. Марчука исходит из линеаризованного уравнения переноса энергии в системе океан—атмосфера:

$$C_P\rho\frac{\partial T}{\partial t}+C_P\rho\,\mathrm{div}_2(\mathbf{u}T)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu\frac{\partial T}{\partial z}\right)-\mathrm{div}_2(\mu\nabla_2 T)=f. \quad (5.21)$$

Здесь $T(\mathrm{x}, t)$ — отклонение распределения температуры от среднеклиматического; f — аномалии полного потока радиации; $\mathbf{u}$ — вектор горизонтальной скорости по горизонтам в атмосфере и в океане; ν, μ — вертикальный и горизонтальный коэффициенты крупномасштабной турбулентной теплопроводности в океане и в атмосфере; индекс «2» указывает на действие оператора только на горизонтальные компоненты.

Уравнение (5.21) рассматривается в сферической системе координат (λ, θ, z), связанной с Землей (z отсчитывается от поверхности вверх). На границах раздела сред задаются соответствующие граничные условия на потоки [192]. В силу малости вертикальной конвекции по сравнению с горизонтальной в уравнении (5.21) учитывается только последняя. Согласно [192] решение $T^*(\lambda, \theta, z, t)$ сопряженного к (5.21) уравнения

$$-C_P\rho\frac{\partial T^*}{\partial t}-C_P\rho\,\mathrm{div}_2(\mathbf{u}T^*)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu\frac{\partial T^*}{\partial z}\right)-\mathrm{div}_2(\mu\nabla_2 T)=f^* \quad (5.22)$$

определяет вклад от температурных аномалий в отклонения температуры от среднеклиматического $T_\Sigma^{\Delta t}$ в заданном регионе Σ за заданный интервал времени $\Delta t=t_1-t_0$, $0<t_0<t_1$ по формуле

$$T_\Sigma^{\Delta t}=\frac{1}{\Delta t m\Sigma}\int_0^{t_1}dt\int_S T^*(\lambda, \theta, z, t)f(\lambda, \theta, t)\,dS \quad (5.23)$$

при условии на f^*:

$$f^*=\begin{cases}\dfrac{1}{\Delta t m\Sigma}, & \text{если } (\lambda, \theta)\in\Sigma,\ t\in[t_0, t_1];\\ 0 & \text{в остальных случаях,}\end{cases}$$

где $m\Sigma$ — площадь Σ.

В (5.23) область S определяется границами изменения λ, θ. Из (5.23) видно, что T^* играет роль весовой функции и определяет чувствительность $T_\Sigma^{\Delta t}$ к вариациям потока тепла f на отдельных участках поверхности океана $\widetilde{S}(t)$. При этом очевидно, что районы $\widetilde{S}(t)$, соответствующие максимальным значениям функции T^*, вносят основной вклад в формирование температурных аномалий в области Σ и, таким образом, играют роль информативных (ключевых) районов по отношению к этой области.

Выберем за район Σ всю акваторию Мирового океана севернее экватора. Задавая коэффициенты турбулентного обмена ν, μ по порядку величины так, как это сделано в [192] (дополнительные расчеты с вариацией этих коэффициентов в несколько раз показали малую чувствительность зон локализации максимумов T^* к точным значениям коэффициентов турбулентного обмена), и беря среднеклиматические значения C_p и ρ, приходим к задаче о расчете положения областей экстремума функции чувствительности по заданному распределению полей течения и ветра.

Ограничимся в настоящем исследовании рассмотрением формирования поля T^* под действием только среднеклиматических течений в океане, исключив из модели перенос возмущений в атмосфере. Такая постановка позволяет нам получить представление о чувствительности океана как динамической системы по отношению ко всем внешним для этой системы воздействиям.

Рассмотрение проводилось отдельно для зимнего и летнего полугодий. Среднеклиматические скорости течений в океане для каждого полугодия брались из многолетних наблюдений, представленных в атласах океанов [16]. Все данные задавались и учитывались в узлах трехградусной сетки, при этом в расчетах учитывались поля течений в поверхностном слое океана и на глубине 250 м. Численная схема расчета уравнения (5.22) и задание условий на границах с континентами были взяты из [192].

Примерно за шесть модельных месяцев при заданных полях течений формировалась квазистационарная структура поля с явно выраженными максимумами. Такое время выхода функции чувствительности на квазистационарный режим совпадает с полученными в [192] и позволяет считать грубое деление сезонной изменчивости на два периода (летний и зимний) оправданным. На рис. 5.21 приведены положения максимумов функции чувствительности за разные сезоны и суммарная годовая картина, полученная от сложения результатов летнего и зимнего сезонов. Основной вклад в формирование максимумов функции чувствительности дает дивергенция поверхностных течений. В районах, где линии тока крупномасштабных течений имеют максимальную кривизну, роль диффузионного члена возрастает за счет фокусирующего эффекта. Это отчасти приводит к появлению повышенных потоков в области, играющих роль центров кривизны крупномасштабных течений. К подобным районам относится, в частности, Гольфстрим. Положение максимума чувствительности в этой зоне хорошо соответствует экстремуму в распределении потока суммарного тепла на рис. 5.13, 5.14.

В работах [101, 116, 201] анализировался отклик атмосферной циркуляции на аномалии температуры поверхности в среднеширотных энергоактивных областях в Северной Атлантике. Аномалии в [116] составляли 3—5 °С, атмосферная циркуляция воспроизводилась с помощью модели общей циркуляции Сибирского отделения АН СССР [193]. Стационарный отклик в модели

устанавливался через 20 дней, а на 30-й день в средних широтах Северной Атлантики возникала аномалия потока скрытого тепла, приводившая к потеплению над Европейским континентом. Однако авторы [116] отмечают, что одинаковые аномалии ТПО при разных режимах циркуляции могут вызывать различную реакцию, поэтому сейчас о модельном отклике атмосферной циркуля-

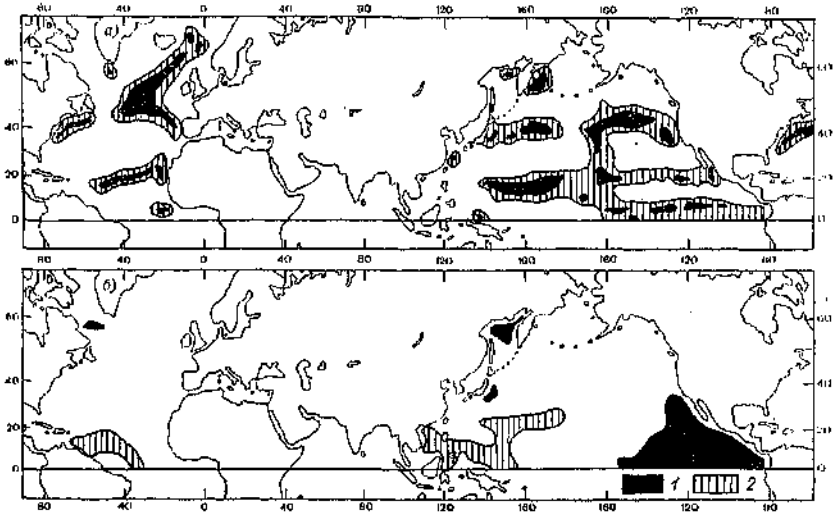


Рис. 5.21. Зоны максимума функции чувствительности для летнего сезона (*а*) (*1* — $T^*>1{,}3$; *2* — $1{,}0<T^*<1{,}3$) и для зимнего сезона (*б*) (*1* — $T^*>1{,}1$; *2* — $T^*<0{,}9$).

ции на аномалии ТПО и потоков тепла в ЭАО можно говорить лишь на качественном уровне.

В работе [184] по данным модельных экспериментов исследовались одноточечные синхронные корреляции изменчивости в энергоактивных областях с различными районами земного шара. Таким образом, эта работа — одна из немногих, где на модели воспроизводятся дальнодействия, наблюдаемые в реальной атмосфере. В частности, удалось подтвердить существование Атлантико-Тихоокеанской связи, установленной экспериментально в работе [376], а также исследовать механизмы дальнодействия в связи с Южным колебанием.

5.3. Сезонная и межгодовая изменчивость процессов энергообмена в северных частях Атлантического и Тихого океанов

Перейдем теперь к рассмотрению процессов сезонной и межгодовой изменчивости потоков тепла на границе океан—атмосфера. В ряде работ, в первую очередь в [156, 218], высказыва-

лись мысли о том, что энергоактивные области не только являются районами наибольшей интенсивности процессов энергообмена, но и характеризуются максимальной изменчивостью этих процессов. В некотором смысле это нашло подтверждение при анализе изменчивости параметров океана и атмосферы в разделе 5.1. Рассмотрим теперь, как проявляется эта изменчивость в полях энергетических характеристик.

Исследование сезонной изменчивости радиационных и турбулентных характеристик взаимодействия океана и атмосферы предпринято в [341а, 362, 476]. В [362] приведен расчет сезонного хода для девяти районов Северной Атлантики, включая ряд энергоактивных областей. Максимальные дисперсии годового хода тепловых потоков отмечались в районах Гольфстрима и Норвежского моря, где амплитуды годовых колебаний потоков явного тепла составляли 100 Вт/м², а скрытого — до 150 Вт/м². В [306] проведено детальное исследование на основе данных атлантических станций погоды, причем максимальный сезонный ход турбулентного теплообмена отмечен на станции «*D*». Амплитуды радиационного баланса составляют 70—150 Вт/м² на акватории Северной Атлантики. Подробный анализ сезонного хода характеристик энергообмена океана и атмосферы в восьми районах тропической части Тихого океана проведен в [518], а в работе [392] выполнено подобное исследование для Карибского моря, где подтверждена определяющая роль потоков скрытого тепла в формировании сезонного хода теплового баланса. Исследование годового цикла теплообмена на границе океан—атмосфера по данным ПГЭП предприняли Райс и Рамирес [522], получившие сезонные картины потоков тепла и испарения для всего Мирового океана. Ими обнаружены 30—50-дневные колебания потоков тепла на поверхности.

Анализ изменчивости различных составляющих радиационного баланса Северной Атлантики предпринят в [155, 156], где использовался массив спутниковых радиационных измерений за 4-летний период с июня 1974 г. по март 1978 г. На приводимых авторами [156] картах дисперсии радиационного баланса Северной Атлантики четко выделяются максимумы, соответствующие энергоактивным областям, причем абсолютные максимумы достигаются в ЭАО Гольфстрим (20 Вт/м² для системы Земля — атмосфера и 16 Вт/м² для радиационного баланса поверхности).

Анализ межгодовой изменчивости радиационного баланса поверхности океана и турбулентных потоков тепла на акватории Северной Атлантики предпринят в [8, 187]. Автору [187] не удалось получить локальных экстремумов на акватории Северной Атлантики ни для средних квадратических отклонений суммарной радиации, ни для радиационного баланса. Наибольшие отклонения от зональной картины отмечаются в тропических областях в весенний и летний сезоны. Именно в это время в западной части субтропической Атлантики возникает локальная область повышенных значений σR (25—30 Вт/м²). В работе [8] представлены

ежесезонные карты, характеризующие межгодовую изменчивость потоков явного и скрытого тепла. Максимальная изменчивость отмечена в зимний сезон в среднеширотных ЭАО у западного берега океана. В этой же работе предложена оригинальная параметризация дисперсий потоков тепла и теплового баланса через дисперсии определяющих параметров, которая для потоков явного тепла выражается соотношением

$$\left(\frac{\sigma(Q_H)}{\overline{Q}_H}\right)^2=\left(\frac{\sigma(VC_T)}{\overline{VC_T}}\right)^2+k_\sigma\left(\frac{\sigma(\delta T)}{\overline{\delta T}}\right)^2+\frac{2r(V\delta T)\sigma(V)\sigma(\delta T)}{\overline{V}\,\overline{\delta T}}, \tag{5.24}$$

где $k_\sigma=f(\delta T, C_T)$ и лежит в пределах 0,9—1,3. Максимальная изменчивость теплового баланса по [8] отмечается зимой и осенью, однако лишь в ноябре локализация максимума изменчивости связана с ЭАО Гольфстрим.

Для анализа сезонной и межгодовой изменчивости характеристик энергообмена на акватории Северной Атлантики и северной части Тихого океана применим подход, основанный на разделении рядов на внутригодовую, межгодовую составляющие и регулярный сезонный ход (раздел 5.1).

На рис. 5.22 приведена карта суммарных дисперсий рядов теплового баланса поверхности океана. Главная особенность полученной картины — наличие ярко выраженных локальных областей максимумов дисперсии, приуроченные к ЭАО течения Гольфстрим и Ньюфаундлендской ЭАО. Анализ карт дисперсии потоков тепла за разные месяцы года показал, что в отдельные месяцы локальные максимумы приурочены к тропической ЭАО, акватории к югу от о. Гренландия и к западу от побережья Африки. Таким образом, дисперсии теплового баланса потоков тепла являются весьма информативными характеристиками для выделения ЭАО по натурным данным.

Естественно поставить вопрос, за счет каких составляющих формируется аномально высокая дисперсия теплового баланса в ЭАО. Построение карт дисперсий рядов поглощенной радиации, эффективного излучения океана, потоков явного и скрытого тепла показало весьма близкую картину пространственного распределения дисперсии скрытого потока тепла и теплового баланса по рядам за 18 лет и для отдельных месяцев (рис. 5.22, 5.23).

На рис. 5.24 приведен широтный ход дисперсии отдельных составляющих теплового баланса. Вертикальными линиями показаны отклонения от широтного хода в отдельных характерных областях. На графиках отчетливо видно, что наиболее значительные отклонения от широтного распределения в ЭАО присущи именно скрытому потоку тепла. Этот результат становится еще более очевидным при рассмотрении дисперсий аномалий потоков тепла, т. е. после вычитания из рядов климатического сезонного хода. На рис. 5.25 приведены графики для суммарной дисперсии внутри- и межгодовых аномалий. Анализ этих графиков приводит

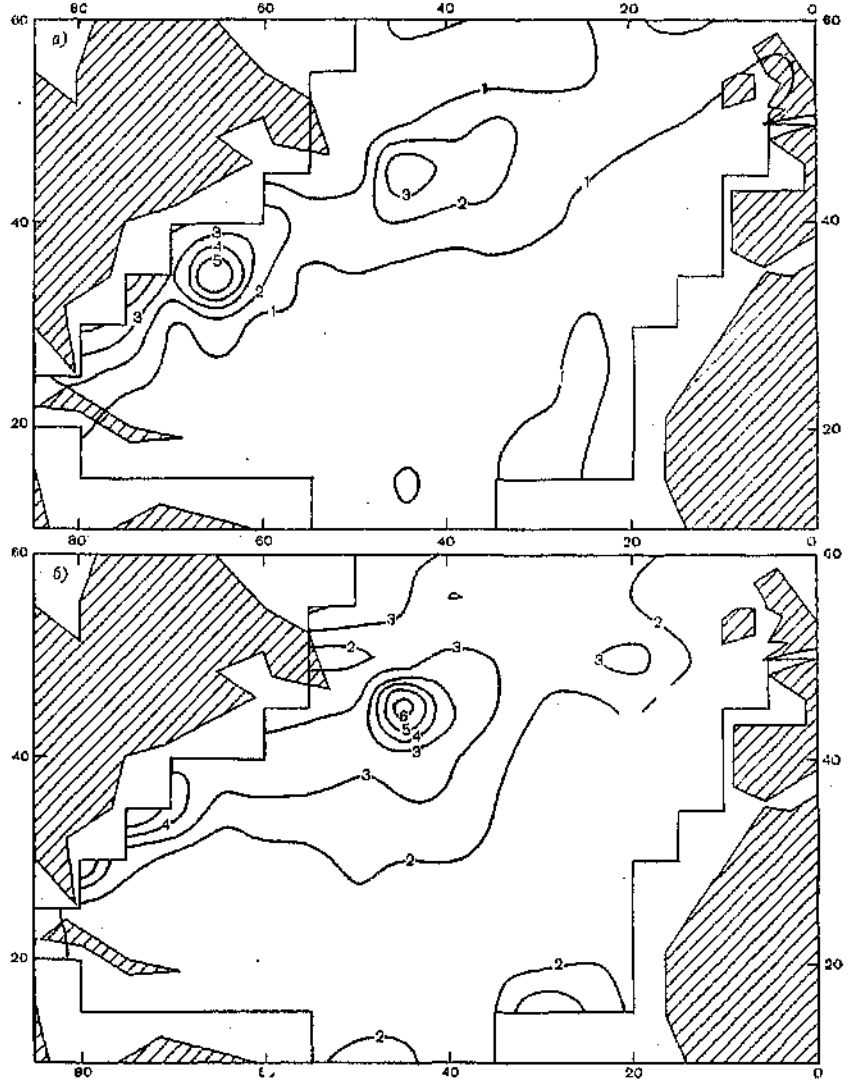


Рис. 5.22. Среднемесячные дисперсии теплового баланса Северной Атлантики для осенне-зимних месяцев [$(Вт/м^2)^2 \cdot 10^{-3}$].

а — ноябрь; *б* — декабрь.

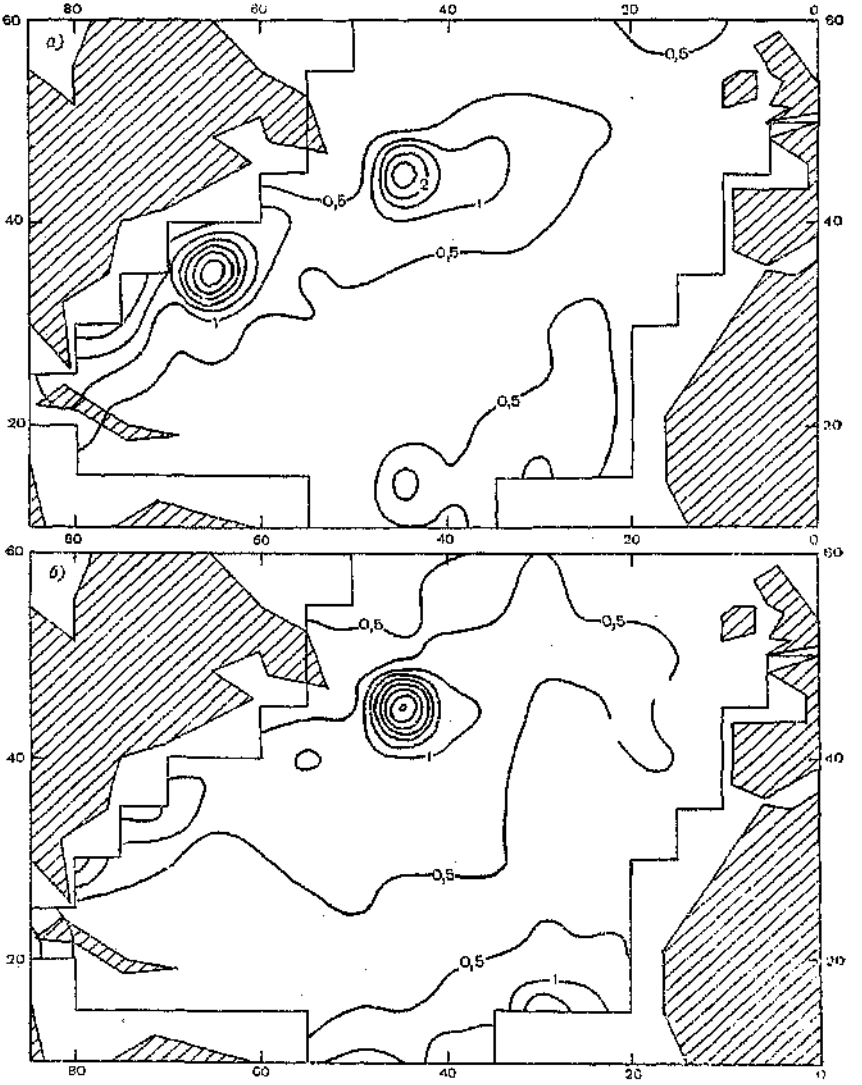


Рис. 5.23. Среднемесячные дисперсии потоков скрытого тепла в Северной Атлантике для осенне-зимних месяцев $[(Вт/м^2)^2 \cdot 10^{-3}]$.

а — ноябрь; *б* — декабрь.

к выводу об определяющей роли скрытого потока тепла в формировании аномальной изменчивости теплообмена океана и атмосферы на рассматриваемых пространственно-временных масштабах.

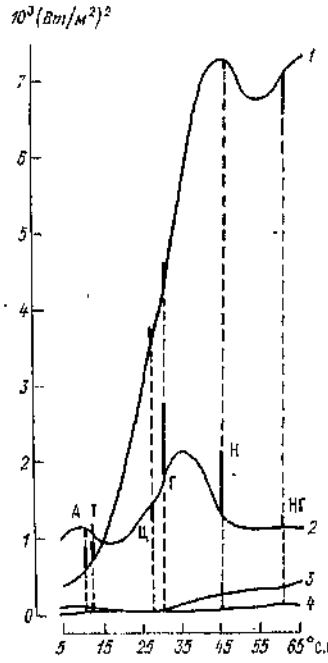


Рис. 5.24. Меридиональное распределение дисперсии потоков тепла в Северной Атлантике (отрезками отмечены отклонения дисперсий потоков в ЭАО от среднезональных значений).

1 — радиационные потоки; *2* — скрытое тепло; *3* — явное тепло; *4* — эффективное излучение.
Энергоактивные области: *АТ* — Атлантическая тропическая; *Ц* — центральная; *Г* — Гольфстрим; *Н* — Ньюфаундлендская; *НГ* — Норвежско-Гренландская.

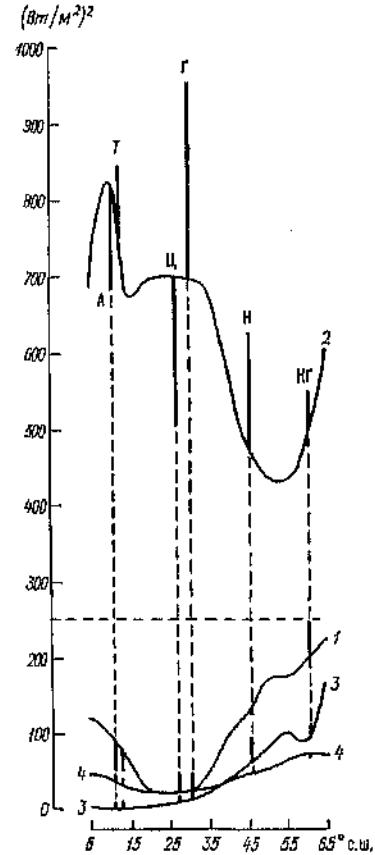


Рис. 5.25. Меридиональное распределение дисперсии суммы межгодовых и внутригодовых аномалий потоков тепла в Северной Атлантике (отрезками отмечены отклонения дисперсий потоков в ЭАО от среднезональных значений).

1 — радиационные потоки; *2* — скрытое тепло; *3* — явное тепло; *4* — эффективное излучение.

С физической точки зрения этот результат представляется закономерным. В силу значительно меньшей по сравнению с океаном теплоемкости атмосфера быстро приходит в состояние теплового равновесия с подстилающей поверхностью, поэтому для

поддержания больших потоков явного тепла требуется интенсивный вынос масс воздуха из района взаимодействия. В то же время хотя при испарении воды поверхность океана охлаждается, конденсация водяных паров и нагрев атмосферы не обязательно происходит в области взаимодействия и скрытое тепло в атмосфере может «реализоваться» на значительном удалении, что существенно увеличивает потенциальные возможности теплового обмена между океаном и атмосферой.

Рассмотрим более детально структуру изменчивости скрытого потока тепла. Из рис. 5.26 видно, что дисперсия рядов складыва-

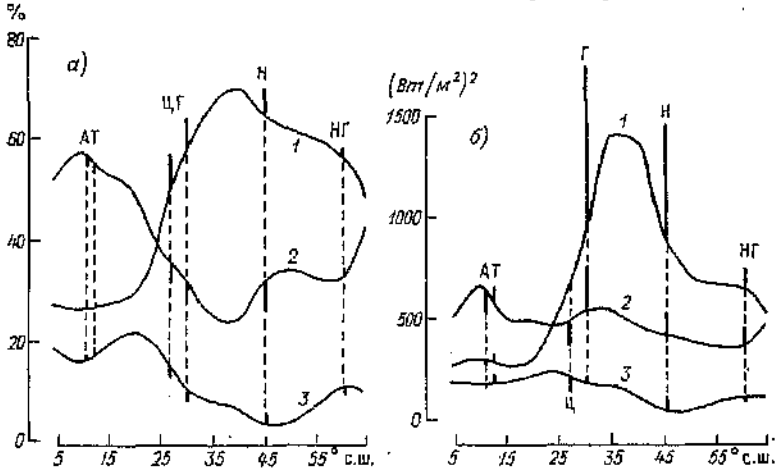


Рис. 5.26. Меридиональное распределение дисперсии составляющих изменчивости потоков скрытого тепла в Северной Атлантике.

а — в % к исходной дисперсии; *б* — в абсолютных значениях [(Вт/м²)²]; *1* — регулярный сезонный ход; *2* — нерегулярная внутригодовая изменчивость; *3* — межгодовая изменчивость.

ется примерно в равной степени из регулярной сезонной изменчивости и внутригодовых аномалий; в тропических широтах возрастает роль межгодовой изменчивости, вклад которой в дисперсию рядов достигает 20 %. Характерной чертой среднеширотных ЭАО является относительно более сильный вклад сезонного хода, более 90 % дисперсии которого к северу от 30° с. ш. определяется годовой гармоникой. Однако, несмотря на то что в процентном отношении роль аномалий в формировании изменчивости скрытого потока тепла в ЭАО несколько занижена, в абсолютных значениях дисперсия как регулярного сезонного хода, так и внутри- и межгодовых аномалий во всех рассматриваемых ЭАО выше, чем среднеширотные значения.

Согласно схеме, описанной в разделе 5.1, был проведен анализ отдельных гидрометеорологических параметров, определяющих потоки тепла на поверхности раздела океан—атмосфера: температуры и влажности воздуха, облачности, скорости ветра и температуры поверхности океана.

В табл. 5.7 приведены осредненные по акватории Северной Атлантики значения дисперсии составляющих теплового баланса и определяющих их параметров. Наиболее регулярными являются колебания температуры воды и воздуха: свыше 93 % дисперсии рядов определяются гармониками регулярного сезонного хода, а в центральных районах океана эта величина превышает 96 %. Такая регулярность термических характеристик определяется тем, что эти характеристики непосредственно связаны с сезонным ходом солнечной инсоляции. Отметим больший относительный вклад межгодовой изменчивости по сравнению с внутригодовыми аномалиями для рядов температуры воды; межгодовые колебания в температуре воздуха вследствие малой тепловой инерционности атмосферы играют меньшую роль. Связь влажности воздуха с приходящей солнечной радиацией более опосредована. Вклад сезонного хода влаги в дисперсию исходных рядов ниже, чем для температур, и составляет 87,5 %. Еще меньше регулярность рядов скорости ветра (62,5 %), что говорит об определенной независи-

Таблица 5.7

Дисперсии составляющих теплового баланса и определяющих их параметров, осредненные по акватории Северной Атлантики

Параметр	Исходные ряды	Регулярный сезонный ход	Внутригодовые аномалии	Межгодовые аномалии
Поглощенная радиация	4025	3925 (97,5 %)	70 (1,7 %)	30 (0,7 %)
Эффективное излучение	55	17 (30,9 %)	26 (47,3 %)	11 (20,0 %)
Поток скрытого тепла	1320	675 (51,1 %)	485 (36,7 %)	155 (11,7 %)
Поток явного тепла	111	79 (71,2 %)	27 (24,3 %)	5 (4,5 %)
Температура воды	5,06	4,75 (94,1 %)	0,19 (3,7 %)	0,11 (2,2 %)
Температура воздуха	6,89	6,46 (93,8 %)	0,29 (4,2 %)	0,13 (1,9 %)
Разность температур вода—воздух	0,77	0,56 (72,7 %)	0,17 (22,1 %)	0,04 (5,2 %)
Упругость водяного пара	8,56	7,49 (87,5 %)	0,62 (7,3 %)	0,40 (4,7 %)
Скорость ветра	2,08	1,30 (62,5 %)	0,65 (31,3 %)	0,12 (5,8 %)
Общая облачность	0,81	0,25 (30,9 %)	0,38 (46,9 %)	0,17 (21,0 %)

Примечание. Размерность дисперсии для потоков тепла — $Вт^2/м^4$, для температурных характеристик — $(°C)^2$, для влажности — $(гПа)^2$, для скорости ветра — $м^2/с^2$, для облачности — $балл^2$.

мости динамических факторов от термических. Для аномалий скорости ветра характерна ведущая роль внутригодовой изменчивости по сравнению с межгодовой. По-видимому, это связано с существенной концентрацией кинетической энергии атмосферы в синоптических процессах.

Что касается дисперсии потоков явного и скрытого тепла, то вклад регулярного сезонного хода в формирование изменчивости невелик, особенно для скрытого тепла (51,1 %). Это связано с тем, что в формулы для вычисления потоков тепла термические и влажностные характеристики, которым присуща большая степень регулярности изменчивости, входят в виде разностей. Как видно из табл. 5.7, абсолютные значения и относительное распределение дисперсии рядов разности температур вода—воздух существенно отличаются от соответствующих характеристик рядов температуры воды и воздуха, что особенно сказывается на резком уменьшении роли регулярного сезонного хода. В предельном случае, когда дисперсия разности температур вода—воздух равна нулю, существует полная согласованность температурных полей в океане и в атмосфере. Отсюда следует вывод о необходимости изучения уровня взаимосогласованности этих полей с точки зрения формирования изменчивости теплообмена между океаном и атмосферой.

Проведение подобных оценок для акватории северной части Тихого океана [213] позволило получить картину изменчивости энергообмена, во многом сходную с Северной Атлантикой. На рис. 5.27 приводятся карты потоков явного и скрытого тепла для различных месяцев на акватории Северной Пасифики. Годовые изменения потоков явного тепла составляют 150—200 Вт/м² в ЭАО Куросио и Алеутской и 20—30 Вт/м² в центральных районах океана. Для затрат тепла на испарение эти величины равны соответственно 180—250 и 40—70 Вт/м². Интересно, что в поле потоков скрытого тепла ЭАО Куросио проявляется лишь в холодную половину года. Летом локальный экстремум исчезает. Таблица 5.8, аналогичная табл. 5.7, характеризует дисперсии

Таблица 5.8

Средние по акватории северной части Тихого океана (20—60° с. ш.) дисперсии потоков тепла и испарения, а также годовой и полугодовой гармоник потоков (Вт/м²)

Параметр	Исходные ряды	Годовая гармоника	Полугодовая гармоника
Поток явного тепла	1038	865	48
Поток скрытого тепла	2236	1826	88
Суммарная теплоотдача	5823	4909	202
δT °С	2,0	1,7	0,05
δe гПа	1,3	1,1	0,07
V м/с	1,6	1,4	0,03

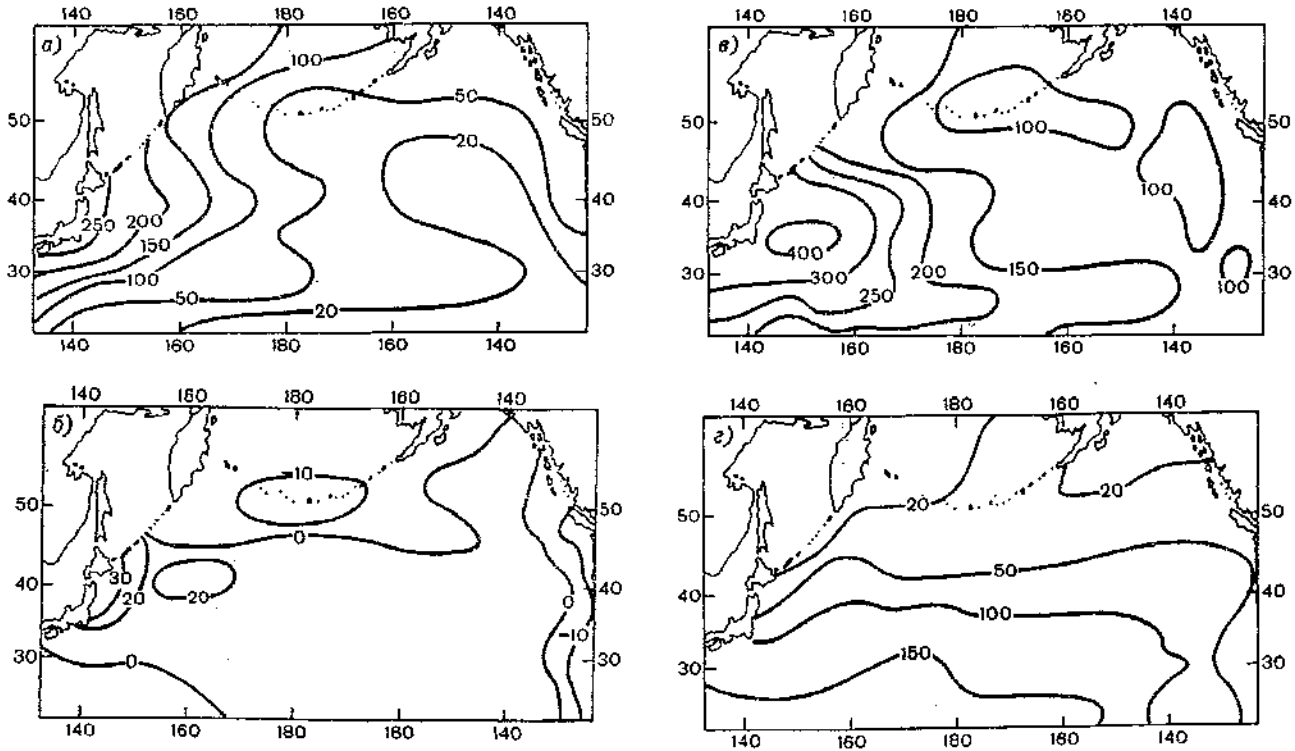


Рис. 5.27. Потоки явного (*а*, *б*) и скрытого (*в*, *г*) тепла (Вт/м²) на акватории северной части Тихого океана для января (*а*, *в*) и июля (*б*, *г*).

потоков тепла и испарения на акватории Северной Пасифики, а также вклад годовых и полугодовых колебаний в общую дисперсию. Из нее следует, что изменчивость потоков тепла на 80—85 % определяется годовой гармоникой, что примерно на 15 % выше, чем аналогичные оценки для Северной Атлантики. Здесь надо заметить, что для Тихого океана рассматривалась акватория, ограниченная с юга 20° с. ш., что приводит к завышению роли регулярной сезонной изменчивости при усреднении по площади.

Амплитуды и фазы годовых гармоник в потоках явного и скрытого тепла приводятся на рис. 5.28. Максимальные амплитуды годовых колебаний приурочены к ЭАО Куросио и Алеутской, где амплитуды годовой гармоники в потоке явного тепла составляют 80—130 Вт/м², а в потоке скрытого тепла 100—150 Вт/м². Фазы годовых колебаний показывают время наступления максимума годовой гармоники от января (рис. 5.28). Годовая волна в потоках явного и скрытого тепла распространяется с юга на север и из центральных районов океана к краевым. Полугодовые колебания в потоках тепла наиболее отчетливо проявляются в ЭАО Куросио и в районе полярного фронта, а также в центральной части океана (40° с. ш., 170—180° з. д.). На рис. 5.28 приведена карта разности фаз годовых гармоник в потоках явного и скрытого тепла. В среднем по акватории годовая гармоника в потоке влаги примерно на 14 сут опережает годовую гармонику в потоке явного тепла. В значительной степени это связано с тем, что годовые колебания δe опережают годовую гармонику δT в среднем на 50 сут. Максимальное опережение годовых колебаний Q_H по отношению к Q_E составляет 20—40 сут и отмечается в центральных областях океана. Локальные максимумы (20—22 сут) можно выделить в ЭАО Куросио. В юго-западной части акватории располагается специфическая область, в которой годовой ход в потоках тепла на 20—30 сут опережает годовые колебания в потоке влаги. Для объяснения фазовых рассогласований годового хода Q_H и Q_E в [213] построена простая эмпирическая модель, на которой удалось показать, что эти рассогласования определяются не только соотношением фаз δT и δe, но и в значительной степени соотношением их амплитуд.

