

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Климат как проблема физики

А.С. Монин, Ю.А. Шишков

Излагаются логические основы теории климата: (1) определяется климатическая система ОСА (океан – суша – атмосфера); (2) по аналогии с теорией турбулентности климат определяется как многокомпонентная случайная функция на пространстве – времени системы ОСА (или, что эквивалентно, как статистический ансамбль состояний, проходимых системой ОСА за промежутки времени в несколько десятилетий); (3) определяется солярный климат, т.е. распределение солнечного излучения на верхней границе атмосферы (служащее краевым условием для системы ОСА); (4) описываются "горизонтальные" процессы тепло- и массопереноса между экваториальной и полярными зонами; (5) описываются "вертикальные" процессы радиационно-конвективного тепло- и массопереноса по вертикали, включая парниковый эффект водяного пара и малых газовых примесей; (6) описываются "вертикальные" процессы радиационного теплопереноса в атмосфере, замутненной аэрозольной взвесью, включая антипарниковый эффект вулканического и дымового аэрозоля, "ядерную ночь" и "ядерную зиму".

PACS numbers: 89.60. + x, 92.60. – e, 92.60.Ry, 92.90. + x

Содержание

1. Введение (419).
 2. Определение климатической системы и климата (421).
 3. Солярный климат — краевое условие для климатической системы (424).
 4. Теория подобия для "горизонтальных" процессов (430).
 5. "Вертикальные" процессы, парниковый эффект и озоновые дыры (433).
 6. Антипарниковый эффект и "ядерная зима" (438).
- Список литературы (444).

1. Введение

Изменения климата доступны для восприятия человеческим обществом. Сведения о таких изменениях регистрируются "памятью поколений" и передаются изустно от родителей к потомкам, они записываются в летописях, а в последние столетия регистрируются инструментальными измерениями (наиболее длинный ряд измерений температуры воздуха — 335 лет — собран по Центральной Англии Гордоном Мэнли [1, 2]).

Так мы узнали, что имел место "малый ледниковый период" (МЛП), начавшийся крайне резким и глубоким похолоданием с двойным минимумом в 1570 и 1600 гг. и завершившийся тремя глубокими волнами холода в XIX веке, причем с 1866 г. началось общее отступление

ледников в Альпах (см. на рис. 1 сводный график летних температур в северном полушарии за 1400–1970 гг. Брэдли и Джонса [3], использовавших кроме инструментальных также и косвенные данные: годовые кольца деревьев, данные о таянии ледников и письменные свидетельства).

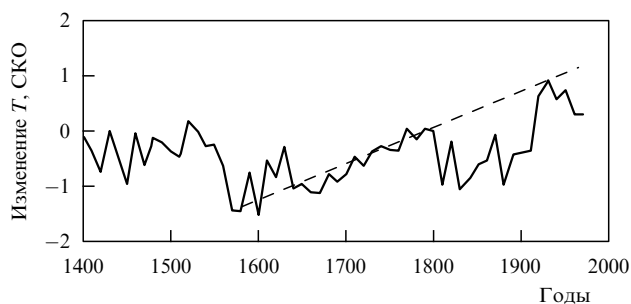


Рис. 1. Колебания летних температур в северном полушарии в "малом ледниковом периоде", по Брэдли и Джонсу [3]. За единицу масштаба принято многолетнее среднее квадратичное отклонение (СКО). Штриховая прямая — линейный тренд, проведенный по экстремумам.

Сведения по истории МЛП см., например, в § 10.3 книги [4]. Отметим, что в 1300–1350 гг. Исландия и Норвегия отказались от возделывания зерновых злаков, а Англия — от виноградарства (перейдя на французские вина и портвейн, а позже создав производство ячменного виски и можжевелевого джина). Начало МЛП зафиксировано русскими летописями по Москве как чрезвычайно ранний и резкий заморозок, погубивший урожай — "побил мраз великий" — и вызвавший страшный голод (упомянутый Пушкиным в "Борисе Годунове"); по данным Корецкого, это было 28 июля, а по Новому Летописцу — 15 августа 1601 г. (см [5]).

А.С. Монин. Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
117218 Москва, ул. Красикова 23, Российская Федерация
Тел. (095) 129-08-18
Факс (095) 124-59-83

Статья поступила 11 октября 1999 г.,
после доработки 31 января 2000 г.

Мы не знаем, почему начался МЛП и почему он закончился. Надо полагать, это произошло по естественным причинам (так как антропогенные воздействия на климатическую систему в тот период были, очевидно, малыми).

Весьма многочисленные и разнообразные данные (некоторые из них будут приведены ниже) показывают, что резкие изменения с периодами $10^0 - 10^5$ лет вообще типичны для климата. Короткопериодную их часть, с периодами $10^0 - 10^2$ лет, можно назвать перемежаемостью климата. Изменения (аномалии) погоды с периодами в месяцы и годы лучше называть долгосрочными изменениями погоды. Они могут иметь региональный характер, но могут быть и глобальными — тогда их можно называть *вибрациями климата* [6].

В качестве примера таких вибраций на рис. 2 приводятся графики колебаний средних годовичных температур земного шара и его северного и южного полушарий за последнее столетие, по Хансену и Лебеву [7, 8] (см. также Хансен и др. [9]). Они показывают, что разности температур последующего и предыдущего годов изменялись в пределах $\pm 0,40^\circ\text{C}$ (среднее абсолютное значение составило $0,12^\circ\text{C}$ с увеличением в переходные периоды, т.е. климат изменялся не монотонно, а как фон усиливающихся вибраций климатической системы).

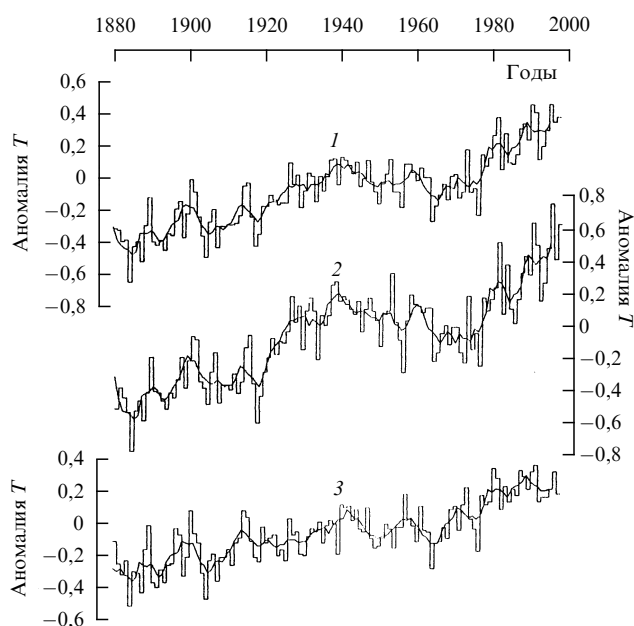


Рис. 2. Колебания средних годовых температур воздуха на земном шаре (1), северном (2) и южном (3) полушариях за последнее столетие, по Хансену и Лебеву [7, 8]. Гладкие кривые получены пятилетним скользящим сглаживанием.

Таким образом, одной из наиболее заметных особенностей климата является его изменчивость, и главной задачей теории климата оказывается предсказание его изменений на обозримое будущее.

Сведения об изменениях климата воспринимаются большинством людей с опаской. Одной из причин этого является все улучшающаяся глобальная информация, быстро привлекающая всеобщее внимание к неблагоприятным аномалиям погоды, то и дело возникающим в различных регионах земного шара и нередко создающим

стихийные бедствия, такие, например, как засухи 1968–1972 гг. в Сахеле (территория в южной Сахаре площадью 5,2 млн кв. км с населением в 60 млн человек), вызвавшие там страшный голод; засуха и лесные пожары 1972 г. в Восточной Европе; засуха 1976 г. в Западной Европе ("Англия без дождей — все равно что балерина без ног"); засухи 1977 и 1980 гг. и суровые зимы 1978–1979 и 1980–1981 гг. в Северной Америке, существенно отразившиеся на мировых запасах зерна; недавние засухи и голод в Абиссинии (Эфиопии) и Сомали, и т.п.

Что это — преходящие, свойственные современному климату, местные явления, или же проявления ухудшения глобального климата? И если справедливо второе, то создаются ли эти ухудшения естественными процессами или же они являются результатами прямого воздействия человеческой деятельности — сведения лесов (сейчас их площадь уже уменьшена на 37%, и тропические леса уничтожаются со скоростью 114 тыс кв. км в год), опустынивания (сейчас со скоростью 60 тыс кв. км в год или 20 га в минуту), деградации почв (из-за которой человечество уже потеряло 2 млрд га плодородных земель, против 1,5 млрд га нынешних сельскохозяйственных земель и пастбищ), выделения углекислого газа в атмосферу при сжигании топлива (сейчас, в пересчете на углерод, около 6 млрд тонн в год или около одного процента от нынешнего содержания в атмосфере), увеличения количества производимого промышленностью аэрозоля (сейчас производится около 300 млн тонн в год) и фреонов, которые, проникая в стратосферу, ослабляют имеющийся там озоновый слой (их нынешняя продукция составляет 200–400 тыс тонн в год), т.п.?

Мы еще не имеем сколько-нибудь надежных ответов на такие вопросы. Более того, мы не знаем, какие изменения климата для нас благоприятны и какие неблагоприятны.

По сложившейся терминологии, похолодания называют ухудшениями климата, а потепления — улучшениями. Но на самом деле кроме температуры нужно учитывать, как минимум, еще и влажность, и суждения о "качестве" климата усложняются и становятся зависящими от широтной зоны или даже от региона.

Так, например, используя для Центральной Англии ряд средних месячных температур, по Мэнли [1, 2], и 226-летний ряд месячных сумм осадков, по Джонсу и др. [10], можно убедиться, что сезонные колебания осадков имеют в среднем минимум в апреле и максимум в октябре, причем температуры и осадки в сумме за год не коррелируют, но в теплых полугодиях они коррелируют отрицательно, а в холодных положительно.

Такая же тенденция сохраняется в трендах МЛП (рис. 3), т.е. потепление сопровождается ростом осадков холодных полугодий и их уменьшением в теплых полугодиях. Впрочем, это, вероятно, относится только к МЛП и к умеренным широтам, вообще же численное моделирование должно показать, на каком температурном уровне эта тенденция сможет быть преодолена общим повышением влагоемкости всей атмосферы.

И "вибрации", представленные на рис. 2, и "перемежаемость", один из примеров которой показан на рис. 1, а в какой-то мере и более длиннопериодные колебания климата производят впечатление хаотических и напоминают поведение изучаемых в современной теории хаоса динамических систем, эволюционирующих на имеющихся в их фазовых пространствах предельных

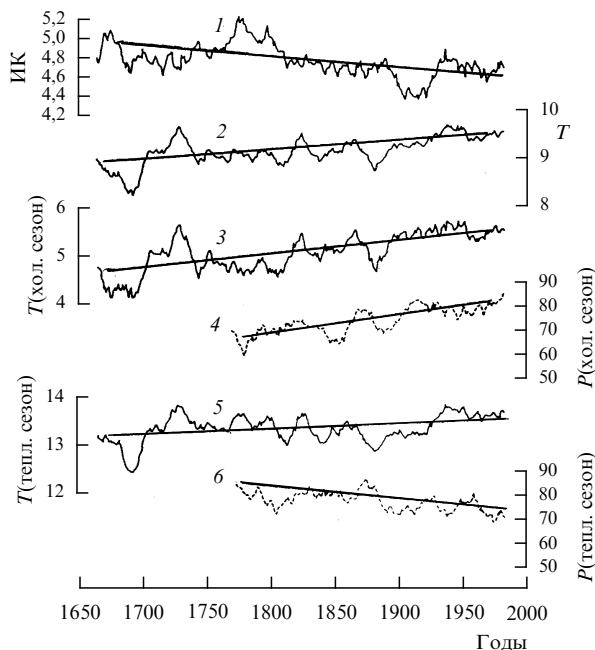


Рис. 3. Тренды МЛП по данным, осредненным 15-летним скользящим сглаживанием: 1 — средние квадратичные размахи сезонного хода температуры ("индексы континентальности"); 2 — средние годовые температуры; 3 и 5 — средние температуры холодных и теплых полугодий; 4 и 6 — средние месячные осадки холодного и теплого полугодий.

множествах со сложной структурой — так называемых *странных аттракторах*. Это понятие было введено Эдвардом Лоренцем [11–13].

С этой точки зрения, теорией изменений климата должна быть *статистическая динамика климатической системы*. Ясно, что построение такой теории не может быть задачей географии, к которой до 60-х годов текущего столетия относилась климатология, и оно должно быть переадресовано физике. Это тем более естественно, что расшифровка данных о климатах прошлого и современных его изменениях все в возрастающей мере требует использования физических методов (прежде всего изотопных).

Климат можно определить как статистический ансамбль состояний, проходимых климатической системой океан–суша–атмосфера (ОСА) за периоды времени в несколько десятилетий (см. подробнее раздел 2). Источником энергии для процессов, происходящих в климатической системе, является падающий на Землю поток солнечного излучения. Его распределение по высшей границе атмосферы в различные сезоны года (называемые "солярым климатом") описывается в разделе 3. Его существенной особенностью является широтная зональность. Но вследствие сглаживающего влияния горизонтального теплообмена, создаваемого циркуляцией атмосферы и океана, зональность фактического климата оказывается менее контрастной, чем у солярного климата. Этот эффект горизонтального теплообмена описывается теорией подобия, излагаемой в разделе 4. Вертикальный теплообмен, радиационный и конвективный, формирующий стратификацию атмосферы, описывается в разделе 5. К нему относится поглощение солнечной радиации атмосферой и подстилающей поверхностью, а также излучение ими тепловой радиации и ее поглощение некоторыми атмосферными

газами, естественными и антропогенными, создающими "парниковый эффект". Наконец, в разделе 6 характеризуется "антропогенный эффект", создаваемый атмосферными аэрозолями естественного (главным образом вулканического) и антропогенного происхождения (включая эффекты очень больших взрывов — при возможном падении на Землю астероидов или при ядерной войне — так называемая "ядерная зима"). Аналогичные факторы определяют также климаты на других планетах земной группы, тогда как на больших планетах к притоку солнечного тепла добавляется еще приток внутреннего тепла, создаваемый продолжающимся сжатием этих планет.

Такой подход к определению климата предложен в наших книгах [4, 14, 15] (см. также соответствующее определение климата океана [16]). Он явился основой международной Программы исследования глобальных атмосферных процессов (ПИГАП), организованной в 1967 г. Международным советом научных союзов (МСНС) и Всемирной метеорологической организацией (ВМО) с задачами разработки численных моделей общей циркуляции атмосферы для целей долгосрочного прогноза погоды, а также наблюдательных экспериментов по сбору глобальных начальных данных для таких прогнозов. Эта программа была опубликована в 1975 г. в виде монографии [17] (некоторые итоги численного моделирования см. в брошюре [18]).

Однако в дальнейшем выполнение ПИГАП затянулось, и первый глобальный эксперимент по этой программе был проведен только через 13 лет и оказался весьма неполным в части освещения океанов и южного полушария. На второй эксперимент страны-участницы не пошли, и вместо этого МСНС, ВМО и Межправительственная Океанографическая Комиссия ЮНЕСКО организовали Всемирную Климатическую Программу (ВКП), исследования по которой продолжаются и в настоящее время.

Ее значение было подчеркнуто в 1992 г. решениями Конференции ООН по окружающей среде и развитию в Рио-де-Жанейро [19], в том числе Конвенцией ООН об изменении климата, предусматривающей ограничение выбросов в атмосферу углекислого газа, возможно, несколько поспешной и недостаточно обоснованной. Но, с другой стороны, любые экологические ограничения, в принципе, следует считать желательными (вообще же решения ООН, принятые под давлением американских корпораций, возражавших против экологических ограничений, оказались половинчатыми; это относится и к введенному в указанных решениях сомнительному понятию "поддерживаемого развития", весьма неудачно переводимому на русский язык как "устойчивое развитие").

2. Определение климатической системы и климата

Термин "климат" (в переводе с греческого — "наклон") ввел древнегреческий астроном Гиппарх из Никеи (190–120 гг. до н.э.), разделивший Землю на пять широтных зон — полярные, умеренные и тропическую, отличающиеся наклоном солнечных лучей (т.е. высотой Солнца над горизонтом). Александр Гумбольдт в своей пяти-томной книге "Космос" (1845–1862 гг.) добавил к этому "наклону" влияние подстилающей поверхности океана и суши на атмосферу.

В дальнейшем была всесторонне развита и детализирована, прежде всего в трудах Василия Докучаева (1857–1903 гг.), теория широтной, а затем и вертикальной географической, в том числе и климатической зональности поверхности суши, появился целый ряд географических определений и типизаций климата, и были построены многочисленные климатические карты — средних температур, осадков, атмосферного давления (приведенного к уровню моря) для различных сезонов и для года в целом и т.п.

Сейчас различают экваториальную, субэкваториальную, тропические (пассатные), субтропические, умеренные, субполярные и полярные климатические зоны. На суше им отвечают определенные виды растительности (или ландшафты) — тропические (дождевые) леса, саванны, субтропические пустыни, степи, лиственные (листопадные) леса, хвойные леса, тундры, снежно-ледниковые области. Зональность демонстрируется и отражательной способностью Земли по отношению к солнечной радиации, меняющейся от 0,25 в тропиках до 0,6 в полярных районах, а также тепловым излучением Земли, уменьшающимся от 0,35–0,40 кал см⁻² мин⁻¹ в тропиках до 0,25–0,20 кал см⁻² мин⁻¹ в полярных районах.

Экваториальной и пассатным зонам свойственны конвективная облачность и ливневые осадки, так что эти зоны оказываются влажными (гумидными). Субтропические зоны оказываются засушливыми (аридными). Циклоны в умеренных широтах сопровождаются обильными осадками, следовательно, эти зоны опять оказываются гумидными. В холодных полярных областях воздух относительно сух.

Однако такой подход непригоден для теории изменений климата из-за имеющихся в нем двух радикальных недостатков. Во-первых, климат в нем рассматривается как некоторое устойчивое "среднее" состояние, флуктуации которого трактуются как дополнительные, как бы второстепенные его характеристики. Во-вторых, он рассматривается как режим одной только атмосферы, самой по себе.

Но мы уже подчеркивали крайне резкую и хаотичную изменчивость климата, из-за которой средние климатические карты в ряде отношений могут иметь не большее значение, чем средняя температура больных в госпитале. Поэтому теорию климата нужно с самого начала строить как статистическую, т.е. имеющую дело с распределением вероятности по фазовому пространству климатической системы.

Кроме того, климатическую систему никак нельзя ограничивать одной только атмосферой, так как *атмосфера не самодостаточна*: ее мгновенное состояние не определяет ее эволюцию на будущее время. В климатическую систему необходимо включать и другие слои Земли, с которыми взаимодействует атмосфера.

Это прежде всего Мировой океан, а затем верхний, так называемый деятельный слой твердой Земли, главным образом, суши (иногда отдельно упоминают слои с замерзшей водой — криосферу, с живыми организмами — биосферу и размягченный подлитосферный вязкопластический слой — астеносферу, в которую могут оседать на сотни метров части суши при образовании на них тяжелых континентальных ледяных щитов и которая, наоборот, может подниматься до поверхности дна океана в зонах "спрединга" на осях срединно-океанских хребтов).

Эти блоки климатической системы далеко не равноправны. Так, если считать "деятельными" слои, в которых проявляются сезонные колебания, то в океане средняя толщина такого слоя составит 240 м, а у суши — 10 м. Беря атмосферу в целом, для отношения О:С:А по массам получаем 16,4:0,55:1, а по интегральным теплоемкостям — 77:0,5:1,1 (отношения изменений температуры при одинаковом изменении теплосодержания оказываются равными 0,013:2,0:0,91).

Таким образом, и в механическом, и в тепловом отношении океан играет в климатической системе ОСА роль наиболее инерционного звена, так что именно он должен быть ответственным за формирование долгосрочных аномалий погоды и изменений климата. Правда, еще большую инерцию имеют континентальные ледяные щиты: из-за способности к их аккумуляции мы ставим сушу на второе место.

Атмосфера же является малоинерционным блоком, быстро приспосабливающимся к состоянию океана и оказывающимся индикатором состояния системы ОСА (как вольтметр, указывающий напряжение тока в электрической цепи, но сам почти не влияющий на ее состояние). Правда, на самом деле она отнюдь не пассивна: ее движения генерируют ветровые течения в океане, и она же переносит осадки, из которых на суше аккумулируются ледяные щиты.

Мгновенное состояние атмосферы называют "погодой". Этот же термин целесообразно распространить и на мгновенное состояние всей системы ОСА. Оно характеризуется некоторым набором "полей", т.е. функций от пространственных координат и времени. Так, атмосфера характеризуется обычными гидродинамическими полями: вектором скорости, давлением, плотностью, температурой, энтропией, термодинамически-активными примесями (ТАП) — воды в виде пара, жидких капель и ледяных кристаллов, других парниковых газов, аэрозолей (и в динамике атмосферы особое внимание нужно уделять фазовым превращениям влаги и процессам лучистого переноса энергии).

Для гидродинамики океана специфической ТАП является морская соль (вносящая существенный вклад в стратификацию плотности воды), а для биологических процессов существенно имеющиеся в воде так называемые биогенные элементы — кислород, соединения углерода, кремния, азота и фосфора. Для суши специфичны процессы гидрологического цикла — осадки, испарение, поверхностный и подземный стоки.

Из сказанного видно, что в динамике климатической системы, конечно, нет ничего загадочного. Но технические трудности, связанные с необходимой разрешающей способностью описания "полей" на дискретных "сетках" пространственно-временных точек, при современном уровне вычислительной техники все еще непреодолимы. Поэтому не только прогнозы будущей эволюции климатической системы, но и объяснение явлений, происходивших в ней в прошлом, требуют тех или иных невычислительных идей.

Одной из самых общих идей является переход от попыток индивидуального описания эволюции "полей" к построению их статистической динамики с их рассмотрением как *многокомпонентного случайного поля*.

Для статистического описания необходимо ввести операцию осреднения. Графики типа рис. 2 показывают, что пространственное осреднение, даже глобальное, не

устраняет хаотичности колебаний климата. При осреднении же по времени период осреднения желательно выбирать, если это возможно, таким, чтобы средние значения были "статистически устойчивыми", т.е. не испытывали бы "эволюции уровня" при вариациях периода осреднения.

Эта возможность существует, если в энергетическом спектре периодов колебаний имеется "окно", т.е. достаточно глубокий и широкий минимум, тогда при осреднении по периодам из "окна" эволюции уровня не будет. Приведенный на рис. 4 сводный спектр колебаний температуры воздуха в Северо-Атлантическом секторе земного шара, по Куцбаху и Брисону [20], показывает, что таким "окном" является интервал периодов от нескольких десятков до нескольких сотен лет. Справа от "окна" находится спектр изменений погоды, а слева — спектр длиннопериодных колебаний климата, отличающийся тем, что в нем спектральная плотность $s(f)$ с уменьшением частоты f возрастает как f^{-1} или еще быстрее. Случайный процесс с таким спектром называется "красным шумом" и, в отличие от "белого шума" $s(f) = \text{const}$, обладает некоторой предсказуемостью.

Безусловно, выгоднее выбирать период осреднения в правой части "окна"; тогда осреднение может быть обеспечено рядами фактических данных инструментальных измерений. Таким образом, целесообразно принять следующее определение климата:

Климатом называется статистический ансамбль состояний, проходимых климатической системой ОСА за периоды времени в несколько десятилетий.

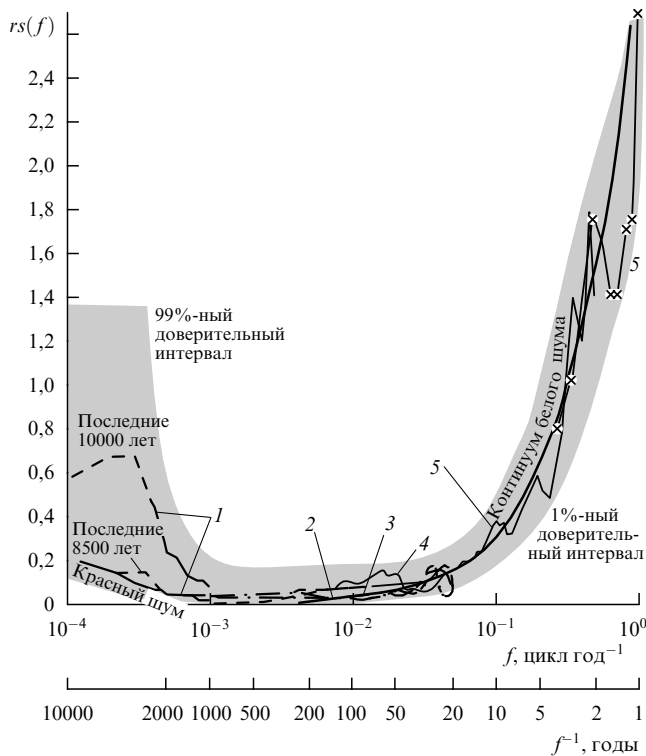


Рис. 4. Сводный спектр колебаний температуры воздуха в Северо-Атлантическом секторе земного шара, по Куцбаху и Брисону [20]: f — частоты, цикл год⁻¹; $s(f)$ — спектральная плотность; 1 — Центральная Англия, палеоботаника; 2 — то же, летописи; 3 — Исландия, летописи; 4 — Гренландия, по $\delta^{18}\text{O}$; 5 — Центральная Англия, по ряду Мэнли [1, 2].