Обратимся теперь к анализу межгодовой изменчивости потоков тепла в рамках интегральной параметризации (2.75), (2.77), что позволит нам исследовать межгодовую динамику интегральных характеристик взаимодействия в ЭАО Северной Атлантики.

На рис. 5.29 *а*, *б* приведены карты нормированных на средние средних квадратических отклонений сезонного (рис. 5.29 *а*) и климатического (рис. 5.29 *б*) компонентов тепловых потоков. Область наименьших флюктуаций климатического компонента связана с динамической системой Гольфстрима и Северо-Атлантического течения, теплая вода которых устойчиво обеспечивает климатические потоки тепла. Области сильной межгодовой изменчивости климатического компонента достаточно сильно локализованы и приурочены с юга и юго-востока к о. Ньюфаундленд и

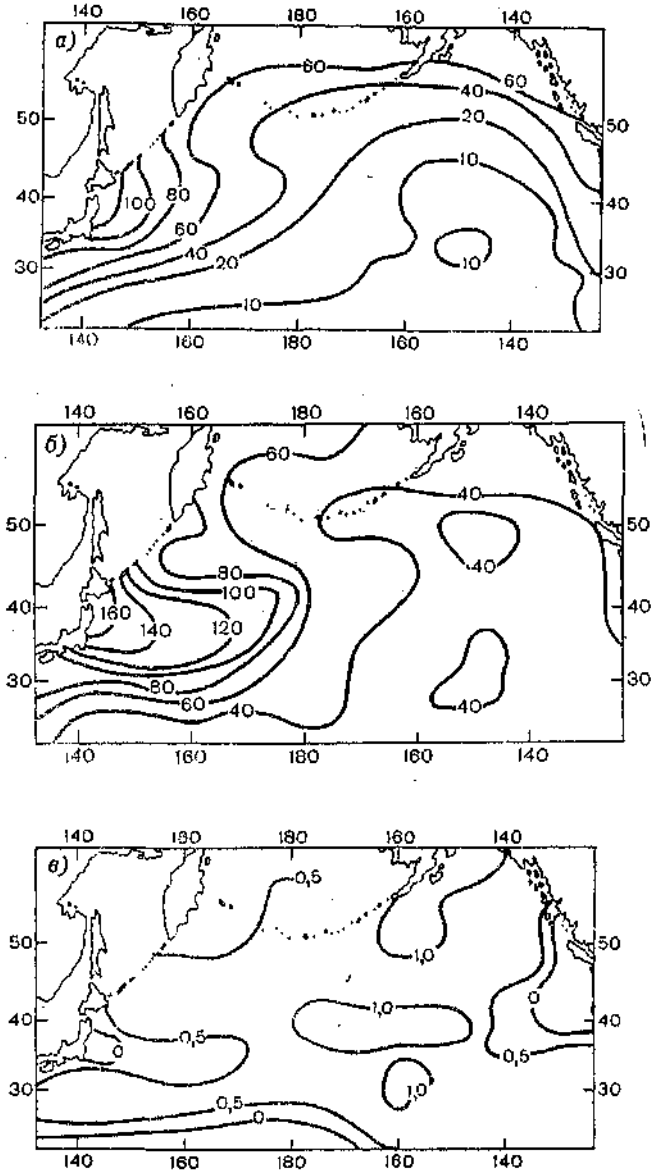
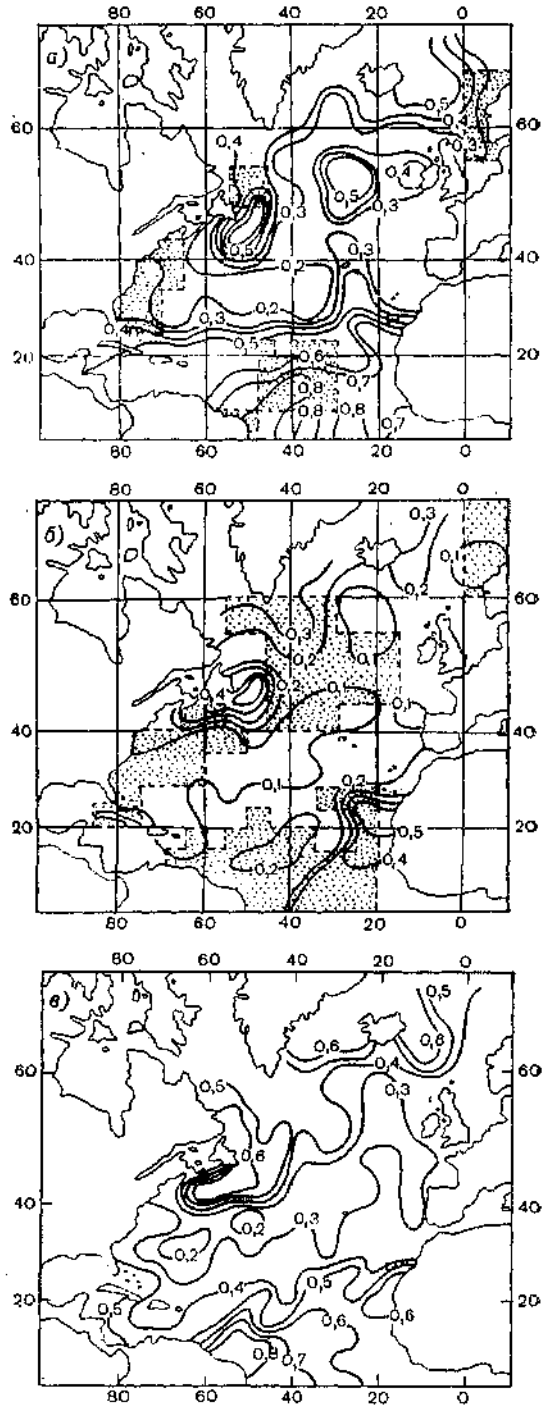


Рис. 5.28. Амплитуды годовой гармоники в потоках явного (*а*) и скрытого (*б*) тепла (Вт/м²), сдвиг фаз годовых колебаний потоков явного и скрытого тепла (*в*).


а)
б)
в)
80
60
40
20
0
20
40
60

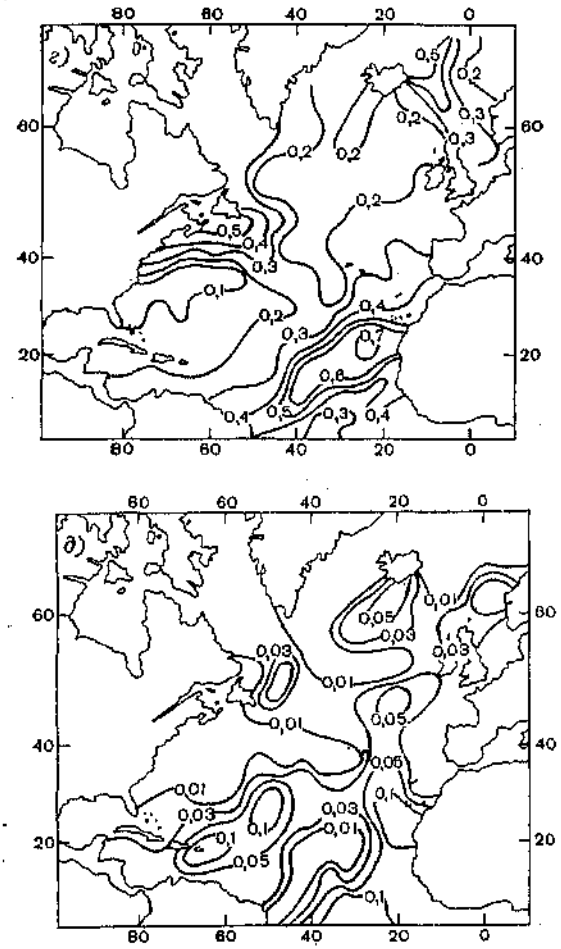


Рис. 5.29. Нормированные на средние средние квадратические отклонения циклической (*а*) и климатической (*б*) компонент теплоотдачи, а также соотношений $(\overline{Q}_{\text{и}}+\widetilde{Q}_{\text{и}})/(\overline{Q}_{\text{в}}+\widetilde{Q}_{\text{в}})$ (*в*), $\overline{Q}_{\text{и}}/\overline{Q}_{\text{в}}$ (*г*), $\widetilde{Q}_{\text{и}}/\widetilde{Q}_{\text{в}}$ (*д*).

Пунктир — диапазоны пространственных смещений максимумов теплоотдачи.

к западному побережью Африканского континента. Забегая вперед, отметим, что к юго-востоку от Ньюфаундленда располагается область наибольшей межгодовой изменчивости сезонного компонента потоков (рис. 5.29 *б*). Взаимодействие холодного Лабрадорского течения с теплыми водами Гольфстрима в этом районе приводит к изменениям взаимного расположения этих течений.

В результате меняется и характер теплообмена: холодный сухой воздух Северо-Американского континента взаимодействует то с теплой водой Гольфстрима, то с холодными водами Лабрадора. При этом в потоках явного тепла отмечается даже смена знака. Область повышенной изменчивости у побережья Африки (кстати, также хорошо прослеживающаяся на рис. 5.29, *б*) связана с межгодовой динамикой другого холодного течения — Канарского, взаимодействующего с теплым сухим воздухом Сахары.

Уровень межгодовой изменчивости сезонного компонента потоков тепла (рис. 5.29 *б*) значительно выше по сравнению с климатическими потоками. Для сезонных потоков отношения средних квадратических отклонений к средним значениям в 2—5 раз превышают эти отношения для климатического компонента. Отметим также более сильную дифференцированность картины на рис. 5.29 *б*. Наименьшие относительные значения изменчивости отмечаются в средних широтах, где сам сезонный компонент сравним с климатическим, а наибольшие — в высоких и особенно низких широтах. Значительные межгодовые флюктуации сезонных потоков в тропических областях отчетливо проявляются в поле изменчивости сезонного компонента потоков скрытого тепла.

Рисунок 5.29 *в* иллюстрирует межгодовую динамику соотношения между сезонным и климатическим компонентами теплоотдачи. В широкой полосе Гольфстрима и Северо-Атлантического течения оно остается достаточно устойчивым (изменчивость не превышает 15—25 % среднего), а очаги наибольшей изменчивости приурочены к о. Ньюфаундленд, Исландии, западному побережью Африки, тропической зоне. Межгодовая изменчивость отношений $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$ и $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$ иллюстрируется рис. 5.29 *г*, *д*. Межгодовая динамика отношения $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$, соответствующего соотношению Боуэна, достаточно сильно выражена. В среднем по акваториям значения $\sigma(\overline{Q}_H/\overline{Q}_E)/(\overline{Q}_H/\overline{Q}_E)$ сохраняются на уровне 0,2—0,3, резко возрастая в областях неустойчивости до 0,7—1,0. Уровень межгодовых флюктуаций соотношения $\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E$ по сравнению с $\overline{Q}_H/\overline{Q}_E$ падает более чем на порядок. Выше мы говорили о высокой зональной устойчивости этого соотношения, теперь же надо констатировать, что оно остается почти постоянным во времени. Лишь на 15 % площади отношения $\sigma(\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E)/(\widetilde{Q}_H/\widetilde{Q}_E)$ превышают 5 %. Этот вывод важен для численного моделирования, где часто используется соотношение Боуэна при параметризации тепловых потоков.

Межгодовая эволюция полей сезонного и климатического компонентов теплообмена исследовалась нами в [59, 92]. Отметим, что поля потоков тепла значительно меняются год от года по отношению к средним многолетним. Наибольшей пространствен-

ной динамике подвержены тропические ЭАО I и II рода. Максимумы интенсивности климатического компонента претерпевают межгодовые смещения на 1500—2500 км. Иногда может иметь место два или более экстремумов (1960, 1964, 1965, 1968, 1970, 1979 гг.). В отдельные годы (1962 г.) максимумы климатических потоков тепла выражены слабо или не выражены вовсе. Максимумы сезонных потоков в тропической области претерпевают год от года еще бо́льшие смещения — до 3500 км. В 1970 и 1972 гг. очаги энергоактивности в сезонном компоненте были не выражены, а максимальная интенсивность отмечалась в 1957—1958 и 1964—1966 гг.

Система ЭАО I и II родов у восточного побережья Северной Америки подвержена меньшим пространственным смещениям, чем тропические ЭАО. Анализ показывает, что изолированность очагов климатического компонента потоков в Гольфстриме и юго-восточнее о. Ньюфаундленд не сохраняется постоянно. В некоторые годы изолированность нарушается, и картина климатического теплообмена свидетельствует о существовании устойчивой системы Гольфстрим—Северо-Атлантическое течение (1957, 1960, 1965, 1966, 1973, 1974 гг.). Обратим также внимание на то, что экстремумы, соответствующие двум среднеширотным ЭАО II рода, достаточно четко разделяются на ежегодных картах сезонного компонента тепловых потоков. Лишь в отдельные годы образовывался единый очаг вдоль всего Северо-Американского континента (1957, 1963, 1965, 1969 гг.).

Представление об интенсивности межгодовых пространственных миграций ЭАО дает рис. 5.29 *а*, *б*, где приведены диапазоны миграций экстремумов сезонного и климатического компонентов. Для всех ЭАО надо отметить более широкий диапазон пространственных миграций экстремумов климатического компонента теплообмена по сравнению с сезонным. То есть мы приходим к выводу о том, что максимумы климатического компонента суммарной теплоотдачи (ЭАО I рода) подвержены значительным межгодовым пространственным смещениям, хотя временны́е флюктуации потоков в них невелики. Очаги наибольшей интенсивности сезонных потоков (ЭАО II рода), наоборот, достаточно стационарны в пространстве, однако по межгодовым флюктуациям значений в фиксированных точках в несколько раз превосходят ЭАО I рода.

В табл. 5.9 приведены характеристики межгодовой изменчивости удельной теплоотдачи для некоторых ЭАО Северной Атлантики. Площади климатических очагов меняются примерно в 2 раза сильнее, чем площади сезонных. Уровень изменчивости удельных климатических потоков, наоборот, ниже, чем сезонных. Однако это не приводит к одинаковому уровню изменчивости интегральных потоков в ЭАО I и II родов. Нормированные на средние среднеквадратические отклонения интегральных потоков для ЭАО I рода в 1,5—2 раза выше, чем для ЭАО II рода. Таким образом, учет площадей ЭАО существенно меняет структуру

Таблица 5.9

Межгодовая изменчивость интегральных (10^{14} Вт) (в числителе) и удельных (в знаменателе) тепловых потоков в некоторых энергоактивных областях Северной Атлантики (средние квадратические отклонения нормированы на средние значения)

ЭАО	Площадь σS	$\sigma\left(\tilde{Q}_H+\tilde{Q}_E\right)$	$\sigma\left(\bar{Q}_H+\bar{Q}_E\right)$	σQ
Ньюфаундлендская, I рода	0,58	0,68 0,34	0,72 0,23	0,72 0,24
Новая Шотландия, II рода	0,36	0,44 0,15	0,39 0,21	0,42 0,13
Тропическая, I рода	0,60	0,79 0,46	0,73 0,09	0,72 0,09
Тропическая, II рода	0,37	0,39 0,25	0,38 0,08	0,37 0,12

межгодовой изменчивости потоков тепла в них. Межгодовые изменения положения ЭАО не всегда можно отождествлять с изменчивостью их площади. Площадь, отвечающая заданному критерию, может меняться незначительно при сильных смещениях границ ЭАО, хотя иногда изменения этих величин могут быть тесно связаны. На рис. 5.30 приведены изменения за 18 лет площадей Ньюфаундлендской ЭОА I рода и ЭАО Гольфстрим I рода, а также относительные межгодовые смещения этих ЭАО, рассчитанные как смещения от среднего положения центра тяжести ЭАО с учетом изменения весов тепловых потоков. Если в Ньюфаундлендской ЭАО смещения границ весьма тесно связаны с изменениями площади самой области, что позволяет говорить об их взаимоопределяющем значении, то в ЭАО Гольфстрим такой связи не наблюдается. Структура межгодовой изменчивости интегральных и удельных тепловых потоков в ЭАО также различна. Если в зоне Гольфстрима прослеживается синфазность в изменениях интегральных и удельных потоков, то в районе юго-восточнее о. Ньюфаундленд интегральные и удельные потоки меняются год от года несогласованно.

В целом межгодовые изменения климатического компонента носят более долгопериодный характер, чем сезонный, и определяются составляющими, связанными с длительными трендами. Трендовые составляющие в изменчивости сезонного компонента потоков не так сильны, и здесь уже преобладают циклические компоненты. Более или менее уверенно по 18-летним рядам выделяются 3—4-летние колебания сезонного компонента потоков, которые проявляются в Норвежском и Северном морях, Гольфстриме, Тропической ЭАО I рода. Наибольшая неустойчивость со-

отношения Боуэна наблюдается у Новой Шотландии. При этом суммарный климатический поток здесь меняется достаточно плавно. Видимо, можно говорить о взаимной компенсации климатических потоков явного и скрытого тепла в этом районе.

Двухлетние колебания тепловых потоков анализировались нами с помощью критерия серий. На рис. 5.31 *а*, *б* приведены

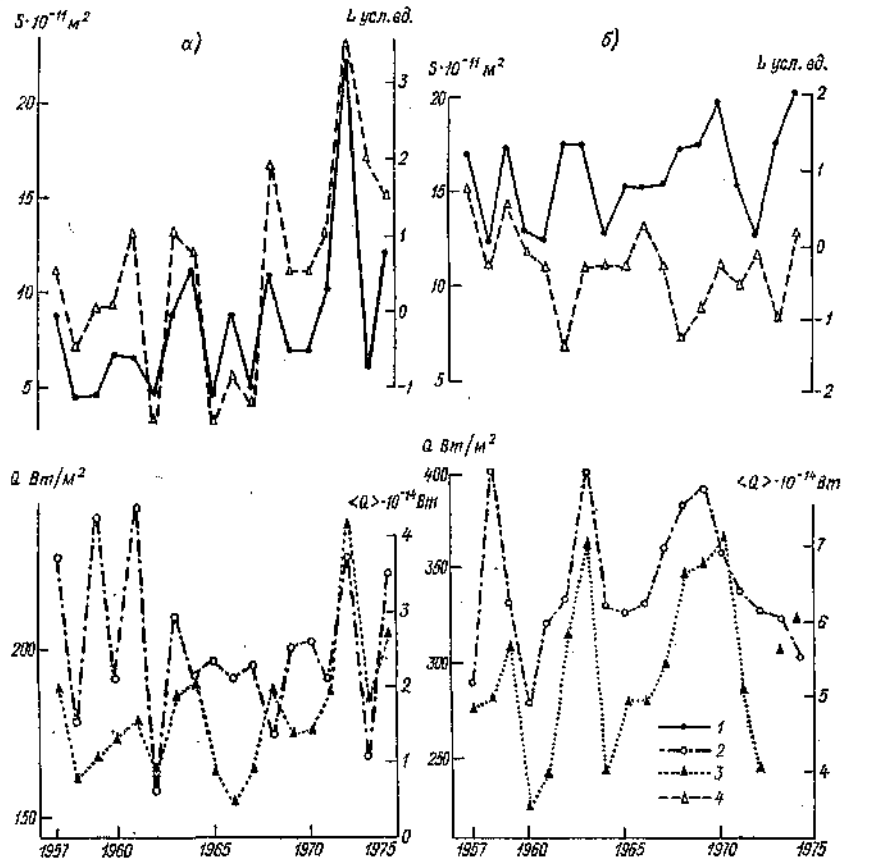


Рис. 5.30. Межгодовые изменения площади (*1*), удельных суммарных тепловых потоков (*2*), интегральных потоков (*3*), смещения центра (*4*) для ЭАО Ньюфаундлендской (*а*) и Гольфстрим (*б*).

карты, показывающие достоверность гипотезы о наличии двухлетней цикличности для сезонного (рис. 5.31 *а*) и климатического (рис. 5.31 *б*) компонентов интегральной теплоотдачи. Очаги наиболее интенсивного проявления двухлетних колебаний имеют на этих картах разную локализацию. Области значимого присутствия в рядах двухлетней цикличности для климатического компонента приурочены к районам взаимодействия крупномасштабных

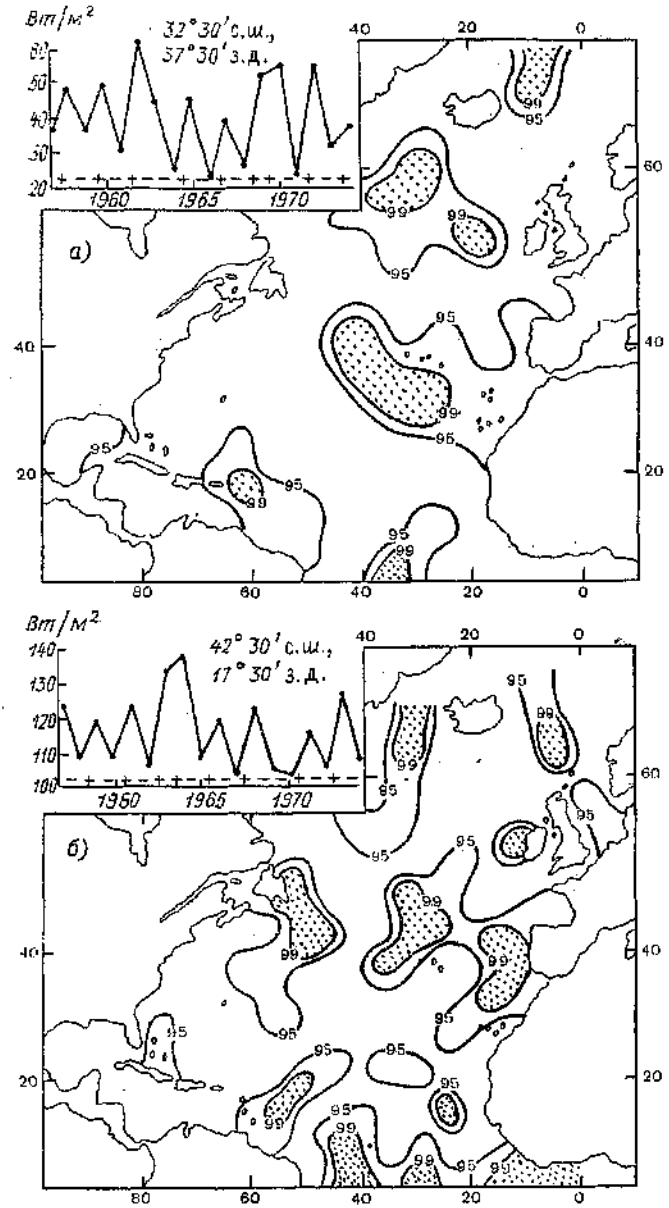


Рис. 5.31. Вероятность присутствия в рядах двухлетней цикличности для сезонной (*а*) и климатической (*б*) компонентов теплоотдачи. На врезках приведены примеры рядов со сбоями регулярных двухлетних колебаний.

океанских круговоротов и к экваториальным областям. Двухлетняя цикличность сезонного компонента наиболее интенсивно проявляется в центральных областях круговоротов, где сами значения сезонных потоков невелики.

При анализе рядов с выраженной двухлетней цикличностью (рис. 5.31) обнаруживаются нарушения, сбои регулярных двухлетних колебаний, после которых вновь восстанавливаются регулярные колебательные движения. Как отмечено выше, в [75] такие нарушения связываются с явлением переброса, при котором система переходит в другое равновесное состояние, характеризующееся регулярной двухлетней цикличностью. Из анализа рядов на рис. 5.31 следует, что такие сбои отмечались в 1964 и 1969 гг. Сбои двухлетней цикличности фаз ветра в экваториальной стратосфере по [75] обнаруживаются в 1963 и 1968 гг. Причем при сбое смены восточной фазы на западную (1963 г.) в колебаниях сезонного компонента происходит сбой типа (— —), а в колебаниях климатического — типа (+ +). И наоборот, сбой смены западной фазы на восточную (1968 г.) предшествовал сбою типа (+ +) в сезонном компоненте и (— —) в климатическом. Сбои характеризуются экстремальными значениями самих потоков.

Исследование межгодовой динамики ЭАО заставляет задуматься о причинах, которые порождают эти динамики, в первую очередь о крупномасштабных процессах, происходящих в циклических системах течений Северной Атлантики при их взаимодействии с атмосферой.

5.4. Особенности взаимодействия с атмосферой океанских круговоротов и динамика энергоактивных областей

Для анализа выявленной в предыдущей главе пространственной динамики ЭАО и определения ее причин, а также роли ЭАО в циркуляционных системах океана необходимо исследование взаимодействия с атмосферой основных ячеек циркуляции — крупномасштабных циклонических и антициклонических круговоротов как специфических колебательных систем, регулируемых обратными связями.

Анализ обратных связей в системах циклических круговоротов течений в океане при их взаимодействии с атмосферой представляет собой возможность рассмотрения интегральных характеристик взаимодействия. Квазистационарные круговороты типа субтропических антициклонических и субполярных циклонических являются минимальными пространственными структурами, отражающими физические особенности крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы.

Одна из первых моделей автоколебаний в системе Атлантика — полярные льды была предложена Шулейкиным и Ершовой [327]. Взаимодействие с атмосферой здесь в явном виде не учитывалось,

что существенно обедняло модель, которая, однако, продемонстрировала возможность самовозбуждения колебаний тепловых характеристик океана. В качестве обратной связи в [327] выступало взаимодействие ледовитости Арктического бассейна с теплом, приносимым Северо-Атлантическим течением:

$$dI/d\tau = -f(Q - Q_0),$$

где I — количество льдов в Арктике; $(Q - Q_0)$ — увеличение теплового Северо-Атлантического теплого течения, приводящее к уменьшению массы льда и увеличению количества холодных вод, возникших в процессе таяния и поступающих на юг с Лабрадорским течением. Они уже приводят к формированию отрицательной тепловой аномалии в круговороте. Для функционирования такой системы в режиме автоколебаний необходим постоянный источник энергии. Анализу такого источника не уделено в [318] достаточно внимания, хотя физическая природа его понятна.

Дифференциация плотности в поле силы Кориолиса в субтропическом круговороте на качественном уровне изучалась Айселином [435] применительно к Саргассову морю. Им обнаружено, что этот баланс регулируется геометрией круговорота: усиление циркуляции приводит к сокращению его диаметра, ослабление — к увеличению. Таким образом, периоды «замедления» и «убыстрения» Гольфстрима приводят к достижению им соответственно более высоких и более низких широт. Однако описанный механизм, видимо, нельзя считать универсальным для различных временны́х масштабов. Динамика горизонтального круговорота исследована также Мак-Ивеном [418]. В работе Бьеркнеса [347] рассматривается атмосферное влияние на круговорот. Анализу субтропического атлантического круговорота посвящены работы В. В. Шулейкина [322, 324]. Им обнаружены собственные колебания в системе и объяснено появление 14-месячной периодичности в колебаниях термических характеристик круговорота.

А. И. Дуванин [114, 115] предложил качественную физическую модель взаимодействия, где обратная связь задавалась уже через атмосферу. Согласно [115] скорость воздушного потока над круговоротом (а следовательно, и скорость экмановского дрейфа) определяется разностью температур воды северной и южной частей круговорота:

$$u = u_0 + \beta \Delta T. \qquad (5.25)$$

Принципиально то, что автор [115] указал на главенствующую роль ветрового переноса. Из [115] следует, что в рассматриваемом диапазоне масштабов крупномасштабное взаимодействие обеспечивается сравнительно тонким слоем океана, соответствующим верхнему перемешанному слою. Детальное развитие модели [114, 115] сделано в работах [97—100, 314]. Авторы рассматри-

вают неоднородное уравнение теплопроводности для движущейся жидкости [144]:

$$\partial T/\partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = k\nabla^2 T + Q/(C_P \rho), \qquad (5.26)$$

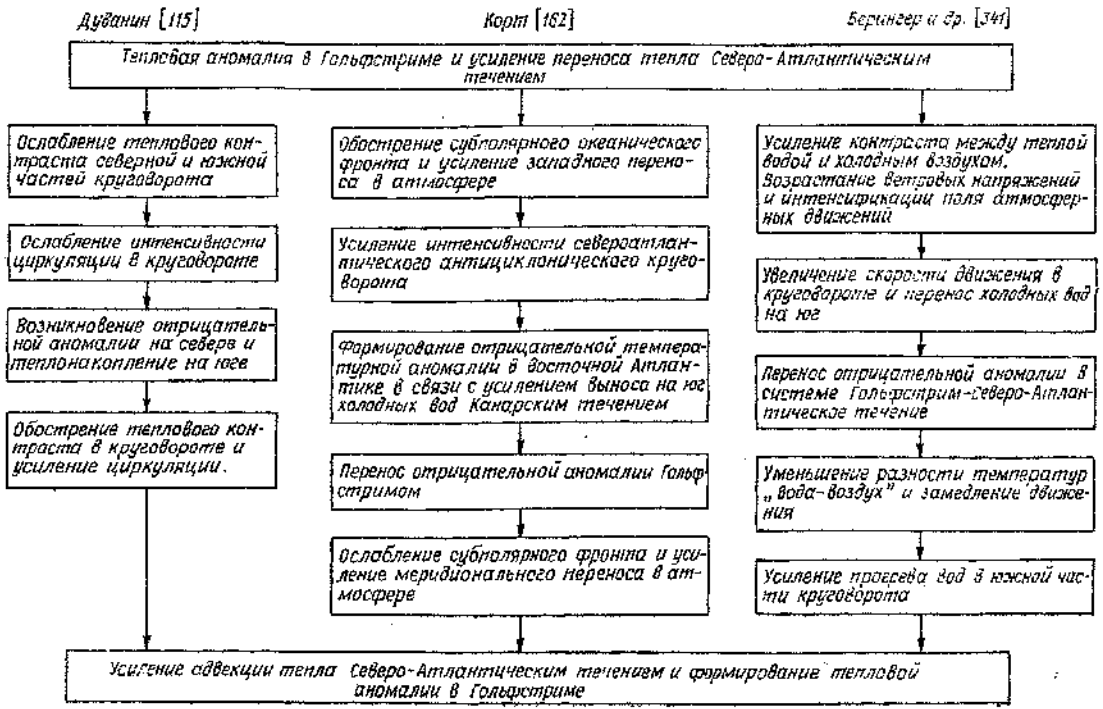
где Q — функция внешних источников; k — коэффициент температуропроводности. Поля температуры и скорости разделялись на стационарный и нестационарный компоненты, причем мощность тепловых источников предполагалась постоянной. Тогда вместо (5.26) имели место два уравнения:

$$(\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) T_0 = k\nabla^2 T_0 + Q/(C_P \rho);$$

$$\partial T/\partial t + (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) T_1 = (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) T_0 + k\nabla^2 T_1, \qquad (5.27)$$

где индексы «0» и «1» соответствуют стационарному состоянию и возмущениям. Решение (5.27) с учетом (5.25) позволило обнаружить автоколебания в системе. Автоколебательный режим был получен и на лабораторной модели [97, 100], созданной в соответствии с [114, 115], где интенсивность вращения вентилятора, разгонявшего воду в кольцевом канале, регулировалась термопарой, фиксировавшей температурный контраст северной и южной частей кольца. Важным следующим шагом в понимании физики взаимодействия крупномасштабных океанских круговоротов с атмосферной циркуляцией явились работы В. Г. Корта [162, 163]. Обобщение и анализ большого количества экспериментальных данных по Северной Пасифике [162] позволили автору предложить схему взаимодействия, регулируемую связью между переносимым в круговороте на север теплом и положением субполярного фронта, характеризующим интенсивность западного переноса в атмосфере. Близкая по идеологии модель для Северной Атлантики предложена В. Г. Кортом в [163]. Отметим, что в [162] проведен глубокий анализ роли различных слоев океана во взаимодействии с атмосферой на разных временных масштабах. Термодинамическая модель, объясняющая схему, предложенную в [162], построена в [58]. В работе [58] рассматривается следующая обратная связь: 1) интенсивность атмосферной циркуляции определяется меридиональными контрастами аномалий температуры воды в районе океанического фронта; 2) изменение ветра вызывает аномалии скорости течений и потока тепла на поверхности океана; 3) эти факторы приводят к изменению аномалий температуры воды, что в свою очередь меняет скорость ветра. Для двух кольцевых каналов в [58] рассмотрены уравнения типа (5.27) и получено распространение прогрессивных температурных волн вдоль круговорота. Минимальная фазовая скорость температурной волны наблюдается тогда, когда положительная аномалия находится в районе «нагревателя» (южной периферии). Отмечается неравномерность фазовой скорости вдоль круговорота. Существование температурной волны с длиной, равной длине круговорота, отмечается в [393].

Обобщенная схема физических моделей взаимодействия



Принципиальной с точки зрения влияния атмосферы на динамику круговоротов вод представляется работа [341а], где обратная связь задавалась между напряжениями ветра τ и разностью температур вода—воздух $(T_w - T_a)$:

$$\tau = \tau_0 [1 + \varepsilon (T_w - T_a)], \tag{5.28}$$

где ε — модельный параметр. Использовалось уравнение переноса тепла в дивергентной форме:

$$\partial T_w/\partial t = -k(T_w - T_a) - [\partial (u\bar{T}_w)/\partial x + \partial (v\bar{T}_w)/\partial y] + \\ + A_h(\partial^2 T_w/\partial x^2 + \partial^2 T_w/\partial y^2), \tag{5.29}$$

где черта сверху обозначает усреднение по верхнему слою. Уравнение (5.29) рассматривалось отдельно в западной пограничной области и районе открытого, «свердруповского» океана. Заметим, что такое же разделение модельной области использовали Иерли и Ян [433]. Температура в [341а] зависела только от широты. Модельные эксперименты позволили получить многие важные эффекты и в том числе необходимость взаимодействия субтропического и субполярного круговоротов. С точки зрения природы такое взаимодействие необходимо, если рассмотреть баланс соли в двух этих круговоротах. При отсутствии обмена он нарушается ввиду почти «чистого» испарения в субтропическом и почти «чистых» осадков в субполярном круговороте. Обратная связь типа (5.28) рассматривалась Эмери и Чанади [390] для циклических течений в озерах. Исследования круговорота на крупномасштабной численной модели приводятся в [334]. Некоторые обратные связи обсуждаются в [381, 573]. Цепочка связей в течение одного цикла по работам [115, 162, 341], представлена на обобщенной схеме физических моделей взаимодействия. Заметим, что полный цикл во всех моделях осуществляется примерно одинаково, хотя и через различные обратные связи. Принципиальной чертой таких связей является взаимовлияние тепловых свойств океана и динамических характеристик атмосферы. Однако сильные обратные связи в описанных моделях не всегда срабатывают однозначно. Видимо, круговороты вод являются автоколебательными системами накопительного типа, требующими механизма отвода энергии, действие которого может быть связано с энергоактивными зонами, лежащими в струе круговорота.

Для анализа взаимодействия с атмосферой атлантического субтропического круговорота может быть применен интегральный подход, рассмотренный в главе 2 [19, 89]. В данном случае речь будет идти о процессах, циклических по пространству.

Будем анализировать атлантический субтропический круговорот, состоящий из течений Гольфстрима, Северо-Атлантического, Канарского, Северного Пассатного, Антильского и Карибского. Использованная траектория круговорота приведена на

рис. 5.32 *а*. Значения температур воды и воздуха за каждый месяц интерполировались на эту траекторию в 27 точках, по которым производился расчет. По полученным данным за каждый месяц строились кривые $T_a = f(T_w)$, приведенные на рис. 5.32 *б* в двухмесячном осреднении, и рассчитывались их площадь, про-

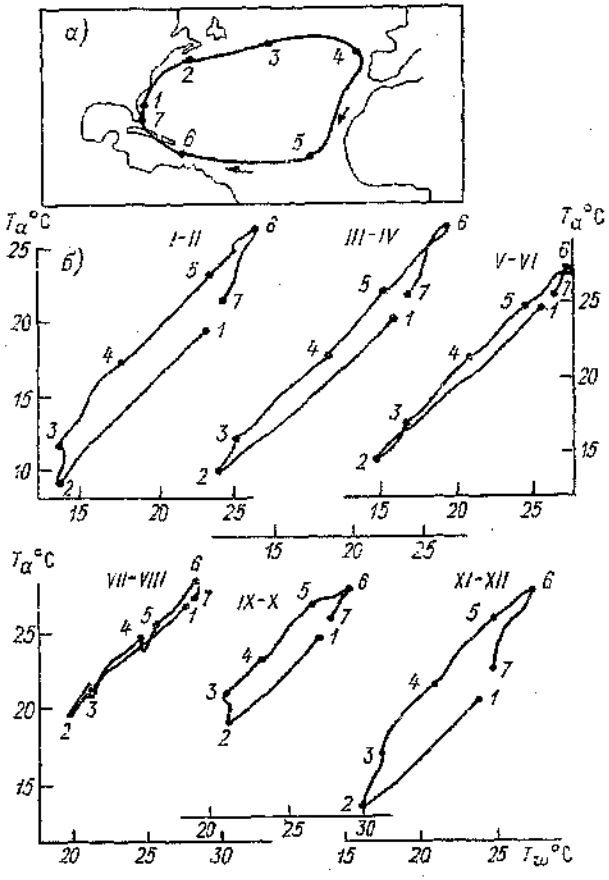


Рис. 5.32. Траектория Атлантического субтропического круговорота (*а*) и пространственные T_w, T_a-петли в двухмесячном осреднении (*б*).