Под статистическим ансамблем здесь понимается множество \mathfrak{A} (фазовое пространство) элементов a ("погод") с заданной на нем вероятностной мерой $P(A)$, указывающей для каждого измеримого подмножества $A \subset \mathfrak{A}$ его вероятность $P(a \in A)$.

Международными метеорологическими конференциями 1935 г. в Варшаве и 1957 г. в Вашингтоне для определения характеристик современного климата атмосферы было рекомендовано избирать тридцатилетние периоды осреднения.

При сформулированном определении полным статистическим описанием климата будет задание всех конечномерных распределений вероятности для значений всех "полей", характеризующих климатическую систему, на всевозможных конечных наборах точек пространства-времени. Эта проблема вполне аналогична проблеме турбулентности и отличается от последней лишь количеством характеризующих систему "полей".

Конечно, можно ограничиться описанием климата не всей системы ОСА, а лишь того или иного ее звена, например, Мирового океана или той или иной его акватории, атмосферы северного полушария, конкретного континента или той или иной его территории и т.п., но тогда в описание климата этого звена нужно включать характеристики его взаимодействия с другими звеньями системы.

Задание всех конечномерных распределений вероятности практически неосуществимо, и, как и в проблеме

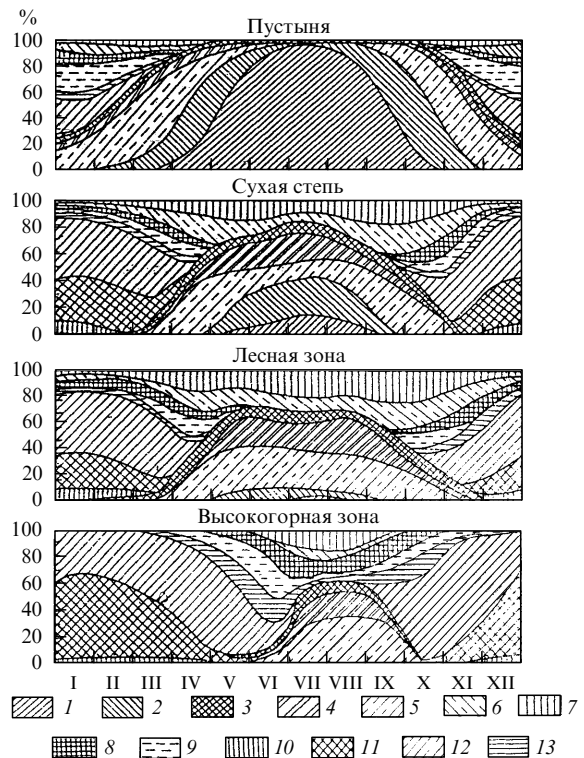


Рис. 5. Примеры сезонных колебаний статистических ансамблей "погод", составляющих климаты природных зон суши, по Е.Е. Федорову [21]. Погоды с температурами выше 0°C: 1 — суховейно-засушливая; 2 — засушливая; 3 — облачная ночью; 4 — облачная днем; 5 — малооблачная; 6 — облачная без осадков; 7 — дождливая; 8 — облачная. Погоды с переходом температуры через 0°C: 9 — малооблачная; 10 — сильно морозная; 11 — значительно морозная; 12 — умеренно морозная; 13 — слабо морозная.

турбулентности, реально ограничиваются рассмотрением одноточечных и двухточечных распределений — в первую очередь их первых и вторых моментов. Географические распределения средних климатических значений тех или иных характеристик (т.е. их первых моментов) изображаются так называемыми климатическими картами.

Характеристики климата удобно подразделять на интегральные (глобальные), распределения по высоте (вертикальные профили), распределения по широте (зональные профили), незональные неоднородности, статистические характеристики колебаний во времени (короткопериодных, как турбулентность и волны, суточных, синоптических, сезонных и междугодных, тогда как внутривековые, межвековые и более длиннопериодные колебания рассматриваются уже как изменения климата). Наиболее близкой к излагаемому здесь определению понятия о климате была так называемая комплексная климатология Е.Е. Федорова [21], представляющая климаты природных зон суши как статистические ансамбли соответствующих им "погод" с их сезонными колебаниями (хотя в ней и не хватало "чувства глобальности" и сколько-нибудь полного представления о климатической системе) — некоторые примеры см. на рис. 5.

3. Солярный климат — краевое условие для климатической системы

Основным источником энергии для процессов в климатической системе Земли является падающий на нее поток солнечного излучения. Его значение I_0 на среднем расстоянии r_0 Земли от Солнца по данным как наземных, так и внеатмосферных измерений оказалось равным $I_0 = 1360 \pm 20 \text{ Вт м}^{-2} = 1,95 \pm 0,03 \text{ кал см}^{-2} \text{ мин}^{-1}$ (с полным разбросом от 1322 до 1428 Вт м^{-2}) — этому соответствуют светимость Солнца (полная мощность солнечного излучения) около $3,83 \times 10^{26} \text{ Вт}$ и эффективная температура солнечного излучения 5770 К.

Измерения не обнаружили сколько-нибудь интенсивных и длительных вариаций во времени величины I_0 , в связи с чем она приобрела наименование *солнечной постоянной*. Спутниковые измерения обнаружили лишь кратковременные вариации I_0 с периодами в дни — недели и амплитудами в десятые доли процента, создаваемые, по-видимому, прохождением активных областей на Солнце (солнечные пятна ослабляют излучение) [22–26, 27]. Но подозревавшихся многими авторами вариаций I_0 с периодами цикла солнечных пятен и обращений полярности гелиомагнитного поля около 11,5 лет не обнаружено (по крайней мере, такие вариации, если они и существуют, могут иметь амплитуды лишь не более 0,1 %).

Упомянутая здесь солнечная активность, являющаяся яркой особенностью климата Солнца, создается, по-видимому, гравитационными воздействиями планет, приводящими к колебаниям орбитального момента Солнца и к приливам на нем [28–30] (как известно, при ньютоновском тяготении два тела движутся друг относительно друга по эллипсам, в одном из фокусов которых находится *центр инерции* тел, а не Солнце, как это обычно утверждается при упрощенной формулировке первого закона Кеплера). Главную роль играет, конечно, Юпитер: центр инерции системы Солнце–Юпитер нахо-

дится вне Солнца, на расстоянии от его центра около $1,1R_{\odot}$, так что неудивительно, что периоды цикла солнечных пятен близки периоду обращения Юпитера 11,86 лет и такому же периоду орбитального движения Солнца вокруг центра инерции, создающему в недрах Солнца гравитационные ускорения и порождающему в конечном счете солнечные пятна (заметим, что центр инерции системы Солнце–Сатурн находится на расстоянии около $0,6R_{\odot}$ от центра Солнца и что системе Солнце–Юпитер–Сатурн свойствен еще период в 61 год).

Квазипериодические колебания активности Солнца ("солнечный цикл") отчетливо проявляются в излучении им корпускулярного "солнечного ветра" (в основном протонов) и "вмороженных" в него магнитных полей. Они создают весьма заметные возмущения магнитосферы Земли — магнитные бури, полярные сияния и т.п. Но их относительный вклад в поток энергии солнечного излучения I_0 очень мал и сколько-нибудь существенных колебаний глобальной погоды и климата они непосредственно не порождают. Поэтому неудивительно, что в спектрах климатических рядов колебания с периодами солнечного цикла около 11,5 лет не проявляются [31–35].

Полный поток энергии солнечного излучения, падающий на Землю, равен $\pi R_{\oplus}^2 I_0$, где R_{\oplus} — радиус Земли. Поскольку Земля вращается, за сутки этот поток распределяется по всей площади поверхности Земли, равной $4\pi R_{\oplus}^2$, так что средняя мощность облучения поверхности оказывается равной $I_0/4$: геометрия уменьшает падающее излучение вчетверо. Заметим, что измеренная мощность внутреннего ("геотермического") потока тепла у Земли оказалась равной всего $4,2 \times 10^{13} \text{ Вт} \approx 0,03 \% I_0$ (на континентах: от $3,8 \times 10^{-2} \text{ Вт м}^{-2}$ на древних щитах до $9,2 \times 10^{-2} \text{ Вт м}^{-2}$ в областях современного вулканизма, а на океанах: от $3,8 \times 10^{-2} \text{ Вт м}^{-2}$ в глубоководных желобах до $3,3 \times 10^{-1} \text{ Вт м}^{-2}$ на осях срединно-океанских хребтов), причем вклады энергии, освобождающейся при гравитационной дифференциации земных недр и распаде радиоактивных элементов, составляют соответственно 67 и 26 % (еще 7 % дает диссипация энергии приливов) — см., например, нашу книгу [36] и оценку диссипации энергии приливов Макдональда [37].

Таким образом, для колебаний климата современной Земли вариации потока солнечного излучения и внутренние источники тепла незначительны, и единственными внешними воздействиями, способными производить колебания климата, могут быть только гравитационные воздействия других небесных тел, создающие вариации орбитального движения и собственного вращения Земли. Все это относится и к другим планетам земной группы (у больших же планет внутренние потоки тепла, создаваемые, главным образом, их продолжающимся гравитационным сжатием, оказались больше соответствующих им значений солнечной постоянной, а для тех их спутников, у которых приливные взаимодействия имеют резонансный характер, весьма существенна диссипация энергии приливов, создающая такие явления, как серный вулканизм на Ио, подледный океан на Европе, ледяная тектоника на Ганимеди и на седьмом спутнике Сатурна — Энцеладе, и т.п.).

Распределение по поверхности Земли *инсоляции*, т.е. падающего на эту поверхность потока солнечного тепла, и вариации этого распределения во времени являются важнейшими *краевыми условиями для климатической*

системы (термин "инсоляция" является общепринятым и в зарубежной, и в отечественной литературе по климатологии). Их можно назвать *солярным климатом*. Характеристики солярного климата первым рассчитал Милутин Малкович [38–44] (см. также [4, 14, 15, 45–48]). Мгновенная инсоляция определяется формулой

$$I_1 = I_0 \frac{r_0}{r} \cos \zeta, \quad \cos \zeta = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \psi, \quad (3.1)$$

где ζ — зенитный угол Солнца, φ — географическая широта места, δ — геоцентрическое склонение Солнца (т.е. угол между направлением на Солнце и плоскостью земного экватора), а $\psi = 2\pi t/\tau_{\odot}$ — часовой угол (т.е. угол между плоскостью меридиана данного места и плоскостью, проходящей через земную ось вращения и Солнце, отсчитываемый от меридиана на запад); t — время; τ_{\odot} — длина солнечных суток, определяемая соотношением $\tau_{\odot}^{-1} = \tau^{-1} \mp \tau_0^{-1}$, где τ — звездные или сидерические сутки (т.е. период собственного вращения планеты), а τ_0 — длина тропического года (т.е. времени между последовательными вступлениями Солнца в точку весеннего равноденствия), знак минус соответствует одинаковым направлениям собственного вращения и обращения вокруг Солнца (т.е. предварению равноденствий или положительной прецессии). Эта формула пригодна лишь в светлое время суток, т.е. при $\cos \zeta \geq 0$ или $\cos \psi \geq -\tan \varphi \tan \delta$ (в полярных районах в те сезоны, когда $\tan \delta \geq \cot \varphi$, это неравенство выполняется при любых ψ , т.е. Солнце не заходит круглые сутки). Ночью же $I_1 = 0$.

Для медленно вращающихся планет формула (3.1) наглядно описывает изменения во времени распределения инсоляции на каждом фиксированном меридиане. В работе [45] это проиллюстрировано на примерах Меркурия и Венеры. Для быстро вращающихся планет удобнее рассматривать среднюю суточную инсоляцию I . При таком осреднении величины r и δ можно считать квазипостоянными, и тогда получается

$$I = \frac{I_0}{\pi} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 (\psi_0 \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \sin \psi_0), \quad (3.2)$$

где ψ_0 — часовой угол Солнца в момент его захода (в полярные дни с незаходящим Солнцем $\psi_0 = \pi$, а в полярные ночи с невосходящим Солнцем $\psi_0 = 0$). Удобно перейти от склонения Солнца δ к его планетоцентрической долготе λ , положив $\sin \delta = \sin \varepsilon \sin \lambda$, где ε — угол наклона экватора планеты к плоскости ее орбиты, и определять зависимости r и λ от t при помощи уравнений Кеплера и Лакайля:

$$E - e \sin E = \frac{2\pi(t - t_0)}{\tau_0}, \quad \cos E = \frac{r_0 - r}{r_0 e}; \quad (3.3)$$

$$\tan \frac{v}{2} = \left(\frac{1+e}{1-e}\right)^{1/2} \tan \frac{E}{2}, \quad v = \lambda - \Pi, \quad (3.4)$$

где E и v — так называемые эксцентриская и истинная аномалии, e — эксцентриситет орбиты, t_0 — время прохождения перигелия, Π — планетоцентрическая долгота перигелия (определяется по геоцентрическим параметрам путем решения соответствующих сферических треугольников, см., например, [45]). Расчеты по формулам (3.2)–(3.4) для Земли и Марса были впервые про-

деланы еще Миланковичем. Для всех планет (кроме Плутона) их результаты приведены в [45]. Не говоря об очевидной обратной пропорциональности квадрату расстояния от Солнца, эти результаты сильнее всего зависят от угла наклона ε экватора планеты к плоскости ее орбиты. На рисунке 6 в качестве примеров даны резуль-

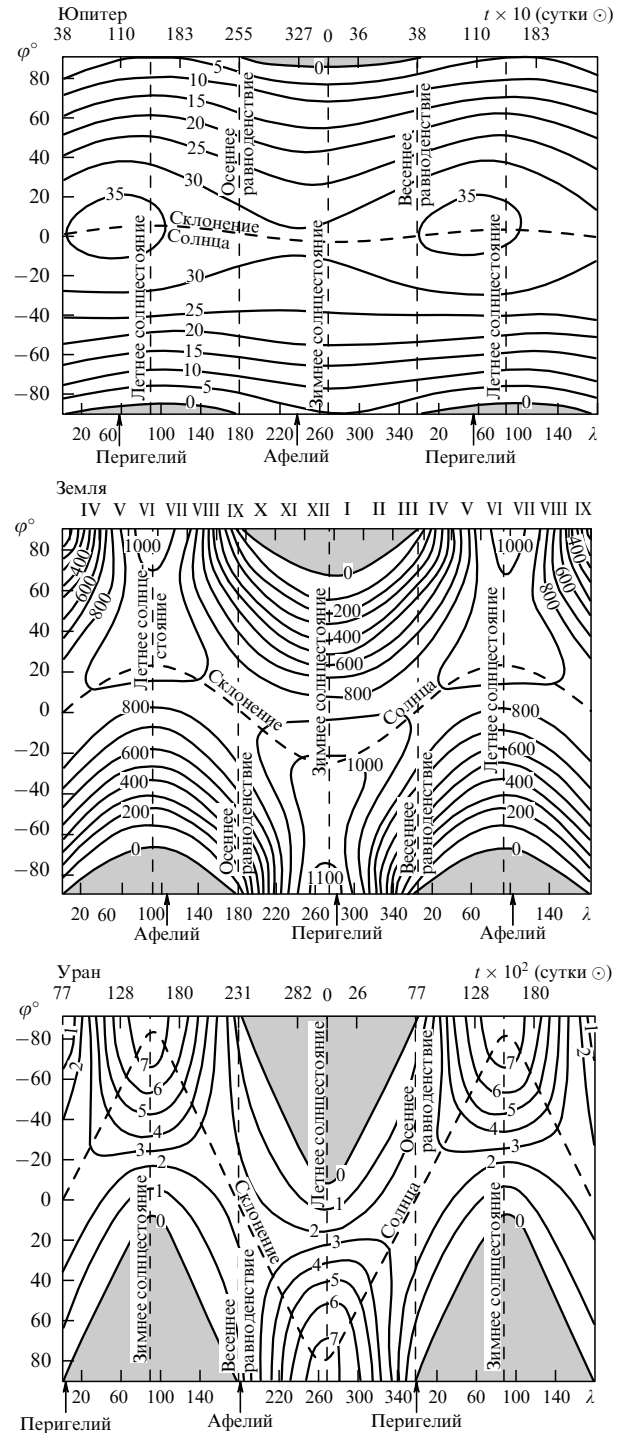


Рис. 6. Распределения средней суточной инсоляции I (изолинии в единицах $\text{кал см}^{-2} \text{сут}^{-1}$ при $I_0 = 1,946 \text{ кал см}^{-2} \text{мин}^{-1}$) по планетоцентрическим широтам φ и орбитальным долготам Солнца λ для Юпитера ($\varepsilon = 3^\circ 07'$), Земли ($\varepsilon = 23^\circ 27'$) и Урана ($\varepsilon = 98^\circ$) [45]. Вертикальные штриховые линии отмечают моменты солнцестояний и равноденствий, штриховые кривые дают склонение Солнца. Области полярной ночи заштрихованы.

таты для Юпитера ($\varepsilon = 3^\circ 07'$), Земли ($\varepsilon = 23^\circ 27'$) и Урана ($\varepsilon = 98^\circ$).

Распределение суточной инсоляции по поверхности Земли, очевидно, не зависит от географической долготы, т.е. обладает *широтной зональностью*. Горизонтальная неоднородность атмосферы (особенно облачности) и поверхности Земли создает нарушения широтной зональности в распределениях отраженной и поглощенной радиации, но эти нарушения не столь сильны, так что зональность суточной инсоляции приводит к уже упоминавшейся выше приближительной широтной зональности климата.

Кроме наклона ε на распределение суточной инсоляции влияет и эксцентриситет орбиты планеты. Так, например, Земля во время лета в северном полушарии находится у афелия своей орбиты, на наибольшем расстоянии r от Солнца (около $1,52 \times 10^{13}$ см), а во время лета в южном полушарии — у перигелия (около $1,47 \times 10^{13}$ см). Поэтому летняя инсоляция в южном полушарии больше, а зимняя — меньше, чем в северном полушарии. В сумме за год эта асимметрия исчезает.

На экваторе во время зимнего (для северного полушария) солнцестояния суточная инсоляция равна $847 \text{ кал см}^{-2} \text{ сут}^{-1}$, а летом широтная зональность инсоляции существенно сглаживается. В момент летнего солнцестояния инсоляция достигает максимума около 1077 на северном полюсе, на экваторе она равна в это время 792 единицам, на широтах $40-45^\circ$ имеет вторичный максимум 994, а на широтах $60-65^\circ$ — вторичный минимум 979. Такая бимодальность распределения инсоляции по меридиану связана с продолжительностью полярного дня с незаходящим Солнцем; эта бимодальность исчезла бы, если наклон экватора к эклиптике обратился бы в нуль.

При $\varepsilon < 45^\circ$ (т.е. на всех планетах, кроме Урана) широтные круги, ограничивающие полярные области, в которых бывают дни с незаходящим и невосходящим Солнцем, лежат вне тропической зоны, в которой бывают дни с Солнцем в зените, и вследствие малости ε инсоляция на каждой широте в течение года имеет один максимум и один минимум (если считать полярную ночь за один минимум). Особое место занимает Уран, который вращается практически лежа на боку в плоскости своей орбиты. На нем в полярных районах, грубо говоря, полгода длится день и полгода ночь, и в середине дневного полушария Солнце близко к зениту, а в экваториальной зоне в течение года дважды сменяются лето и зима, относительно более умеренные, чем в полярных районах.

Проинтегрировав суточную инсоляцию (3.2) по тропическому году τ_0 (и считая при этом величины I_0 , τ_0 , e и ε квазипостоянными), получим годовую инсоляцию

$$W_0 = \frac{I_0 \tau_0}{\pi \sqrt{1 - e^2}} S(\varphi, \varepsilon),$$

$$S(\varphi, \varepsilon) = \frac{\sin \varphi \sin \varepsilon}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\psi_0 - \tan \psi_0) \sin \lambda \, d\lambda,$$

$$\cos \psi_0 = -\tan \varphi \sin \varepsilon \sin \lambda (1 - \sin^2 \varepsilon \sin^2 \lambda)^{-1/2}, \quad (3.5)$$

причем при тех φ и λ , при которых это выражение для $\cos \psi_0$ оказывается меньше, чем -1 , т.е. за полярный день, надо полагать $\psi_0 = \pi$, а если оно больше единицы, т.е. за полярную ночь, то $\psi_0 = 0$. Функция $S(\varphi, \varepsilon)$

выражается через эллиптические функции. В частности, на экваторе она равна $(2/\pi)E \sin \varepsilon$, где $E(k)$ — полный эллиптический интеграл второго рода, а на полюсе она равна $\sin \varepsilon$. Отношение годичной инсоляции на экваторе и на полюсе при $\varepsilon < 54^\circ$ больше единицы (на Земле при $\varepsilon = 23^\circ 27'$ оно приблизительно равно 2,5), при $\varepsilon = 54^\circ$ обращается в единицу, а на Уране оно меньше единицы (равно 0,6). Распределения средней годичной инсоляции W_0/τ_0 по меридиану для разных планет изображены на рис. 7 (в логарифмическом масштабе).

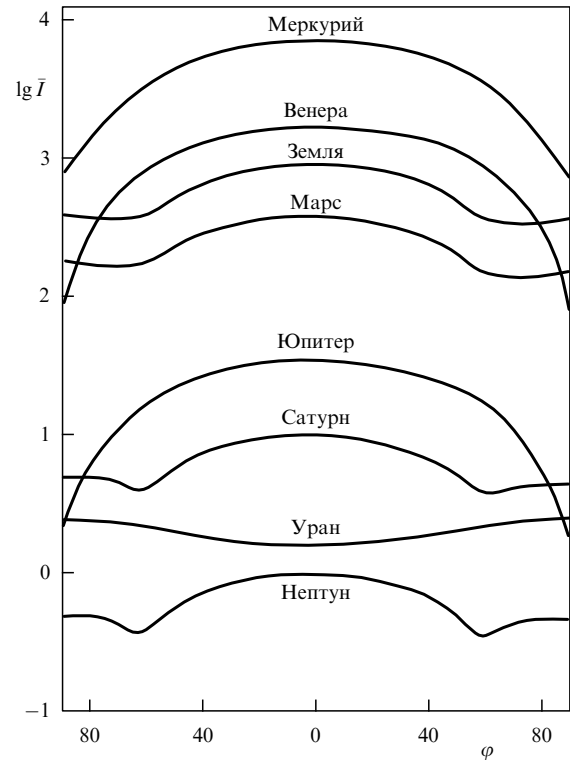


Рис. 7. Распределение по меридиану средней годичной инсоляции W_0/τ_0 для разных планет [45].

Хотя от инсоляции к притоку тепла в климатическую систему ведет сложный механизм отражения, поглощения и переизлучения радиации, а к температуре воздуха — еще мощное выравнивающее действие циркуляции атмосферы и океана, средние годовые зональные температуры оказываются приблизительно линейной функцией от годичной инсоляции, наклон которой $K = (\delta T/T_{\text{cp}})(\delta W_0/W_{0\text{cp}})^{-1}$ дает простейшую оценку чувствительности климата по отношению к вариациям солнечной постоянной. Так, беря для разности температур и инсоляций между экватором и северным полюсом δT и δW_0 значения 46°C и $15,03 \text{ ккал см}^{-2} \text{ мес}^{-1}$, а для их средних по широте величин T_{cp} и $W_{0\text{cp}}$ (достигающихся на широте около 39°N) значения $15,2^\circ \text{C}$ и $20,06 \text{ ккал см}^{-2} \text{ мес}^{-1}$, получим $K \approx 0,2$, так что изменение солнечной постоянной на 1% приводит к изменению климатической температуры приблизительно на $0,6^\circ \text{C}$. Эта чувствительность не очень велика, но все же заметна.