Цифры — последовательная нумерация точек.

странственный сдвиг фаз и другие характеристики. Отметим, что геометрия петель и их форма существенно изменяются. Из вида петли $T_a = f(T_w)$ следует, что с ростом температуры воздуха температура воды растет. Однако понижение температур происходит по кривой, не совпадающей с первой, что приводит к возникновению фазовых разногласий. Заметим, что по фазе (обход контура по часовой стрелке в направлении течения вод) в среднем темпе-

ратура воздуха опережает температуру воды. Следовательно, в крупномасштабном взаимодействии активная роль принадлежит атмосфере. В целом атмосферный круговорот, опережая по фазе океанический, отнимает тепло у него. Это является следствием того, что по аналогии с временными петлями пространственная T_w, T_a-петля располагается на рис. 5.32 *б* ниже линии $T_a = T_w$. Атмосферный воздух в среднем холоднее циркулирующих вод океана, а его активная роль, определяемая знаком фазового рассогласования, приводит к сезонному потоку холода из атмосферы в океан.

Для того чтобы установить связь между параметрами пространственных T_w, T_a-петель и интегральными энергетическими характеристиками субтропического антициклонического круговорота запишем для него уравнения теплопроводности в дивергентной форме в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} + \frac{\partial (uT_w)}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial (vT_w)}{\partial \theta} + \frac{\partial (wT_w)}{\partial z} = \\ = k_r \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial T_w}{\partial r}\right) + k_\theta \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T_w}{\partial \theta^2} + k_z \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2}, \qquad (5.30)$$

где u, v, w — компоненты скорости движения, соответствующие цилиндрическим координатам r, θ, z; k_r, k_θ, k_z — коэффициенты турбулентного обмена. Интегрирование (5.30) в пределах постоянной глубины верхнего слоя h даст:

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} + \frac{\partial (uT_w)}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial (vT_w)}{\partial \theta} = k_r \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial T_w}{\partial r}\right) + \\ + k_\theta \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T_w}{\partial \theta^2} + \frac{Q}{\rho_w C_p h}, \qquad (5.31)$$

где T_w, u, v отвечают осредненным значениям параметров в верхнем слое; Q — тепловой поток в системе океан—атмосфера, определяемый радиационным балансом R и потоками явного и скрытого тепла Q_H и Q_E:

$$Q = R - Q_H - Q_E. \qquad (5.32)$$

Представим поля температур воды и воздуха, скорости движения и теплового потока в виде суммы среднеклиматического компонента, зависящего только от координат, и циклической составляющей, отвечающей сезонному ходу:

$$\begin{aligned} T_w(r, \theta, t) &= \overline{T}_w(r, \theta) + \widetilde{T}_w(r, \theta, t); \\ T_a(r, \theta, t) &= \overline{T}_a(r, \theta) + \widetilde{T}_a(r, \theta, t); \\ u(r, \theta, t) &= \overline{u}(r, \theta) + \widetilde{u}(r, \theta, t); \\ v(r, \theta, t) &= \overline{v}(r, \theta) + \widetilde{v}(r, \theta, t); \\ Q(r, \theta, t) &= \overline{Q}(r, \theta) + \widetilde{Q}(r, \theta, t). \end{aligned} \qquad (5.33)$$

Тогда уравнение (5.31) разделится на два — для стационарной:

$$\frac{\partial(\overline{u}\overline{T}_w)}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial(\overline{v}\overline{T}_w)}{\partial\theta}=k_r\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\overline{T}_w}{\partial r}\right)+k_\theta\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\overline{T}_w}{\partial\theta^2}+\frac{\overline{Q}}{C_p\rho_w h},\tag{5.34}$$

и для циклической составляющей распространения тепла в круговороте:

$$\frac{\partial\widetilde{T}_w}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\widetilde{u}\overline{T}_w+\overline{u}\widetilde{T}_w+\widetilde{u}\widetilde{T}_w\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\widetilde{v}\overline{T}_w+\overline{v}\widetilde{T}_w+\widetilde{v}\widetilde{T}_w\right)=$$

$$=k_r\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\widetilde{T}_w}{\partial r}\right)+k_\theta\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\widetilde{T}_w}{\partial\theta^2}+\frac{\widetilde{Q}}{C_p\rho_w h}.\tag{5.35}$$

Строго говоря, члены $\frac{\partial}{\partial r}(\widetilde{u}\widetilde{T}_w)$ и $\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}(\widetilde{v}\widetilde{T}_w)$ могут давать вклад в уравнение (5.34) в виде постоянной части по времени, вообще говоря, зависящей от координат.

В соответствии с [270] для скоростей u и v можно записать:

$$u=-\frac{g}{f}\frac{1}{r}\frac{\partial\eta}{\partial\theta}-\frac{1}{\rho_w f}\frac{1}{r}\frac{\partial P_a}{\partial\theta}-\frac{1}{f}\sqrt{\frac{\mu_a}{\mu_w\rho_a\rho_w}}\frac{1}{r}\frac{\partial P_a}{\partial\theta};$$

$$v=\frac{g}{f}\frac{\partial\eta}{\partial r}+\frac{1}{\rho_w f}\frac{\partial P_a}{\partial r}+\frac{1}{f}\sqrt{\frac{\mu_a}{\mu_w\rho_a\rho_w}}\frac{\partial P_a}{\partial r},\tag{5.36}$$

где μ_a, μ_w — кинематические вязкости воздуха и воды; $f=2\Omega\sin\varphi$; η — уровенная поверхность. Для перехода от градиентов давления к градиентам температуры используем соотношение между приземными температурным и баническими полями (2.55):

$$\frac{\partial P_a}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial P_a}{\partial\theta}=-\Pi\left(\frac{\partial T_a}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial T_a}{\partial\theta}\right).\tag{5.37}$$

Вводя теперь обозначения $n=g/f$, $m=\left(\frac{\Pi}{f}\right)\left(\frac{1}{\rho_w}+\sqrt{\frac{\mu_a}{\mu_w\rho_w\rho_a}}\right)$, вместо (5.36) имеем:

$$u=-n\frac{1}{r}\frac{\partial\eta}{\partial\theta}+m\frac{1}{r}\frac{\partial T_a}{\partial\theta};$$

$$v=n\frac{\partial\eta}{\partial r}-m\frac{\partial T_a}{\partial\theta}.\tag{5.38}$$

Подставляя (5.38) в (5.34), (5.35), проинтегрируем (5.34), (5.35) по $r\,d\theta$, как на длине тепловой волны λ, а затем по dr от 0 до r_0:

$$-n\int_0^{\lambda}\overline{T}_w\frac{\partial\overline{\eta}}{\partial\theta}\,d\theta+m\int_0^{\lambda}\overline{T}_w\frac{\partial\overline{T}_a}{\partial\theta}\,d\theta+n\int_0^{r_0}\overline{T}_w\frac{\partial\overline{\eta}}{\partial r}\,dr-$$

$$-m\int_0^{r_0}\overline{T}_w\frac{\partial\overline{T}_a}{\partial r}\,dr=\int_0^{r_0}\int_0^{\lambda}\left[\overline{Q}/(C_P\rho_w h)\right]r\,d\theta\,dr; \qquad (5.39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^{r_0}\int_0^{\lambda}\widetilde{T}_w r\,d\theta\,dr-n\left(\int_0^{\lambda}\overline{T}_w\frac{\partial\widetilde{\eta}}{\partial\theta}\,d\theta+\int_0^{\lambda}\widetilde{T}_w\frac{\partial\overline{\eta}}{\partial\theta}\,d\theta+\right.$$

$$\left.+\int_0^{\lambda}\widetilde{T}_w\frac{\partial\widetilde{\eta}}{\partial\theta}\,d\theta\right)+m\left(\int_0^{\lambda}\overline{T}_w\frac{\partial\widetilde{T}_a}{\partial\theta}\,d\theta+\int_0^{\lambda}\widetilde{T}_w\frac{\partial\overline{T}_a}{\partial\theta}\,d\theta+\right.$$

$$\left.+\int_0^{\lambda}\widetilde{T}_w\frac{\partial\widetilde{T}_a}{\partial\theta}\,d\theta\right)+n\left(\int_0^{r_0}\overline{T}_w\frac{\partial\widetilde{\eta}}{\partial r}\,dr+\int_0^{r_0}\widetilde{T}_w\frac{\partial\overline{\eta}}{\partial r}\,dr+\int_0^{r_0}\widetilde{T}_w\frac{\partial\widetilde{\eta}}{\partial r}\,dr\right)-$$

$$-m\left(\int_0^{r_0}\overline{T}_w\frac{\partial\widetilde{T}_a}{\partial r}\,dr+\int_0^{r_0}\widetilde{T}_w\frac{\partial\overline{T}_a}{\partial r}\,dr+\int_0^{r_0}\widetilde{T}_w\frac{\partial\widetilde{T}_a}{\partial r}\,dr\right)=$$

$$=\int_0^{r_0}\int_0^{\lambda}\left[\widetilde{Q}/(C_P\rho_w h)\right]r\,d\theta\,dr. \qquad (5.40)$$

При интегрировании линейные члены правой части обратились в нуль. Введем изменение со временем энтальпии верхнего слоя круговорота

$$H=\frac{\partial}{\partial t}\int_0^{r_0}\int_0^{\lambda}\widetilde{T}_w\rho_w C_P h r\,d\theta\,dr, \qquad (5.41)$$

проинтегрированный по площади круговорота S приходо-расход тепла на поверхности

$$\widehat{\overline{Q}}=\iint_S\overline{Q}r\,d\theta\,dr,$$

$$\widehat{\widetilde{Q}}=\iint_S\widetilde{Q}r\,d\theta\,dr,$$

и обозначим:

$$I(ij)=\int_0^{\lambda}i\frac{\partial j}{\partial\theta}\,d\theta;$$

$$J(ij)=\int_0^{r_0}i\frac{\partial j}{\partial r}\,dr.$$

Тогда (5.39), (5.40) можно переписать в виде

$$-nI(\bar{T}_w\bar{\eta}) + mI(\bar{T}_w\bar{T}_a) + nJ(\bar{T}_w\bar{\eta}) - mJ(\bar{T}_w\bar{T}_a) = \hat{\bar{Q}}/(C_p\rho_w h); \quad (5.42)$$

$$H/(C_p\rho_w h) - n\left[I(\bar{T}_w\tilde{\eta}) + I(\tilde{T}_w\bar{\eta}) + I(\tilde{T}_w\tilde{\eta})\right] + m\left[I(\bar{T}_w\tilde{T}_a) + I(\tilde{T}_w\bar{T}_a) + I(\tilde{T}_w\bar{T}_a)\right] + n\left[J(\bar{T}_w\tilde{\eta}) + J(\tilde{T}_w\bar{\eta}) + J(\tilde{T}_w\tilde{\eta})\right] - m\left[J(\bar{T}_w\tilde{T}_a) + J(\tilde{T}_w\bar{T}_a) + I(\tilde{T}_w\tilde{T}_a)\right] = \hat{\tilde{Q}}/(C_p\rho_w h). \quad (5.43)$$

Введем зависимость T_a, T_w, η от r:

$$T_w(r, \theta) = T_{w\theta} - \xi(r - r_0)\psi(\theta);$$
$$T_a(r, \theta) = T_{a\theta} - \zeta(r - r_0)\psi(\theta);$$
$$\eta(r, \theta) = \eta_\theta + \gamma(r - r_0),$$

где $T_{w\theta}$, $T_{a\theta}$, η_θ — значения на внешней границе круговорота; ξ, ζ, γ — эмпирические размерные коэффициенты; ψ — гармоническая функция по θ. Теперь для интегралов $J(ij)$ имеем:

$$J(T_wT_a) = \zeta r_0 \sin\theta(T_{w\theta} + 3\xi \sin 0r_0/2); \quad (5.44)$$

$$J(T_w\eta) = \gamma r_0(T_{w\theta} - 3\xi \sin\theta r_0/2).$$

Ниже мы приведем оценки отдельных членов (5.42), (5.43). Пока же попробуем дать физическое толкование интегралов $I(\bar{T}_w\bar{T}_a)$ и $J(T_wT_a)$, для простоты используя задание для скоростей вместо (5.38) обратной связи

$$\mathbf{U} = \alpha\nabla T_a = \alpha\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial T_a}{\partial\theta}, \frac{\partial T_a}{\partial r}\right\},$$

ранее использованной нами. Тогда вместо (5.39), (5.40) будем иметь

$$m\left[I(\bar{T}_w\bar{T}_a) - J(\bar{T}_w\bar{T}_a)\right] = \hat{\bar{Q}}/(C_p\rho_w h); \quad (5.45)$$

$$H/(C_p\rho_w h) + m\left[I(\bar{T}_w\tilde{T}_a) + I(\tilde{T}_w\bar{T}_a) + I(\tilde{T}_w\tilde{T}_a)\right] - m\left[J(\bar{T}_w\tilde{T}_a) + J(\tilde{T}_w\bar{T}_a) + J(\tilde{T}_w\tilde{T}_a)\right] = \hat{\tilde{Q}}/(C_p\rho_w h). \quad (5.46)$$

Левые части (5.45), (5.46) показывают, что энергия, передаваемая атмосфере верхним слоем океана, проинтегрированная по площади круговорота, зависит от изменения энтальпии и от взаимодействия между термическими полями атмосферного круговорота и океанского круговорота вод. Под интегралами $I(i, j)$ стоят выражения, характеризующие взаимодействие между стационарными термическими полями океана и атмосферы $\bar{T}_w(\partial\bar{T}_a/\partial t)$, между сезонными, циклически меняющимися полями температур воды и воздуха $\tilde{T}_w(\partial\tilde{T}_a/\partial\theta)$, между климатическим

термическим полем океана и сезонным полем температур атмосферы $\overline{T}_w(\partial\widetilde{T}_a/\partial t)$, между циклическим температурным полем океана и климатическим атмосферы $\widetilde{T}_w(\partial\overline{T}_a/\partial t)$. Интегрирование этих выражений дает работу, приложенную термическим полем атмосферы к океану или наоборот. В результате мы получаем интегралы вида $\int\limits_0^\lambda T_w \frac{\partial T_a}{\partial\theta}\,d\theta$, которые для удобства интерпретации в предположении постоянства сдвига фаз по r могут быть заменены интегралами

$$S_L(T_wT_a) = \int\limits_0^L T_{w0}\frac{\partial T_{a0}}{\partial\theta}\,d\theta = \oint\limits_L T_{w0}\,dT_{a0}, \tag{5.47}$$

представляющими собой замкнутые кривые $T_a = f(T_w)$, построенные в координатах «$T_w - T_a$» на длине тепловой волны (в данном случае на траектории круговорота L). Полагая $T_w = T_{w0}\times$ $\times\cos(2\pi l/L)$, $T_a = T_{a0}\cos(2\pi l/L+\varphi)$, по формуле

$$\varphi_L(T_wT_a) = \arcsin[S_L(T_wT_a)/(T_{a0}T_{w0}\pi)], \tag{5.48}$$

аналогичной (2.33), может быть получен пространственный сдвиг фаз между волнами тепла в воде и в воздухе. Поток энергии, определяемый обменом через поверхность круговорота при отсутствии обмена через нижнюю границу, расходуется, видимо, на изменение теплового состояния вод и на поток энергии через боковую границу, составляющие которого могут быть вычислены через интегралы типа $J(i, j)$, отражающие рассогласованность температурных полей в океане и в атмосфере в радиальном направлении.

В (5.31) мы для простоты предполагали, что глубина верхнего слоя h постоянна и вертикальная адвекция на нижней границе этого слоя отсутствует. При учете изменений h по θ и r, т. е. при $h = f(\theta, r)$ в (5.31), а затем в (5.39), (5.40) после интегрирования по переменному пределу появятся члены, содержащие интегралы $\int\limits_0^\lambda T_w\frac{\partial h}{\partial\theta}\,d\theta$ и $\int\limits_0^{r_0} T_w\frac{\partial h}{\partial r}\,dr$, ответственные за перераспределение тепла на нижней границе, а изменение энтальпии верхнего слоя будет определяться также членом $T_w\partial h/\partial t$. Достаточно сильной гипотезой является и задание зависимостей $T_a(r, \theta)$, $T_w(r, \theta)$ в виде, приводящем к (5.44), однако эти выкладки следует рассматривать не как строгую постановку задачи, а скорее как одну из возможных физических интерпретаций эффектов, обнаруженных при обработке эмпирического материала. Приведенные ниже приближенные оценки подтверждают допустимость сделанных предположений.

Для 18 лет с 1957 по 1974 г. были построены пространственные среднегодовые T_w, T_a-петли и рассчитаны их параметры. Межгодовая изменчивость площадей петель и фазовых сдвигов приведена на рис. 5.33 *а*. В постановке (5.45), (5.46) эти петли соответствуют интегралу $\oint_L \overline{T}_w \, d\overline{T}_a$, отражающему взаимодействие стационарных климатических полей. Отметим существенную меж-

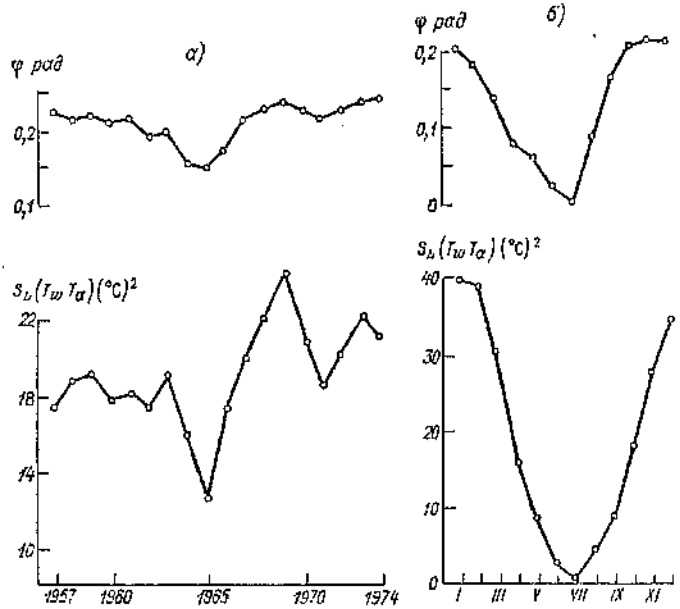


Рис. 5.33. Межгодовая (*а*) и сезонная (*б*) изменчивость пространственных фазовых различий температур воды и воздуха и площадей пространственных T_w, T_a-петель.

годовую изменчивость разности фаз среднегодовых полей. За 18 лет изменялась почти вдвое от 0,1 до 0,19 рад. Фазовые сдвиги являются мерой взаимного приспособления полей, и, естественно, чем они меньше, чем меньшую работу совершает тепловое поле атмосферы над тепловым полем воды. Эта работа пропорциональна площадям T_w, T_a-петель. Как раз в 1965 г. (год минимального сдвига фаз) величина $S(T_w T_a)$ также имела минимальное значение, а в 1959, 1969, 1973 гг. достигала максимумов.

По ежемесячным среднеклиматическим данным нами были рассчитаны фазы и площади петель $S_L(T_w T_a)$, сезонный ход которых представлен на рис. 5.33 *б*. Обратим внимание на значительную амплитуду сезонных колебаний. В летние месяцы сдвиг фаз становится близким к нулю, что свидетельствует о сильном

взаимном приспособлении полей в атмосфере и в океане в летний сезон. В зимние месяцы, наоборот, тепловое поле океана совершает максимальную работу по прогреву атмосферы.

Возвращаясь к рис. 5.32, заметим, что и показатель среднеклиматического контраста между океаном и атмосферой — расположение петли $T_a = f(T_w)$ по отношению к линии $T_w = T_a$ — также

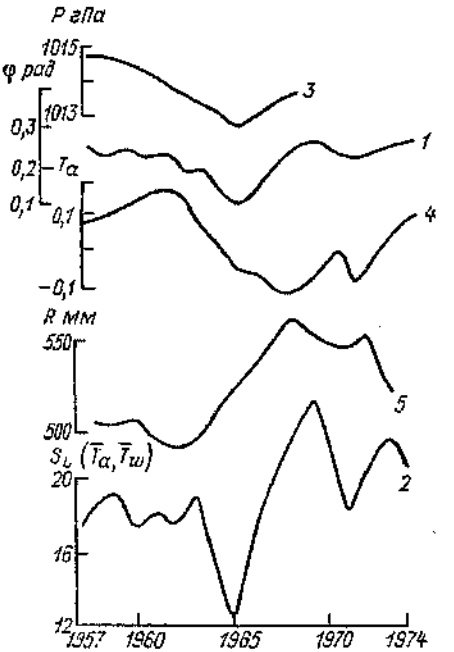


Рис. 5.34. Сопоставление межгодовой изменчивости фазовых сдвигов и площадей T_w, T_a-петель с интегральными климатическими параметрами над Европейским континентом.

1 — фазовые сдвиги; *2* — площади петель; *3* — давление над Евразией; *4* — температура воздуха над европейской частью СССР; *5* — осадки над европейской частью СССР.

имеет сезонный ход. Легко видеть, что согласованность по фазам в летние месяцы сочетается с температурным взаимоприспособлением воды и воздуха. И наоборот, зимнее рассогласование отмечается как в фазовых сдвигах, так и в тепловом контрасте.

На рис. 5.34 многолетняя изменчивость характеристик интеграла $S_L(\overline{T}_w\overline{T}_a)$ сопоставлена с некоторыми интегральными климатическими параметрами над Евразией. Отметим высокую согласованность изменчивости φ_L $(\overline{T}_w\overline{T}_a)$ с атмосферным давлением над Евразией. Величины $S_L(\overline{T}_w\overline{T}_a)$ неплохо коррелируют с осадками над континентом.

Для исследования многолетней динамики нами были рассчитаны значения интегралов $\oint_L T_w\,dT_a$ за каждый месяц с 1957 по 1974 г. На рис. 5.35 *а* приведены многолетние ряды за 18 лет за каждый месяц площадей T_w, T_a-петель. Отметим четко выраженную годовую цикличность в приведенных рядах. В рядах величин φ_L и $S_L(T_wT_a)$ имеются нарушения годовых колебаний, что

свидетельствует о том, что фаза существенно осложняет сезонную цикличность амплитудных характеристик. Отметим, что в летние месяцы в отдельные годы наблюдаются отрицательные значения величин $S_L(T_w T_a)$, что соответствует опереженню волной

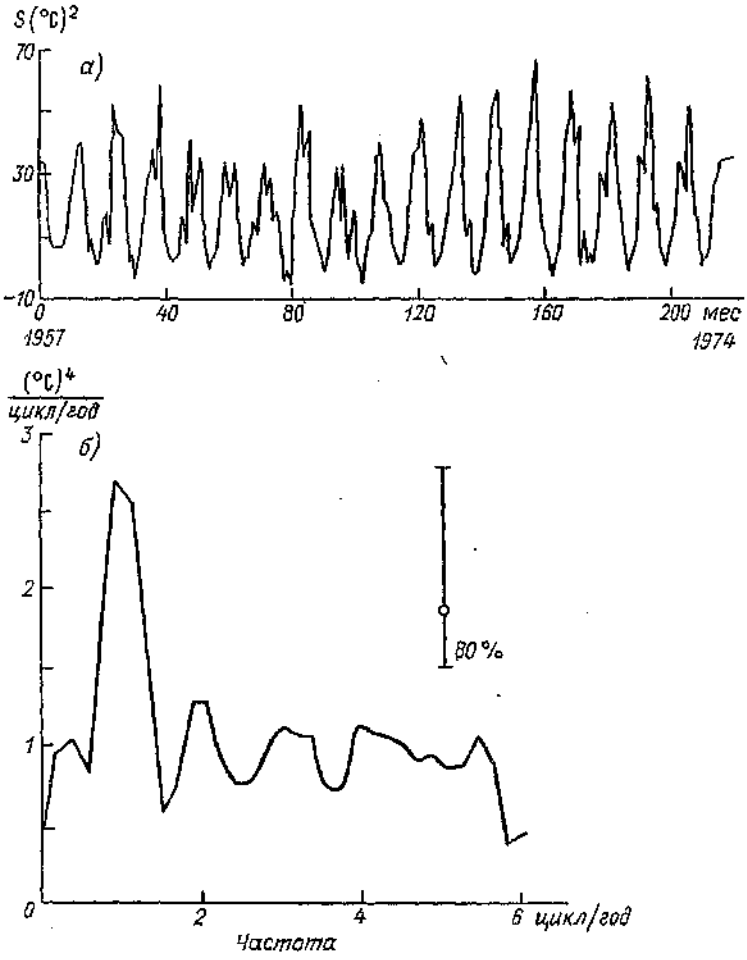


Рис. 5.35. Временной ряд с 1957 по 1974 г. площадей пространственных T_w, T_a-петель (*а*) и спектр этого ряда (*б*).

в океане атмосферной волны. В этом случае работу уже совершает океанский круговорот над атмосферным. На рис. 5.35*б* приведен спектр полученных рядов, который имеет значимый пик на годовой частоте.

Для анализа колебаний на окологодовых частотах нами также проанализирован ряд, соответствующий интегралам $\oint_L \hat{T}_w d\hat{T}_a$,

вычисленным по рядам $\widehat{T}_w$ и $\widehat{T}_a$, из которых была исключена годовая гармоника (рис. 5.36 *а*). В спектре этого ряда (рис. 5.36 *б*) отмечаются колебания на частотах, соответствующих периоду примерно 14,7 мес., что подтверждает существование

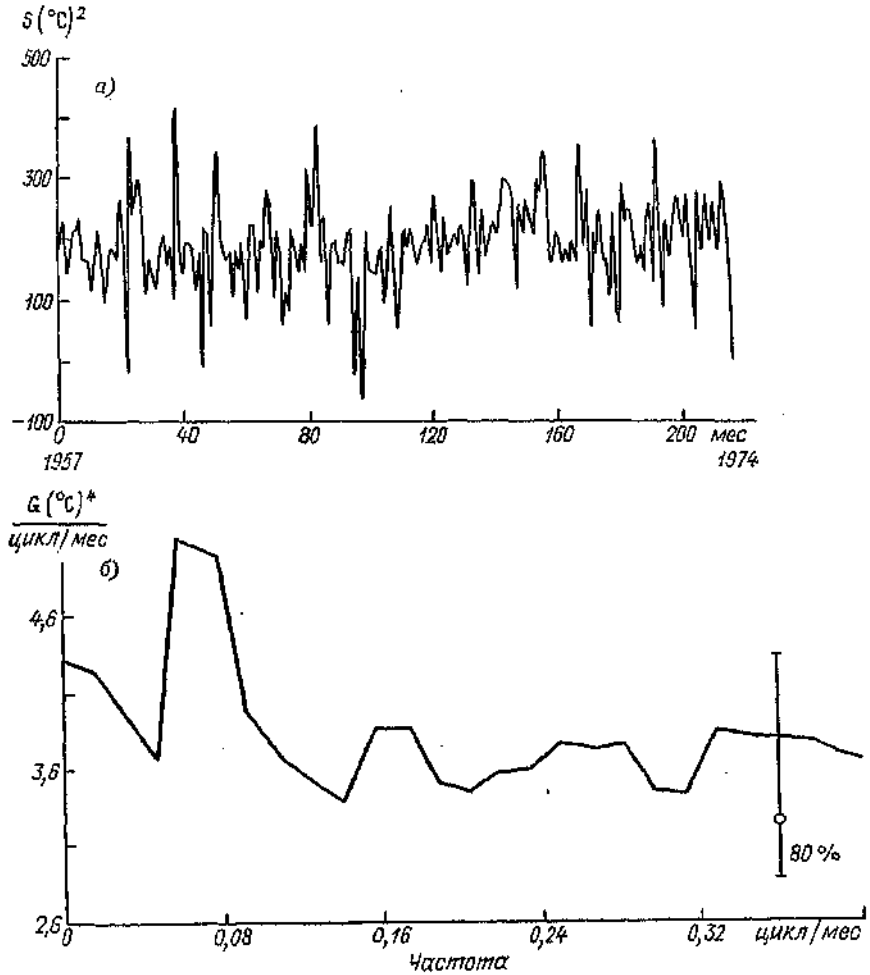


Рис. 5.36. Временной ряд с 1957 по 1974 г. значений интеграла $\oint \widehat{T}_w d\widehat{T}_a$, вычисленного по рядам с исключенной годовой гармоникой (*а*), и спектр этого ряда (*б*).

14-месячной цикличности в субтропическом круговороте, объясненной В. В. Шулейкиным в [323]. Немногочисленность экспериментальных подтверждений этого результата объясняется необходимостью рассмотрения интегральных характеристик круговорота.

Интересным представляется сравнение различных членов (5.45), (5.46), которое может показать роль взаимодействия на различных временны́х масштабах и энергетику взаимодействия между этими масштабами. Оценки в двухмесячном осреднении по данным за 1959 г. приведены в табл. 5.10.

Таблица 5.10

Оценка интегралов уравнений (5.45), (5.46) для атлантического субтропического круговорота за 1959 г.

	I—II	III—IV	V—VI	VII—VIII	IX—X	XI—XII
$\oint_L \bar{T}_w d\bar{T}_a$	19,20	19,20	19,20	19,20	19,20	19,20
$\oint_L \tilde{T}_w d\tilde{T}_a$	2,22	1,61	—0,27	3,31	—0,12	—0,60
$\oint_L \bar{T}_w d\tilde{T}_a$	11,03	2,94	—9,35	—14,84	2,11	13,07
$\oint_L \tilde{T}_w d\bar{T}_a$	—18,63	—7,90	5,35	17,18	10,09	—6,74

Отметим, что члены, отвечающие взаимодействию климатических полей, в 5—10 раз превосходят сезонные. Это говорит о том, что главным фактором, определяющим динамику круговорота, является климатический тепловой контраст между его северной и южной периферия́ми, что позволяет надеяться на успех при использовании относительно простых обратных связей типа [115, 341а] при моделировании. Интересным является тот факт, что интегралы, отвечающие взаимодействиям между сезонными и климатическими тепловыми полями в воде и воздухе, оказываются сравнимы с климатическими членами. Океан в интеграле $S_L(\widetilde{T_w \bar{T}_a})$ и атмосфера в $S_L(\bar{T}_w \widetilde{T}_a)$ выступают в качестве дестабилизаторов, активно воздействующих на климатически осредненные, консервативные поля соответственно в атмосфере и в океане. Физическая феноменология таких процессов анализировалась в [221]. Наиболее сильно дестабилизирующее действие океана проявляется в зимнее время. Знакопеременный интеграл $\oint_L \tilde{T}_w P\tilde{T}_a$ отвечает роли сезонного хода в формировании динамики круговорота. Замкнутая кривая, соответствующая этому члену, возникает из-за контраста, создаваемого различными амплитудами годового хода на севере и на юге. Отрицательные значения $S_L(\widetilde{T_w \tilde{T}_a})$ приходятся, как правило, на летние месяцы, когда амплитуды сезонного хода создают обратный контраст и атмосфера передает океану энергию, забранную в зимние месяцы в рамках сезонного масштаба времени.

Представляется интересным провести числовые оценки различных членов выражений (5.42), (5.43), (5.45), (5.46) в пересчете на энергетические характеристики. В этом смысле сравнение различных составляющих в табл. 5.10 носит полуколичественный характер и, характеризуя роль сезонного хода и климата в динамике круговорота, не отвечает, тем не менее, на вопросы о роли различных факторов в формировании энергетики его взаимодействия с атмосферой. Для количественных оценок энергетических характеристик мы использовали значения радиационного баланса, полученные нами в главе 4, и оценки потоков явного и скрытого тепла, полученные в предыдущих разделах. Данные об уровне были взяты из [485], а также корректировались расчетами поверхностной динамической топографии.

В первую очередь обратимся к оценке внешнего теплового баланса круговорота. Эта оценка была получена нами, исходя из (5.32). Учитывая зональность радиационных характеристик, мы использовали среднезональные значения радиационного баланса. Для оценки потоков явного и скрытого тепла были использованы расчеты по 5-градусным квадратам Северной Атлантики. В результате нами получены сезонная и климатическая составляющие внешнего теплового баланса, в предположении (весьма не бесспорном) примерно пропорционального тепловым потокам равного вклада сезонного и климатического компонентов радиационного баланса в энергетику. Результаты оценки прихода-расхода на поверхности океана приведены в табл. 5.11.

Таблица 5.11

Оценка составляющих внешнего теплового баланса атлантического субтропического круговорота (10^{15} Вт)

Площадь круговорота, 10^3 км^2	17 861 600
Радиационный баланс R	2,803
Суммарная теплоотдача в атмосферу, климатический компонент $\left(\overline{Q}_H + \overline{Q}_E\right)$	—2,122
Суммарная теплоотдача в атмосферу, сезонный компонент $\left(\widetilde{Q}_H + \widetilde{Q}_E\right)$	—1,474
Интегральная теплоотдача в атмосферу $(Q_H + Q_E)$	—3,596
Климатический компонент внешнего теплового баланса $\overline{Q}$	—0,468
Сезонный компонент внешнего теплового баланса $\widetilde{Q}$	—0,325
Интегральный внешний тепловой баланс Q	—0,793

Данные таблицы дают дефицит внешнего теплового баланса всего круговорота, близкий к $0{,}8 \cdot 10^{15}$ Вт. Сопоставление этой оценки с меридиональным переносом тепла в Атлантике на широтах 15° с. ($\approx 1{,}2 \cdot 10^{15}$ Вт) и 45° с. ($\approx 0{,}5 \cdot 10^{15}$ Вт), согласно [421, 459], свидетельствует о разумности полученной оценки. Исходя из меридиональных переносов тепла, получаем значение

$0{,}7 \cdot 10^{15}$ Вт, на 15 % меньше вычисленного нами. Полученный дефицит обеспечивается на 40 % сезонной составляющей теплообмена и на 60 % климатической. Такое соотношение между двумя компонентами характерно для этих широт Атлантики.

Дефицит внешнего теплового баланса должен компенсироваться членами правой части уравнений (5.42), (5.43). Ввиду большой трудности оценок коэффициентов для разных масштабов оценку членов, содержащих интегралы $I(i, j)$ и $J(i, j)$, мы проведем для среднегодовых полей, не разделяя их на сезонный и климатический компоненты (т. е. отражающих некоторый суммарный эффект). Сопоставление в этом случае мы будем вести с интегральным внешним тепловым балансом, равным в соответствии с табл. 5.11 $-0{,}793 \cdot 10^{15}$ Вт. Целью такого сопоставления является получение хотя бы качественных представлений о полноте учета различных факторов в выражениях (5.42), (5.43).

Значения интегралов $S_L(T_w T_a)$ были оценены в предыдущем разделе. По отношению к интегралам $I(T_w T_a)$ они представляют собой некоторые экстремальные величины, связанные с внешней границей круговорота, контрасты северной и южной периферий на которой особенно резки. Поэтому для перехода от $S_L(T_w T_a)$ к $I(T_w T_a)$ значения S_L мы брали с коэффициентом, который был определен по среднеклиматическим данным и оказался равным примерно 0,64. Интеграл $I(T_w \eta)$ определялся, исходя из данных об уровне океана в 18 береговых и островных пунктах Латинской Америки, Северной Америки, Европы и Африки. Функция $T_w = f(\eta)$ образует при обходе контура круговорота петлю со многими самопересечениями. Для оценки интегралов $J(T_w T_a)$ и $J(T_w \eta)$ нужно было в первую очередь оценить коэффициенты ξ, ζ, γ зависимостей (5.44). Величины ξ и ζ были оценены по данным о температурах воды и воздуха методом наименьших квадратов и оказались равными $\xi \approx 5{,}3 \cdot 10^{-8}$ °С/м, $\zeta \approx 6{,}1 \cdot 10^{-6}$ °С/м. Величина γ оценивалась по данным об уровне на Бермудских островах и четырех станциях Северо-Американского континента. Было получено $\gamma \approx 3{,}2 \cdot 10^{-5}$ см/м. Далее в соответствии с формулами (5.45) были вычислены величины $I(T_w T_a)$ и $J(T_w \eta)$ для средних условий круговорота. При оценке коэффициентов m и n входящий в них коэффициент Π варьировался в зависимости от θ. Результаты расчетов приводятся в табл. 5.12.

Таблица 5.12

Оценки членов левой части уравнения (5.42) (10^{15} Вт)

$mI\,(T_w T_a)$	0,519
$mJ\,(T_w T_a)$	0,360
$nI\,(T_w \eta)$	−0,247
$nJ\,(T_w \eta)$	0,123

Как видно из табл. 5.12, сложение членов с их знаками согласно (5.42) дает $0{,}529 \cdot 10^{15}$ Вт, что составляет 66 % внешнего

теплового баланса в правой части (5.42). С одной стороны, близость (в пределах порядка) говорит о разумности проведенных оценок. Однако более чем 30 %-ным расхождением для интегральной оценки нельзя полностью удовлетвориться. Из табл. 5.12 следует, что главными в энергетике круговорота являются члены, отвечающие за термическое взаимодействие между океаном и атмосферой. Выше нами не было учтено взаимодействие полей влажности в атмосфере и солености в океане. А ведь именно в полях солености поверхности наиболее отчетливо проявляется субтропический круговорот в океане, так же как в атмосфере его наиболее четкое проявление связано с полем атмосферного давления.

Видимо, за боковой обмен (радиальный компонент) в большей мере отвечает термика в воде во взаимодействии с паром в атмосфере, а за работу на контуре (угловой компонент) — взаимодействие «соленость — «сухая» термобарика».

Другим важным аспектом исследования баланса энергии круговорота является анализ потоков тепла вглубь через меняющуюся границу верхнего квазиоднородного слоя. Другой стороной этой проблемы является непостоянство во времени самих границ круговорота.

Вернемся вновь к рис. 5.32 и обратим внимание на точки перегибов T_w, T_a-петель, соответствующие областям максимальных и минимальных температур воды и воздуха на круговороте, своеобразным полюсам круговорота. При продвижении вдоль траектории по часовой стрелке от северного «полюса холода» к южному «полюсу тепла» происходит нагревание, а продвижение с юга на север соответствует охлаждению. Таким образом, круговорот разделяется на области отдачи и получения энергии. Первой на рис. 5.32 соответствуют наибольшие разности температур вода—воздух (нижняя часть T_w, T_a-петли, наиболее удаленная от линии $T_w = T_a$).

Анализ этих областей показывает, что они не равны по геометрии, несимметричны и обладают значительной сезонной и межгодовой динамикой. На рис. 5.37 *а* схематично показана сезонная динамика «полюсов» круговорота. «Полюс холода» располагается в северо-западной части, «полюс тепла» — в юго-западной. Таким образом, зона отдачи тепла по протяженности в несколько раз меньше зоны накопления. От зимы к лету «полюс холода» смещается на восток более чем на 2 тыс. км. «Полюс тепла» при этом мигрирует на запад. Амплитуда смещений «полюса холода» превосходит амплитуду смещений «полюса тепла», в результате чего в летние месяцы зона отдачи тепла увеличивается, а зона накопления сокращается, тем не менее по протяженности все же оставаясь большей.

Физическая природа таких миграций состоит в том, что процесс отдачи тепла океаном в западной области круговорота, приобретающий наибольшую интенсивность зимой, относительно выхолаживает западную часть круговорота до некоторого предельного уровня. В условиях такого дефицита процесс отдачи тепла

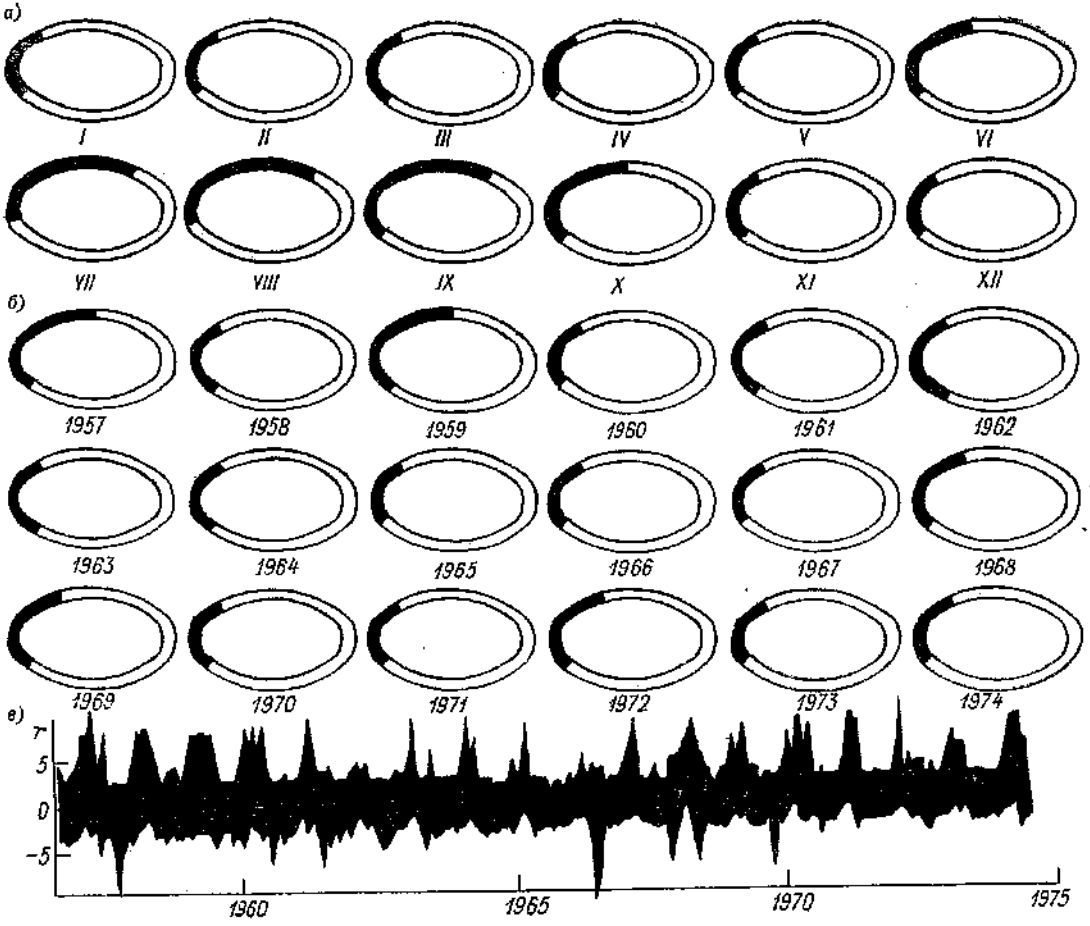


Рис. 5.37. Сезонная (*а*) и межгодовая (*б*) динамика зон накопления и отдачи тепла в круговороте и временные многолетние ряды пространственных миграций «полюсов» круговорота (*в*).

Зачерненное пространство соответствует ширине зоны отдачи тепла.

начинает распространяться на восток, захватывая зону теплонакопления. На рис. 5.37 *а* обратим внимание на то, что промежуточные положения «полюсов» (весеннее и осеннее) почти не выражены. Создается впечатление, что «полюса» имеют два устойчивых состояния — летнее и зимнее — и довольно резко переходят от одного к другому. В целом сезонная динамика зон накопления и отдачи энергии соответствует колебательной системе с закрепленной точкой внутри круговорота.

Рисунок 5.37 *б* отражает межгодовую динамику полюсов круговорота. Амплитуды смещений здесь не столь значительны, как сезонные. Отметим 1958, 1962, 1963 гг., когда «полюс тепла» значительно смещался к востоку. Сопоставление приведенных выше карт теплообмена свидетельствует, что максимум, соответствующий ЭАО Гольфстрим I рода, смещался в соответствии с «полюсом холода» круговорота. Осуществив привязку местоположений «полюсов» к точкам интерполяции на струе круговорота, мы получили возможность оцифровать ежемесячные положения «полюса тепла» и «полюса холода» за 18 лет с 1957 по 1974 г. На рис. 5.37 *в* приведены ряды в относительных единицах, отражающие положение «полюсов» и временну́ю динамику протяженности зоны отдачи энергии, равной расстоянию между двумя кривыми на рис. 5.37 *в*. Отметим, что сезонная динамика «полюса тепла» выражена гораздо слабее, чем «полюса холода». Картина временно́й динамики «полюса холода» подтверждает высказанное выше предположение о его двух устойчивых состояниях (летнем и зимнем). Верхний график на рис. 5.37 *в* имеет вид последовательности почти прямоугольных сигналов.

Итак, главным выводом из анализа динамики «полюсов» круговорота и геометрии зон накопления и отдачи энергии является факт неравенства по протяженности зоны получения тепла зоне его отдачи. Как же в этом случае осуществляется тепловой баланс всего круговорота? Поддерживать его могла бы либо неравномерность тепловой подпитки, либо динамика, либо и то, и другое вместе. Ответить на этот вопрос, по крайней мере для масштаба годовой изменчивости, нам поможет последующий анализ.

Выше было показано, что главной частотой в спектре изменчивости фазовых и энергетических характеристик субтропического антициклонического круговорота является годовая частота. Таким образом, одним из характерных периодов гигантской круговой тепловой волны является год. В соответстви с (5.48) могут быть определены пространственные сдвиги фаз тепловых волн в океане и в атмосфере. Вычисления показали, что воздух опережает воду по фазе на длине круговорота. С другой стороны, выше для всей акватории Северной Атлантики оценены временны́е сдвиги фаз годовых волн тепла в воде и в воздухе. Были найдены значения таких сдвигов, в среднем близкие к 10 сут. Совместный анализ пространственных фазовых сдвигов на длине тепловой волны (траектории круговорота) и временны́х запаздыва-

ний годовых волн в воде относительно воздуха в каждой точке круговорота позволяет получить соотношения, интерпретируемые как фазовые скорости распространения по траектории круговорота годовых температурных колебаний. Для этого отнесем фазовый сдвиг на длине волны к временному сдвигу:

$$c_T = \frac{\arcsin\left[\oint\limits_L T_w\, dT_a/(\pi T_{a0L} T_{w0L})\right]}{\arcsin\left[\oint\limits_\tau T_w\, dT_a/(\pi T_{a0\tau} T_{w0\tau})\right]}, \qquad (5.49)$$

где T_{a0L}, T_{w0L} и $T_{a0\tau}$, $T_{w0\tau}$ соответствуют амплитудным значениям колебаний в пространстве и во времени. В этом случае фазовая

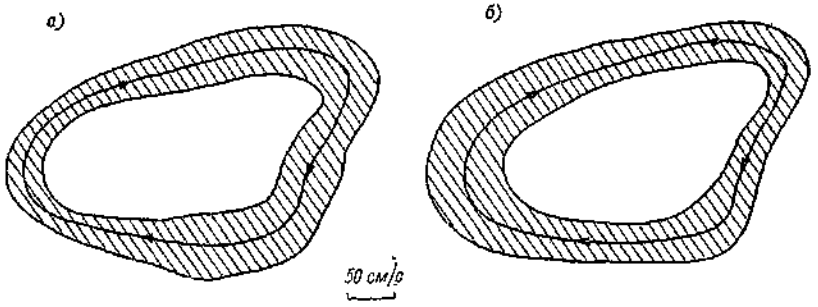


Рис. 5.38. Среднегодовые значения фазовых скоростей на траектории круговорота (*а*) и климатические скорости течений на поверхности (*б*).

скорость c_T соответствует распространению волны годового периода с длиной, равной длине траектории круговорота. В соответствии с (5.49) нами были проведены расчеты фазовых скоростей в 27 расчетных точках на траектории круговорота. При этом мы использовали временные T_w, T_a-петли и пространственные климатические T_w, T_a-петли, построенные по среднегодовым климатическим данным о температурах воды и воздуха $\overline{T}_w$ и $\overline{T}_a$. Результаты расчетов приведены на рис. 5.38. Максимальные фазовые скорости отмечаются в восточной части круговорота, соответствующей зоне накопления тепла, а минимальные — в западной — там, где происходит отдача тепла. Из формулы (5.49) следует, что фазовые скорости обратно пропорциональны значению интеграла $\oint\limits_\tau T_w\, dT_a$ при заданном значении $\oint\limits_L T_w\, dT_a$. Учитывая, что $\oint\limits_\tau T_w\, dT_a$ пропорционален энергии, отдаваемой океаном за год в атмосферу, можно утверждать, что увеличение отдачи тепловой энергии в атмосферу приводит к замедлению распространения

тепловой волны. Для сравнения на рис. 5.38 приведены также скорости переноса вдоль траектории круговорота. Здесь максимумы и минимумы имеют противоположную локализацию. Зона максимальных скоростей связана с наибольшими потоками тепла из атмосферы в океан. В каждой точке фазовые скорости имеют свой сезонный ход. Максимальных значений они достигают в зимние месяцы и минимальных — летом, что отвечает сезонным колебаниям $\oint_L T_w dT_a$. Таким образом, мы получили, что в сравнительно небольшой области отдачи тепла фазовые скорости распространения тепловых волн минимальны. С продвижением в обширную зону накопления энергии фазовые скорости возрастают. Это проливает свет на то, как осуществляется тепловой баланс круговорота.

Из (5.49) следует, что фазовые скорости в области отдачи тепла C_{To} и области накопления $C_{Tн}$ относятся, как средние фазовые временны́е сдвиги в этих зонах. Для малых сдвигов фаз можно полагать

$$C_{To}/C_{Tн} \approx S_{τo}(T_w T_a)/S_{τн}(T_w T_a),$$

где $S_{τo}(T_w T_a)$ и $S_{τн}(T_w T_a)$ — площади временны́х интегралов $\oint_τ T_w dT_a$, осредненные соответственно по зонам отдачи и накопления тепла. Эти интегралы пропорциональны потокам тепла из океана в атмосферу. Таким образом, теплоотдача регулирует движение тепловой волны по круговороту. В зоне максимальной теплоотдачи фазовые скорости распространения сезонного колебания теплопотока вдоль контура круговорота падают.

Динамика полюсов круговорота и зон отдачи и накопления тепла самым тесным образом связана с изменчивостью фазовых скоростей.

Здесь же мо́жно привести и некоторые соображения, касающиеся механизмов формирования наблюдаемой картины фазовых скоростей. Атлантический субтропический круговорот в океане и азорский антициклон в атмосфере не являются симметричными. Своеобразные «центры» круговоротов смещены в океане на запад, а в атмосфере — на восток. Таким образом, зоны наибольших градиентов приурочены в океане к западному берегу, а в атмосфере — к Африканскому континенту. Следовательно, если скоростью течения в воде управляет пространственная дифференциация полей океана, то фазовыми скоростями годовых волн взаимодействия — атмосферная динамика. Питербаргом и Островским [236] были рассчитаны скорости продвижения аномалий температуры поверхности воды, исходя из стохастической модели изменчивости температуры поверхности. Их схема воспроизведена на рис. 5.39. Обращает на себя внимание согласованность картин на рис. 5.39 и 5.38 *а*. Это проливает свет на механизмы, управ-

ляющие движением аномалий, связанные с фазовыми скоростями волн взаимодействия.

В целом анализ распространения аномалий вдоль траектории круговорота и формирования аномалий в атмосфере довольно сложен потому, что взаимодействие субтропического и субполярного круговоротов приводит к нарушению структуры транспорта аномалий. Кроме того, само это взаимодействие достаточно сложно. Аномалии могут переходить из субтропического в субполярный

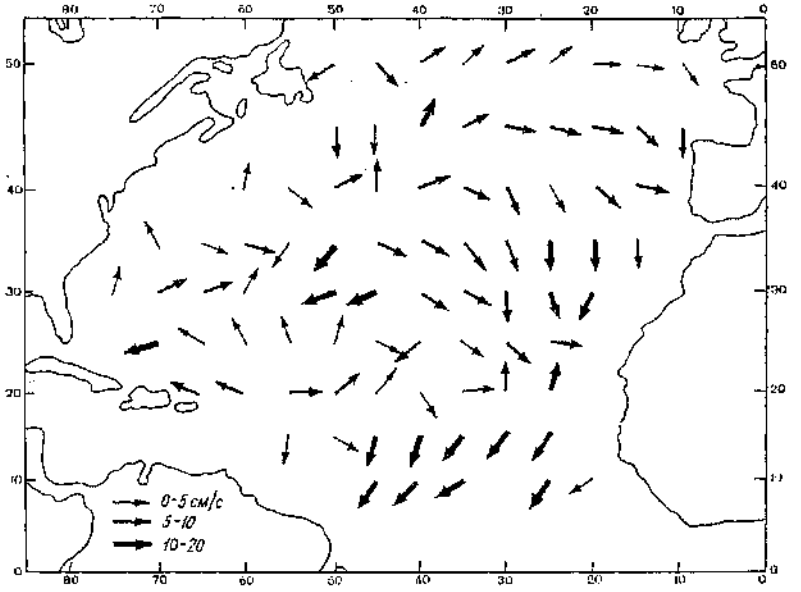


Рис. 5.39. Схема скоростей продвижения аномалий в зоне Атлантического субтропического круговорота, по Островскому, Питтербаргу [230].

круговорот, сохраняя или меняя свой знак. Это хорошо видно на рис. 5.40, где время добегания от месяца к месяцу характеризуется кривыми линиями, построенными по среднеклиматическим скоростям. В точке взаимодействия двух круговоротов можно наблюдать все многообразие поведения аномалий. Интересно заметить, что аномалии почти никогда не сохраняют знак до конца при следовании по траектории. Наиболее часто этот знак меняется как раз в месте соприкосновения двух круговоротов.

Мы рассмотрели механизмы, в которых ослабление или усиление меридиональных температурных контрастов регулирует интенсивность движения круговорота, регулируя меридиональный теплоперенос, оказывающий влияние на тепловые контрасты. В этих случаях изменение скорости течений в круговороте осуществляется управляющим звеном, в роли которого выступает

ветер. Вместе с тем широко известны факты несоответствия пространственно-временно́й структуры течений и ветрового поля, что приводит к необходимости рассмотрения других возможных ме-

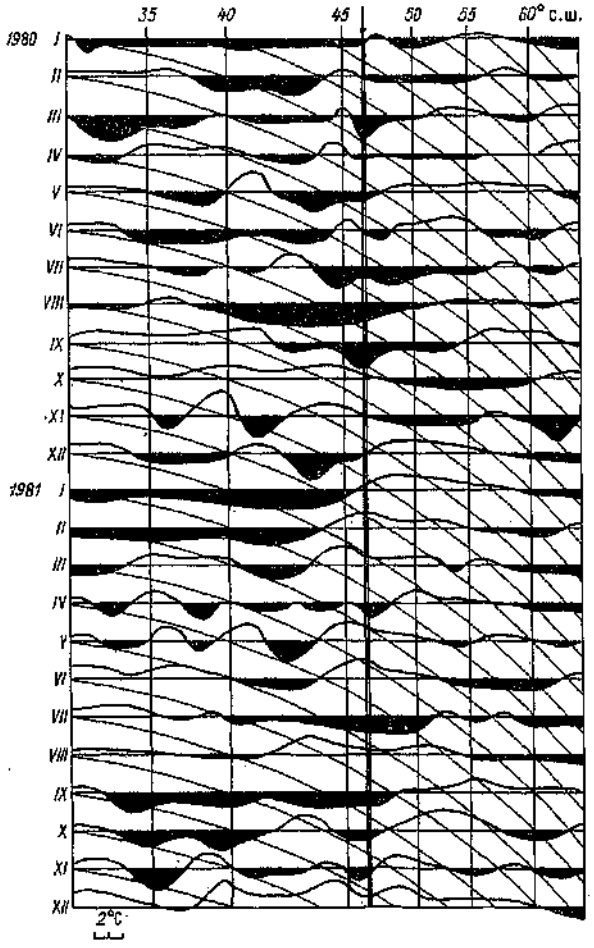


Рис. 5.40. Аномалии температуры воды вдоль траектории Гольфстрима и Северо-Атлантического течения за 1980—1981 гг.

Кривые линии соответствуют движению частиц воды во время со среднестатистическими скоростями. Стрелкой указана точка соприкосновения двух круговоротов.

ханизмов управления круговоротом. В качестве этого механизма мы рассмотрим взаимодействие полей уровня и давления. Расчет силы (ее горизонтального компонента), приложенной к субтропическому круговороту в Северной Атлантике для каждого

климатического месяца, показал, что летом сила $\mathbf{F}(P_a, \eta)$ соответствует направлению движения круговорота:

$$\mathbf{F} = \oint_L P_a \nabla\eta \, dl,$$

а зимой действие силы F противоположно направлению движения вод. Максимальная ускоряющая сила наблюдается в июне и равна $0{,}65 \cdot 10^{-4}$ Н/м², максимальная тормозящая сила наблюдается в январе и равна $0{,}33 \cdot 10^{-4}$ Н/м². Значение и направление силы нормальных напряжений вдоль круговорота хорошо согласуется с сезонным ходом интенсивности переноса вод в круговороте, максимум которого наблюдается летом, а минимум — зимой. На своем пути круговорот проходит через последовательность тепловых и механических энергоактивных областей, которые связаны друг с другом, а также секторами замедления и ускорения течений и зонами теплоотдачи и теплонакопления вод (см. рис. 5.20).

С точки зрения совершения полезной работы над водами круговорота, механические энергоактивные зоны на его контуре являются природными аналогами цилиндров двигателя внутреннего сгорания (ДВС), а сам круговорот функционирует как четырехцилиндровый двигатель. При этом два основных «цилиндра» этого двигателя у берегов Америки и Африки совершают полезную работу, сообщая механическую энергию океану. Два других «цилиндра» работают в режиме не двигателя, а компрессора, отдавая энергию атмосфере.

Этот двухцилиндровый компрессор обеспечивает правильное фазораспределение и поддерживает эффективные смещения уровенной поверхности и изменения поля давления в основных «рабочих» цилиндрах, что имеет прямую техническую аналогию в ДВС, который имеет компрессорный наддув воздуха в цилиндры для повышения мощности, при этом компрессор потребляет мощность за счет функционирования рабочих цилиндров.

В техническом ДВС объем камер сгорания фиксирован искусственными материалами, а увеличение мощности происходит за счет увеличения числа оборотов (уменьшения времени цикла) при относительно неизменной степени сжатия в цилиндрах и рабочей температуре.

В природном ДВС на круговороте, напротив, рабочая частота фиксирована продолжительностью сезонного солнечного цикла, положение его «цилиндров» зафиксировано взаимным расположением океана, континентов, контура круговорота и организующей ролью земного тяготения. Увеличение мощности в природном ДВС происходит за счет изменения рабочего объема «камер сгорания», т. е. амплитудно-фазовых характеристик уровня и давления в «механических» ЭАО, а также за счет изменений степени «сжатия» атмосферы в этих областях.

5.5. К проблеме формирования и динамики аномалий температуры поверхности океана

Оценка и прогноз аномалий температуры поверхности океана является не только одной из важнейших проблем взаимодействия океана и атмосферы, но и ключевым вопросом в долгосрочном прогнозировании погоды. Аномалии температуры поверхности океана используются в качестве «океанского сигнала» в моделях общей циркуляции атмосферы, генерирующих отклик последней на положительные или отрицательные отклонения теплового состояния океана от нормы в том или ином районе.

Анализу формирования, распространения и прогнозу аномалий ТПО посвящено большое количество работ. Одной из ключевых проблем генезиса аномалий ТПО, обсуждаемой многими авторами, является роль адвекции тепла течениями в формировании аномалий ТПО. На существенную роль адвекции указывается в работах [238, 339, 488, 489, 521]. Зональное распространение аномалий, ответственное за 20—30 % внутригодовой дисперсии, анализируется в [484]. В ряде работ [74, 338] определяющая роль адвекции в формировании и переносе аномалий ставится под сомнение. В этом случае возникновение аномалий связывают с потоками тепла через поверхность. По данным [338] теплообмен через поверхность объясняет 90—95 % сезонной изменчивости энтальпии верхнего слоя. Возникновение аномалий может быть обязано и радиационно-термическим обратным связям, например через облачность [65]. Более сложное, чем прямое, влияние адвекции на аномалии следует также из результатов, доказывающих распространение аномалий с фазовыми скоростями более высокими, чем скорости течений [450, 479]. В этом случае в качестве механизма предлагается существование обратных связей между температурами воды и скоростями ветра. Атмосферному возбуждению аномалий температуры поверхности посвящены работы [277, 568]. В [251] Рогачевым показано, что быстрое развитие аномалий может происходить за счет положительной обратной связи с длинными стоячими волнами в атмосфере и бароклинными циклоническими волнами. Роль положительных обратных связей обсуждается также в [382, 489].

В работе [2] анализируется соотношение адвекции и летнего прогрева в формировании аномалий на поверхности. Выше мы уже указывали на возможность объяснения многих эффектов формирования и развития аномалий ТПО в рамках динамико-стохастического подхода, предложенного в [415, 416]. В цикле работ [230, 235, 236] на основе динамико-стохастической модели аномалий ТПО анализируются многие процессы распространения аномального тепла в Северной Атлантике и северной части Тихого океана. Авторами [230] показано, что генерация и эволюция аномалий ТПО имеют важные сезонные особенности. В зимние месяцы аномалии менее чувствительны к атмосферному воздействию, в это же время улучшается их статистическая предсказуе-

мость. Полученные из модели [235] выражения для скоростей продвижения аномалий позволили сопоставить картину их распространения с картиной динамики течений в северных частях Тихого и Атлантического океанов [230, 236].

Многие работы посвящены цикличности аномалий ТПО. В их колебаниях, как правило, обнаруживают периоды, близкие, но не равные году [300, 376]. Детальное исследование годовых колебаний в аномалиях атмосферных и океанических характеристик для Тихого океана на обширном материале проведено в [520]. Особый интерес представляют исследования механизма формирования аномалий в переходные сезоны (осенний и весенний) во время заглубления или образования ВКС [219, 220]. В [182] получены данные о периодах экстремального развития аномалий ТПО, в течение которых они способны воздействовать на крупномасштабную атмосферную циркуляцию. В эти периоды аномалии начинают формироваться в мае—июне и достигают максимального развития к началу осени. Эффекты летней интенсификации аномалий ТПО в [182] объясняются положительными обратными связями в процессах взаимодействия океана и атмосферы в средних широтах [515, 516].

Заметим, однако, что большое число работ, анализирующих процессы генерации и эволюции аномалий с самых различных позиций и приходящих подчас к противоречащим друг другу выводам, сходятся в одном — методе выделения самих аномалий. Этот метод заключается в вычитании из среднемесячных ежегодных рядов климатического сезонного хода, принимаемого за норму. Однако, как было показано в разделе 5.1, если в исходном ряду выделить регулярные детерминированные составляющие, аппроксимируемые гармониками (включая кратные), то эти составляющие дадут «плавающую» норму, относительно которой целесообразно рассчитывать аномалии. Такой подход к выделению аномалий ТПО предлагается и развивается в [26, 172, 175]. Надо заметить, что получаемые относительно «плавающей» нормы аномалии нуждаются в предварительной обработке, т. е. разделении их на внутригодовые и межгодовые аномалии в рамках [172, 213]. При использовании альтернативного (традиционного) подхода нормальный годовой ход будет деформирован из-за того, что в него при осреднении помимо годовых гармоник будет включаться нерегулярная внутригодовая изменчивость (внутригодовые аномалии). Смещение внутригодовых и межгодовых аномалий может привести к ошибкам при построении пространственной картины, особенно в тех районах океана, где отмечаются сильные пространственные градиенты вклада межгодовой изменчивости.

В работе [26] из исходных рядов скользящим 12-месячным средним отфильтровывалась межгодовая изменчивость. После этого вычитался регулярный годовой ход в соответствии с (5.1)—(5.5). Таким образом получался остаток $\varepsilon(t)$, который и является внутригодовыми аномалиями. Спектры для $\varepsilon(t)$ не выявляют зна-

чимых пиков на каких-либо частотах, что свидетельствует о полном исключении детерминированной составляющей. На рис. 5.41 для примера приведены карты аномалий за январь 1971 г. для западной Атлантики, построенные по традиционной и предложенной методикам. Отметим различия полученных картин. В частности, вместо сильной отрицательной аномалии у Ньюфаундленда (до —0,7 °С) традиционный метод дает слабую положительную аномалию, и в целом аномальность района в данный момент времени получается не резко отрицательной, а положительной.

Для анализа внутригодовых аномалий ТПО можно применить теорию стационарных случайных процессов. Стационарность означает равенство нулю математического ожидания и зависимость корреляционной функции

$$K(\varepsilon(t)) = M\varepsilon(t)\,\varepsilon(\tau) = K(t,\ \tau)$$

только от разности аргументов: $K(t,\ \tau) = K(t-\tau)$. Выборочная проверка отдельных рядов на стационарность по критерию Андерсона показала, что гипотеза стационарности удовлетворительно выполняется для большинства случаев. Пусть корреляционная функция процесса $K(\tau)$ не зависит от t. Ее статистический аналог равен

$$K(i) = \frac{N}{N-i}\,\frac{\sum_{j=1}^{N-i}\varepsilon(j)\,\varepsilon(i+j)}{\sum_{l=1}^{N}\varepsilon^2(i)}. \qquad (5.50)$$

Вид корреляционной функции (5.50) для $\tau \leqslant 12$ мес представлен на рис. 5.42. В простейшем случае (модель авторегрессии первого порядка) можно представить $K(\tau) = e^{-\lambda\tau}$. Такое представление характеризует экспоненциальное затухание внутригодовых аномалий с течением времени, что соответствует концепции Хассельмана [415]. Карта величин λ^{-1}, характеризующих быстроту ослабления со временем связи прошлых и будущих значений $\varepsilon(t)$, приводится на рис. 5.41 *в*. Наибольшие значения λ^{-1} наблюдаются в районе Гольфстрима и Северо-Атлантического течения, а наименьшие — на юго-восточной периферии субтропического антициклонического круговорота. Из рис. 5.42 видно, что аппроксимация $K(\tau)$ не является оптимальной, что свидетельствует о том, что более подходящей является модель авторегрессии выше первого порядка. Для смешанного (традиционного) ряда внутригодовых и межгодовых аномалий приемлемой аппроксимацией оказывается модель авторегрессии первого порядка, что используется в [230]. Таким образом, способ выделения аномалий приводит к неверным выводам и об их статистической структуре.

Анализ структуры аномалий ТПО в северной части Тихого океана с позиций такого подхода проведен в [175]. На рис. 5.43

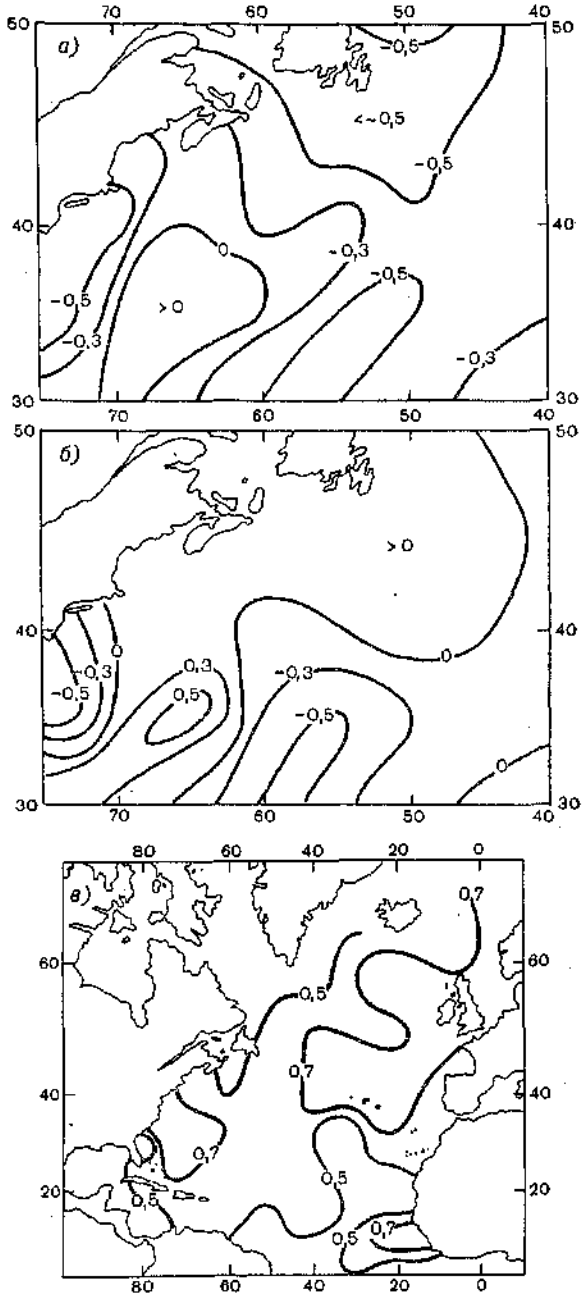


Рис. 5.41. Аномалии температуры воды за январь 1971 г., вычисленные по традиционной (*а*) и предложенной (*б*) методикам, карта параметра λ^{-1} (мес) на акватории Северной Атлантики (*в*).

представлена автокорреляционная функция рядов аномалий в районе Куросио. Ее поведение соответствует экспоненциальному затуханию с характерным временем порядка нескольких лет с более мелкими деталями с характерными масштабами несколько меся-

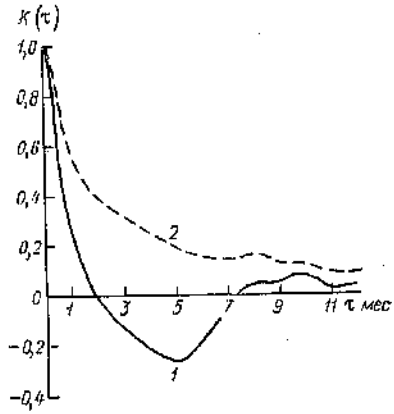


Рис. 5.42. Корреляционные функции ряда $\varepsilon(t)$ (*1*) и ряда аномалий, полученных традиционным методом (*2*) в точке 50° с. ш., 30° з. д., по [26].

цев. Такие ряды аномалий разделялись на внутригодовые и межгодовые аномалии в соответствии с описанной выше процедурой. Нормированные автокорреляционные функции рядов внутригодо-

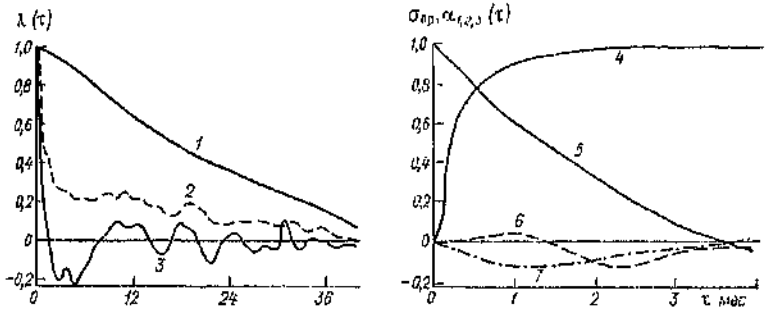


Рис. 5.43. Нормированные корреляционные функции аномалий температуры поверхности океана $\lambda(\tau)$ (*1*), внутригодовых аномалий $\lambda_в(\tau)$ (*2*), межгодовых аномалий $\lambda_м(\tau)$ (*3*), а также средняя квадратическая ошибка прогноза (*4*) и прогностические коэффициенты $\alpha_1(\tau)$ (*5*), $\alpha_2(\tau)$ (*6*), $\alpha_3(\tau)$ (*7*), рассчитанные для ряда внутригодовых аномалий ТПО в районе Куросио.