Заметим, что суммарная инсоляция, получаемая широтой φ за время прохождения Солнцем дуги эклиптики (λ_1, λ_2), равна инсоляции на широте $-\varphi$ за время прохождения Солнцем дуги ($\lambda_1 + \pi, \lambda_2 + \pi$). Это позво-

ляет ограничиться далее рассмотрением северного полушария. В нем точки $\lambda = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ делят тропический год на астрономические весну, лето, осень и зиму. В арктической зоне $\varphi \geq \pi/2 - \varepsilon$ интервал долгот (λ_* , $\pi - \lambda_*$), где $\sin \lambda_* = \cos \varphi / \sin \varepsilon$, отвечает незаходящему Солнцу (точка λ_* приходится на весну, а $\pi - \lambda_*$ — на лето), а интервал $(\pi + \lambda_*, 2\pi - \lambda_*)$ — невосходящему Солнцу (точка $\pi + \lambda_*$ приходится на осень, а $2\pi - \lambda_*$ — на зиму); в остальные периоды Солнце ежедневно восходит и заходит. Значения инсоляции для весны и лета совпадают, аналогично совпадают инсоляции для осени и зимы. Значения инсоляции W_S для летнего полугодия (весна + лето) и W_W для зимнего полугодия (осень + зима) даются формулами

$$W_{SW} = \frac{I_0 \tau_0}{2\pi\sqrt{1-e^2}} [S(\varphi, \varepsilon) \pm \sin \varphi \sin \varepsilon]. \quad (3.6)$$

По третьему закону Кеплера длина года τ_0 пропорциональна $r_0^{3/2}$. Еще Лапласом было показано, что с точностью до первой степени эксцентриситета e возмущения планетных орбит, создаваемые их гравитационными взаимодействиями, не меняют величины r_0 и, следовательно, также величин τ_0 и W_0 . Таким образом, с указанной точностью эти возмущения могут приводить лишь к перераспределению суммарной инсоляции W_0 между сезонами года и широтными зонами. Но для суждений о возмущениях сезонности полугодичные инсоляции (3.6) неудобны, так как длительности астрономических полугодий неодинаковы: с указанной выше точностью $\tau_{S,W} \approx (\tau_0/2)[1 \pm (4/\pi)e \sin \Pi]$. Поэтому Миланкович предпочел рассматривать так называемые *калорические полугодия*, определяемые для каждой широты φ по отдельности, как полугодия одинаковой длительности $\tau_0/2$, в которых ежедневная суточная инсоляция на широте φ в летнее полугодие больше суточной инсоляции на той же широте в любой из дней зимнего полугодия. С указанной выше точностью инсоляции за калорические полугодия определяются формулами

$$Q_{SW} = \frac{I_0 \tau_0}{2\pi} \left[S(\varphi, \varepsilon) \pm \sin \varphi \sin \varepsilon \mp \frac{4}{\pi} e \sin \Pi \cos \varphi \right]. \quad (3.7)$$

Эти функции для современной Земли (эпоха 1956 г.) изображены на рис. 8. Для наглядного изображения их возмущений Миланкович предложил также для каждой широты φ указывать так называемую *эквивалентную широту* $\varphi_1(t)$, определяемую из соотношения $Q_1(\varphi_1, 0) = Q(\varphi, t)$, так что в астрономическую эпоху t широта φ получает за калорическое полугодие столько же солнечного тепла, сколько в настоящее время получает широта φ_1 . При $\varphi_1 > \varphi$ широта φ получает в эпоху t меньше, а при $\varphi_1 < \varphi$ — больше тепла, чем в настоящее время.

В формулы для возмущений δQ_{SW} воздействия со стороны других планет входят через возмущения трех параметров ε , e и $e \sin \Pi$. Для промежутков времени больше нескольких столетий эти возмущения представляются в виде тригонометрических рядов, рассчитывавшихся еще Ж. Лагранжем (1782 г.), П. Лапласом (1798–1825 гг.), У. Лавррье (1855–1878 гг.) и затем с последовательными уточнениями еще целым рядом авторов вплоть до П. Бретаньона (1974 г.) и А. Берже (1974–1977 гг.) (см. библиографию в [14, 47]).

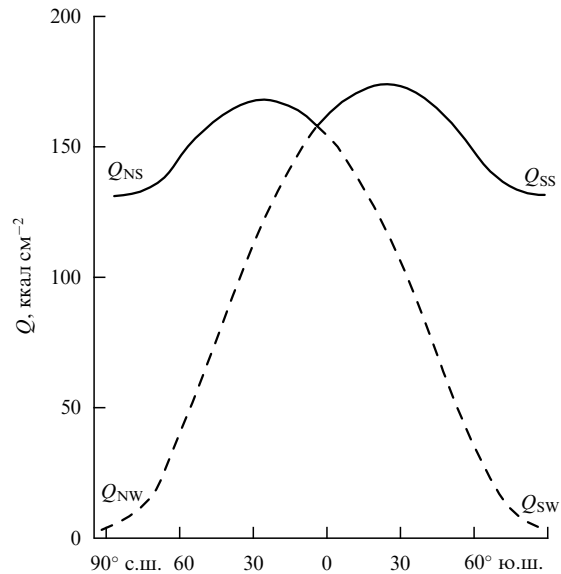


Рис. 8. Инсоляция за калорические полугодия для Земли в современную эпоху (1956 г.): сплошные кривые — летние полугодия; штриховые — зимние.

В работах [46, 47] были использованы расчеты российских астрономов Шараф и Будниковой [49–51] за период времени от 30 млн лет в прошлое до 1 млн лет в будущее, причем ряд для ε содержал 48 слагаемых, главные — с амплитудами A и периодами τ (в тыс лет), равными $(0,829^\circ; 40,9)$, $(0,168^\circ; 52,5)$, $(0,1400^\circ; 39,5)$, $(0,070^\circ; 29,5)$ и $(0,056^\circ; 28,6)$, и наклон ε колебался в пределах $22,07 - 24,57^\circ$. Рассчитанный в работах [46, 47] частотный спектр этих колебаний $f_s(f)$ оказался унимодальным с максимумом около периода $2\pi f^{-1} \approx 41$ тыс лет.

Ряд для e содержал 45 слагаемых со значениями $(10^3 A, \tau)$, причем главными были $(8,80; 94,6)$, $(7,84; 121,6)$, $(6,19; 99,4)$, $(5,51; 129,8)$ и $(5,01; 1922,8)$, и эксцентриситет e колебался в пределах $0,0007 - 0,0658$. Спектр этих колебаний оказался унимодальным, но с очень размытым максимумом (около периода порядка 100 тыс лет). Ряд для $e \sin \Pi$ содержал 130 слагаемых $(10^2 A, \tau)$, причем главными были слагаемые $(1,83; 23,7)$, $(1,63; 22,4)$, $(1,48; 18,9)$ и $(1,04; 19,1)$ с прецессионными периодами, и этот параметр колебался в пределах от $-0,07$ до $+0,03$. Спектр этих колебаний оказался бимодальным с узкими максимумами на прецессионных периодах 23 и 19 тыс лет, а период вековых колебаний эксцентриситета около 100 тыс лет в этом спектре не проявлялся.

Можно предположить, что холодные летние полугодия (и, соответственно, теплые зимние) способствуют нарастанию ледников и затем похолоданию климата — это, по-видимому, скорее не причины и следствия, а положительные обратные связи. Поэтому, а также учитывая, что наибольшие колебания между ледниковыми и безледниковыми условиями в четвертичном периоде геологической истории Земли (плейстоцене) происходили в умеренных широтах северного полушария около $\varphi = 65^\circ \text{N}$, Миланкович избрал для наиболее наглядного их изображения эквивалентные широты $\varphi_1(65^\circ \text{N}, t)$. По расчетам Шараф и Будниковой, за период времени $(-30, +1)$ млн лет они колебались в пределах $58 - 79^\circ$, т.е. весьма значительно. Результаты этих расчетов для периода $(-1, +1)$ млн лет изображены на рис. 9,

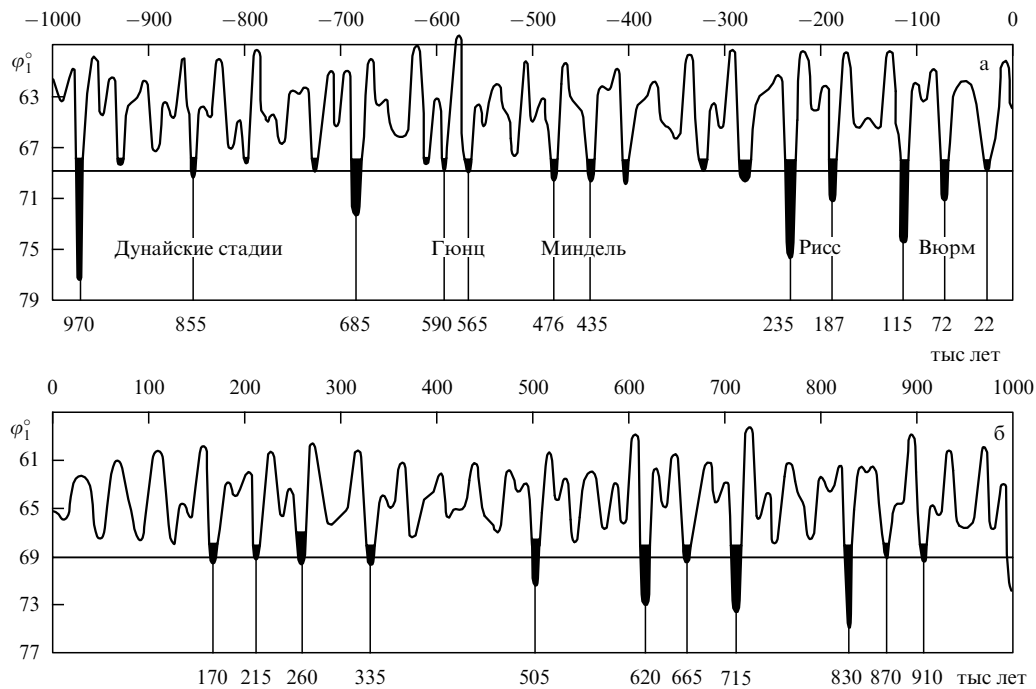


Рис. 9. Эквивалентные широты для Q_S (65°N) за последний 1 млн лет (а) и на 1 млн лет вперед (б), по Шараф и Будниковой [51].

показывающем, что за последний миллион лет сменились семь периодов похолоданий со значениями $\varphi_1 \geq 68^\circ \text{N}$ (на рисунке зачернены). Они очень хорошо соответствуют данным палеогеографии о хронологии ледниковых периодов в Альпах — трех Дунайских стадий и периодов Гюнц-1,2, Миндель-1,2, Рисс-1,2 и Вюрм-1, 2, 3.

Однако при ограничении одними только эквивалентными широтами $\varphi_1 (65^\circ \text{N})$ много информации пропадает. Поэтому в работах [46, 47] мы построили (в лапласовском приближении) изолинии аномалий инсоляции за летние калорические полугодия северного и южного полушарий на графиках широта–время за период $(-1, +0,05)$ млн лет. Они показали, что наиболее интенсивные аномалии в фиксированный сезон имеют

один и тот же знак на всей Земле, в фиксированном полушарии меняют знак от летнего к зимнему полугодию и квазипериодичны с периодом около 20 тыс лет; несколько менее интенсивные аномалии выражены в высоких и умеренных широтах летних полушарий, имеют одинаковые знаки в летнее полугодие как северного, так и южного полушарий и квазипериодичны с периодом около 40 тыс лет. В качестве примера на рис. 10 показаны изолинии аномалий инсоляции за период времени $(-40, +40)$ тыс лет.

По этим данным нами рассчитаны спектры колебаний инсоляции на разных широтах (рис. 11). На них имеются пик у периода 41 тыс лет и двойной пик у периодов 23 и 19 тыс лет (второй из них немного пониже; заметим, что в лапласовском приближении, в

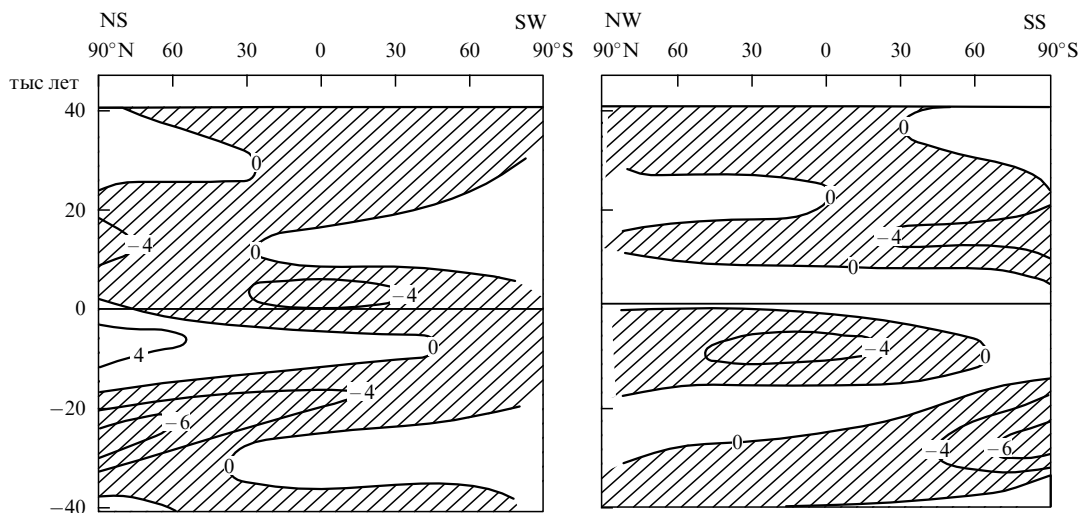


Рис. 10. Изолинии аномалий инсоляции за калорические полугодия (в kcal cm^{-2}) для периода $(-40, +40)$ тыс лет [46, 47]. Области отрицательных аномалий заштрихованы.