вых и межгодовых аномалий представлены на рис. 5.43 *а*. Корреляционную функцию $K_h(\tau)$ для внутригодовых аномалий можно аппроксимировать как

$$K_h(\tau) = Ae^{-\tau/\tau_1} + Be^{-\tau/\tau_2}\cos(2\pi\tau/\tau_0 - \psi)/\cos\psi; \qquad (5.51)$$
$$A + B = 1.$$

Корреляционная функция межгодовых аномалий представляет чистое затухание:

$$K_f(\tau) = e^{-\tau/\tau_f}. \tag{5.52}$$

Представление (5.51) и (5.52) соответствует процессу авторегрессии 3-го порядка:

$$\widehat{K}(t+\tau) = \alpha_1(\tau) K(t) + \alpha_2(\tau) K(t-\Delta t) + \alpha_3(\tau) K(t-2\Delta t) + \varepsilon_3(t),$$

а (5.52) — процессу авторегрессии 1-го порядка

$$\widehat{K}(t+\tau) = \alpha(\tau) K(t) + \varepsilon_1(t),$$

где $\varepsilon_1(t)$, $\varepsilon_3(t)$ — белый шум. Параметры, входящие в (5.51), (5.52), могут быть выражены через коэффициенты авторегрессии. Для процессов 1-го порядка

$$\tau_f = -1/\ln\alpha. \tag{5.53}$$

Для процесса 3-го порядка сначала отыскиваются корни характеристического уравнения авторегрессии, т. е., вообще говоря, комплексные числа S_1, S_2, S_3, удовлетворяющие уравнению

$$1 - \alpha_1(\Delta t) Z - \alpha_2(\Delta t) Z^2 - \alpha_3(\Delta t) Z^3 = (1 - S_1 Z)(1 - S_2 Z)(1 - S_3 Z),$$

с помощью которых автокорреляционная функция $K_h(\tau)$ при $\tau_p = \Delta t p$ представима в виде [266]

$$K_h(\Delta t p) = G_1\left(\frac{G_1}{1-S_1^2} + \frac{G_2}{1-S_1S_2} + \frac{G_3}{1-S_2S_3}\right) S_1^p +$$
$$+ G_2\left(\frac{G_1}{1-S_1S_2} + \frac{G_2}{1-S_2^2} + \frac{G_3}{1-S_2S_3}\right) S_2^p +$$
$$+ G_3\left(\frac{G_1}{1-S_1S_3} + \frac{G_2}{1-S_2S_3} + \frac{G_3}{1-S_3^2}\right) S_3^p,$$

где

$$G_1 = \frac{S_1^2}{(S_1-S_2)(S_1-S_3)}; \quad G_2 = \frac{S_2^2}{(S_2-S_1)(S_2-S_3)};$$
$$G_3 = \frac{S_3^2}{(S_3-S_1)(S_3-S_2)}.$$

Практически для всех рассмотренных в [175] рядов внутригодовых аномалий ТПО реализуется случай положительных корней и представление (3.51) функции $K_h(\tau)$. В предположении, что корень S_1 действительный, а $S_{2,3}$ — комплексные ($S_{2,3} = |S_{2,3}| \times \exp(\pm i\nu)$), в [252] получено

$$\tau_1 = -1/\ln|S_1|; \ \tau_2 = -1/\ln|S_{2,3}|; \ \tau_0 = 2\pi/\nu. \tag{5.54}$$

Карты параметров τ_1, τ_2 для акватории северной части Тихого океана представлены на рис. 5.44. На чистое затухание приходится примерно 20 %, а на затухание с колебаниями [второй член правой части (3.51)] — примерно 80 % всей изменчивости внутригодовых аномалий ТПО, описываемых авторегрессией 3-го порядка.

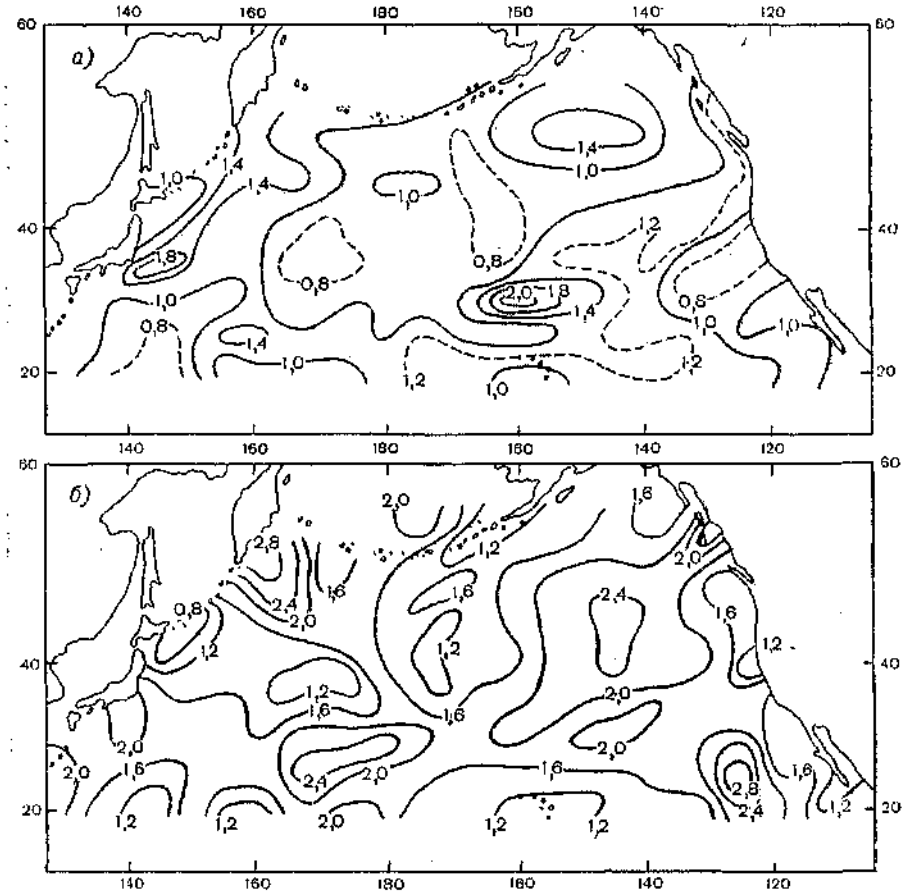


Рис. 5.44. Время чистого затухания τ_1 (*а*) и τ_2 (*б*) (мес) автокорреляционных функций внутригодовых аномалий в северной части Тихого океана.

Параметр τ_1, характеризующий чистое затухание внутригодовых аномалий, меняется на акватории от 0,8 до 1,6 мес, достигая максимума в районе Куросио и Северо-Тихоокеанского течения. Параметр τ_2, характеризующий затухание, связанное с периодическими колебаниями, изменяется в пределах 0,8—3,0 мес (рис. 5.44 *б*) с максимумами у побережья Камчатки и Северо-Американского континента.

Рассчитанные в [175] параметры τ_j затухания межгодовых аномалий имеют локальные максимумы в юго-западной части региона (2—3 года), а минимумы ($<$0,5 года) в центральных районах океана. В [175] была предпринята попытка прогноза внутри- и межгодовых аномалий. На рис. 5.43 *б* приведены зависимости прогнозных коэффициентов $\alpha_1(\tau)$, $\alpha_2(\tau)$, $\alpha_3(\tau)$ от времени упреждения τ. При малых τ определяющая роль в прогнозе принадлежит $\alpha_1(\tau)$, а при прогнозе на больший срок влияние коэффициентов $\alpha_2(\tau)$, $\alpha_3(\tau)$ соизмеримо с влиянием $\alpha_1(\tau)$.

В заключение следует заметить, что проблема формирования и эволюции аномалий ТПО приобретает в последнее время все большую актуальность в связи с развитием ряда национальных и международных исследовательских программ, имеющих целью прогресс в области долгосрочного прогнозирования климата. В этом смысле представляется важным разделение процессов внутри- и межгодовой изменчивости, характеризующихся различными физико-статистическими свойствами. Другими словами, прогноз «от нескольких месяцев до нескольких лет» в части аномалий ТПО включает в себя решение как минимум двух—трех задач в области разных временны́х и пространственных масштабов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги работы, естественно ответить на два вопроса: 1) что такое энергоактивные области (какой смысл видится теперь под этим понятием); 2) что дало нам использование концепции ЭАО для понимания процессов крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы?

Энергоактивные области Мирового океана — это минимальные структурные составляющие, участвующие в формировании крупномасштабного обмена теплом между океаном и атмосферой. Занимая ≈ 20 % площади Мирового океана, они отвечают за ≈ 40 % общего теплообмена в системе океан—атмосфера—суша. Это области максимального рассогласования между тепловыми и влажностными полями верхнего слоя океана и планетарного пограничного слоя атмосферы: именно здесь интенсивность работы по согласованию этих полей максимальна. И хотя мы утверждаем, что ЭАО — характерные структуры в крупномасштабных полях, это не значит, что пространственное их расположение жестко фиксировано, а интенсивность постоянна. Этим же областям присущи максимальные диапазоны изменчивости потоков тепла, что говорит о том, что они служат наиболее информативными акваториями для слежения за состоянием климатической системы. То есть все они одновременно могут не находиться в активном состоянии, но именно в этих областях в некоторой полициклической последовательности формируется и возбуждается наиболее активный локальный теплообмен.

Что же нового мы смогли понять прежде всего в крупномасштабном теплообмене? Прежде всего, что он не является глобально плавным, как это имеет место с усредненным за месяцы и годы радиационным обменом в системе океан—атмосфера. Мы стали понимать, что, в отличие от того, как в океане тепло накапливается в медленных процессах, потери тепла осуществляются стохастическим импульсом как по времени, так и по пространству. Миграция ЭАО в пространстве и изменение в них интенсивности потоков тепла наводят на мысль о множественности

режимов теплообмена океан—атмосфера и как следствие к множественности состояния динамики океана, т. е. сами крупномасштабные динамические структуры океана не являются застывшими и изменяющими только свою интенсивность по сезонам. Гигантский процесс перестройки самих структур (не произвольным способом) осуществляется во взаимодействии океана и атмосферы.

Другими словами, система океан—атмосфера—суша состоит из набора тепловых машин разного рода. И если общая интегральная их работа за отрезки времени порядка одного или нескольких лет, отнесенная к единице времени, меняется незначительно (в рамках доступной сейчас точности расчетов просто не меняется), то в отдельного рода тепловых машинах эти изменения весьма существенны. Примером этому служат явления Эль-Ниньо, аномальные засухи и тому подобные явления. В этом смысле короткопериодные колебания климата — не что иное как взаимозависимая модуляция интенсивности разного рода природных тепловых машин, приводящая к перераспределению в пространстве интенсивности крупномасштабного теплообмена. Но мы пока не в состоянии прогнозировать локальные тенденции этой энергетической эволюции в океане и атмосфере.

В зависимости от ранга ПТМ меняются пространственные и временные масштабы изменчивости процессов обмена в очаговых областях. Наибольший прогресс достигнут в понимании сезонных ЭАО, которые формируются в ходе муссонного перераспределения воздуха между океанами и континентами (ПТМ II рода). Различия ПТМ этого ранга в Северном и Южном полушарии, по нашему мнению, сформировали климатические среднемноголетние зональные температурные поля, на первый взгляд не отвечающие характеру радиационного обмена в «океаническом» и «континентальном» полушариях. Рассмотрение Мирового океана как единой тепловой машины (ПТМ 0-го рода) показало, что на большей части его акваторий происходит преимущественное накопление солнечной энергии, а наиболее интенсивная отдача тепла осуществляется в Северной Атлантике.

Повышенная утилизация приходящей энергии наиболее интенсивна в Тихом и Индийском океанах. Следствием этого являются максимальные вертикальные градиенты температур, которые отмечаются именно в Тихом океане. Уравновешивает этот повышенный внешний приток тепла к Тихому океану поток относительно пресных глубинных вод. Последнее обстоятельство помогает по-

нять причину отрицательной климатической аномалии солености в Тихом океане. С другой стороны, в этом глобальном межокеаническом транспорте тепла и солей лежит причина аномальности меридионального переноса тепла в южной части Атлантического океана и аномальности меридионального переноса соли в южной части Тихого океана.

Помня, что основной задачей физических наук служит «ведение приходно-расходной книги солнечного тепла», авторы попытались по-новому подойти к этим расчетам. Мы пытались получить этот бюджет не просто по пространству, а по отдельным его масштабно-частотным составляющим — тепловым машинам. Естественно, что в каждом новом подходе вопросов возникает больше чем можно дать ответов.

Мы думаем, что наш труд оправдан, так как может служить углублению понимания многогранного процесса теплового взаимодействия океана с атмосферой. Сознание необходимости такого углубления было стимулом для авторов, а результат выносится на суд читателя.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Концепция колебательного теплопереноса в системе океан—атмосфера

Особое внимание в книге мы уделили крупномасштабным оценкам энергообмена в системе океан—атмосфера за счет интегральных за сезонный цикл величин, т. е. энергообмену, средние за цикл значения которого определяются не средними параметрами, а их колебаниями. У читателя неизбежно возникают вопросы о физических основах крупномасштабного колебательного энергопереноса в земной климатической системе.

Выше, при параметризации сезонного теплопотока между океаном и атмосферой показано, что площадь петли температурного гистерезиса между океаном и атмосферой [выражения (2.32), (2.77)] можно связать с компонентом однонаправленного в среднем за сезонный цикл теплопотока на границе сред. На модели сезонных температурных колебаний (глава 2) [262] установлено, что вклад в величину $\varphi(T_w T_a)$ вносят в первую очередь процессы радиационного теплообмена между океаном и атмосферой, которые почти повсеместно в Мировом океане обеспечивают опережение сезонных температурных колебаний приводного слоя воздуха относительно воды. Экстремальные разности фаз, в том числе и изменение знака фазы, определяют процессы адвективного переноса. В послесловии мы сформулируем концепцию сезонного крупномасштабного «колебательного» теплопереноса, а также покажем, что интегральное за цикл значение сезонного теплопереноса можно связать с площадью петли температурного гистерезиса альтернативным по отношению к предложенному в главе 2 способом.

Обратимся к концепции крупномасштабного сезонного теплопереноса на границе океан—атмосфера, содержащей наиболее общий вывод соотношения для расчета интегральных за год потоков тепла и где не используются сведения о мелкомасштабных процессах [257].

1. Крупномасштабный теплоперенос между океаном и атмосферой определяется в основном крупномасштабными переносными движениями. Например, избыточный перенос влаги с океанов на континенты составляет 40 тыс. км^3/год при общем переносе масс воздуха более 1 млн км^3/год.

2. Интенсивность крупномасштабных переносных движений атмосферы, в том числе вертикальных движений в глобальных

циркуляционных ячейках, зависит от горизонтальных температурных градиентов: $u \sim \nabla T$. Эта зависимость в климатической системе играет роль обратной связи.

3. В поле средних переносных движений климатической системы и их сезонных квазистатических вариаций пространственные и временные производные температур взаимосвязаны: $\partial T/\partial t \sim u \nabla T$. Эта связь выполняется для крупномасштабного поля температуры, состоящего из среднего климатического значения $\overline{T}$ и сезонного колебания $\widetilde{T}$, т. е. в виде $T = \overline{T}(x) + \widetilde{T}(x, t)$.

4. Теплоперенос условно можно представить в виде суммы климатического $\overline{q}$ и сезонного «циклического» компонентов $\widetilde{q}$, которые зависят соответственно от постоянных и сезонно меняющихся параметров: $q = \overline{q}(\overline{T}) + \widetilde{q}(\overline{T}, \widetilde{T})$.

5. Суммарный за год «циклический» крупномасштабный теплоперенос на границе океан—атмосфера можно количественно связать с площадью петли температурного гистерезиса:

$$\widetilde{Q} = \int_0^\tau \widetilde{q}\, dt = c \int_0^\tau T_w \frac{\partial T_a}{dt}\, dt. \qquad (\text{П.1})$$

Соотношение для $\widetilde{Q}$ можно получить, исходя из теплопереноса на границе вода—воздух крупномасштабными переносными вертикальными движениями атмосферы w в виде $q = Tw$, где температура воздуха вблизи поверхности раздела (T) приближенно принимает значение температуры воды: $T = T_w$. В соответствии с п. 2, 3 для сезонной вариации интенсивности вертикальных переносных движений выполняются связи $w(t) \sim u(t) \sim \nabla T_a(t) \sim \sim T_a$. Таким образом, для компонента $\widetilde{q}$ имеем $\widetilde{q} = \text{const}\, T_w \dot{T}_a$, откуда суммарный за год теплопоток представим в виде интеграла $\widetilde{Q}$. Заметим, компонент $\widetilde{q} = \text{const}\, T_w \dot{T}_a$ и интеграл $\widetilde{Q}$ за годовой цикл получены при существенном использовании связей для переносных квазистатических движений в климатической системе. Соответственно для величины $\overline{q}$ имеем $\overline{q} = k(\overline{T}_w - \overline{T}_a) \nabla \overline{T}_a$.

6. Система пограничных слоев воды и воздуха, по-видимому, находится в состоянии, близком к равновесному, средняя разность пограничных температур составляет $\approx 2\,^\circ$C. При этом коэффициенты c, k в выражениях для $\widetilde{q}$, $\overline{q}$ зависят от температуры в виде $c \sim (1/T)$. Это следует из линейного соотношения между термодинамическими силами и потоками в системе, находящейся в достаточно близкой окрестности равновесного состояния; тогда поток энергии q можно представить в виде $q \approx \lambda\chi$, где $\chi = (T_w - T_a)/T_a$ — сила, вызывающая теплопоток в атмосферу, $\lambda = \text{const}$.

7. «Циклический» теплопоток вида (П.1) находится в соответствии с фундаментальными принципами термодинамики. Поток $\widetilde{q}$ удовлетворяет как интегральному вариационному принципу, так и второму закону, определяющему направление теплопереноса от горячей области к холодной. В самом деле, производство энтропии P в процессе теплопередачи из воды в воздух можно представить в виде

$$P = \left(\bar{q} + \widetilde{q}\right)(1/T_a - 1/T_w) = \bar{P} + \widetilde{P},$$

где $\bar{P} = \bar{q}(T_w - T_a)/(T_w T_a)$; $\widetilde{P} = \widetilde{q}(T_w - T_a)/(T_w T_a)$. Данное выражение для производства энтропии содержит не температурные градиенты, а конечные разности, что допускают квазистационарные процессы в окрестности равновесия. Решение вариационной задачи на экстремум производства энтропии при произвольной вариации одной из пограничных температур дает закон теплопереноса в соответствии с интегральным вариационным принципом термодинамики [243]. Для функционала $\bar{\Phi} = \int_0^\tau \bar{P}\,dt$ решение приводит, например, к выражению для климатического теплопереноса $\bar{q}$, который идентичен теплопереносу в изотропной среде в соответствии с линейным приближением Фурье $\bar{q} = -\lambda \nabla T$ [117]. Аналогом градиента в этом случае является скачок температур на поверхности $(T_w - T_a)$, т. е. $\bar{q} = \lambda(T_w - T_a)$. Структура «циклического» теплопотока в виде (П.1) тождественно удовлетворяет условию экстремума функционала $\widetilde{\Phi} = \int_0^\tau \widetilde{P}\,dt$. Достаточное условие Эйлера для функционала $\widetilde{\Phi}$ выполняется тождественно

$$\frac{d\widetilde{P}}{d\dot{T}_a} - \frac{d}{dt}\left(\frac{d\widetilde{P}}{d\dot{T}_a}\right) \equiv 0 \qquad (\text{П.2})$$

при $\widetilde{P} = \psi \dot{T}_a$, где $\psi = \psi(T_a, T_w)$ — произвольная функция температур, которая в соответствии со вторым законом термодинамики (однонаправленное распространение тепла от горячего к холодному) должна иметь вид градиента: $\psi \sim (T_w - T_a)$.

8. Тождественное выполнение интегрального принципа для $\widetilde{q}$, $\bar{q}$ приводит к выводу, что компоненты $\widetilde{q}$, $\bar{q}$ могут быть независимы

друг от друга и аддитивно входить в общий теплопоток, т. е. подтверждает положение п. 4: $q=\bar{q}+\tilde{q}$.

9. Если открытая система пограничных контактных слоев воды и воздуха находится в состоянии, близком к равновесному, то выполнение (П.2) в качестве достаточного условия обеспечивает стационарное положение системы в любой момент времени, т. е. энергопоток вида (П.1) может обеспечить непрерывную последовательность стационарных состояний для взаимодействующих слоев воды и воздуха в течение всего сезонного хода.

В рамках приведенной концепции выражение (П.1) для «циклического» теплопереноса мы получили, исходя из положений п. 1—5. Это выражение также можно получить как решение вариационной задачи, минимизируя производство энтропии в процессе теплопереноса (п. 7). Таким образом, соотношение (П.1) получено независимо от локальных соотношений вида (2.2), т. е. от так называемых «балк-формул». При выводе балк-формул используется условие отсутствия горизонтальных градиентов температуры на поверхности раздела вода—воздух [36]. Однако именно эти градиенты являются отличительной чертой крупномасштабной климатической системы, например меридиональные градиенты между полюсом и экватором. Используя дополнительные достаточно сильные предположения о локальном обмене на границе сред, которые параметризуют обмен через крупномасштабные параметры, можно найти соответствие между балк-формулами и выражением (П.1) для $\tilde{Q}$. Выше (глава 2) такое соответствие найдено на основе соотношений для интенсивности переноса в муссонных полях. Эти соотношения выражают переносные скорости как функцию градиентов температур $u=f(\nabla T)=\text{const}\cdot\nabla T$. Связи такого рода используются во многих работах [80, 100, 115, 327, 341а]. Их принципиальной чертой является взаимовлияние тепловых свойств океана и динамических характеристик атмосферы. Учет этих связей формально позволил перейти от трехпараметрической зависимости теплопотока в соотношении (2.2) $q=q(T_w, T_a, u)$ к двупараметрической $q=q(T_w, T_a)$. Именно простота исходных посылок, в основе которых лежат кинематические и обратные динамические связи, управляющие квазистатическими переносными движениями, позволили осуществить вывод соотношения для $\tilde{Q}$ (П.1) различными способами. Продемонстрируем в итоге соответствие между балк-формулами и соотношением (П.1), исходя из предположения о «слабой» памяти [118] системы взаимодействующих слоев океана и атмосферы, где тепловые потоки зависят от значения параметров среды в прошедшие моменты времени. В самом деле, градиенты приземного атмосферного давления, а вместе с ними и составляющие (вертикальная и горизонтальная) приземного ветра в годовом ходе зависят от интегральной по высоте температуры столба, которая в сезонных регулярных колебаниях отстает по фазе относительно темпе-

ратуры на поверхности. Локальный прогрев столба атмосферы над океаном при этом происходит в основном снизу и зависит от температуры поверхности воды и также может происходить за счет адвективного переноса из других районов или от значений температуры воздуха в точке в предыдущие моменты времени. Таким образом, для сезонных изменений скорости переносных квазистатических движений $\widetilde{u}_a$ в деятельном слое атмосферы имеем

$$\widetilde{u}_a(t) = \int_0^\infty A(\tau)\widetilde{T}_a(t-\tau)\,d\tau + \int_0^\infty B(\tau)T_w(t-\tau)\,d\tau, \qquad (\text{П.3})$$

где $\widetilde{T}_{w,a}$ — сезонные колебания температур у поверхности раздела. Поскольку объемная теплоемкость воздуха в 10^3 раз меньше теплоемкости воды, примем положение «слабой» памяти среды, включающей поверхность раздела и прилегающий слой воздуха, т. е. что ядра интегрального оператора A, B отличны от нуля только для значений τ, близких к нулю. Реакция атмосферы на сезонное тепловое воздействие запаздывает на 20—30 дней, т. е. эффективное время τ в (П.3) примерно в 15 раз меньше, чем годовой период колебаний, и положение о слабой памяти оправдано: $\tau/\tau_0 \to 0$, $A,\ B \to 0$. Представляя значения температур $\widetilde{T}_a(t-\tau)$ в точке $\mathbf{x}=\mathbf{x}_0$ в виде ряда по степеням τ, подставляя в (П.3) и ограничиваясь в силу «слабой памяти» малыми τ, т. е. линейными членами разложения, из (П.3) имеем

$$u(t) \approx f_1\widetilde{T}_a + f_2\widetilde{T}_w + f_3\dot{\widetilde{T}}_a + f_4\dot{\widetilde{T}}_w, \qquad (\text{П.4})$$

где f_{1-4} — функции координат на поверхности раздела. Подставляя (П.4) в выражения для балк-формул и интегрируя их за годовой цикл, имеем $\widetilde{Q}$ в виде (П.1), т. е. $\widetilde{Q} = \text{const} \cdot \oint_\tau T_w\,dT_a$. Структура «сезонного» циклического теплопотока как функция вида $\widetilde{q} = f(T_w T_a)\dot{T}_a$, на первый взгляд, сильно отличается от уравнения Фурье для переноса тепла в неподвижной среде, линейному относительно градиента температур. Здесь мы рассматриваем теплоперенос в конвективном виде; кроме того, можно полагать, что закон Фурье для теплопереноса является аппроксимацией, справедливой для достаточно однородных температурных полей [372, 377], поэтому связь полученных выражений с линейным соотношением Фурье может носить только условный характер.

Заметим, что температурная зависимость коэффициента $c \sim 1/T$ в (П.1) дает гипотетическую возможность для оценки степени близости климатической системы взаимодействующих слоев воды и воздуха к равновесному состоянию. Для подобной оценки

необходимо произвести сравнение теплопотока в атмосферу в высоких и низких широтах. Вблизи равновесного состояния при одной и той же разности температур вода—воздух теплопоток на полюсе $q_п$ будет примерно на 10 % выше потока на экваторе $q_э$ за счет температурной зависимости коэффициента:

$$q_п/q_э \approx T_э/T_п = 300\,\text{К}/270\,\text{К} \approx 1{,}1.$$

Альтернативную проверку данного соотношения провести в настоящее время из независимых расчетов не удается, так как общепринятая точность расчетов крупномасштабного теплопотока на основе балк-формул не превышает 20 %. Температурная зависимость коэффициента теплопереноса может давать вклад и в так называемый эффект полярного усиления температурных аномалий. Сравнение представленной концепции (интегральные формулы теплопереноса) с концепцией турбулентного переноса на границе за счет пульсаций («балк-формулы») в какой-то мере аналогично сравнению между необходимыми и достаточными условиями, определяющими крупномасштабный теплоперенос между океаном и атмосферой. В этом смысле балк-формулы являются необходимыми элементами: условием теплопереноса на границе выступает скачок пограничных температур, который обеспечивает отличный от нуля теплопоток в соответствии с балк-формулой. Мы отмечали, что балк-формулы по существу локальны, т. е. необходимые условия должны локально выполняться в каждой точке поверхности раздела сред. Между тем этих условий недостаточно для формирования однонаправленного теплопотока на крупномасштабной акватории. Для крупномасштабного теплопереноса должны выполняться условия переноса тепла от границы раздела в вышележащие слои атмосферы, т. е. условия увеличения эффективной теплоемкости атмосферы. Выполнение этого условия возможно в крупномасштабных циркуляционных структурах, которые имеют вертикальные переносные компоненты скоростей. Поскольку такие структуры связаны с крупномасштабными горизонтальными градиентами температур и частично вызваны неравенством температур поверхности, можно считать интегральные выражения для крупномасштабного теплопотока (П.1) достаточными для его описания, а использованные при выводе этих выражений связи — достаточными условиями образования крупномасштабных потоков тепла.

Перенос тепла излучением на границе вода—воздух не вписывается в данную условную схему необходимых и достаточных условий. Наиболее принципиальное отличие крупномасштабного радиационного теплопереноса между океаном и атмосферой заключается в том, что он реализуется и отличен от нуля даже при равенстве пограничных температур воды и воздуха. Это свойство лучистого энергопереноса было использовано в модельной интерпретации годового хода температур воздуха и воды Мирового океана [263]. При этом компонент интегрального за сезонный

цикл теплопереноса может быть также представлен в виде интеграла $\widetilde{R} \sim \text{const} \cdot \oint_{\tau} T_w \, dT_a$ (глава 2) подобно выражению для $\widetilde{Q}$ (П.1).

Для интегральных за цикл энергопотоков в климатической системе можно предложить систему параметризаций, которая опирается на формализм Войты [117], графической иллюстрацией которого служит метод «фазовых диаграмм» для двупараметрических процессов. Энергию E и поток W можно представить как квадратичную функцию определяющих параметров x_i:

$$dE = \frac{1}{2}(cx_i)\,dx_j; \quad W = \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{2}\sum (cx_i)\frac{\partial x_j}{\partial t}. \qquad (\text{П.5})$$

Если в системе есть циклически меняющиеся компоненты $\widetilde{x_i}$ (скорости смещения, температуры, концентрации и др.), то в среднем за цикл может возникнуть отличный от нуля «колебательный» энергоперенос. Интегрируя (П.5) за период временно́го цикла τ, считая, что параметры x_i, x_j относятся к фиксированной точке $x = x_0$ и меняются только во времени, будем иметь генерацию энергии в единице объема в среднем за цикл:

$$\widetilde{E} \sim \oint_{\tau} x_i \frac{\partial x_j}{\partial t}\, dt. \qquad (\text{П.6})$$

Предположим, что параметры x_i цикличны в пространстве. Если выражение, имеющее аналог силы $F = (1/2)\sum (cx_i)\ \nabla\ x_j$, проинтегрировать по контуру или объему системы Ω в момент времени $t = t_0$, то результатом будет сила, приложенная к объему:

$$\mathrm{F}_{ij} = \int_{\Omega} x_i \nabla x_j \, d\sigma, \qquad (\text{П.7})$$

причем на границах объема по определению цикличности $\widetilde{F}\,|_{\Omega} \equiv 0$.

Соотношения между пространственными и временны́ми интегралами (П.6), (П.7) идентичны соотношению в механике, где время является параметром, сопряженным энергии, а координата — импульсу. Выражения (П.6), (П.7) допускают одну и ту же геометрическую интерпретацию, удобную для практических оценок, интегралы $\widetilde{F}$, $\widetilde{E}$ численно равны площади петли гистерезиса величин $\widetilde{x_i}$, $\widetilde{x_j}$, параметром изменения которых являются соответственно координата или время. Эти интегралы приложимы к интерпретации основных циклических потоков энергии в системе океан—атмосфера. Например, они использованы при изучении взаимодействия в системе «атмосферное давление — уровень океана» [176, 177, 252, 253], где сделаны оценки передачи

энергии за счет работы сил нормальных напряжений между океаном и полем давления в присутствии короткопериодных океанских и земных приливов [136, 259, 424]. Оценки потока тепла в глубинные слои океана при сезонном ходе его термических параметров [276] также получены из выражений вида (П.1), построенных с использованием баланса тепла верхнего квазиоднородного слоя. Подобную структуру имеет рассмотренный в главе 2 интегральный сезонный теплопоток между океаном и атмосферой, а также интегральный конвективный теплоперенос в атмосфере переносными движениями за годовой цикл [259].

Простая система параметризаций использовалась для расчетов на акватории Северной Атлантики, что позволило с единой точки зрения выделить энергоактивные зоны:

$$\widetilde{A} \sim \int_0^\tau P_a \frac{\partial \eta}{\partial t}\, dt;\ \widetilde{G}_w \sim \int_0^\tau \eta \frac{\partial T_w}{\partial t}\, dt;\ \widetilde{Q} \sim \int_0^\tau T_w \frac{\partial T_a}{\partial t}\, dt;$$

$$\widetilde{G}_a \sim \int_0^\tau P_a \frac{\partial T_a}{\partial t}\, dt. \qquad (\text{П.8})$$

Величины $\widetilde{G}_w$ и $\widetilde{G}_a$ с точностью до размерных констант можно интерпретировать как значения потенциальной энергии, генерируемой в столбе океана и атмосферы соответственно, $\widetilde{A}$ — работа сил нормальных напряжений за цикл, $\widetilde{Q}$ — интегральный теплоперенос. Интересно отметить (рис. П.1), что тепловые и механические энергоактивные зоны частично совпадают друг с другом и располагаются в краевых районах океана. Распределение величины G_w, G_a имеет иной характер и выделяет область в центральной части океана, а изолинии G_w напоминают линии тока в крупномасштабной системе течений североатлантического круговорота вод. Подобное совпадение можно ожидать в случае, когда энергии вида G_w участвуют в формировании крупномасштабных движений океана — в этом случае стационарная система течений должна быть похожа на изолинии потенциальной энергии. Абсолютный максимум G_w у Ньюфаундленда, по-видимому, связан с заглублением теплых вод Гольфстрима в этом районе и экстремальными значениями генерации потенциальной энергии. Минимум значений G_w у восточного берега порожден апвеллингом, что приводит к сезонной генерации G_w другого знака. Совпадение структур G_w с их ожидаемым расположением свидетельствует, с одной стороны, в пользу правильности упрощенной параметризации (П.1), с другой стороны, можно сделать вывод, что распределение потенциальной энергии G_a, генерируемой только за счет сезонных колебаний, тесно связано с распределением потенциальной энергии за счет климатических, неизменных во времени параметров. Априорно это совпадение не очевидно. Из

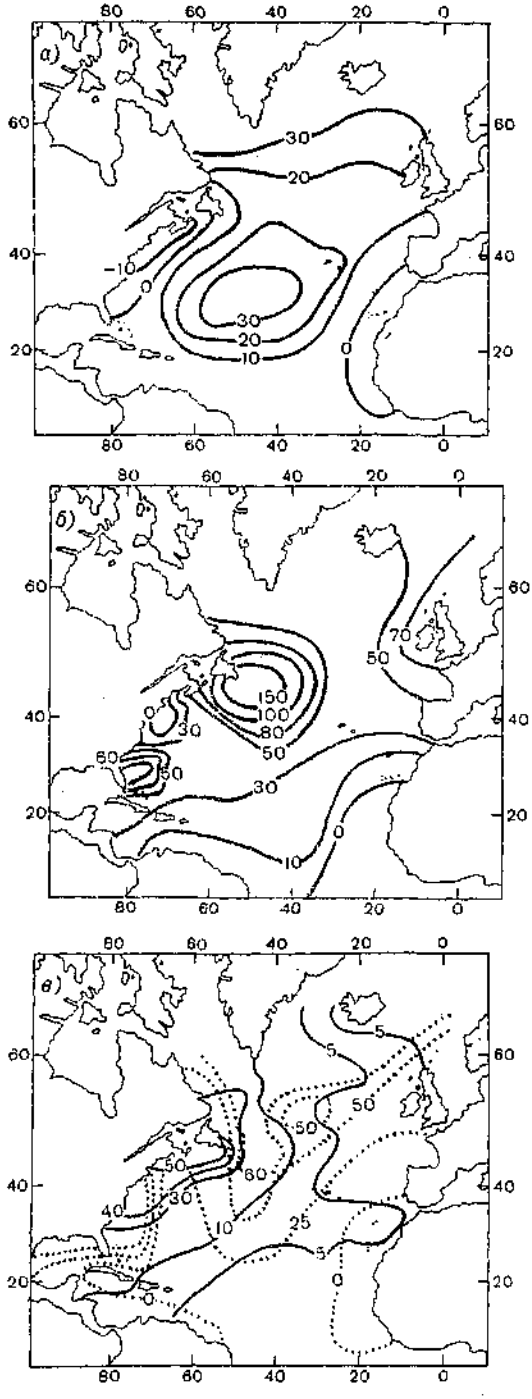


Рис. П.1. Применение системы параметризации «колебательного» теплопереноса на акватории Северной Атлантики.
$а — S(P_a T_a)$ (гПа·°С);
$б — S(\eta, T_w)$ (см·°С);
$в$ — совмещенные карты потоков механической энергии [Дж/(м²·год)] и циклических потоков тепла (Вт/м²) на границе.

рис. П.1 видно, что для потенциальной энергии G_a прибрежные среднеширотные районы Атлантики являются районами стока, а центральные районы акватории — областью «накачки».

Принцип «функционирования» тепловых энергоактивных зон, направленный на смягчение климатических температурных градиентов в климатической системе, по-видимому, непосредственно связан с интегральным принципом термодинамики в одной из его перефразировок [205], что подтверждает самосогласованность «механических» и тепловых ЭАО, а также областей с экстремальными значениями потенциальной энергии на примере Северной Атлантики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аверкиев М. С. О расчетах суммарной радиации//Научн. сообщ. АН ЛитССР, Ин-т геологии и географии.— 1962.— Вып. 13.— С. 117—122.

2. Алексеев Г. В. О формировании аномалий среднемесячной температуры воды в Северной Атлантике//Тр. ААНИИ.— 1982.— Вып. 383.— С. 91—96.

3. Алексеев Г. Б. Натурные исследования крупномасштабной изменчивости в океане.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 112 с.

4. Алексеев Г. В., Николаев Ю. В., Романцов В. А. Норвежская энергоактивная зона//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос—программа «Разрезы».— М., ВИНИТИ, 1985.— Т. 5.— С. 45—62.

5. Алексеев И. М. и др. Двухуровенная широтно-осредненная модель влияния стратосферного аэрозоля на приземную температуру//Тр. ИЭМ.— 1982.— Вып. 28 (101).— С. 65—80.

6. Алигусейнов А. Г. и др. Измерения турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения в приводном слое атмосферы на различных высотах//Изв. АН СССР. ФАО.— 1976.— Т. 12, № 6.— С. 588—595.

7. Андреев О. А., Каган Б. А., Оганесян Л. А. О сезонных колебаниях уровня Мирового океана//Метеорология и гидрология.— 1974.— № 7.— С. 79—83.

8. Андрющенко Е. Н. и др. Изменчивость среднемесячных значений характеристик энергообмена океан—атмосфера в Северной Атлантике//Тр. ГГО.— 1987.— Вып. 506.— С. 93—107.

9. Анисимова Е. П., Пивоваров А. А. Расчет коэффициентов вертикального турбулентного обмена в морях и водохранилищах//Метеорология и гидрология.— 1966.— № 2.— С. 33—38.

10. Антропогенные изменения климата/Под ред. М. И. Будыко, Ю. А. Израэля.— Л.: Гидрометеоиздат, 1987.— 407 с.

11. Ариэль Н. З., Бортковский Р. С., Бютнер Э. К. Основные принципы построения таблиц для определения турбулентных потоков в нижнем слое воздуха над морем//Метеорология и гидрология.— 1975.— № 11.— С. 55—65.

12. Ариэль Н. З. и др. О расчете среднемесячных значений потоков тепла и влаги над океаном//Метеорология и гидрология.— 1973.— № 5.— С. 3—11.

13. Ариэль Н. З., Мурашова А. В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления, тепловлагообмена над морем// Тр. ГГО.— 1981.— Вып. 454.— С. 9—23.

14. Ариэль Н. З., Строкина Л. А. Динамические характеристики взаимодействия атмосферы с поверхностью Мирового океана.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 48 с.

15. Асатуров М. Л. Энергобалансовая модель сезонных изменений температуры воздуха у поверхности суши и океана//Метеорология и гидрология.— 1988.— № 2.— С. 2.

16. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. Тихий океан.— М.: ГУНиО МО СССР, 1977, 1974.

17. Атлас теплового баланса океанов.— Севастополь: МГИ АН УССР, 1970.— 130 с.

18. Багрянцев М. В. Статистический анализ аномалий температуры воды в северной части Атлантического океана//Тр. ААНИИ.— 1983.— Вып. 392.— С. 121—127.

19. Байкова И. М. Параметризованная схема расчета альбедо системы земля—атмосфера//Тр. ГГИ.— 1985.— Вып. 317.— С. 47—56.

20. Барапов Е. И. и др. Роль квазистационарного антициклонического вихря в термодинамических процессах Ньюфаундлендской энергоактивной зоны океана//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 3—7.

21. Бараиов Е. И. и др. Гидрометеорологическая характеристика Ньюфаундлендской энергоактивной зоны//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы/.— М., ВИНИТИ, 1985.— Т. 5. — С. 63—93.

22. Баращкова Е. П. и др. Опыт одновременных исследований трехмерной структуры поля излучения в атмосфере с помощью аппаратуры, установленной на самолетах, аэростатах и спутниках//Тр. ГГО.— 1970.— Вып. 235. С. 7—23.

23. Барнет Т. П. Роль океанов в глобальной климатической системе Пер. с англ.//Изменения климата.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— С. 209—255.

24. Белевич Р. Р. и др. Результаты исследований тропической энергоактивной зоны Атлантического океана//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы».— М., ВИНИТИ, 1985.— Т. 5.— С. 149—200.

25. Белов П. Н., Курилова Ю. В. Радиационные поля крупномасштабных атмосферных возмущений//Тр. Гидрометцентра СССР.— 1968.— Вып. 30.— С. 29—38.

26. Беляев К. П., Селеменов К. М. К вопросу о структуре внутригодовых аномалий температуры воды на примере Северной Атлантики//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. II.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 28—33.

27. Бирман Б. А., Позднякова Т. Г. Климатические характеристики теплообмена в зонах активного взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометцентр СССР. 1985.— 84 с.

28. Бирман Б. А., Ларин Д. А., Позднякова Т. Г. Некоторые вопросы климатологии теплообмена в энергоактивных зонах Мирового океана//Метеорология и гидрология.— 1983.— № 5.— С. 79—86.

29. Богоров В. Г. Биологическая продуктивность океана и особенности ее географического распределения//Мировой океан.— М.: Мысль, 1970.— С. 80—102.

30. Богуславский С. Г. Поглощение солнечной радиации в море и ее непосредственное влияние на изменения температуры воды//Тр. МГИ АН СССР.— 1956.— № 8.— С. 80—97.

31. Бортковский Р. С. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем по данным судовых измерений//Метеорология и гидрология.— 1971.— № 3.— С. 31—37.

32. Бортковский Р. С. К уточнению оценок тепло- и влагообмена океана и атмосферы при шторме//Тр. ГГО.— 1975.— Вып. 326.— С. 58—69.

33. Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при штормах.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.— 158 с.

34. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К. Расчет коэффициента теплообмена над морем//Изв. АН СССР. ФАО.— 1969.— Т. 5.— С. 494—503.

35. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К. Проверка модели турбулентного теплообмена над морем по экспериментальным данным//Изв. АН СССР. ФАО.— 1970.— Т. 6, № 1.— С. 37—44.

36. Бортковский Р. С., Сиригуль С. Ю. О возможности расчета турбулентных потоков над термически неоднородной и нестационарной морской поверхностью//Тр. ГГО.— 1987.— Вып. 506.— С. 147—158.

37. Братсерт У. Х. Испарение в атмосферу. Теория, история, приложения Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1985.— 352 с.

38. Бугаев В. А., Кац А. Л. Квазидвухлетняя цикличность и эволюция циркуляции и погоды в атлантико-евразийском секторе полушария в 1968—1970 гг.//Квазидвухлетняя цикличность и циркуляция в атмосфере и в океане.— Л.: Гидрометеоиздат, 1971.— С. 25—40.

39. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности.— Л.: Гидрометеоиздат, 1956.— 255 с.

40. Будыко М. И. Атлас теплового баланса земного шара.— М.: Изд. АН СССР, 1962.— 69 с.
41. Будыко М. И. Климат в прошлом и будущем.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 352 с.
42. Будыко М. И. Эволюция биосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 488 с.
43. Бурков В. А. Гидрометеорологический обзор энергоактивной зоны Гольфстрима//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос—программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ, 1985.— Т. 5.— С. 4—44.
44. Бютнер Э. К., Шабалова М. В. Простая математическая модель влагообмена в атмосфере над океаном//Метеорология и гидрология.— 1986.— № 6.— С. 5—10.
45. Ван-Мигем Ж. Энергетика атмосферы: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1977.— 328 с.
46. Вакалюк Ю. В. Об оценке доступной потенциальной энергии в изобарической системе координат//Изв. АН СССР. ФАО.— 1980.— Т. 16, № 4.— С. 360—367.
47. Вакалюк Ю. В., Никитин А. Е. Современное состояние исследований энергетики атмосферы (обзор).— Обнинск: ВНИИГМИ—МЦД, 1983.— 52 с.
48. Вербицкий М. Я., Чаликов Д. В. Моделирование системы ледники—океан—атмосфера.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 136 с.
49. Взаимодействие океана с окружающей средой/Под ред. А. И. Дуванина.— М.: МГУ, 1983.— 216 с.
50. Виноградов А. П. К геохимии Мирового океана.— М.: Наука, 1967.— 212 с.
51. Винников К. Я. Чувствительность климата.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 224 с.
52. Во Вань Лань, Пивоваров А. А. Расчет годового хода турбулентного обмена и температуры воды в море//Изв. АН СССР. ФАО.— 1974.— Т. 10, № 9.— С. 976—984.
53. Во Вань Лань, Пивоваров А. А. К нелинейной задаче распространения температурных волн в стратифицированном океане//Морские гидрофизические исследования.— 1974.— № 3 (66).— С. 128—135.
54. Волков Ю. А., Копров Б. М. К методике измерений турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения с борта судна//ТРОПЭКС-72—. Л.: Гидрометеоиздат, 1974.— С. 313—318.
55. Волков Ю. А., Елагина Л. Г., Копров Б. М. Спектральные характеристики турбулентного обмена модели океаном и атмосферой в тропической зоне Атлантики//Изв. АН СССР. ФАО.— 1974.— Т. 10, № 6.— С. 619—727.
56. Волков Ю. А., Елагина Л. Г., Копров Б. М. Исследования тепловых потоков в приводном слое атмосферы по программе Атлантического тропического эксперимента//Метеорология и гидрология.— 1981.— № 8.— С. 102—109.
57. Волков Ю. А., Елагина Л. Г., Копров Б. М. Тепловые потоки вблизи поверхности океана и методы их параметризации//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос—программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ, 1986.— Т. 6.— С. 206—218.
58. Волков Ю. Н. Термодинамические долгопериодные колебания океана и атмосферы в северной части Тихого океана//Океанология.— 1980.— Т. 20, вып. 5.— С. 818—827.
59. Волкова Г. П., Гулев С. К., Лаппо С. С. Межгодовая динамика теплообмена Северной Атлантики с атмосферой//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ, 1987.— Т. 9.— С. 65—135.
60. Воловиков С. А., Коломеев М. П., Хмелевцов С. С. Исследование переходного процесса в земной климатической системе при изменении солнечной постоянной//Изв. АН СССР. ФАО.— 1985.— Т. 21, № 11.— С. 1206—1209.

61. Волощук В. М. Вертикальный турбулентный перенос в приземном слое//Метеорология и гидрология.— 1975.— № 10.— С. 19—26.
62. Волощук В. М. О широтном распределении сдвига фазы сезонного колебания приземной температуры//Метеорология и гидрология.— 1988.— № 5.— С. 19—31.
63. Волощук В. М., Недоступенко Г. А. О демпфирующей роли океана при формировании сезонного хода приземной температуры//Метеорология и гидрология.— 1987.— № 12.— С. 5—15.
64. Вулис И. Л., Монин А. С. О доступной потенциальной энергии океана//ДАН СССР.— 1975.— Т. 221, № 3.— С. 597—600.
65. Гаврилин Б. Л., Монин А. С. Модель долгосрочных взаимодействий океана и атмосферы//ДАН СССР.— 1967.— Т. 176, № 4.— С. 822—825.
66. Гаврилин Б. Л., Монин А. С. О расчете климатических корреляций по численным моделям атмосферы//Изв. АН СССР. ФАО.— 1970.— Т. 6, № 7.— С. 659—665.
67. Гаврилов А. С., Лайхтман Д. Л. О влиянии радиации на режим приземного слоя атмосферы//Изв. АН СССР. ФАО.— 1973.— Т. 9, № 11.— С. 27—33.
68. Гарвей Д. Атмосфера и океан: Пер. с англ.— М.: Прогресс, 1982.— 184 с.
69. Гемниш Ю. В. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана ((обзор).— Обнинск: ВНИИГМИ—МЦД, 1983.— 52 с.
70. Гилл А. Е. Динамика атмосферы и океана: Пер. с англ.— М.: Мир, 1986.— Т. I.— 400 с. Т. II.— 416 с.
71. Гинзбург А. С. Радиационная энергетика климатической системы// Изв. АН СССР. ФАО.— 1982.— Т. 18, № 12.— С. 62—68.
72. Гинзбург А. С. Термодинамическая оценка работоспособности климатической системы//Изв. АН СССР. ФАО.— 1985.— Т. 21, № 10.— С. 1020—1025.
73. Гирдюк Г. В., Малевский-Малевич С. П. Методика расчета эффективного излучения поверхности океана с учетом ярусности облаков// Метеорология и гидрология.— 1981.— № 10.— С. 44—52.
74. Глаголева М. Г., Скриптунова Л. И. Прогноз температуры воды в океане.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 166 с.
75. Гледзер Е. Б., Должанский Ф. В., Обухов А. М. Системы гидродинамического типа и их приложение.— М.: Наука, 1981.— 368 с.
76. Глобальный климат/Под ред. Дж. Хоттона: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1987.— 504 с.
77. Голицын Г. С. Введение в динамику планетарных атмосфер.— Л.: Гидрометеоиздат, 1973.— 104 с.
78. Голицын Г. С., Грачев А. А. Скорости и тепломассообмен при конвекции в двухкомпонентной жидкости//ДАН СССР.— 1980.— Т. 225.— № 3.— С. 548—552.
79. Грачев А. А. Конвективное остывание жидкости со свободной поверхности//Изв. АН СССР. ФАО.— 1983.— Т. 19, № 5.— С. 513—523.
80. Грачев А. А., Панин Г. Н. Параметризация явного и скрытого потоков тепла над водной поверхностью в штилевую погоду в естественных условиях//Изв. АН СССР. ФАО.— 1984.— Т. 20, № 5.— С. 364—371.
81. Грачев Ю. А. и др. Динамика синоптических вихрей открытого океана в районе ПОЛИМОДЕ//Океанология.— 1984.— Т. 24, № 4.— С. 549—557.
82. Груза Г. В., Ранькова Э. Я. Структура и изменчивость наблюдаемого климата. Температура воздуха Северного полушария.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 72 с.
83. Гулев С. К. К проблеме восстановления пропусков в рядах климатических данных//Тр. ВНИИГМИ—МЦД.— 1986.— Вып. 130.— С. 5—10.
84. Гулев С. К., Зверяев И. И. Межгодовая изменчивость некоторых характеристик взаимодействия океана и атмосферы в Ньюфаундлендской энергоактивной области//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М., 1984.— С. 35—44.
85. Гулев С. К., Колинко А. В., Лаппо С. С. Взаимодействие океана и атмосферы в Ньюфаундлендской энергоактивной области в условиях

аномальных атмосферных ситуаций//Метеорология и гидрология.— 1987.— № 8.— С. 63—70.

86. Гулев С. К., Лаппо С. С. О взаимодействии полей температуры воды и воздуха в Северной Атлантике//Изв. АН СССР. ФАО.— 1983.— Т. 19, № 9.— С. 956—964.

87. Гулев С. К., Лаппо С. С. Крупномасштабное взаимодействие атмосферы и океана (обзор).— Обнинск: ВНИИГМИ—МЦД, 1985.— 96 с.

88. Гулев С. К., Лаппо С. С. Зональный климат Мирового океана. Фазовые различия, тепловые потоки, межширотный обмен//Метеорология и гидрология.— 1986.— № 10.— С. 76—84.

89. Гулев С. К., Лаппо С. С. Меридиональные потоки в океане и в атмосфере//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ, 1986. Т. 6.— С. 273—294.

90. Гулев С. К., Лаппо С. С., Метальников А. П. О тепловом взаимодействии Атлантического субтропического круговорота с атмосферой// Морской гидрофизический журнал.— 1986.— № 5.— С. 38—45.

91. Гулев С. К., Лаппо С. С., Рождественский А. Е. Параметризация интегральных среднегодовых потоков тепла между океаном и атмосферой//Изв. АН СССР. ФАО.— 1985.— Т. 21, № 7.— С. 759—767.

92. Гулев С. К., Лаппо С. С., Тихонов В. А. Межгодовая динамика интегральных характеристик теплового взаимодействия Северной Атлантики с атмосферой//Изв. АН СССР. ФАО.— 1988.— Т. 24, № 8.— С. 861—872.

93. Гулев С. К., Надеев В. В. О зависимости параметров теплового взаимодействия океана и атмосферы от периода осреднения гидрометеорологических данных//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— С. 45—53.

94. Гулев С. К., Рождественский А. Е. Параметризация потоков тепла между океаном и атмосферой за годовой цикл (на примере Красного моря)//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— С. 53—64.

95. Гулев С. К., Тихонов В. А. Межгодовые изменения теплового баланса Северной Атлантики и меридиональный теплоперенос//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы».— М., ВИНИТИ, 1987.— Т. 7.— С. 332—341.

96. Гумбольдт А. Путешествие в равноденственные области Нового Света в 1799—1804 гг. Пер. с англ.— М.: Географгиз, 1963.— 502 с.

97. Даричева Л. В., Дуванин А. И., Чупрынин В. И. Моделирование автоколебательной системы океан—атмосфера//Океанология.— 1972.— Т. 12, № 5.— С. 892—897.

98. Даричева Л. В., Чупрынин В. И. Простая математическая модель для описания крупномасштабных процессов в океане и атмосфере// Исследование системы «ледники—океан—атмосфера».— Владивосток, 1974.— С. 55—65.

99. Даричева Л. В., Чупрынин В. И. Математическая модель возмущений температуры и скорости в океаническом круговороте при учете простых вариантов обратной связи между атмосферой и океаном.— Владивосток, ДВГУ.— 1980.— 32 с. Деп. ВИНИТИ, 26.12.80, № 300—81.

100. Даричева Л. В., Чупрынин В. И. Эксперименты по моделированию автоколебаний, обусловленных взаимодействием океана и атмосферы// Океанология,— 1983.— Т. 23, № 3.— С. 399—405.

101. Дегтярев А. И., Тросников И. В. Влияние аномалий температуры поверхности океана в Атлантике на развитие атмосферной циркуляции//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос—программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ, 1987.— Т. 7.— С. 40—46.

102. Дикон И. Л., Уэбб И. К. Микромасштабное взаимодействие// Море: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1965.— С. 5—57.

103. Динамика масс снега и льда: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1985.— 456 с.

104. Дитрих Г., Калле К. Общее мореведение, введение в океанографию: Пер. с нем.— Л.: Гидрометеоиздат, 1961.— 461 с.

105. Добролюбов С. А. Объемные характеристики антарктических промежуточных вод в Мировом океане.— М.: МГУ, 1983.— 14 с. Деп. ВИНИТИ, 17.03.83, № 1396-83.

106. Добролюбов С. А. Потоки антарктических промежуточных вод на границах южной Атлантики.— М.: МГУ, 1983.— 10 с. Деп. ВИНИТИ, 23.03.83, № 1549-83.

107. Добролюбов С. А. Об определении средних термохалинных характеристик океана//Вестн. МГУ. Сер. «География».— 1987.— № 3.— С. 65—71.

108. Добрышман Е. М. Об определении ширины экваториальной зоны// Метеорология и гидрология.— 1973.— № 12.— С. 19—23.

109. Добрышман Е. М. Динамика экваториальной атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 288 с.

110. Долгосрочное и среднесрочное прогнозирование погоды. Проблемы и перспективы/Под ред. Б. Бариджа, Э. Челлена: Пер. с англ.— М.: Мир, 1987.— 288 с.

111. Доронин Ю. П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике.— Л.: Гидрометеоиздат, 1969.— 300 с.

112. Доронин Ю. П. Взаимодействие атмосферы и океана.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 288 с.

113. Дубанин А. И. Средний уровень океанов как показатель процессов взаимодействия океана и атмосферы//Тр. ГОИН.— 1951. Вып. 9.— С. 16—74.

114. Дубанин А. И. О модели взаимодействия между макропроцессами в океане и атмосфере//Океанология.— 1968.— Т. 8, вып. 4.— С. 571—580.

115. Дубанин А. И. О взаимодействии между гидрометеорологическими макропроцессами в океане и атмосфере//Вестн. МГУ. Сер. «География».— 1977.— № 5.— С. 89—95.

116. Дымников В. П., Филин С. К. Численное моделирование отклика атмосферной циркуляции на аномалии температуры поверхности океана в средних широтах//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос—программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ. 1987,— Т. 7.— С. 27—40.

117. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы: Пер. с англ.— М.: Мир, 1974.— С. 205—260.

118. Дэй У. А. Термодинамика простых сред с памятью: Пер. с англ.— М.: Мир, 1974.— С. 16—53.

119. Егоров Б. Н., Кириллова Т. В. К вопросу учета влияния облачности на суммарную радиацию в тропических районах Атлантики//Тр. ГГО.— 1977.— Вып. 388.— С. 101—105.

120. Егоров Б. Н., Кириллова Т. В. Ослабление суммарной радиации облаками различных форм по данным АТЭП-74//Изв. АН СССР. ФАО.— 1979.— Т. 15, № 9.— С. 987—990.

121. Ефимов В. В. и др. Оценка методов расчета тепло- и влагообмена между океаном и атмосферой.— Севастополь: МГИ АН УССР, 1984.— 48 с.

122. Ефимов В. В., Тимофеев Н. А. Методы расчета и оценка составляющих теплового баланса для целей мониторинга океана//Комплексный глобальный мониторинг Мирового океана. Т. 3.— Л.: Гидрометеоиздат, 1985.— С. 42—49.

123. Ефимов В. В. и др. Оценка коэффициентов тепло- и влагообмена между океаном и атмосферой//Изв. АН СССР. ФАО.— 1985.— Т. 21, № 7.— С. 735—743.

124. Зайцева Н. А., Костяной Г. Н., Шляхов В. И. Модель стандартной радиационной атмосферы (длинноволновая радиация)//Метеорология и гидрология.— 1973.— № 12.— С. 24—34.

125. Захаров В. Ф. Льды Арктики и современные природные процессы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 136 с.

126. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1970.— 292 с.

127. Зилитинкевич С. С., Монин А. С. Глобальное взаимодействие атмосферы и океана.— Л.: Гидрометеоиздат, 1977.— 24 с.

128. Зилитинкевич С. С., Монин А. С., Чаликов Д. В. Взаимодействие океана и атмосферы//Гидрофизика океана.— М., 1978.— С. 208—339.

129. Иванов А. Введение в океанографию: Пер. с франц.— М.: Мир, 1978.— 574 с.

130. Иванов М. Ф. и др. Функция чувствительности и энергоактивные области в океанах Северного полушария//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 1.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 134—145.

131. Иванов Ю. А., Новицкий А. Г. Реакция океана на годовые и полугодовые колебания атмосферы//Океанология.— 1975.— Т. 15, вып. 5.— С. 786—789.

132. Игнатьев Г. М. Тропические острова Тихого океана.— М.: Мысль, 1979.— 272 с.

133. Изменения климата/Под ред. Дж. Гриббона: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 360 с.

134. Исследование взаимодействия пограничных слоев атмосферы и океана. Анализ современного состояния и оценка перспективных направлений работ в рамках программы «Разрезы»/Под ред. Ю. А. Волкова, В. Н. Лыкосова.— М., 1987.— 63 с.

135. Исследование системы «ледники—океан—атмосфера».— Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1974.— 140 с.

136. Каган Б. А. Глобальное взаимодействие океанских и земных приливов.— Л.: Гидрометеоиздат, 1977.— С. 32—33.

137. Каган Б. А. О диссипации энергии гравитационных приливов в атмосфере//Изв. АН СССР. ФАО.— 1981.— Т. 17, № 11.— С. 1209—1212.

138. Каган Б. А., Цанкова И. С. Пространственно-временная изменчивость теплосодержания в Мировом океане//Метеорология и гидрология.— 1986.— № 11.— С. 62—71.

139. Каган Б. А., Цанкова И. С. Пространственно-временная изменчивость меридионального переноса тепла в Мировом океане//Метеорология и гидрология.— 1987.— № 4.— С. 66—71.

140. Казаков А. Л., Лыкосов В. Н. К вопросу о параметризации тепловлагообмена при штормах применительно к задачам взаимодействия атмосферы и океана//Метеорология и гидрология.— 1980.— № 8.— С. 58—64.

141. Казаков А. Л., Лыкосов В. Н. О параметризации взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью при численном моделировании атмосферных процессов//Тр. Зап. СибНИИ.— 1982.— Вып. 55.— С. 3—20.

142. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 216 с.

143. Калацкий В. И., Нечволодов Л. В. Оценка переноса тепла течениями в деятельном слое Северной Атлантики//Метеорология и гидрология.— 1987.— № 6.— С. 81—87.

144. Каменкович В. М. Об одной модели для определения температуры поверхности океана//Океанология.— 1969.— Т. 9, № 1.— С. 38—43.

145. Кароль И. Л.. Введение в динамику климата Земли.— Л.: Гидрометеоиздат, 1988.— 216 с.

146. Кароль И. Л., Розанов Е. В. Радиационно-конвективные модели климата//Изв. АН СССР. ФАО.— 1982.— Т. 18, № 11.— С. 1179—1191.

147. Кац А. Л. Цикличность в экваториальной стратосфере и мезосфере и сезонные преобразования глобальной циркуляции//Метеорология и гидрология.— 1966.— № 7.— С. 13—21.

148. Кац А. Л. Циркуляция в стратосфере и мезосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.— 204 с.

149. Кац А. Л. О цикличности в экваториальной стратосфере и взаимосвязи ее с общей циркуляцией атмосферы//Метеорология и гидрология.— 1975.— № 12.— С. 3—13.

150. Кильматов Т. Р. Методы неравновесной термодинамики в физической океанографии.— Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1987.— 80 с.

151. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана.— Л.: Гидрометеоиздат, 1970.— 238 с.

152. Климок В. И., Фридрих Г. Исследование теплового баланса и сезонной изменчивости Мирового океана на основе численной модели//Препр. ВЦ СОАН СССР, № 485.— Новосибирск, 1983.— 18 с.

153. Кондратьев К. Я. Радиационные факторы современных изменений глобального климата.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 280 с.
154. Кондратьев К. Я. Солнечная постоянная: современное состояние исследований//Метеорология и гидрология.— 1983.— № 9.— С. 111—119.
155. Кондратьев К. Я., Дьяченко Л. Н., Козодеров В. В. Радиационный баланс Земли.— Л.: Гидрометеоиздат, 1988.— 352 с.
156. Кондратьев К. Я., Козодеров В. В. Аномалии радиационного баланса Земли и теплосодержания деятельного слоя океана как проявления энергоактивных зон//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы». М., ВИНИТИ, 1984.— 280 с.
157. Константинов А. Г. Испарение в природе.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.— 532 с.
158. Копров Б. М. Энергетический баланс приэкваториальной атмосферы и меридиональный теплоперенос//Изв. АН СССР. ФАО.— 1980.— Т. 16, № 1.— С. 11—19.
159. Копров Б. М. Об оценках меридионального переноса энергии атмосферой и океаном//Изв. АН СССР. ФАО.— 1982.— Т. 18, № 1.— С. 30—37.
160. Коротаев Г. К. Формирование меридионального переноса тепла в Мировом океане//Теория динамических процессов в океане.— Севастополь, 1983.— С. 5—15.
161. Коротаев Г. К., Михайлова Э. Н., Шапиро Н. Б. Особенности меридиональной циркуляции и меридиональный перенос тепла в Северной Атлантике//Морской гидрофизический журнал.— 1985.— № 1.— С. 13—18.
162. Корт В. Г. О крупномасштабном взаимодействии океана и атмосферы (на примере северной части Тихого океана)//Океанология.— 1970.— Т. 10, № 2.— С. 222—240.
163. Корт В. Г. Крупномасштабное взаимодействие вод Северной Атлантики с атмосферой//Океанология.— 1976.— Т. 16, № 4.— С. 565—570.
164. Кочергин В. П. и др. Численные эксперименты исследований сезонной изменчивости крупномасштабной циркуляции Мирового океана и области экстремальной изменчивости термодинамических характеристик Мирового океана в задачах общей циркуляции//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ, 1986.— Т. 6.— С. 233—248.
165. Краус Э. Б. Взаимодействие океана и атмосферы: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1970.— 283 с.
166. Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере/Под ред. Б. Хоскинса и Д. Пирса: Пер. с англ.— М.: Мир, 1988.— 432 с.
167. Кузнецов А. А. Верхний квазиоднородный слой Северной Атлантики.— Обнинск: ВНИИГМИ—МЦД, 1982.— 83 с.
168. Лакомб А. Энергия моря: Пер. с франц.— Л.: Гидрометеоиздат, 1972.— 126 с.
169. Лаппо С. С. Среднемасштабные динамические процессы океана, возбуждаемые атмосферой.— М.: Наука, 1979.— 184 с.
170. Лаппо С. С. К вопросу о причинах адвекции тепла на север через экватор в Атлантическом океане//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— С. 125—129.
171. Лаппо С. С. и др. Энергоактивные области Мирового океана// ДАН СССР.— 1984.— Т. 275, № 4.— С. 1018—1024.
172. Лаппо С. С. и др. Статистический анализ многолетних рядов температуры воды на поверхности в северных частях Атлантического и Тихого океанов//Гидрометеорологические закономерности формирования среднепиротных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 2.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 10—22.
173. Лаппо С. С., Гулев С. К. Введение и анализ энергоактивных зон северной части Атлантического океана//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— С. 3—37.
174. 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.
175. Лаппо С. С., Музыченко А. Г., Розенфельд С. Х. О статистической структуре среднемесячных аномалий температуры поверхности

воды в северной части Тихого океана//Метеорология и гидрология.— 1987.— № 3.— С. 58—65.

176. Лаппо С. С., Рождественский А. Е. О вычислении энергии, передаваемой атмосферой морскому метеоприливу//Изв. АН СССР. ФАО.— 1979.— Т. 15, № 12.— С. 93—99.

177. Лаппо С. С., Рождественский А. Е. Взаимодействие поля атмосферного давления с уровнем открытого океана//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— С. 105—119.

178. Ларин Д. А. О возможности расчетов потоков тепла и влаги по осредненным значениям метеоэлементов//Тр. ВНИИГМИ—МЦД.— 1984.— Вып 119.— С. 98—104.

179. Ларин Д. А., Панин Г. Н. Влияние корреляции между метеорологическими параметрами на результаты расчета интегрального испарения и теплообмена Каспийского моря//Водные ресурсы.— 1985.— № 5.— С. 68—75.

180. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники.— М.: Советское радио, 1974.— 548 с.

181. Ленц Э. Х. Физическая география.— Санкт-Петербург, Изд. АН, 1865.— 325 с.

182. Ломакин А. Ф., Рогачев К. А. Связь аномалий температуры поверхности северной части Тихого океана с атмосферными процессами в переходные сезоны//Метеорология и гидрология.— 1983.— № 11.— С. 60—67.

183. Лоренц Э. Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1970.— 259 с.

184. Лыкосов В. Н. Численное моделирование низкочастотной изменчивости среднеянварской циркуляции атмосферы.— Препринт ОВ МАН СССР, М., 1987.— 48 с.

185. Маев В. К. Моделирование крупномасштабной циркуляции и меридионального переноса тепла в Атлантическом океане//Морской гидрофизический журнал.— 1987.— № 2.— С. 8—14.

186. Макштас А. П. Тепловой баланс арктических льдов в зимний период.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 68 с.

187. Малевский-Малевич С. П. Изменчивость среднемесячных значений радиационных потоков в Северной Атлантике//Метеорология и гидрология.— 1985.— № 2.— С. 69—76.

188. Малкус Ж. С. Крупномасштабное взаимодействие//Море: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1965.— С. 55—254.

189. Манабе С., Брайен К. Климат и циркуляция океана: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1972.— 192 с.

190. Манк В., Макдональд Г. Вращение Земли: Пер. с англ.— М.: Мир, 1964.— 384 с.

191. Мануйлова Н. И. и др. Оценка радиационно-климатических эффектов естественного и антропогенного аэрозоля//Изв. АН СССР. ФАО.— 1984.— Т. 20, № 11.— С. 1075—1079.

192. Марчук Г. И., Скиба Ю. Н. Численный расчет сопряженной задачи для модели термического взаимодействия атмосферы с океанами и континентами//Изв. АН СССР. ФАО.— 1976.— Т. 12, № 5.— С. 459—469.

193. Марчук Г. И. и др. Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы и океана.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 320 с.

194. Марчук Г. И., Залесный В. Б., Лыкосов В. Н. Моделирование зимнего климата Мирового океана.— Препринт ОВМ АН СССР, М., 1982.— 42 с.

195. Марчук Г. И., Лыкосов В. Н. Диагностический расчет коэффициента вертикального перемешивания в верхнем пограничном слое океана// Математическое моделирование пограничных слоев атмосферы и океана.— М.: ОВМ.— 1988.— С. 4—21.

196. Масагутов Т. Ф. Обмен теплом и импульсом в приводном слое атмосферы над океаном и его параметризация//Тайфун-78. Т. 2.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.

197. Масагутов Т. Ф. Расчет вертикальных турбулентных потоков

в приводном слое атмосферы в тропических широтах//Метеорология и гидрология.— 1981.— № 12.— С. 61—68.

198. Масагутов Т. Ф. Расчет влажности воздуха над морем по температуре воздуха и воды//Метеорология и гидрология.— 1981.— № 5.— С. 114—116.

199. Матвеев Ю. Л., Матвеев Л. Г., Солдатенко С. А. Глобальное поле облачности.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 280 с.

200. Матушевский Г. В., Привальский В. Е. Фильтрация временных рядов в гидрометеорологии//Океанология.— 1968.— Т. 8, вып. 3.— С. 502—513.

201. Мелешко В. П., Соколов А. П.. Влияние аномалии температуры воды в Северной Атлантике на циркуляцию, термический режим и влагооборот в атмосфере Северного полушария//Метеорология и гидрология.— 1982.— № 2.— С. 51—62.

202. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги, количества движения над морем.— Л.: ГГО, 1981.— 56 с.

203. Михайлов В. Н. Динамика потока и русла в неприливных устьях //Тр. ГОИН.— 1971.— Вып. 102.— 259 с.

204. Моделирование и прогноз верхних слоев океана/Под ред. Э. Б. Крауса: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 368 с.

205. Моисеев Н. Н. Алгоритмы развития.— М.: Наука, 1987.— 201 с.

206. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики.— М.: Наука, 1969.— 184 с.

207. Монин А. С. Введение в теорию климата.— Л.: Гидрометеоиздат, 1982.— 248 с.

208. Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 320 с.

209. Мохов И. И. Метод амплитудно-фазовых характеристик для анализа динамики климата//Метеорология и гидрология.— 1985.— № 5.— С. 80—89.

210. Мохов И. И. Анализ годового хода характеристик климата//Метеорология и гидрология.— 1985.— № 9.— С. 38—45.

211. Мохов И. И. Анализ годового хода зонального температурного поля тропосферы и нижней стратосферы южного полушария//Метеорология и гидрология.— 1986.— № 1.— С. 24—31.

212. Музыченко А. Г. Сезонные колебания в полях температуры воды, воздуха и атмосферного давления над северной частью Тихого океана//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 2.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 37—48.

213. Музыченко А. Г. Исследование годового и полугодового теплообмена в энергоактивных областях северной части Тихого океана//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 2.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 66—72.

214. Музыченко А. Г. Теплообмен океана и атмосферы в северной части Тихого океана//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ, 1987.— Т. 7.— С. 319—324.

215. Музыченко А. Г., Розенфельд С. Х. Анализ регулярных составляющих температуры воды в северной части Тихого океана//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 2.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 80—90.

216. Мурашова А. В. К расчету среднемесячных значений турбулентных потоков над океаном//Тр. ГГО.— 1986.— Вып. 504.— С. 80—85.

217. Мусаэлян Ш. А. Проблемы предсказуемости состояния атмосферы и гидродинамический долгосрочный прогноз погоды.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 184 с.

218. Национальная программа исследования взаимодействия атмосферы и океана в целях изучения короткопериодных изменений климата (программа «Разрезы»).— М.: ВИНИТИ, 1983.— 60 с.

219. Нестеров Е. С. Об одном механизме формирования крупномасштабных аномалий температуры воды в океане//Метеорология и гидрология.— 1981.— № 1.— С. 66—71.

220. Нестеров Е. С. О влиянии штормов на формирование температурных аномалий в океане в осенний период//Метеорология и гидрология.— 1984.— № 5.— С. 111—113.

221. Николаев Ю. В. Роль крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в формировании аномалий погоды.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 52 с.

222. Норт Д. Р., Коукли А. Д. Простые сезонные модели климата// Метеорология и гидрология.— 1978.— № 5.— С. 28—32.

223. Нуждин П. В. Энергообмен в системе океан—атмосфера (обзор).— Обнинск: ВНИИГМИ—МЦД, 1978.— 68 с.