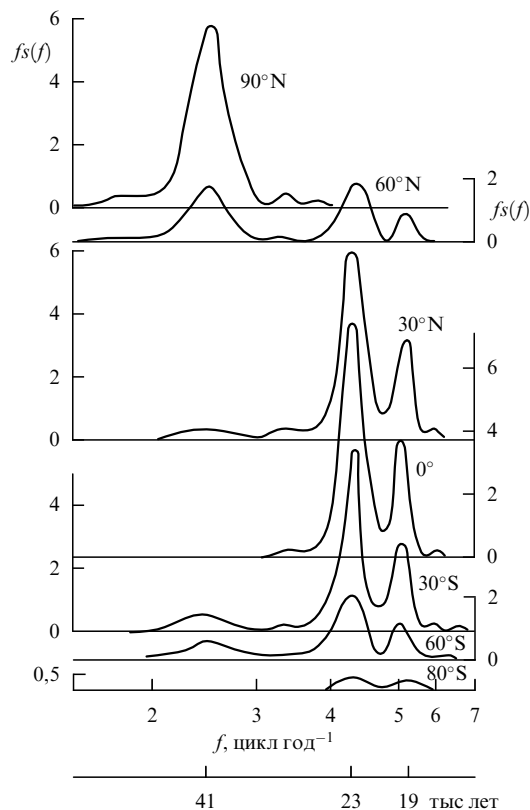


Рис. 11. Спектры колебаний инсоляции δQ_{NS} и δQ_{SW} на разных широтах [46, 47].

котором вариациями квадрата эксцентриситета $\delta(e^2)$ пренебрегается, пик у периода 100 тыс лет пропадает). Пик 41 тыс лет максимален на летнем полюсе, в сторону экватора убывает и на широтах $20-0^\circ$ становится почти незаметным, затем возрастает до небольшой высоты на широтах $40-60^\circ$ и быстро затухает к зимнему полюсу. Двойной пик 23 и 19 тыс лет максимален в экваториальной зоне и убывает до нуля к полюсам.

Обнаружение (в 1976 г.) спектров с такими пиками в чередовании слоев глубоководных океанских осадков явилось решающим свидетельством того, что колебания климата между ледниковыми и безледными условиями в четвертичном периоде геологической истории Земли действительно объясняются колебаниями распределения инсоляции, создаваемыми возмущениями орбитального движения и вращения Земли из-за гравитационных воздействий других планет (т.е. инсоляция является очень сильным краевым условием для климатической системы). В этом смысле движение планет и в самом деле "управляет" самыми интенсивными из климатических событий (с периодами в десятки тысячелетий).

Астрономическую теорию колебаний климата М. Миланковича можно считать важнейшим достижением в развитии теории климата в XX столетии, почему мы и изложили ее здесь на первом месте и довольно подробно. Ее прогнозы, проиллюстрированные, например, на рис. 9 и 10, представляются вполне достоверными, и если прогнозы на предстоящий миллион лет сейчас вряд ли могут волновать кого-либо, то прогнозы естественных тенденций эволюции климата на ближайшие тысячелетия теперь, когда человечество приобретает способность начинать заниматься на научной основе своей глобальной самоорганизацией, могут обрести

практический интерес (и заслуживают детализации и уточнения с заменой лапласовского приближения более точными методами, скажем, в духе П. Бретаньона [52] и А. Берже [53]). Согласно рис. 10, сейчас Земля находится в состоянии межледниковья, а ближайший минимум инсоляции охватывает начинающиеся 20 тыс лет, будет иметь пик через 10 тыс лет и конфигурацию, аналогичную предыдущему минимуму Вюрм-3, но с меньшей интенсивностью.

Впрочем, "сила" инсоляции как краевого условия для климатической системы все же недостаточна, и астрономическая теория, объясняя ледниковые периоды плейстоцена, не объясняет их отсутствия в большинстве других геологических эпох, хотя колебания инсоляции, аналогичные плейстоценовым, очевидно, имели место всегда. По логике вещей это должно означать, что климатическая система большую часть времени находится в состояниях, в которых она не резонирует на колебания инсоляции, и лишь изредка приходит в состояния, в которых такой резонанс происходит.

Иными словами, периоды собственных колебаний климатической системы должны зависеть от некоторых параметров так, что на большей части геологического времени они заметно отличались от периодов вынуждающей силы — колебаний инсоляции, и лишь изредка становились близкими к этим последним периодам и в системе возникла резонансная раскачка.

Таковыми параметрами могут быть характеристики усредненного температурного фона геологической эпохи: скажем, при усредненной температуре выше 13°C система нерезонансна, а при температуре ниже 10°C в ней возникают резонансные колебания. Такую гипотезу высказал еще в 1954 г. П. Вольдштедт [54]. Она подтверждается фактическими данными о постепенном понижении температурного фона в течение кайнозойской эры (последние 67 млн лет). Это понижение фона могло создаваться движением континентов, изменяющим доли их площади в экваториальной зоне и в полярных областях.

Таким образом, астрономическую теорию надо дополнить выяснением резонансных свойств климатической системы и изменений этих свойств в течение геологического времени.

Еще более ярко, чем на Земле, колебания инсоляции (3.7) выражены на Марсе — второй планете (после Луны), на которой будут осуществлены высадки людей, так что сведения о ее климате могут очень пригодиться. Расчеты колебаний инсоляции для Марса выполнили Мюррей и Уорд с соавторами [55–58] и Шараф и Будникова [59, 60] с нашими дополнениями, аналогичными рис. 10, 11. Оказалось, что колебания параметров ε и e у Марса соответственно вчетверо и вдвое больше, чем у Земли (вследствие более сильного воздействия Юпитера и самой Земли), причем спектр колебаний ε имеет широкий максимум у периода 117 тыс лет, e — очень широкий максимум у периода 95 тыс лет, а $e \sin \Pi$ — узкий максимум у периода 52 тыс лет.

По расчетам за интервал времени $(-1, +0,05)$ млн лет колебания инсоляций за калорические полугодия δQ_{SW} на Марсе оказались отнюдь не малыми. Так, на летних полюсах они иногда достигали значений $+37$ ккал см^{-2} или 32,5% от средней инсоляции (на Земле они достигают лишь ± 6 ккал см^{-2} или менее 5% от средней инсоляции). Вклад $\delta\varepsilon$ в колебания сезонной инсоляции

на Марсе квазипериодичен с периодом около 117 тыс лет, отчетливо выражен в высоких широтах летних полушарий и имеет, как правило, одинаковые знаки в летние полугодия северного и южного полушарий. Вклад $\delta(e \sin \Pi)$ квазипериодичен с периодом около 52 тыс лет, максимален на экваторе, имеет в фиксированный сезон один и тот же знак на всей планете и в фиксированном полушарии меняет знак при переходе от летнего к зимнему полугодию. Совпадение минимумов этих двух вкладов соответствует эпохам с минимумами инсоляции. Таковые, согласно результатам расчетов, аналогичным рис. 10, имели место, в частности, около 50 и 150 тыс лет назад. Сейчас же для Марса получается умеренно отрицательная аномалия инсоляции, а через 30 тыс лет разовьется положительная аномалия.

Для суждений о реакции климатической системы Марса на аномалии инсоляции следует учесть, во-первых, что атмосфера Марса очень тонка (ее давление на поверхности в среднем равно 0,6 % от атмосферного давления на уровне моря на Земле, с вариациями от 0,2 до 1,0 %) и состоит преимущественно из углекислого газа; во-вторых, фигура Марса "одноячейковая": ее "океанское" северное полушарие (ограниченное большим кругом с наклоном 35° к экватору) в среднем на 2 км ниже "континентального" южного; в-третьих, на Марсе наблюдаются белые полярные шапки, причем южная достигает зимой площади 1,5 млн кв. км (она доходит до 57° ю.ш.), а летом исчезает. Северная же шапка наибольшей площадью 1,1 млн кв. км сохраняется и летом. Они имеют толщины, по-видимому, около 2 км и обладают слоистостью с толщинами слоев в среднем 30 м.

Поскольку на поверхности полярных шапок отмечались температуры -125°C замерзания CO_2 , зимний рост и летнее "таяние" полярных шапок создаются намерзанием и испарением CO_2 . Это подтверждается результатом одного из лучших наблюдательных экспериментов XX столетия — измерениями сезонных колебаний парциального давления CO_2 в атмосфере Марса спускаемыми космическими аппаратами "Викинг-1" и "Викинг-2" (рис. 12). Самый глубокий минимум давления на 120-е сутки измерений на этом рисунке соответствует концу зимы на южной полярной шапке, максимум давления — зимнему солнцестоянию, минимум на 430-е сутки — вымерзанию CO_2 на северной шапке перед

весенним равноденствием. Водная часть полярных шапок может считаться эффектом "ледникового периода" в минимуме инсоляции, как и многочисленные следы водных течений — высохшие русла меандрирующих рек, разветвленные системы оврагов и т.п.

4. Теория подобия для "горизонтальных" процессов

Основной задачей теории климата является, в конечном счете, определение поля температуры в климатической системе со свойственными ему колебаниями во времени (а затем определение и других климатических полей) по заданному краевому условию — полю инсоляции — и по характеристикам климатической системы самой по себе, таким, например, как массы и количественные составы атмосферы и океана, свойства составляющих их веществ (теплоемкости, коэффициенты поглощения радиации и т.п.), механические свойства льда и т.д.

Эту задачу можно разделить на две. Одна из них — это определение глобальных (горизонтальных) неоднородностей поля температуры, создаваемых разностью инсоляций в экваториальной и полярных зонах при сглаживающем влиянии генерируемых температурными неоднородностями крупномасштабных движений и соответствующего теплообмена в атмосфере и океане. Такие "горизонтальные" процессы успешно описываются теорией подобия Г.С. Голицына для циркуляции планетных атмосфер.

Другой половиной задачи является определение вертикальных неоднородностей температурного поля, включая "парниковый эффект", создаваемых на Земле (с ее почти прозрачной для основной доли энергии солнечного излучения атмосферой) нагревом ее поверхности и сглаживающим влиянием вертикального теплообмена за счет термической конвекции (с учетом вертикального переноса как обычной теплоты, так и скрытой теплоты испарения, переносимой водяным паром), доминирующей в нижних слоях атмосферы, и за счет лучистого переноса собственного теплового излучения поверхности Земли и атмосферы, доминирующего в верхних слоях.

Теория должна давать как качественное объяснение наблюдаемых особенностей климата (и реконструкции климатов прошлого), на что нацеливаются упрощенные оценочные теории, такие как теория подобия, так и методы прогноза его эволюции в будущем, основным из которых представляется расчет по достаточно детальным численным моделям климатической системы.

Переходя к изложению теории подобия, вначале отметим, что из собственных характеристик климатической системы нам понадобится прежде всего планетарная и по поверхности планеты, и по спектру длин волн солнечного излучения (чем больше A , тем меньше доля поглощаемого солнечного тепла и, значит, при прочих равных условиях тем холоднее климат). Тогда из условия равновесия между потоком усваиваемого (поглощаемого) солнечного излучения $q = q_0/(1 - A)$, где $q_0 = I_0/4$, и потоком собственного (уходящего) длинноволнового излучения σT_{eff}^4 определяется эффективная температура излучения T_{eff} :

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{q}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (4.1)$$

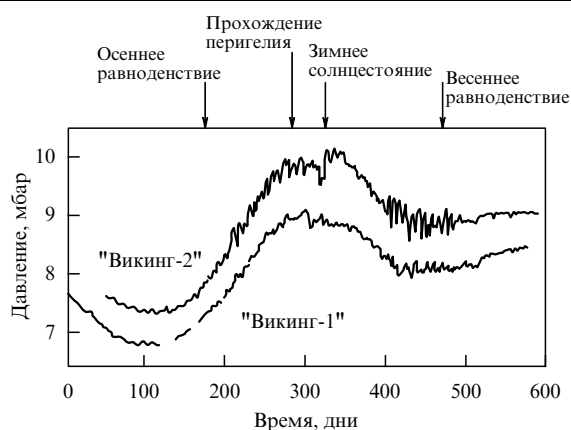


Рис. 12. Сезонные колебания парциального давления CO_2 в атмосфере Марса по измерениям спускаемых космических аппаратов "Викинг-1, 2".