224. Нуриахметова Н. Р. Сравнительный анализ методик расчета турбулентных потоков тепла и влаги от океана в атмосферу//Метеорология и гидрология.— 1981.— № 7.— С. 70—76.

225. Облака и климат/Г. И. Марчук и др.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.— 512 с.

226. Обухов А. М., Глуховский А. Б., Черноусько Ю. Л. О явлениях переброса в простейших гидродинамических системах//Изв. АН СССР.— ФАО.— 1976.— Т. 12, № 11.— С. 1123—1130.

227. Озмидов Р. В. О некоторых особенностях энергетического спектра океанической турбулентности//ДАН СССР.— 1965.— Т. 161, № 4.— С. 828—831.

228. Оке Т. Р. Климаты пограничного слоя: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1982.— 360 с.

229. Островский А. Г. О внутригодовой климатической изменчивости// Материалы метеорологических исследований.— 1982.— № 6.— С. 133—138.

230. Островский А. Г., Питербарг Л. И. Диагноз сезонной изменчивости аномалий температуры поверхности воды в северной части Тихого океана//Метеорология и гидрология.— 1985.— № 12.— С. 51—58.

231. Панин Г. Н. Испарение и теплообмен Каспийского моря.— М.: Наука, 1987.— 88 с.

232. Перри А. Х., Уокер Дж. М. Система океан—атмосфера: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 195 с.

233. Пивоваров А. А. Термика океана.— М.: МГУ, 1979.— 208 с.

234. Пинус Н. З. Доступная потенциальная энергия в атмосфере и ее превращение в кинетическую энергию//Метеорология и гидрология.— 1982.— № 4.— С. 106—116.

235. Питербарг Л. И., Островский А. Г. Динамико-стохастическая модель долгопериодной изменчивости температуры поверхности океана//ДАН СССР. 1984.— Т. 276, № 6.— С. 1467—1470.

236. Питербарг Л. И., Островский А. Г. Авторегрессионная модель поля аномалий температуры поверхности воды в Северной Атлантике// Океанология.— 1985.— Т. 25, № 4.— С. 7—11.

237. Покудов В. В. Краткий обзор термодинамических процессов в энергоактивной зоне Куросио (исследования ДВНИИ 1975—1982 гг.)//Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы».— М.: ВИНИТИ, 1985.— Т. 5.— С. 94—148.

238. Покудов В. В., Вельяотс К. О. Межгодовые изменения температуры воды на поверхности северной части Тихого океана//Тр. ДВНИИ.— 1979.— № 77.— С. 40—47.

239. Праудмен Дж. Динамическая океанография: Пер. с англ.— М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1957.— 418 с.

240. Привальский В. Е. Статистическая предсказуемость и временной спектр средней годовой температуры воздуха в Северном полушарии//Изв. АН СССР.— ФАО.— 1981.— Т. 17, № 10.— С. 11—21.

241. Привальский В. Е. Стохастические модели и предсказуемость в гидрометеорологии//С. В. Музылев, В. Е. Привальский, Д. Я. Раткович. Стохастические модели в инженерной гидрологии.— М.: Наука, 1982.— С. 148—177.

242. Привальский В. Е. Стохастические модели и предсказуемость некоторых океанологических процессов//Изв. АН СССР. ФАО.— 1982.— Т. 18, № 12.— С. 1279—1281.

243. Пригожин И. Время, структура, флуктуации. Нобелевская лекция по химии//УФН.— 1980.— Т. 131, вып. 2.— С. 185—207.

244. Пристли Ц. Г. В. Турбулентный перенос в приземном слое атмосферы: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1964.— 123 с.

245. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера/Р. С. Бортковский и др.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.— 240 с.

246. Психрометрические таблицы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 272 с.

247. Респянский Ю. Д. О расчете характеристик пограничных слоев океана и атмосферы с учетом их взаимодействия//Метеорология и гидрология.— 1974.— № 10.— С. 58—66.

248. Респянский Ю. Д. Взаимосвязанные температурные колебания в системе пограничных слоев и атмосферы//Метеорология и гидрология.— 1975.— № 8.— С. 56—64.

249. Респянский Ю. Д. К вопросу о потоке тепла на нижней границе конвективного слоя в океане//Тр. Гидрометцентра СССР.— 1978.— № 200.— С. 3—8.

250. Решетова О. В. Расчет вертикальных турбулентных потоков над морем//Метеорология и гидрология.— 1970.— № 10.— С. 33—40.

251. Рогачев К. А. Прогностические связи для аномалий температуры поверхности северной части Тихого океана//ДАН СССР.— 1984.— Т. 274, № 5.— С. 1197—1200.

252. Рождественский А. Е. Метод экспериментальной оценки среднемасштабного обмена импульсом и энергией в системе океан—атмосфера//Тр. СахКНИИ ДВНЦ АН СССР.— 1976.— Вып. 50.— С. 44—52.

253. Рождественский А. Е. Длинноволновый «шум», генерируемый тайфуном//Волновые процессы в северо-западной части Тихого океана.— Владивосток, ДВНЦ АН СССР, 1980.— С. 76—79.

254. Рождественский А. Е. Эмпирический интегральный метод расчета теплообмена океана и атмосферы за годовой период//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— С. 65—72.

255. Рождественский А. Е. Система параметризаций потоков энергии в системе океан—атмосфера//Крупномасштабное взаимодействие океана и атмосферы и формирование гидрофизических полей.— М.: Гидрометеоиздат, 1989.— С. 30—41.

256. Рождественский А. Е. Колебательный теплоперенос и климат Земли//Крупномасштабное взаимодействие океана и атмосферы и формирование гидрофизических полей.— М.: Гидрометеоиздат, 1989.— С. 4—18.

257. Рождественский А. Е. «Колебательный» теплоперенос крупномасштабной системе океан—атмосфера как в среде со слабой памятью//Крупномасштабное взаимодействие океана и атмосферы и формирование гидрофизических полей.— М.: Гидрометеоиздат, 1989.— С. 19—29.

258. Рождественский А. Е., Завьялов П. О. Оценка вклада солнечных полусуточных приливов в энергообмен между поверхностью Земли и атмосферой//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 2.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 90—95.

259. Рождественский А. Е., Малышев Г. А. Метод расчета и анализа крупномасштабного теплопереноса в атмосфере в сезонном цикле//Тр. ГОИН.— 1989.— Вып. 185.— С. 65—73.

260. Рождественский А. Е., Рева Ю. А. Анализ крупномасштабного поля уровня океанов северного полушария и его взаимодействие с полем атмосферного давления в сезонном ходе//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 1.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 174—195.

261. Рождественский А. Е., Рева Ю. А. Закономерности сезонных колебаний уровня и механические энергоактивные зоны в Северной Атлантике// Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос — программа «Разрезы».— М., ВИНИТИ, 1987.— Т. 7.— С. 342—355.

262. Рождественский А. Е., Рева Ю. А. Сезонное взаимодействие субтропического круговорота в Атлантике с полем атмосферного давления//

Крупномасштабное взаимодействие океана и атмосферы и формирование гидрофизических полей.— М.: Гидрометеоиздат, 1989.— С. 54—63.

263. Рождественский А. Е., Семенов М. В. Модель пограничных слоев океана и атмосферы за годовой период//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— С. 98—105.

264. Рождественский А. Е., Семенов М. В. Модельная интерпретация годового хода полей температуры пограничных слоев воздуха и воды Мирового океана//Изв. АН СССР. ФАО.— 1985.— Т. 21, № 5.— С. 537—543.

265. Рождественский А. Е., Тихонов В. А. Векторная параметризация климатических крупномасштабных потоков тепла над океаном и ее адаптация для акватории Северной Атлантики//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 1.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 202—206.

266. Розенфельд С. Х. Анализ и моделирование корреляционной и вероятностной структуры стохастических колебаний//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 2.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 49—66.

267. Ролль Г. У. Физика атмосферных процессов над морем.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.— 400 с.

268. Романова Л. М., Фейгельсон Е. М. Перенос излучения и лучистый теплообмен в атмосфере//Изв. АН СССР. ФАО.— 1981.— Т. 17, № 9.— С. 899—911.

269. Самойленко В. С. Формирование температурного режима морей.— Л.: Гидрометеоиздат, 1959.— 144 с.

270. Саркисян А. С. Численный анализ и прогноз морских течений.— Л.: Гидрометеоиздат, 1977.— 182 с.

271. Саркисян А. С., Коенджян В. П. Расчет уровенной поверхности и функции полных потоков для Северной Атлантики//Изв. АН СССР. ФАО.— 1972.— Т. 8, № 11.— С. 1202—1216.

272. Сендов Д. Г. Моделирование синоптической и климатической изменчивости океана.— Л.: Гидрометеоиздат, 1985.— 208 с.

273. Сендов Д. Г. Автоколебания в системе «крупномасштабная циркуляция—синоптические вихри океана»//Изв. АН СССР. ФАО.— 1986.— Т. 22, № 8,— С. 875—884.

274. Селеменов К. М. Сезонные колебания температуры воды на поверхности Северной Атлантики//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 2.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 23—28.

275. Селеменов К. М. Интегральные сезонные потоки тепла в деятельном слое Северной Атлантики//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 3—10.

276. Селеменов К. М., Гулев С. К. Особенности сезонной изменчивости интегральных характеристик верхнего слоя океана//Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы.— М.: Гидрометеоиздат, 1984.— С. 73—80.

277. Семенов В. Г. Влияние Атлантического океана на режим температуры и осадков на европейской территории СССР.— Л.: Гидрометеоиздат, 1960.— 148 с.

278. Семенов М. В. Взаимосвязанные температурно-влажностные колебания деятельных пограничных слоев воздуха и воды в Красном море.— Деп. ВНИИГМИ—МЦД, № 709—ГМ, 02.12, 1987.— 24 с.

279. Семенов М. В. Сезонные температурно-влажностные колебания в контактных слоях океана и атмосферы//Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук.— М., 1988.— 24 с.

280. Сергин В. Я., Сергин С. Я. Системный анализ прблемы больших колебаний климата и оледенения Земли.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 279 с.

281. Серяков Е. И. Формирование крупных аномалий температуры в Северной Атлантике//Междувед. сб. ЛГМИ.— 1982.— № 77.— С. 11—19.

282. Сидоренко Н. С. О междуполушарной тепловой машине в атмосфере Земли//ДАН СССР.— 1975.— Т. 221, № 4.— С. 835—838.
283. Сидоренков Н. С. Исследования момента импульса атмосферы Изв. АН СССР. ФАО.— 1976.— Т. 12, № 6.— С. 579—587.
284. Смирнова А. И., Булаева В. М. О методах расчета турбулентных потоков тепла и влаги над океаном для различных интервалов осреднения//Тр. ГОИН.— 1974.— Вып. 120.— С. 161—170.
285. Снопков В. Г. Расчет влажности воздуха над морем по разности температур «вода—воздух»//Метеорология и гидрология.— 1980.— № 2.— С. 109—111.
286. Средние месячные, декадные, пентадные температуры воды, воздуха, разности температур «вода—воздух» и скорости ветра в отдельных районах Северной Атлантики (1953—1974).— Обнинск: ВНИИГМИ—МЦД, 1979.— 134 с.
287. Средние месячные ежегодные значения гидрометеорологических элементов в Северной Атлантике. Вып. 1—5.— Обнинск: ВНИИГМИ—МЦД, 1980.— 112 с.
288. Степнов В. Н. Мировой океан.— М.: Знание, 1974.— 256 с.
289. Степанов В. Н. Океаносфера.— М.: Мысль, 1983.— 272 с.
290. Степанов В. Н., Шульман Е. И., Галеркин Л. И. Оценки интенсивности переноса вод в океане//Изв. АН СССР. ФАО.— 1983.— Т. 19, № 6.— С. 665—668.
291. Стоммел Г. Гольфстрим: Пер. с англ.— М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1963.— 227 с.
292. Строкина Л. А. Средние широтные значения температуры воды и воздуха для Мирового океана//Метеорология и гидрология.— 1982.— № 4.— С. 50—55.
293. Строкина Л. А. Распределение температуры воды и воздуха для Мирового океана//Тр. ГГИ.— 1984.— Вып. 295.— С. 57—71.
294. Суховей В. Ф. Двухлетняя цикличность в гидрологических процессах Атлантического океана//Метеорология и гидрология.— 1974.— № 7.— С. 47—54.
295. Такано К. Количество тепла, переносимого в океане//Кисе кэнкю ното (на японск.).— 1981.— № 141.— С. 59—72.
296. Тимонов В. В., Смирнова А. И., Непоп К. И. Очаги взаимодействия Северной Атлантики с атмосферой//Океанология.—1970.— Т. 10, № 5.— С. 745—749.
297. Тимофеев Н. А. Глобальный перенос тепла океаническими течениями//Морские гидрофизические исследования.— Севастополь, МГИ АН УССР, 1983.— С. 41—48.
298. Тимофеев Н. А. Радиационный режим океанов.— Киев: Наукова думка, 1983.— 248 с.
299. Тихонов В. А. Расчет напряжения трения ветра в открытом океане по осредненным данным//Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных областей Мирового океана. Ч. 2.— М.: Гидрометеоиздат, 1986.— С. 96—101.
300. Угрюмов А. И. Тепловой режим океана и дологосрочные прогнозы погоды.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 176 с.
301. Фейгельсон Е. М. Лучистый теплообмен в облачной атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1970.— 200 с.
302. Фейгельсон Е. М., Краснокутская Л. Д. Потоки солнечного излучения и облака.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 157 с.
303. Физическая география Мирового океана.— Л.: Наука, 1980.— 364 с.
304. Физические основы теории климата и его моделирования: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1977.— 271 с.
305. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 319 с.
306. Характеристики энергообмена океан—атмосфера.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 80 с.
307. Химия Тихого океана//Под ред. С. В. Бруевича.— М.: Наука, 1966.— 358 с.

308. Хмелевцов С. С. Изучение климата при использовании энергобалансовых моделей.— Л.: Гидрометеоиздат, 1988.— 152 с.
309. Хори Р. Морская химия: Пер. с англ.— М.: Мир, 1972.— 398 с.
310. Хргиан А. Х. Модель годового хода температуры океана и ее использование при изучении климата/Метеорология и гидрология.— 1976.— № 9.— С. 16—23.
311. Цанкова И. С. Пространственно-временная изменчивость меридионального переноса тепла в океанах//Метеорология и гидрология.— 1988.— № 1.— С. 64—71.
312. Чаликов Д. В., Реснянский Ю. Д. Расчет планетарной циркуляции океана и атмосферы (Обзор)//Итоги науки и техники. Океанология.— М.: ВИНИТИ, 1981.— Т. 6.— С. 4—69.
313. Численные эксперименты по динамике глобального климата.— Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1982.— 143 с.
314. Чупрынин В. И. О возмущениях температуры жидкости в нестационарном поле скорости//Изв. АН СССР. ФАО.— 1980.— Т. 16, № 8.— С. 816—822.
315. Шабалова М. В. Распределение температуры и влажности над неиспаряющей поверхностью//Метеорология и гидрология.— 1986.— № 12.— С. 59—63.
316. Шабалова М. В. Определение основных параметров влагообмена между океаном и континентом//Автореф. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук.— Обнинск, ИЭМ, 1987.— 21 с.
317. Шапиро Н. Б. Влияние течений на сезонный ход меридионального переноса тепла в океане//Морские гидрофизические исследования.— Севастополь: МГИ АН УССР, 1982.— С. 12—21.
318. Шулейкин В. В. К теории муссонов//ДАН СССР.— 1937.— Т. 16, № 6.— С. 313—316.
319. Шулейкин В. В. Термобарические волны в муссонном поле//ДАН СССР.— 1939.— Т. 22, № 7.— С. 948—951.
320. Шулейкин В. В. Механизм переноса избыточных масс воздуха с океана на материк и обратно//ДАН СССР.— 1949.— Т. 65, № 6.— С. 835—838.
321. Шулейкин В. В. Выделение муссонной составляющей из общих потоков в атмосфере//ДАН СССР.— 1950.— Т. 71, № 6.— С. 1057—1060.
322. Шулейкин В. В. Перенос тепла течениями в замкнутом цикле Северной Атлантики//Изв. АН СССР, сер. геофиз.— 1964.— № 2.— С. 264—278.
323. Шулейкин В. В. Анализ сложных тепловых условий в области замкнутых циклических течений Атлантического океана//Изв. АН СССР. ФАО.— 1965.— Т. 1, № 4.— С. 413—425.
324. Шулейкин В. В. Тепловой эффект циклических течений и холодных потоков в Атлантическом океане//Вопросы физики моря.— Киев: Наукова думка, 1966.— С. 43—58.
325. Шулейкин В. В. Физика моря.— М.: Наука, 1968.— 1084 с.
326. Шулейкин В. В. Расчет развития, движения и затухания тропических ураганов и главных волн, создаваемых ураганами.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 97 с.
327. Шулейкин В. В., Ершова Н. Д. Колебания теплового режима системы Атлантика—Полярный бассейн//ДАН СССР.— 1935.— Т. 1 (10), № 5.— С. 217—220.
328. Энциклопедия океан—атмосфера: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.— 464 с.
329. Якушев Е. М. Математическое моделирование распространения фосфатов в меридиональной плоскости южной половины Мирового океана//Океанология.— 1984.— Т. 24, № 2.— С. 277—284.
330. Aagaard K., Greisman P. Toward new mass and heat budget for the Arctic Ocean//J. Geophys. Res.— 1975.— Vol. 80, N 27.— P. 3821—3827.
331. Adamec D., O'Brien T. T. The seasonal upwelling in the Gulf of Guinea due to remote forsing//J. Phys. Oceanogr.— 1978.— Vol. 8, N 11.— P. 1050—1060.
332. Anderson E. R. Energy budget studies: Water-loss investigations: lake Hefner studies//Techn. Rept. Geol. Survey Prof. Paper.— 1954.— N 269.— P. 71—117.

333. Anderson R. T., Smith S. D. Evaporation coefficient for the sea surface from eddy flux measurements//J. Geophys. Res.— 1981.— Vol. 86, N C1.— P. 449—456.

334. Anderson D. L. T. et al. The transient response of the North Atlantic: Some model studies//J. Geophys. Res.— 1979.— Vol. 84, N C8.— P. 4795—4815.

335. Anderson L., Rudels B., Walin G. Computation of heat flux through the ocean surface as a function of temperature//Tellus.— 1982.— Vol. 34, N 2.— P. 196—198.

336. Arakawa A. Design of the VCLA general circulation model//Technical Report. Univ. of California, Los Angeles.— 1972.— N 7.— 107 p.

337. Banke E. G., Smith S. D. Wind stress of arctic sea ice//J. Geophys. Res.— 1973.—. Vol. 78, N 33.— P. 521—533.

338. Barnett T. P. Statistical relations between ocean/atmosphere fluctuations in the tropical//J. Phys. Oceanogr.— 1981.— Vol. 11, N 8.— P. 1043—1058.

339. Bathen K. H. Heat storage and advection in the North Pacific Ocean// J. Geophys. Res.— 1971.— Vol. 76, N 3.— P. 676—687.

340. Baumgartner A., Reichel E. The World water balance.— New York: Elsevier, 1975.— 179 p.

341. Behringer D., Regier L., Stommel H. Thermal feed-back on wind-stress as a contributing cause of the Gulf-Stream//J. Mar. Res.— 1979.— Vol. 37, N 4.— P. 699—709.

341a. Behringer D., Stommel H. Annual heat gain of tropical Atlantic Ocean computed from subsurface ocean data//J. Phys. Oceanogr.— 1981.— Vol. 11, N 10.— P. 1393—1398.

342. Bennett A. F. Poleward heat fluxes in southern hemisphere oceans// J. Phys. Oceanogr.— 1978.— Vol. 8, N 5.— P. 785—798.

343. Berger W. H. Ocean ventilation during the last 12 000 years: hypothesis of counterpoint deep water production//Mar. Geol.— 1987.— Vol. 78, N 1—2.—P. 1—10.

344. Bergeron T. Uber diedreidimensional verknüpfende wetteranalyse// Geofys. Publ.— 1928.— Vol. 5, N 6.— 111 p.

345. Bernstein R. L., White W. B. Meridional eddy heat flux in the Kuroshio Extension Current//J. Phys. Oceanogr.— 1982.— Vol. 12, N 2.— P. 154—159.

346. Bjerknes V. On the dynamics of the circular vortex with applications to the atmosphere and atmospheric vortex and wave motion//Geofys. Publ.— 1921.— Vol. 2, N 4.— 88 p.

347. Bjerkness J. Synoptic survey of the interaction of sea and atmosphere in the North Atlantic//Geophys. Publ.— 1962.— Vol. 26.

348. Bjerkness J. A possible response of atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature//Tellus.— 1966.— Vol. 18, N 4.— P. 820—829.

349. Bjerkness J. Atmospheric teleconnections from the Equatorial Pacific//Mon. Wea. Rev.— 1969.— Vol. 97.— P. 163—172.

350. Blanc T. V. Variation of bulk derived surface flux, stability, and Roughness results due to the use of different transfer coefficient schemes//J. Phys. Oceanogr.— 1985.— Vol. 15, N 6.— P. 650—669.

351. Bolin B., Stommel H. On the abyssal circulation of the World Ocean. IV//Deep-Sea Res.— 1961.— Vol. 8.— P. 95—110.

352. Bowen I. S. The relation of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface//Phys. Rev.— 1926.— Vol. 27.— P. 779—787.

353. Brier G. W. The quasi-biennial oscillation and feedback processes in the atmosphere—ocean—earth system//Mon. Wea. Rev.— 1978.— Vol. 106, N 7.— P. 938—946.

354. Brooks I. H., Niiler P. P. Energetics of the Florida Current//J. Mar. Res.— 1977.— Vol. 35, N 2.— P. 163—191.

355. Bryan K. Measurement of meridional heat transport by ocean currents// J. Geophys. Res.— 1963.— Vol. 67, N 9.— P. 3403—3414.

356. Bryan K. Models of the World Ocean//Dyn. Atmos. and Oceans.— 1979.— Vol. 3.— P. 327—338.

357. Bryan K. Models of ocean circulations and the global heat balance// GARP Publ. Ser.— 1979.— N 22.— P. 23—40.
358. Bryan K. Poleward heat transport by the ocean: observations and models//Annual Rev. Earth and Planet. Sci.— 1982.— N 10.— P. 15—38.
359. Bryan K. Seasonal variation in meridional overturning and poleward heat transport in the Atlantic and Pacific Oceans: a model study//J. Mar. Res.— 1982.— Vol. 40, Suppl.— P. 39—53.
360. Bryan K., Lewis L. T. A water mass model of the World Ocean// J. Geophys. Res.— 1979.— Vol. 84.— P. 2503—2517.
361. Bryden H. L., Hall M. M. Heat transport by currents across 25 °N latitude in the Atlantic Ocean//Science.— 1980.— Vol. 207.— P. 884—886.
362. Bunker A. F. Computations of surface energy flux and annual sea— air interaction cycles of the North Atlantic Ocean//Mon. Wea. Rev.— 1976.— Vol. 104, N 9.— P. 1122—1140.
363. Bunker A. F. Trends of variables and energy fluxes over the Atlantic Ocean from 1948 to 1972//Mon. Wea. Rev.— 1980.— Vol. 108, N 6.— P. 720—732.
364. Bunker A. F., Charnock H., Gordsmith R. A. A note on the heat balance of the Mideterranean and Red Seas//J. Mar. Res.— 1982.— Vol. 40, Suppl.— P. 73—84.
365. Bunker A. F., Worthington L. V. Energy exchange charts of the North Atlantic Ocean//Bull. Amer. Meteorol. Soc.— 1976.— Vol. 57, N 6.— P. 670—678.
366. Busalacchi A. T., O'Brien T. T. Interannual variability of the equatorial Pacific in the 1960's//J. Geophys. Res.— 1981.— Vol. C.86, N 11.— P. 10901—10907.
367. Busalacchi A. T., Hakeuchi K., O'Brien T. T. On the inter-annual wind-driven response of the tropical Pacific Ocean//Hydrodyn. Equatorial Ocean., Proc. 14, Int. Liege. Collog. Ocean Hydrodyn.— Amsterdam e. a., 1983.— P. 155—195.
368. Bye T. A. T. A one-dimensional model of meridional oceanic heat transport//J. Mar. Res.— 1979.— Vol. 37, N 3.— P. 493—514.
369. Cadet D. L. The Southern oscillation over the Indian Ocean//Tropical Ocean—Atmosphere Newsletter.— 1984.— N 23.— P. 1—12.
370. Carrissimo B. C., Oort A. H., Vonder-Haar T. H. Estimating the meridional energy transport in the atmosphere and ocean//J. Phys. Oceanogr.— 1985.— Vol. 15, N 1.— P. 82—91.
371. Chen W. Y. Assesment of Southern oscillation sea level pressure indices//Mon. Wea. Rev.— 1982.— Vol. 110, N 7.— P. 800—807.
372. Chen P., Gurtin M. On the thermodynamics of non-simple elastic materials with two temperatures//Zs. Angew. Math. Phys.— 1968.— Vol. 19.— P. 614.
373. Chow S. H., Curran R. T. The effect of ground hydrology on climate sensitivity to solar constant variations//Third. Conf. of Atmos. Rad. of the Amer. Meteorol. Soc., 1978.— Davis. Calif., 1978.— P.335—338.
374. Coantic M. et al. Wind water tunnel simulation of small-scale ocean—atmosphere interactions//J. Geophys. Res.— 1981.— Vol. C86, N 7.— P. 6607—6626.
375. Coantic M., Seguin B. On the interaction of turbulent and radiative transfers in the surface layer//Bound. Layer. Meteorol.— 1971.— Vol. 1.— P. 245—263.
376. Colebrook T. M., Taylor A. H. Year-to-year changes in sea surface temperature North Atlantic and North Sea, 1948 to 1974//Deep-Sea Res.— 1979.— Vol. 26A.— P. 825—850.
377. Coleman B., Mizel V. Thermodynamics and departures from Fouriers low of heat conduction//Arch. Rat. Mech. Anal.— 1963.— Vol. 13.— P. 245.
378. Coulman C. E. Air-sea transfer coefficient determined from measurements made 200 km from land//J. Phys. Oceanogr.— 1979.— Vol. 9, N 5.— P. 1053—1059.
379. Covey D. L., Hastenrath S. The Pacific El-Nino phenomenon and the Atlantic circulation//Mon. Wea. Rev.— 1978.— Vol. 106.— P. 1280—1287.
380. Cubasch V. The mean response of the ECMWF Global model to the

El-Nino anomaly in extended range prediction experiments//Atmos.— Ocean.— 1985.— Vol. 1.— P. 43—66.

381. Dickinson R. E. Convergence rate and stability of ocean—atmosphere coupling schemes with a zero-dimensional climate model//J. Atmos. Sci.— 1981.— Vol. 38.— P. 2112—2120.

382. Dickson R. R., Namias T. Atmospheric climatology and its effect on sea surface temperature//NOAA Technical Report.— 1978.— N 416.— P. 89—101.

383. Doberitz R. Cross-spectrum analysis of rainfall and sea temperature at the equatorial Pacific Ocean//Bonner Meteor. Abhand.— 1968.— Vol. 8.— 61 p.

384. Dooley H. D., Meincke T. Circulation and water masses in the Faroese channels during Overflow'73//D. Hydr. Z.— 1981.— N 4.— S. 37—50.

385. Dorman C. E., Bourke R. H. Precipitation over the Atlantic Ocean, 30° S to 70° N//Mon. Wea. Rev.— 1981.— Vol. 109, N 3.— P. 554—563.

386. Dove H. W. Uber den einfluss der drehung der erde auf die strömungen ihrer atmosphäre//Poggendorffs Ann. Phys. and Chem.— 1835.— Bd. 36.— S. 321—351.

387. Dunbar R. B. Stable isotope record of upwelling and climate from Santa Barbara Basin, California//Coast Upwell.: Sediment Rec. Proc. NATO Adv. Res. Inst., Vilamoura, 1981.— New York; London, 1983.— P. 217—246.

388. Dutton T. A., Johnson D. R. The theory of available potential energy and variational approach to atmospheric energetics//Adv. Geophys.— 1967.— Vol. 12.— P. 334—436.

389. Ellis J. S., Von der Haar T. H. Zonal average earth radiation budget measurements from satellites for climate studies//Atmos. Sci. Pap.— 1976.— N 240.— Colorado State Univ.— P. 58.

390. Emery K. O., Csanady G. Surface circulation of lakes and nearly land-locked seas//Proc. Nat. Acad. Sci.— 1973.— Vol. 70.— P. 93—97.

391. Esbensen S. K., Reynolds R. W. Estimating mounthly averaged air-sea transfers of heat and momentum using the bulk aerodynamic method// J. Phys. Oceanogr.— 1981.— Vol. 11, N 4.— P. 457—465.

392. Etter P. C., Lamb P. T., Portis D. H. Heat and freshwater budget of the Carribean Sea with revised estimates for the Central American Seas// J. Phys. Oceanogr.— 1987.— Vol. 17, N 8.— P. 1232—1248.

393. Favortie F., Mellain D. R. Coherence in transpacific movement of positive and negative anomalies of sea surface temperature//Nature.— 1973.— Vol. 244, N 5412.— P. 139—143.

394. Ferrel W. The motions of fluids and solids relative to the Earth's surface//Amer. J. Sci.— 1861.— Vol. 31.— P. 27—57.

395. Flohn H., Fleer H. Climatic teleconnections with the equatorial Pacific and the role of ocean/atmosphere coupling//Atmosphere.— 1975.— N 13.— P. 96—107.

396. Frankignoul C., Müller P. Quasi-geostrophic response of infinite beta-plane ocean to stochastic forcing by the atmosphere//J. Phys. Oceanogr.— 1979.— Vol. 9, N 1.— P. 104—127.

397. Frankignoul C., Reynolds R. W. Testing a dynamical model for mid-latitude sea surface temperature anomalies//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 7.— P. 1131—1145.

398. Friehe C. A., Schmitt K. F. Parametrization of air-sea interface fluxes of sensible heat and moisture by the Bulk aerodynamic formulas//J. Phys. Oceanogr.— 1976.— Vol. 6, N 11.— P. 801—809.

399. Fu L. L. The general circulation and meridional heat transport of the subtropical south Atlantic determined by inverse methods//J. Phys. Oceanogr.— 1981.— Vol. 11, N 9.— P. 1171—1193.

400. Fu L. L. Mass heat and freshwater fluxes in the south Indian Ocean// J. Phys. Oceanogr.— 1986.— Vol. 16, N 10.— P. 1683—1693.

401. Garrat J. R. Review of drag coefficients over oceans and continents// Mon. Wea. Rev.— 1977.— Vol. 105.— P. 17—28.

402. Garrat J. R., Hyson P. Vertical fluxes of momentum, sensible heat and water vapour during the Air Mass Transformation Experiment (AMTEX-1974)// J. Meteorol. Soc. Japan. —1975.— Vol. 53, N 2.— P. 17—28.

403. Garstang M. Distribution and mechanism of energy exchange between the tropical oceans and atmosphere//Pap. Dept. of Meteorol., Florida Univ., Rep. N DA-AMC-28-043-64-05.— 1965.— 46 p.

404. Georgi D. T., Toole T. M. The Antarctic Circumpoler current and the oceanic heat and freshwater budgets//J. Mar. Res.— 1982.— Vol. 40, Suppl.— P. 183—197.

405. Gibbs J. W. Elementary principles in statistical mechanics, developed with especial reference to the rational foundation of thermodynamics.— Yale Univ. Press, 1902.

406. Gill A. E. An estimation of sea-level and surface-current anomalies during the 1972 El-Nino and consequest thermal effects//J. Phys. Oceanogr.— 1983— Vol. 13, N 4.— P. 586—606.

407. Gill A. E., Niiler P. P. The theory of the seasonal variability in the Ocean//Deep-Sea Res.— 1973.— Vol. 20, N 2.— P. 141—178.

408. Gill A. E., Turner T. S. A comparison of seasonal thermocline models with observations//Deep-Sea Res.— 1976.— Vol. 23, N 5.— P. 391—401.

409. Godfrey T. S., Golding T. T. The Sverdrup relation in the Indian Ocean and the effect of Pacific—Indian Ocean throughflow on Indian Ocean circulation and on the East Australian current//J. Phys. Oceanogr.— 1981.— Vol. 11, N 6.— P. 771—779.

410. Golytzyn G. S. Almost empirical approaches to the problem of climate, its variability and fluctuations//Advances in Geophysics.— 1983.— Vol. 25.— P. 85—115.

411. Gordon A. L., Piola A. R. Atlantic Ocean upper layer salinity budget//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 7.— P. 1293—1300.

412. Gruber A. Determination of the earth-atmosphere radiation budget from NOAA satellite data//NOAA Tech. Rep., NESS 76.— Washington, DC, 1978.— 28 p.

413. Hadley G. Concerning the couse of the general trade winds//Phil. Trans. Roy. Soc.— 1735.— Vol. 39.— P. 58—62.

414. Hall M. M., Bryden H. L. Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport//Deep-Sea Res.— 1982.— Vol. 29A, N 3.— P. 339—361.

415. Hasselmann K. Stochastic climate models. Part 1. Theory//Tellus.— 1976.— Vol. 28, N 6.— P. 473—485.

416. Hasselmann K., Frankignoul C. Stochastic climate models. Part 2. Application to sea surface temperature anomalies and thermocline variability//Tellus.— 1977.— Vol. 29, N 4.— P. 289—305.

417. Hastenrath S. Atmospheric and oceanic heat export in the tropical Pacific//J. Meteorol. Soc. Japan.— 1977.— Vol. 55, N 5.— P. 494—497.

418. Hastenrath S. On models of tropical circulation and climate anomalies//J. Atmos. Sci.— 1978.— Vol. 35.— P. 2222—2231.

419. Hastenrath S., Lamb P. Heat-budget Atlas of the tropical Atlantic and eastern Pacific Ocean.— Washington Univ. Wisconsin Press, 1978.— 140 p.

420. Hastenrath S. Heat budget of tropical ocean and atmosphere//J. Phys. Oceanogr.— 1980.— Vol. 10, N 2.— P. 159—170.

421. Hastenrath S. On meridional heat transport in the World Ocean// J. Phys. Oceanogr.— 1982.— Vol. 12, N 8.— P. 922—927.

422. Hastenrath S. On meridional transport of heat and freshwater in the Pacific Ocean//Arch. Meteor. Geophys. Biocl.— 1984.— Vol. A33.— P. 91—99.

423. Hastenrath S., Wu M. C. Oscillation of upper-air circulations and anomalies in the surface climate of tropics//Arch. Meteor. Geophys. Bioclim.— 1982.— Vol. B31.— P. 1—37.

424. Haurwitz B. The geographical distribution of the solar semi-diurnal pressure oscillation//Meteorol. Pap. 2, New York.— 1956.— N 5.— P. 56.

425. Helbrecht H., Kiiveler G. Variations of the earth's albedo deduced from the adhen light of the Moon//Earth, Moon and Planets.— 1985.— Vol. 32, N 1.— P. 1—7.

426. Hellerman S., Rosenstein M. Normal mounthly wind stress over the World Ocean with error estimates//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 7.— P. 1093—1105.

427. Hickey B. The relationship between fluctuations in sea level, wind stress and surface temperature in the equatorial Pacific//J. Phys. Oceanogr.— 1975.— Vol. 5.— P. 460—475.

428. Hickey T. R. et al. Observations of the solar constant and its variations emphasis on Nimbus-7 results//A Coll Ext. Abstr. Presented at the Symp. on the Solar Constant and the Spectr. Distrib. of Solar Irradiance.— Boulder, Colo., Tan., 1982.

429. Horel J. D., Wallage J. M. Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the Southern oscillation//Mon. Wea. Rev.— 1981.— Vol. 109, N 4.— P. 813—829.

430. Hsiung J. Estimates of global oceanic meridional heat transport//J. Phys. Oceanogr.— 1985.— Vol. 15, N 11.— P. 1405—1413.

431. Hsiung T., Newell R. E. The principal nonseasonal modes of variation of global sea surface temperature//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 10.— P. 1957—1967.

432. Ichiye T., Petersen J. The anomalous rainfale of the 1957—1958 winter in the equatorial central Pacific arid area//J. Meteorol. Soc. Japan.— 1963.— Vol. 41.— P. 172—198.