($\sigma \approx 5,67 \times 10^{-8}$ Вт м⁻² К⁻¹ — постоянная Стефана–Больцмана; иногда ее подправляют немного меньшим единицы множителем, характеризующим отличие излучательной способности климатической системы от таковой у абсолютно черного тела). Согласно измерениям (в последние десятилетия — спутниковым), у Земли $A \approx 30\%$, и из (4.1) получается $T_{\text{эф}} \approx 255$ К. По формуле Планка максимум спектра излучения абсолютно черного тела приходится на длину волны $\lambda_{\text{max}} = ch/xk_B T_{\text{эф}}$, где c — скорость света, h и k_B — постоянные Планка и Больцмана, а x — корень уравнения $x = -\ln(1 - x/5)$, так что для Земли получается $\lambda_{\text{max}} \approx 12$ мкм.

Температура 255 К наблюдается в атмосфере Земли на высотах около 5 км. В нижнем десятикилометровом слое атмосферы температура в среднем уменьшается с высотой (потому что солнечное излучение поглощается в атмосфере слабо и, достигая поверхности Земли, нагревает ее, а собственное длинноволновое излучение, наоборот, сильно поглощается в нижней атмосфере и нагревает и ее). Согласно многочисленным и многолетним измерениям, средняя температура приповерхностного слоя воздуха T_s (на высоте метеорологической будки) близка к 288 К. Отношение $T_{\text{эф}}/T_s \approx 0,89$ характеризует температурную стратификацию нижней атмосферы. Разность температур $T_{s \text{эф}} = T_s - T_{\text{эф}} \approx 33$ К называется парниковым эффектом (тепличным, оранжерейным — все эти прилагательные, по-видимому, не очень удачны, так как в парниках, теплицах и оранжереях существенную роль играет прозрачный потолок, препятствующий перемешиванию внутреннего и внешнего воздуха). При прочих равных условиях, чем больше парниковый эффект, тем теплее нижние слои атмосферы.

Для других планет величины A и $T_{\text{эф}}$ имеют следующие значения (табл. 1)

Таблица 1

Планета	$A, \%$	$T_{\text{эф}}, \text{К}$
Меркурий	9	435
Венера	77	228
Марс	24	211
Юпитер	42	109
Сатурн	50	76
Уран	50	57
Нептун	50	46
Плутон	40	32

Заметим, что Венера дважды парадоксальна. Во-первых, инсоляция на ней почти вдвое больше, чем на Земле, так что ее атмосфера, казалось бы, должна быть много теплее; но у нее огромное альbedo (почти как у снега — поэтому она и является самым ярким объектом на небе, после Солнца и Луны). Теперь известно, что большое A создается очень мощным слоем слабой водносерноокислотной дымки на высотах 48–67 км, содержащей 2–3 мкм капельки в количествах 100–200 частиц на см³, а потому поглощаемое солнечное излучение, и, следовательно, $T_{\text{эф}}$ оказывается меньше, чем на Земле. Во-вторых, несмотря на это, нижняя атмосфера, включая слой дымки, оказалась очень горячей: $T_s \approx 735$ К, так что вследствие большой мощности углекислой атмосферы (ее давление у поверхности оказалось равным 91 атм) парниковый эффект $T_{s \text{эф}} \approx 507$ К колоссален (и это демонстрирует ограниченность земного "альбедного

механизма" — отрицательной обратной связи между альbedo и климатической температурой).

Для Марса эффективная температура оказалась существенно выше температуры замерзания CO₂, так что она вполне допускает существование углекислотной атмосферы; таковая и наблюдается (95% CO₂), причем, как указывалось выше, вымерзание CO₂ происходит только в зимних полярных шапках (см. рис. 12). Что же касается Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, то прямые измерения спектров их инфракрасного излучения с космических аппаратов "Пионер" и "Вояджер" дали для соответствующих эффективных температур значения около 130, 95, 58 и 56 К, заметно большие, чем приведенные в таблице значения, рассчитанные по формуле (4.1) с учетом только поглощения инсоляции (лишь для Урана эта разница оказалась несущественной). Это означает, что кроме инсоляции эти планеты имеют еще внутренние источники тепла, и для них к потоку q усваиваемого солнечного излучения нужно добавлять сравнимый с ним и даже больший внутренний "планетотермический" поток тепла q_i .

Как отмечено выше, теория климата должна прежде всего создавать возможность расчета климатических температур по заданной инсоляции (и внутренним источникам тепла). При этом использование формулы (4.1) можно признать предельно упрощенной теорией климата, учитывающей только одну характеристику климатической системы — ее альbedo. Такая теория оказывается содержательной, но она, конечно, недостаточна, и Голицын [61–64] построил более полную теорию подобия для циркуляции планетных атмосфер, допустив, что глобальные характеристики такой циркуляции определяются семью размерными "внешними параметрами": величинами q и σ , входящими в (4.1), радиусом a и угловой скоростью вращения планеты ω , массой единичного столба атмосферы M , давлением $p_s = Mg$ на ее нижней границе (где g — ускорение силы тяжести), удельной теплоемкостью воздуха c_p , а также безразмерным параметром μ — относительной молекулярной массой воздуха, входящей в формулы только через $R/\mu = c_p - c_v$, где R — газовая постоянная, или, что эквивалентно, через скорость звука $c_{\text{эф}} = [\kappa(R/\mu)T_{\text{эф}}]^{1/2}$, где $\kappa = c_p/c_v$. Если воздух рассматривать как смесь идеальных газов с молярными концентрациями s_k и удельными теплоемкостями c_{pk} , то $c_p = \sum s_k c_{pk}$ и $(\kappa - 1)^{-1} = \sum s_k (\kappa_k - 1)^{-1}$.

Поскольку независимых размерностей четыре (длина, время, масса и температура), из семи размерных внешних параметров можно составить три независимые безразмерные комбинации (критерии подобия):

$$\begin{aligned} \Pi_\omega &= \frac{a}{2L} = \frac{\omega a}{c_{\text{эф}}} \left(L = \frac{c_{\text{эф}}}{2\omega} \right), \\ \Pi_g &= \frac{H}{a} = \frac{c_{\text{эф}}^2}{\kappa g a} \left(H = \frac{c_{\text{эф}}^2}{\kappa g} \right), \\ \Pi_M &= \frac{\tau_p}{\tau_{\text{эф}}} \left(\tau_p = \frac{a}{c_{\text{эф}}}; \tau_{\text{эф}} = c_p M \frac{T_{\text{эф}}}{q} \right). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Критерий Π_ω можно назвать вращательным числом Маха, а L — масштабом синоптических атмосферных процессов, причем, если ω столь мало, что $L > 2a$, как, например, на Венере, то надо полагать $L = 2a$ и $\Pi_\omega = 1/4$. По оценкам Голицына Π_ω имеет порядок

10^{-2} у Меркурия и Венеры, 10^0 у Земли и Марса и 10^1 у больших планет и может служить основой для классификации циркуляций атмосфер на этих планетах. В выражении для Π_g величина H есть так называемая толщина однородной атмосферы. Этот параметр у всех планет мал (порядка $10^{-3}-10^{-4}$) и по нему можно ожидать автомодельности. В выражении для Π_M величины τ_p и τ_{eff} суть времена релаксации возмущений давления (или плотности) и релаксации температуры к состоянию локального теплового равновесия. Можно условиться, что параметры ω , g и M входят в формулы теории подобия только через критерии (4.2). Тогда, согласно излагаемой теории подобия, любая характеристика атмосферной циркуляции F должна иметь вид

$$F = \sigma^{n_1} q^{n_2} c_p^{n_3} a^{n_4} \Psi_F(\Pi_\omega, \Pi_g, \Pi_M), \quad (4.3)$$

где Ψ_F — некоторая универсальная безразмерная функция от критериев подобия, а показатели n_1, \dots, n_4 подбираются так, чтобы величина F имела правильную размерность. С помощью формулы такого вида для полной кинетической энергии атмосферы $E = (1/2)(4\pi a^2 M)U^2$, где U — средняя квадратичная скорость атмосферных движений, можно убедиться, что энергетический критерий Π_M отличается от квадрата числа Маха $(U/c_{\text{eff}})^2$ только множителем $2\pi(\chi - 1)^{1/2}\Psi_E^{-1}$. Ясно, что параметр Π_M также мал.

Введем типичный временной масштаб синоптических процессов $\tau_s = L/U$ и определим удельную скорость генерации кинетической энергии процессов $\varepsilon = E/(4\pi a^2 M \tau_s) = U^3/2L$. Эта формула для ε полностью соответствует теории подобия А.Н. Колмогорова. Величина ε , очевидно, равна $\eta q/M$, где η — коэффициент полезного действия "атмосферной машины", преобразующей поглощаемое тепло в кинетическую энергию движений, но весьма далекой от идеальной тепловой машины, так что ее КПД должен отличаться от $\delta T/T_s$ (где δT — разность температур между экватором и полюсом) множителем k значительно меньше единицы. Далее мы будем называть величину $\theta = kT_{\text{eff}}/T_s$ "коэффициентом использования". Тогда удельное уравнение энергии для атмосферы запишется в виде

$$\frac{U^3}{2L} = \theta \frac{\delta T}{T_{\text{eff}}} \frac{q}{M}. \quad (4.4)$$

Для определения δT его целесообразно дополнить упрощенным уравнением меридианального переноса тепла

$$c_p M U \frac{\delta T}{\pi a/2} = q. \quad (4.5)$$

Из этих двух уравнений нетрудно определить δT и U , а затем E , Ψ_E , ε , η и т.д. В частности, получается $\Psi_E = (1/2)(2\pi)^{3/2}\theta^{1/2}\Pi_\omega^{-1/2}$. Таким образом, оказывается, что полная кинетическая энергия атмосферы E не зависит явно от ее массы. Это может показаться неожиданным, но качественно оно понятно: заданное воздействие (тепловое) может разогнать мощную атмосферу лишь до значительно меньших скоростей, чем тонкую. Остальные вышеупомянутые величины зависят от M явно: U , δT и η — как $M^{-1/2}$, а ε — как $M^{-3/2}$.

Однако еще остается возможность того, что величина E (а также $M^{1/2}U$, $M^{1/2}\delta T$, $M^{1/2}\eta$, $M^{3/2}\varepsilon$ и $M^{-1/2}\tau_s$)

зависит от M неявно — через "коэффициент использования" θ . Но изложенная теория подобия эту зависимость не предсказывает, так что она неполна и не может предсказать приземную температуру T_s , а потому и парниковый эффект $T_{s, \text{eff}}$: для этой цели уравнений для генерации кинетической энергии (4.1) и для меридианального турбулентного переноса тепла в атмосфере (4.2) недостаточно, и к ним надо добавить дополнительные уравнения или хотя бы содержащиеся в них определяющие параметры. К этому мы вернемся в разделе 5, здесь же упомянем еще две работы, посвященные не полному, а детализации изложенной теории подобия.

В нашей работе с Зилитинкевичем [65] кроме среднего по широте значения q усваиваемого потока солнечного излучения, фигурирующего в формуле (4.1), вводится еще разность δq значений этого потока на экваторе и на полюсах, которая подставляется вместо q в уравнения (4.1) и (4.2), так что они с точностью до фиксированных множителей приводятся к виду $\varepsilon \sim (\delta T/T)\delta q \sim U^3/T$ и $TU\delta T \sim \delta q$. Отсюда получаются соотношения

$$\begin{aligned} U &\sim q^{-1/16}(\delta q)^{1/2}, \quad \delta T \sim q^{-3/16}(\delta q)^{1/2}, \\ \varepsilon &\sim q^{-7/16}(\delta q)^{3/2}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Эти формулы неплохо описывают сезонные колебания атмосферной циркуляции на Земле. Действительно, будем считать, что в летнем полушарии q оказывается в $1 + \alpha$ раз больше своего среднего годового значения, причем дополнительный поток αq падает, в основном, на полярную область, так что δq приобретает множитель $1 - \alpha$. По астрономическим данным, в день летнего солнцестояния $\alpha = 0,33$, а в день зимнего солнцестояния $\alpha = -0,39$. Тогда при средних годовых значениях $U = 20 \text{ м с}^{-1}$ и $\delta T = 60^\circ \text{C}$ для лета и зимы в южном полушарии по формулам (4.6) получаются, например, кинетические энергии $3,9 \times 10^{20}$ и $7,1 \times 10^{20}$ Дж и разности температур 40°C и 74°C в очень неплохом соответствии с эмпирическими данными.