433. Ierley G., Young W. Can the western boundary layer affect the potential vorticity distribution in the Sverdrup interiour of a wind gyre?//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 10.— P. 1753—1763.

434. Inter-governmental TOGA board report of the first session / WCRP, WMO/IOC.— 1988.— N 216.—96 p.

435. Iselin C. O. Preliminary report of long-period variations in the transport of the Gulfstream system//Pap. Phys. Oceanogr. and Meteorol.— 1940.— Vol. 8, N 1.— P. 40.

436. Jacobowitz H. et al. The first 18 months of planetary radiation budget measurements from the Nimbus-6 ERB experiment//J. Atmos. Sci.— 1979.— Vol. 36.— P. 501—507.

437. Jakobs W. C. On the energy exchange between sea and atmosphere// J. Mar. Res.— 1942.— Vol. 5, N 1.— P. 37—66.

438. Jakobsson T. Time sequence of energy exchange spectra at ocean stations Charlie and Delta//Arch. Meteor. Geophys. Bioel., Ser. A.— 1976.— Vol. 25.— P. 187—206.

439. Julian P. R., Chervin R. M. A study of the Southern oscillation and Walker circulation phenomena//Mon. Wea. Rev.— 1978.— Vol. 106.— P. 1433—1451.

440. Jung G. H. Note on the meridional transport of energy by the oceans// J. Mar. Res.— 1952.— Vol. 11, N 2.— P. 139—146.

441. Katz E. T. et al. Zonal pressure gradient along the equatorial Atlantic//J. Mar. Res.— 1977.— Vol. 35, N 2.— P. 293—307.

442. Kidson T. W. Tropical eigenvector analysis and the Southern oscillation//Mon. Wea. Rev.— 1975.— Vol. 103.— P. 197—216.

443. Kilonsky B. T., Ramage C. S. A technique for estimating tropical open-ocean rainfall from satellite observations//J. Appl. Meteorol.— 1976.— Vol. 15.— P. 972—975.

444. Klotz S. P., Street R. L. The numerical simulation of the turbulent boundary layers at rough, air-water interface//Numerical Methods Laminar and Turbulent Flow. Proc. 2 nd Int. Conf., Venice, 1981, Swansea, 1981.— P. 487—496.

445. Kondo J. Applicability of micrometeorological transfer coefficient to estimate the long-preiod meand of fluxes in the air-sea interface//J. Meteorol. Soc. Japan.— 1972.— Vol. 50, N 6.— P. 570—576.

446. Kondo J. Air-sea bulk transfer coefficient in diabatic conditions// Bound. Layer. Meteorol.— 1975.— N 9.— P. 91—112.

447. Konishi T., Nan-niti T. Observed relationship between the drag coefficient C_d and stability parameter $(-z/L)$//J. Oceanogr. Soc. Japan.— 1979.— Vol. 35, N 5.— P. 209—214.

448. Kok C. J., Opsteegn J. D. Possible causes of anomalies in seasonal mean circulation patterns during the 1982—83 El-Nino Event//J. Atmos. Sci.— 1985.— Vol. 42, N 7.— P. 677—694.

449. Kousky V. E. et al. A review of the Southern oscillation: oceanic-atmospheric circulation changes and related rainfaill anomalies//Tellus.— 1984.— Vol. 36A, N 5.— P. 490—504.

450. Kraus E. B., Hanson H. P. Air-sea interaction as a propagator of equatorial ocean surface temperature anomalies//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 1.— P. 130—138.

451. Kraus E. B., Levitus S. Annual heat flux variations across the tropic circles//J. Phys.. Oceanogr.— 1986.— Vol. 16, N 8.— P. 1479—1486.

452. Kraus E. B., Turner T. S. A one-dimensional model of the seasonal thermodyne: II. The general theory and its consequences//Tellus.— 1967.— Vol. 19.— P. 98—106.

453. Krishnamurtic T. N. et al. On the onset vortex of the summer monsoon//Mon. Wea. Rev.— 1981.— Vol. 109, N 2.— P. 344—363.

454. Kuo H. J. Further studies of the parametrization of the influence of cumulus convection on large-scale flow//J. Atmos. Sci.— 1974..— Vol. 31.— P. 1231—1240.

455. Lamb H. H. The changing climate.— London: Methuen, 1966.— 236 p.

456. Lamb H. H. Climate: present, past and future. Vol. 1.— London: Methuen, 1973.— 612 p.

457. Lamb H. H. Climate: present, past and future. Vol. 2.— London: Methuen, 1977.— 835 p.

458. Lamb P. T. Estimate of annual variation of Atlantic Ocean heat transport//Nature.— 1981.— Vol. 290.— P. 766—769.

459. Lamb P. T., Bunker A. F. The annual merch of heat budget of the *north and tropical Atlantic Ocean*//J. Phys. Oceanogr.— 1982.— Vol. 12, N 12.— P. 1388—1410.

460. Large W. G., Pond S. Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds//J. Phys. Oceanogr.— 1981.— Vol. 11.— P. 324—336.

461. Lau K. M. A simple model of atmosphere—ocean interaction during El-Nino—Southern oscillation//Tropical Ocean—Atmosphere Newsletter.— 1982.— N 13.— P. 1—2.

462. Lau K. M. Elements of a stochastic-dynamical theory of the long-term variability of the El-Nino/Southern oscillation//J. Atmos. Sci.— 1985.— Vol. 42, N 14— P. 1552—1558.

463. Leetmaa A., Bunker A. F. Updated charts of the mean annual wind stress convergences in the Ekman layers and Sverdrup transport in the North Atlantic//J. Mar. Res.— 1978.— Vol. 36, N 3.— P. 311—322.

464. Levitus S. Meridional Ekman heat fluxes for the World Ocean and individual ocean basins//J. Phys. Oceanogr.— 1987.— Vol. 17, N 9.— P. 1484—1492.

465. Lian M. S., Cess R. D. Energy-balance climate models: A reappaisal of ice-albedo feedback//J. Atmos. Sci.— 1977.— Vol. 34, N 7.— P. 1058—1062.

466. Lisitzin E. Sea level changes.— Amsterdam, 1974.— 286 p.

467. London J. A study of the atmospheric heat balance//Final Rep. Dept. Meteorol. and Oceanogr.— New York University, 1957.— P. 99.

468. Lorenz E. N. Available potentional energy and the maintenance of the global circulation//Tellus.— 1955.— Vol. 7, N 2.— P. 157—167.

469. Louis T. F. Parametrization of the surface fluxes//European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, Research Dep., Internal Rep.— 1977.— N 4.

470. Marsden R. F., Pond S. Sinoptic estimates of air-sea fluxes//J. Mar. Res.— 1983.— Vol. 41, N 2.— P. 349—373.

471. McCreary T. Eastern tropical ocean response to changing wind systems: with application to El-Nino//J. Phys. Oceanogr.— 1976.— Vol. 6.— P. 632—645.

472. McEven T. F. The dynamics of large horisontal eddies (axes vertical) in the ocean off southern California//J. Mar. Res.— 1948.— Vol. 7, N 3.— P. 198—218.

473. McPhee M. G. Turbulent heat and momentum transfer in the oceanic boundary layer under metting pack ice//J. Geophys. Res.— 1983.— Vol. C88, N 5.— P. 2827—2835.

474. Meehl G. A. A calculation of ocean heat storage and effective ocean

surface layer depths for the Northern hemisphere//J. Phys. Oceanogr.— 1984.— Vol. 14, N 11.— P. 1747—1761.

475. Meehl G. A., Washington W. M., Semtner A. T. Experiments with a global ocean model driven by observed atmospheric forcing//J. Phys. Oceanogr.— 1982.— Vol. 12, N 4.— P. 301—312.

476. Merle J. Seasonal heat budget in the equatorial Atlantic Ocean//J. Phys. Oceanogr.— 1980.— Vol. 10, N 3.— P. 464—469.

477. Merle J. Ocean et climat — les fonctions termiques de l'ocean dans la dynamique du climat. Une revue des idées actuelles//La Meteorologie. VIe serie.— 1980.— N 22.— P. 89—95.

478. Merle J. Seasonal variability of subsurface thermal structure in the tropical Atlantic Ocean//Hydrodyn. Equatorial Ocean. Proc., 14 Int. Liege Colloq. Ocean Hydrodyn., 1983.— Amsterdam e. a., 1983.— P. 31—49.

479. Michaelsen T. A statistical study of large-scale, long-period variability in North Pacific sea surface temperature anomalies//J. Phys. Oceanogr.— 1982.— Vol. 12, N 7.— P. 694—703.

480. Miller T. R., Russel T. L., Tsand L. C. Annual oceanic heat transports computed from an atmospheric model//Dyn. Atmos. and Oceans.— 1983.— Vol. 7.— P. 95—109.

481. Mintz Y. Simulation of the oceanic general circulation//GARP Publ. Ser.— 1979.— Vol. 2, N 22.— P. 607—687.

482. Mitchell T. M. Stochastic models of air-sea interaction and climatic fluctuations.— Symp. of the Arctic heat budget and atmospheric circulation, 1966, Lake Arrowhead, Calif., Proc.

483. Mitchell T. M. An overview of climate variability and its mechanisms//Quatern. Res.— 1976.— Vol. 6, N 4.— P. 481—495.

484. Mizuno K., White W. B. Annual and interannual variability in the Kuroshio current system//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 10.— P. 1847—1867.

485. Monthly and annual mean heights of the sea level.— Inst. of Oceanogr. Sci., England, 1977.— P. 3—96.

486. Muller-Glewe T., Hinzpeter H. Turbulent fluxes in the ITCZ during GATE phase III of station 27//GATE Report.— 1975.— Vol. 1, N 14.— P. 26—31.

487. Namias J. Some statistics and synoptic characteristics, associated with El-Nino//J. Phys. Oceanogr.— 1976.— Vol. 6.— P. 130—138.

488. Namias J. Negative ocean-air feedback system over the North Pacific in the transition from warm to cold seasons//Mon. Wea. Rev.— 1976.— Vol. 104, N 10.— P. 1107—1121.

489. Namias J., Cayan D. R. Large-scale air-sea interactions and shot period dynamic fluctuations//Science.— 1981.— Vol. 214, N 4523.— P. 869—876.

490. Newell R. E. Climate and the ocean//Amer. Sci.— 1979.— Vol. 67.— P. 405—416.

491. Newell R. E., Chin L. S. Climatic changes and variations: a geophysical problem//Climatic variations and variability: Facts and Theories.— Reidel Publishing company, 1981.— P. 21—61.

492. Newell R. E., Selkirk R., Ebisuzaki W. The Southern oscillation: sea surface and wind relation ships in a 100-year date set//J. Climatol.— 1982.— Vol. 2.— P. 357—373.

493. Nioku E. J., Chester T. J. Global maps of oceanographic and atmospheric parameters from the SEASET SMMR//Int. Geosci. and Remote Sens. Symp. (IGARSS-82).— Munich, New York, 1982.— P. 487—489.

494. Norman V. G. The effects of El-Nino in Costa Rica, 1982—83//Tropical Ocean—Atmosphere Newsletters.— 1987.— N 39.— P. 1.

495. North G. R., Coakley J. A. Differences between seasonal and mean annual energy balance and climate sensitivity//J. Atmos. Sci.— 1979.— Vol. 36, N 7.— P. 1189—1204.

496. Oort A. H. On estimates of the atmospheric energy cycle//Mon. Wea. Rev.— 1964.— Vol. 92, N 11.— P. 483—493.

497. Oort A. H., Rasmusson E. M. Atmospheric circulation statistics// NOAA Prof. Pap., N 5, Washington, DC.— 1971.— 323 p.

498. Oort A. H., Vonder Haar T. H. On the observed annual cycle in the ocean—atmosphere heat balance over the Northern hemisphere//J. Phys. Oceanogr.— 1976.— Vol. 6, N 6.— P. 781—800.

499. Ostlund H. G. Radiocarbon in dissolved oceanic CO_2//Nucl. Instrum. and Meth. Phis. Res.— 1987.— B29, N 1—2.— P. 286—290.

500. Pattulo J., Munk W., Revelle R., Strong E. The seasonal oscillation in the sea level//J. Mar. Res.— 1955.— Vol. 14.— P. 88—115.

501. Phelps G. T., Pond S. Spectra of the temperature and humidity fluctuations and of the fluxex of moisture and sensible heat in the marine boundary layer//J. Atmos. Sci.— 1971.— Vol. 28.— P. 918—928.

502. Piola A. R., Gordon A. L. Pacific and Indian Ocean upper layer salinity budget//J. Phys. Oceanogr.— 1984.— Vol. 14.— P. 747—753.

503. Piola A. R., Gordon A. L. On oceanic heat and fresh water fluxes at 30°S//J. Phys. Oceanogr.— 1986.— Vol. 16, N 12.— P. 2184—2190.

504. Planck M. Uber das gesetz der energie-verteilung in normalspektrum//Ann. der Phys.— 1901.— Bd. 4.— S. 553.

505. Pond S., Fissel D. B., Paulson C. A. A note on bulk aerodynamic coefficients for sensible heat and moisture fluxes//Boundary Layer Meteor.— 1974.— Vol. 6.— P. 333—339.

506. Pond S. et al. Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean//J. Atmos. Sci.— 1971.— Vol. 28.— P. 901—917.

507. Quinn W. N. Monitoring and predicting El-Nino invasions//J. Appl. Meteorol.— 1974.— Vol. 13.— P. 825—830.

508. Quinn W. N., Burt W. Use the Southern oscillation in weather prediction//J. Appl. Meteorol.— 1972.— Vol. 11.— P. 616—628.

509. Quiroz R. S. The climate of the El-Nino winter of 1982-83, a season of extraordinary climatic anomalies//Mon. Wea. Rev.— 1983.— Vol. 111.— P. 1685—1706.

510. Quiroz R. S. Observed response of the Northern hemisphere atmospheric circulation to the 1982-83 El-Nino Ocean warming//Tropical Ocean-Atmosphere Newsletter.— 1984.— N 24.— P. 1—2.

511. Rago T. A., Rossby H. T. Heat transport into the North Atlantic Ocean north of 32°N latitude//J. Phys. Oceanogr.— 1987.— Vol. 17, N 7.— P. 854—871.

512. Ramage C. S. Monsoon Meteorology.— New York, London: Academic Press, 1971.— 196 p.

513. Rao Y. R. Southwest monsoon.— India Meteorological Dep., New Delhi, 1976.— 367 p.

514. Rasmusson E. M., Carpenter T. H. Variation in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern oscillation/El-Nino//Mon. Wea. Rev.— 1982.— Vol. 110, N 3.— P. 354—384.

515. Ratcliffe R. A. S. North Atlantic sea temperature classification 1877—1970//Meteorol. Mag.— 1971.— Vol. 100.— P. 225—232.

516. Ratcliffe R. A. S., Murray R. New lag associations between North Atlantic sea temperature and European pressure applied to long-range weather forecasting//Q. J. R. Meteorol. Soc.— 1970.— Vol. 96.— P. 226—246.

517. Reed R. K. Heat fluxes over the eastern tropical Pacific and aspects of the 1972 El-Nino//J. Geophys. Res.— 1983.— Vol. C88, N 14.— P. 9627—9638.

518. Reed R. K. An estimate of climatological heat fluxes over the tropical Pacific Ocean//J. Clim. Appl. Met.— 1985.— Vol. 24, N 8.— P. 833—840.

519. Reiter E. A. Long-term wind variability in the tropical Pacific: its possible causes and effects//Mon. Wea. Rev.— 1978.— Vol. 16.— P. 324—330.

520. Reiter E. R. The interannual variability of the ocean—atmosphere system//J. Atmos. Sci.— 1978.— Vol. 35, N 3.— P. 349—370.

521. Reiter E. K. Some mechanism affecting sea-surface temperature anomaly formation in the North Pacific//Arch. Meteor. Geophys. Biocl.— 1979.— Vol. 28, N 2—3.— P. 195—210.

522. Reyes S., Ramirez O. E. Air-sea fluxes over the global oceans during the FGGE Year//Theor. Appl. Climatol.— 1987.— Vol. 38.— P. 69—78.

523. Reynolds R. W. Sea-surface temperature anomalies in the North Pacific Ocean//Tellus.— 1978.— Vol. 30, N 2.— P. 97—103.
524. Rodewald M. Die biennale der meerestemperatur ovr Nordos—Island// Wetterlotse.— 1982.— Vol. 34, N 421—422.— P. 15—19.
525. Rodewald M. Der trend der meerestemperatur im aubertropischen Nordatlantik//Wetterlotse.— 1982.— Vol. 34, N 421—422.— P. 11—15.
526. Roemmich D. The application of inverse methods to problems in ocean circulation.— Ph. D. Thesis. Massachusetts Inst. of Technology/Woods Hole Oceanographic Inst., WHOI, 1979, 80—6.— 193 p.
527. Roemmich D. Estimation of meridional heat flux in the North Atlantic by inverse methods//J. Phys. Oceanogr.— 1980.— Vol. 10.— P. 1972—1973.
528. Roemmich D. The balance of geostrophic and ekman transports in the tropical Atlantic Ocean//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 8.— P. 1534—1539.
529. Rowntree P. R. The influence of tropical last Pacific Ocean temperature on the atmosphere//Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.— 1972.— Vol. 98.— P. 290—321.
530. Saltzman B. Stochastically-driven climatic fluctuations in the sea—ice ocean temperature, CO_2-feedback system//Tellus.— 1982.— Vol. 34, N 2.— P. 97—112.
531. Saltzman B., Sutera A., Evenson A. Structural stochastic stability of a simple auto-oscillatory climatic feedback system//J. Atmos. Sci.— 1981.— Vol. 38, N 3.— P. 494—503.
532. Sarnthein M. et al. Glacial and interglacial wind regimes over the eastern subtropical Atlantic and north-west Africa//Nature.— 1981.— Vol. 293, N 17.— P. 193—196.
533. Schneider S. H., Dennett R. D. Climate barriers to longterm energy growth//Ambio.— 1975.— N 4.— P. 65—75.
534. Schopf P. S. On equatorial waves and El-Nino. II: Effects of air-sea thermal coupling//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 10.— P. 1878—1893.
535. Schopf P. S., Harrison D. E. On equatorial waves and El-Nino. I: Influence of initial states on wave-induced current and warming//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 6.— P. 936—948.
536. Sellers W. D. A global climatic model based on the energy balance of the earth — atmosphere system//J. Appl. Meteorol.— 1969.— N 8.— P. 392—400.
537. Sellers W. D. A new global climatic model//J. Appl. Meteorol.— 1973.— N 2.— P. 241—254.
538. Shouleikin W. The evaporation of sea water and the thermal intercourse between the sea and atmosphere//Gerlands Beitr. Geophys.— 1928.— Vol. 20.— P. 99—122.
539. Schucla J., Paolino D. A. The Southern oscillation and long-range forecasting of the summer monsoon rainfall over India//Mon. Wea. Rev.— 1983.— Vol. 111, N 9.— P. 1830—1837.
540. Schucla J., Wallage J. M. Numerical simulation of the atmospheric response to equatorial Pacific sea surface temperature anomalies//J. Atmos. Sci.— 1983.— Vol. 40.— P. 1613—1630.
541. Simpson J. J. Large-scale thermal anomalies in California current during the 1982—1983 El-Nino//Geophys. Res. Lett.— 1983.— Vol. 10, N 10.— P. 937—940.
542. Smith E. A., Hickey T. R., Vonder Haar T. H. The nature and short-period fluctuations in solar irradiance observed by the Nimbus-7 — A Coll. Ext. Abstr. Presented at the Symp. on Solar Constant and the Spectr. Distrib. of Solar Irradiance, Boulder, Color. Tan., 1982.
543. Smith S. D. Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds//J. Phys. Oceanogr.— 1980.— Vol. 10, N 5.— P. 709—726.
544. Smith S. D., Banke E. G. Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed//Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.— 1965.— Vol. 101.— P. 665—673.
545. Stoekenius T. Interannual variations of tropical precipitation patterns//Mon. Wea. Rev.— 1981.— Vol. 109.— P. 1235—1247.
546. Stommel H. Asymmetry of interoceanic freshwater and heat fluxes// Proc. Nat. Acad. Sci., USA.— 1980.— Vol. 77, N 5.— P. 2377—2381.

547. Stommel H. M., Csanady G. T. A relation between the T, S-curve and global heat and atmospheric water transport//J. Geophys. Res.— 1980.— Vol. 85, N C1.— P. 495—501.

548. Sverdrup H. U. Oceanography//Handbuch der Physik.— Berlin: Springer, 1957.— Vol. 48.— P. 608—670.

549. Sverdrup H. U., Johnson M., Fleming R. The Oceans.— Printice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1942.— 695 p.

550. Talley L. D. Meridional heat transport in the Pacific Ocean//J. Phys. Oceanogr.— 1984.— Vol. 14, N 2.— P. 231—241.

551. Tanaka M. Interannual fluctuations of the tropical winter monsoon circulation and its relationship to the walker circulation//Tropical Ocean—Atmosphere Newsletter.— 1982.— N 12.— P. 4—5.

552. Thomson J. Grand currents of atmospheric circulation.— British Assoc. Meeting, Dublin, 1857.

553. Thompson K. R., Marsden R. F., Wright D. G. Estimation of low-frequency wind stress fluctuations over the open ocean//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13.— P. 1003—1011.

554. Thorpe M. R., Banke E. G., Smith S. D. Eddy correlation measurements of evaporation and sensible heat flux over Arctic sea level//J. Geophys. Res.— 1973.— Vol. 78, N 18.— P. 205—216.

555. Toole J. M., Raymer M. E. Heat and freshwater budget of the Indian Ocean-revisited//Deep-Sea Res.— 1985.— Vol. 32, N 8.— P. 917—928.

556. Trenberth K. E. Spatial and temporal variation of the Southern oscillation//Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.— 1976.— Vol. 102.— P. 639—653.

557. Trenberth K. E. Mean annual poleward energy transports by the oceans in the southern hemisphere//Dyn. Atmos. and Oceans.— 1979.— Vol. 4, N 1.— P. 57—64.

558. Troup A. T. Te Southern oscillation//Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.— 1965.— Vol. 91.— P. 490—506.

559. Tsuchiya M. Seasonal variation of the equatorial zonal geopotential gradient in the eastern Pacific Ocean//J. Mar. Res.— 1979.— Vol. 37, N 3.— P. 400—407.

560. Turner T. S., Kraus E. B. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. I. A laboratory experiment and its interpretation//Tellus.— 1967.— Vol. 19.— P. 88—97.

561. Vamada H., Okabe I. On the resonance effect in a storm surge//Bull. of Disaster Prevention Research Inst., Kyoto Univ., Jap., 1965.— Vol. 15.— P. 2.

562. Vonder Haar T. H., Ellis J. S. Atlas of radiation budget measurements from satellites//Atmos. Sci. Pap.— 1974.— N 231.— Colorado State Univ.— 180 p.

563. Vonder Haar T. H., Oort A. H. New estimate of annual poleward energy transport by northern hemisphere Oceans//J. Phys. Oceanogr.— 1973.— Vol. 3, N 2.— P. 169—172.

564. Vonder Haar T., Raschke E. Measurements of the energy exchange between earth and space from satellites during the 1960's//Ann. Meteorol. Neue Folge.— 1973.— N 6.— P. 339—345.

565. Walin G. On the relation between sea-surface heat flow and thermal circulation in the ocean//Tellus.— 1982.— Vol. 34, N 2— P. 187—195.

566. Walker G. T. Correlation in seasonal variations of weather. VIII. A preliminary study of world weather//Indian Meteorol. Dep. Mem.— 1923.— Vol. 24.— P. 75—131.

566a. Walker G. T., Bliss E. W. World weather. V.— Mem. Roy. Meteorol. Soc.— 1932.— Vol. 4.— P. 53—84.

567. Walsh J. E., Johnson C. M. An analysis of Arctic sea ice fluctuations, 1953—1977//J. Phys. Oceanogr.— 1979.— Vol. 9, N 3.— P. 580—591.

568. Wan-Cheng C., Lo A. A preliminary study of the possible statistical relationship between the tropical Pacific sea surface temperature and the atmospheric circulation//Mon. Wea. Rev.— 1979.— Vol. 197, N 1.— P. 18—25.

569. Weare B. C. A statistical study of relationship between ocean temperature and the Indian monsoon//J. Atmos. Sci.— 1979.— Vol. 36.— P. 2279—2291.

570. Weare B. C. El Nino and tropical Pacific ocean surface temperature// J. Phys. Oceanogr.— 1982.— Vol. 12, N 1.— P. 17—27.
571. Weare B. C. Interannual variation in net heating at the surface of the tropical Pacific Ocean//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13, N 5.— P. 873—885.
572. Webb E. K. On the corection of flux measurements for effects of heat and water vapour transfer//Bound. Layer. Meteorol.— 1982.— Vol. 23, N 2.— P. 378—384.
573. Welander P. Oscillation in a simple air—water system driven by stabilizing heat flux.— Univ. of Bergen, 1979.— Rep. N 51.— 15 p.
574. White W. B. Westward propagation of short-term climatic anomalies in the Western North Pacific Ocean from 1964—1974//J. Mar. Res.— 1983.— Vol. 41, N. 1— P. 113—125.
575. White W. B., Walker A. E. Meridional atmospheric teleconnections over the North Pacific from 1950—1972//Mon. Wea. Rev.— 1973.— Vol. 101.— P. 817—822.
576. Whitehead T. A., Worthington C. V. The flux and mixing rates of Antarctic bottom water within the North Atlantic//J. Geophys. Res.— 1982.— Vol. 87C, N 10.— P. 7903—7924.
577. Wright D. G., Thompson K. R. Time averaged forms of nonlinear stress law//J. Phys. Oceanogr.— 1983.— Vol. 13.— P. 341—345.
578. Wu M. C., Hastenrath S. On the interannual variability of the Indian monsoon and the Southern oscillation//Arch. Meteor. Geophys. Biocl.— 1986.— Vol. B39.— P. 239—261.
579. Wunsch C. Bermuds Sea level in relation to tides, weather and baroclinic fluctuations//Rev. Geophys. and Space Phys.— 1972.— Vol. 10, N 1.— P. 1—49.
580. Wunsch C. Meridional heat flux of the North Atlantic Ocean//Proc. Natl. Acad. Sci.— 1980.— Vol. 77— P. 5043—5047.
581. Wunsch C. The general circulation of the North Atlantic west of 50°W determined from inverse methods//Rev. Geophys. and Space Phys.— 1978.— Vol. 16.— P. 583—620.
582. Wunsch C., Grant B. Towards the general circulation of the North Atlantic Ocean//Progr. in Oceanography.— 1982.— Vol. 11, N 1.— P. 1—59.
583. Wunsch C., Minster T.-F. Methods for box-models and ocean circulation tracers: mathematical programing and nonlinear inverse theory//J. Geophys. Res.— 1982.— Vol. 87, N C8.— P. 5647—5662.
584. Wylie D. P., Hinton B. B. The feasibility of estimating large-scale surface wind fields for the summer Monex using cloud motion and ship data// Bound. Layer. Meteorol.— 1981.— Vol. 21.— P. 357—367.
585. Wyrtki K. The average annual heat balance of the North Pacific Ocean and its relation to the circulation//J. Geophys. Res.— 1965.— Vol. 70, N 18.— P. 4547—4561.
586. Wyrtki K. El-Nino — The dynamic response of the equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing//J. Phys. Oceanogr.— 1975.— Vol. 5.— P. 572—584.
587. Wyrtki K. An estimate of equatorial upwelling in the Pacific//J. Phys. Oceanogr.— 1981.— Vol. 11, N 9.— P. 1205—1214.
588. Wyrtki K. The Southern oscillation ocean — atmosphere interaction and El-Nino//Mar. Technology Soc. Journal.— 1982.— Vol. 16, N 1.— P. 3—10.
589. Wyrtki K., Lestie W. The mean annual variations of sea level in the Pacific Ocean.— Hawaii Inst. of Geophys, 1980.— 159 p.
590. Wyrtki K., Unrich L. On the accuracy of heat storage computations// J. Phys. Oceanogr.— 1982.— Vol. 12, N 12.— P. 1411—1416.
591. Yaglom A. M. Comments on wind and temperature fluxprofile relationships//Bound, Layer. Meteorol.— 1977.— Vol. 11, N 1.— P. 89—102.
592. Zillman T. W. A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the Southern hemisphere oceans.— Melbourne, Bureau of Meteorology, 1972.— 562 p. (Meteorol. Stud. N 26).

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Амплитуда колебания температуры 133, 143, 209, 210, 213
— — уровня 214, 216
— — энергопотока 23, 150, 253
Аномалии давления 98, 99, 102, 103
— потока энергии 176—182, 188—190, 206, 207, 245—249, 258—260, 274—277
— температуры 98, 99, 102, 200, 203—205, 285, 290—293

Балк-формулы 28, 301
Боузна, соотношение 82
— —, аналог для сезонных и климатических компонентов 137—141, 183, 228, 258

Геофизические константы и параметры климатической системы 6, 26, 57, 88, 91, 125—127, 138, 139, 146, 180, 182, 235, 277

Дисперсия теплопотока 245—250, 255

Контрасты температурные 58, 87, 91—95
Концепция крупномасштабного энергопереноса 298—303
Коэффициент обмена 39—56
Круговорот вод, энергетика 261, 286

Масштабы взаимодействия 8, 9
— осреднения 35—57
Межгодовая изменчивость теплопотока 49, 121, 242—260, 274, 275
Модели
— бокс-модели 158, 169
— малопараметрические 67—72
— одномерные 153, 154, 159, 262—271
— энергобалансовые 92—94, 159, 262, 271

Ньюфаундлендская энергоактивная область (НЭАО) 104

Обратные связи 262, 298—301
Осреднение временное межгодовое 42, 44, 47, 48—57, 117, 119, 121, 200—211, 242—260
— — пульсаций 31—33
— — сезонное, внутрисезонное, внутригодовое 40, 44, 48, 52, 54, 60, 61, 81, 95, 127, 200, 211, 242, 260
— — синоптическое, внутримесячное 37, 40, 42, 44, 48, 52
— — суточное 43, 44, 48
— пространственное зональное 88, 91—95, 130, 160—169, 179—182, 236
— — по акватории 84, 91, 102, 125, 126, 150, 151, 175, 225, 226, 230—235, 237, 275
— — полушарное 87, 89, 91—95

Параметризация потоков тепла векторная 84
— — — интегральная за год 72—83
— — —, аэродинамический подход 29
Потенциальная энергия 108, 114, 305, 306
Потоки тепла скрытого 49, 52, 59—61, 95—97, 180, 182, 223, 225, 230—235, 251, 253
— — явного 30, 40, 42, 45—47, 49, 51, 52, 223, 224, 230, 249, 250, 251, 253
Природные тепловые машины (ПТМ) 12, 89, 217, 218, 296

Радиация, лучистый теплоперенос 21—27, 68, 92, 93, 136
«Разрезы», наблюдательная программа 12
Роль средних широт в формировании климата, бимодальность транспорта тепла 187
— — — — — —, управляющая роль 138, 139, 200, 305—307

Северо-Атлантическое колебание 102
Северо-Тихоокеанское колебание 105
Сезонные потоки энергии в климатической системе механической 114, 145, 146, 239
— — — — — — тепловой 47, 79, 115, 138—139, 225—232, 235, 249, 255
— — — — — —, система параметризации 304, 305
Силы механического взаимодействия 112, 286, 304

Теплоперенос вертикальный в океане 115, 116, 236, 237
— климатический 79, 84, 138, 139, 179—182, 223, 225—232
— «колебательный» 298—303
— меридиональный в атмосфере 160—165
— — в океане 137—150, 160, 168—170, 176—193, 217, 218
— сезонный — *см.* Сезонные потоки энергии

Фазовые запаздывания в сезонном цикле параметров и энергопереносов 56—59, 79, 81, 110, 115, 134, 176—178, 213, 214, 216, 253, 272, 273
— — — — — температуры 60, 61, 81, 129—135, 182, 210, 211, 213, 214
Фазовые траектории (петли) временные 60, 108, 113—115, 304, 305
— — — двупараметрических процессов 59—61, 64, 81, 115, 176, 178, 266
— — — пространственные 266, 286, 304

Циркуляционные ячейки Валкера 116, 118
— — Гадлея 118, 130

Эль-Ниньо 116—123
Энергетические потенциалы климатической системы 3, 15—20
Энергии механического взаимодействия 113, 114, 145, 146, 239, 304—306
Энергоактивные зоны океана (ЭАЗО) механические 238, 239, 286, 306
— — — — тепловые 10, 11, 218—238, 242

Южное колебание — *см.* Эль-Ниньо

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

Введение 4

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ СИСТЕМЫ ОКЕАН—АТМОСФЕРА 15

1.1. Глобальные энергетические потенциалы некоторых процессов в Мировом океане . . . . . —
1.2. Процессы трансформации солнечной радиации в системе океан—атмосфера 21

ГЛАВА 2. КРУПНОМАСШТАБНЫЙ ОБМЕН ЭНЕРГИЕЙ НА ГРАНИЦЕ ОКЕАН—АТМОСФЕРА 28

2.1. Особенности использования интегральных параметризаций аэродинамического метода при исследовании крупномасштабных процессов . . . . . —
2.2. Формирование крупномасштабных термических и влажностных контрастов приводного слоя и фазовых различий годового хода термических характеристик атмосферы и океана . . 57
2.3. Параметризация крупномасштабных потоков тепла на границе океан—атмсофера 72

ГЛАВА 3. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ КРУПНОМАСШТАБНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ 86

3.1. Термический контраст высоких и низких широт и формирование меридиональной циркуляции и межполушарного обмена энергией . . . . . —
3.2. Перенос тепла и влаги между океанами и континентами . . 95
3.3. Процессы крупномасштабного преобразования энергии в атмосфере 106
3.4. Крупномасштабные энергетические превращения в океане . . 109
3.5. Особенности процессов взаимодействия в связи с Южным колебанием 116

ГЛАВА 4. ЗОНАЛЬНЫЙ КЛИМАТ МИРОВОГО ОКЕАНА. РОЛЬ СРЕДНИХ ШИРОТ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ 124

4.1. Особенности меридионального распределения характеристик термического рассогласования океана и атмосферы . . . . . —
4.2. Зональный энергетический баланс океана 135
4.3. Меридиональный обмен теплом в океане и атмосфере 147
4.4. Сезонная и межгодовая динамика меридионального переноса тепла и роль средних широт в крупномасштабном взаимодействии 176

ГЛАВА 5. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ЭНЕРГОАКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ МИРОВОГО ОКЕАНА 194

5.1. Амплитудно-фазовые характеристики годового хода параметров океана и атмосферы. Пространственная дифференциация роли регулярного сезонного хода и межгодовых процессов в общей изменчивости . . . . . —

5.2. Очаговый характер энергообмена в системе океан—атмосфера и энергоактивные области. Структура взаимодействия с атмосферой Северной Атлантики и северной части Тихого океана 218

5.3. Сезонная и межгодовая изменчивость процессов энергообмена в северных частях Атлантического и Тихого океанов 242

5.4. Особенности взаимодействия с атмосферой океанских круговоротов и динамика энергоактивных областей 261

5.5. К проблеме формирования и динамики аномалий температуры поверхности океана 287

Заключение 295

Приложение. Концепция колебательного теплопереноса в системе океан—атмосфера 298

Список литературы 308

Предметный указатель 334

Монография

Сергей Сергеевич Лаппо,
Сергей Константинович Гулев,
Александр Евгеньевич Рождественский

КРУПНОМАСШТАБНОЕ ТЕПЛОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМЕ ОКЕАН—АТМОСФЕРА И ЭНЕРГОАКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ МИРОВОГО ОКЕАНА

Редактор З. И. Мироненко. Художник В. В. Бабанов. Художественный редактор Б. А. Бураков. Технический редактор Н. И. Перлович. Корректор Л. Н. Хромова.

ИБ № 1874

Сдано в набор 19.01.90. Подписано в печать 01.06.90. М-19574. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага книжная. Гарнитура литературная. Печать высокая. Печ. л. 21,0. Кр.-отт. 21,0. Уч.-изд. л. 23,37. Тираж 830 экз. Индекс ОЛ-181. Заказ № 15. Цена 3 руб. 80 коп.
Гидрометеоиздат. 199226. Ленинград, Беринга, 38.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Государственного комитета СССР по печати. 190000. Ленинград, Прачечный переулок, 6.