Этот успех формул (4.6) позволяет пытаться применять их для оценки искусственных ситуаций. Так, при увеличении солнечной постоянной в $1 + \alpha$ раз или при размещении по экватору искусственных источников тепла с мощностью, в перерасчете на единицу площади поверхности всей Земли равной αq , будет $q \sim 1 + \alpha$ и $\delta q \sim 1 + \alpha$. При равномерном распределении этих источников по всей поверхности Земли будет $q \sim 1 + \alpha$, но δq не изменится. При их размещении на одном из полюсов в этом полушарии будет $q \sim 1 + \alpha$ и $\delta q \sim 1 - \alpha$ (такой эффект мог бы создаваться уменьшением альбедо арктической области, но он был бы малым: если это альбедо уменьшить, скажем, с 0,8 до 0,3, то локальный поток тепла в Арктике увеличится на 2,5 q , но в пересчете на единицу площади поверхности всей Земли это даст всего лишь $\alpha \approx 2,5/40 \approx 0,06$, т.е. вшестеро меньше, чем при сезонных колебаниях). Наконец, при размещении источников $\alpha q/2$ на обоих полюсах будет $q \sim 1 + \alpha$ и $\delta q \sim 1 - \alpha/2$.

При $\alpha = 0,1$ приросты всех величин (4.6) оказываются небольшими, так что с точки зрения изложенной упрощенной теории для заметного изменения глобального климата искусственные источники тепла должны иметь мощность не менее $0,1 q$ (т.е. быть порядка 10^{13} кВт, что эквивалентно ежесекундному сжиганию 2 Мт ТНТ). Это

представляется, в принципе, возможным лишь путем значительного уменьшения глобального альбеда.

В работах [66–68] теория подобия была детализирована путем добавления к атмосферному меридианальному потоку тепла q_a , описываемому левой частью уравнения (4.5), океанского потока $q_w = (2/3)(2Q)$, где Q — вертикальный поток тепла из атмосферы в океан в низких широтах и из океана в атмосферу в высоких широтах ($2/3$ — относительная доля площади океанов). Это создает возможность учесть при оценках характеристик климата глобальное взаимодействие атмосферы и океана. Величина Q определялась из формул теории мелкомасштабного (локального) взаимодействия атмосферы и океана

$$Q = c_w \rho_w K \frac{\delta T_w}{h}, \quad K = \alpha_w u_*^2 \left(\frac{\delta U_w}{h} \right)^{-1}, \quad (4.7)$$

где K и K/α_w — кинематические коэффициенты турбулентной теплопроводности и вязкости, $u_* = [c_f(\rho_a/\rho_w)U^2]^{1/2}$ — скорость трения в океане ($c_f \sim 10^{-3}$ — коэффициент трения морской поверхности), $\delta T_w \sim \delta T$ и δU_w — типичные вертикальные перепады температуры и скорости течения в верхнем деятельном слое океана толщиной h , и величины с индексом w относятся к воде. При этом возникает новый безразмерный критерий, дополнительный к (4.2): $\Pi_Q = (q_w/q_a)(\delta T/\delta T_w)^{2/3} \approx 0,4$.

Заметим еще, что K оказывается зависящим от так называемого динамического числа Ричардсона Rf — отношения работы архимедовых сил к работе напряжений Рейнольдса: $K = u_*^2(\alpha_w Rf h/\beta \delta T_w)^{1/2}$, где $\beta \approx 0,2 \text{ см}^{-2} \text{ К}^{-1}$ — параметр плавучести морской воды. Величины α_w и Rf в океане малы: $\alpha_w Rf \approx 5 \times 10^{-4}$. Тогда при $u_* = 1 \text{ см} \text{ с}^{-1}$, $\delta T_w = 27^\circ \text{С}$ и $h = 300 \text{ м}$ получается $K \approx 5/3 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, а вертикальный поток массы на поверхности океана оказывается равным $\beta Q/gc_w = 9,6 \text{ г} \text{ см}^{-2} \text{ год}^{-1}$, в очень неплохом соответствии с эмпирическими оценками. Наконец, учитывая, что h возрастает в холодную половину года вследствие вовлечения глубинных вод в конвективный верхний слой океана, можно положить $h \sim (K\tau)^{1/2}$, где τ — годовой период; для согласования с предыдущими оценками числовой коэффициент в этой формуле должен равняться 4.

Задав T_s и вычислив δT , можно найти температуры воздуха на экваторе $T_E = T_s + (1/3)\delta T$ и на полюсе $T_P = T_s - (2/3)\delta T$ и положить $\delta T_w = T_E - \max(T_P, T_f)$, где T_f — температура замерзания воды. Так например, в мезозойскую эру оба полюса находились, по-видимому, в открытом океане, и в полярных областях не было многолетних льдов, так что суммарное альbedo Земли было, вероятно, несколько меньше современного. Если принять, что q было на 4% больше современного, то $T_{\text{эфф}}$ (а потому, вероятно, и T_s) была на 3°С выше современных; при этом получается $\delta T = 31^\circ \text{С}$, и T_E и T_P оказываются соответственно на 1°С и 6°С выше современных значений — отсюда и вытекает отсутствие многолетних льдов.

В пермо-карбоную ледниковую эпоху южный полюс находился на Гондванском суперконтиненте, а северный полюс, по-видимому, в Тихом океане. Если в первом приближении оценивать климаты южного и северного полушарий по отдельности, то южному полушарию можно приписать значение $q_w = 0$ и, ска-

жем, альbedo 0,37 (20% площади льдов с альbedo 0,8 и 80% безледных областей с альbedo 0,26), то $T_{\text{эфф}}$ (и, по-видимому, T_s) окажется на 7°С ниже современного значения, $\delta T = 35^\circ \text{С}$, $T_E = 293 \text{ К}$ и $T_P = 258 \text{ К}$. В северном же полушарии, взяв мезозойское $\delta T = 31^\circ \text{С}$, получаем близкую к современной температуру Арктики $T_P = 293 - 31 = 262 \text{ К}$.

5. "Вертикальные" процессы, парниковый эффект и озоновые дыры

Первичными реакциями климатической системы на воздействие заданного краевого условия — инсоляции — являются рассеяние, отражение, поглощение и переизлучение радиации. Поглощение приводит к нагреву, переизлучение определяется температурой — так создается связь между полями излучения и температуры.

При расчете характеристик этих процессов поле излучения в климатической системе приближенно можно считать неполяризованным и описывать его только одним параметром Стокса — *спектральной интенсивностью излучения* $I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{n}, t)$, где \mathbf{x} — пространственная координата, а \mathbf{n} — единичный вектор направления распространения электромагнитных волн, так что векторный интеграл по телесным углам $\mathbf{F}_\lambda(\mathbf{x}, t) = \int I_\lambda \mathbf{n} d\Omega(\mathbf{n})$ есть спектральный, а $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t) = \int \mathbf{F}_\lambda d\lambda$ — интегральный *поток лучистой энергии* (интеграл по значениям \mathbf{n} из верхней полусферы есть восходящий поток радиации $\mathbf{F} \uparrow$, а из нижней полусферы — нисходящий поток $\mathbf{F} \downarrow$).

Климатическую систему приближенно можно считать локально плоско-параллельной средой, в которой направления \mathbf{n} удобно отсчитывать от вертикального направления, т.е. характеризовать их зенитными углами ϑ и азимутами ψ , и рассматривать I_λ как функцию от λ , высоты z над поверхностью Земли и углов ϑ , ψ (зависящую от горизонтальных координат и времени параметрически — через характеристики среды). Как известно, эта функция должна удовлетворять уравнению переноса излучения (см. работы [69–74])

$$\begin{aligned} \cos \vartheta \frac{\partial I_\lambda(z, \vartheta, \psi)}{\rho(z) \partial z} &= \alpha_\lambda(z) [B_\lambda(z) - I_\lambda(z, \vartheta, \psi)] + \\ &+ \sigma_\lambda(z) \left[\int_0^{2\pi} d\psi' \int_0^\pi \gamma_\lambda(z; \vartheta, \psi; \vartheta', \psi') I_\lambda(z, \vartheta', \psi') \times \right. \\ &\left. \times \sin \vartheta' d\vartheta' - I_\lambda(z, \vartheta, \psi) \right], \end{aligned} \quad (5.1)$$

где ρ — плотность среды; α_λ и σ_λ — спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния на единицу массы среды (измеряемые в $\text{см}^2 \text{ г}^{-1}$, тогда как коэффициенты $\rho\alpha_\lambda$ и $\rho\sigma_\lambda$, рассчитанные на единицу объема среды, имеют размерность обратной длины); γ_λ — спектральная *индикатриса рассеяния* (т.е. условная вероятность для направления \mathbf{n} рассеянного излучения при фиксированном направлении \mathbf{n}' падающего излучения, обычно зависящая лишь от косинуса $\cos \theta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}'$ угла рассеяния θ); B_λ — отношение спектральных коэффициентов излучения и поглощения (в приближении локального термодинамического равновесия, согласно закону Кирхгофа, не зависящее от природы поглощающих веществ и являющееся универсальной функцией от длины волны и температуры, задаваемой известной формулой Планка для спектра излучения абсолютно

черного тела, что и связывает поля излучения и температуры).

При наличии в среде нескольких поглощающих веществ с концентрациями s_k и коэффициентами поглощения $\alpha_{\lambda k}$ и рассеивающих веществ с концентрациями s_l , коэффициентами рассеяния $\sigma_{\lambda l}$ и индикатрисами $\gamma_{\lambda l}$ в (5.1) надо полагать $\alpha_\lambda = \sum_k s_k \alpha_{\lambda k}$, $\sigma_\lambda = \sum_l s_l \sigma_{\lambda l}$ и $\sigma_\lambda \gamma_\lambda = \sum_l s_l \sigma_{\lambda l} \gamma_{\lambda l}$.

Излучение, наблюдаемое в климатической системе, делится на коротковолновое солнечное и длинноволновое земное. В солнечном излучении 99 % энергии находится в интервале длин волн $\lambda = 0,17-4$ мкм (из них 8 % в ультрафиолетовой области $0,1-0,39$ мкм, 56 % в интервале видимого света $0,39-0,76$ мкм с максимумом в синем свете $\lambda_{\max} = 0,4738$ мкм, 36 % в ближней инфракрасной области $0,76-4$ мкм и лишь меньше 0,4 % в длинах волн $\lambda > 5$ мкм). Собственное тепловое излучение атмосферы, поверхности Земли и облаков сосредоточено в интервале длин волн $4-100$ мкм (99 % энергии излучения при температуре 300 К сосредоточено в интервале $3-80$ мкм с максимумом около 10 мкм, а при температуре 200 К — в интервале $4-120$ мкм с максимумом около 15 мкм; на длины волн $\lambda < 5$ мкм приходится менее 0,4 % теплового излучения).

Нормированные (на их максимумы) спектры излучения солнечной и земной радиации показаны на рис. 13ж. Рисунок показывает, что эти спектры практически не перекрываются. Интервал длин волн $9-12$ мкм называется "атмосферным окном".

Рассеяние коротковолновой радиации в атмосфере происходит на микронеоднородностях плотности воздуха или на взвешенных частицах с размерами меньше длины волны (молекулярное или рэлеевское рассеяние с индикатрисой $\gamma = (3/16\pi)(1 + \cos^2 \theta)$ и коэффициентом рассеяния $\rho\sigma_\lambda = (128\pi^5/3)N\beta^2\lambda^{-4}$, где $\beta = (n^2 - 1)/4\pi N$ — так называемая поляризующая способность среды, n

— показатель преломления, N — число рассеивающих частиц в единице объема) или же на более крупных частицах аэрозоля и на облачных частицах. Коэффициент рэлеевского рассеяния в воздухе при нормальном давлении в интервале длин волн $0,3-1$ мкм равняется $1,5 \times 10^{-6} - 1,1 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

Индикатрисы рассеяния на крупных частицах сильно (в десятки раз) вытянуты вперед, а коэффициенты рассеяния в интервале $\lambda = 0,6-3,8$ мкм имеют значения около $\sigma_\lambda = 2500 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ с уменьшением до $1500 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ в интервале $\lambda = 2,8-3,4$ мкм. Вопросом об эффекте частиц аэрозоля мы специально займемся в следующем разделе.

К рассеянию относится, в частности, и рассеяние назад, т.е. отражение, возвращающее часть солнечной радиации обратно в космос. Согласно эмпирическим данным, атмосфера (включая облака) отражает около 25 % падающей солнечной радиации q_0 , и еще около 5 % отражается от поверхности Земли. Не меньшую роль играет увеличение поглощения радиации атмосферными газами вследствие роста длины пробега фотонов (в $\cos \vartheta$ раз — эта величина, называемая "параметром диффузности", в облаках, например, имеет значения в несколько единиц).

Поглощение солнечной радиации в атмосфере сравнительно невелико. Оно осуществляется, главным образом, водяным паром, озоном (и кислородом) и в небольшой степени углекислым газом, аэрозолем и облачными частицами. Водяной пар создает слабые полосы поглощения в видимом свете (при $\lambda = 0,543-0,847$ мкм) и в ближней инфракрасной области при $\lambda = 0,72; 0,81 (\rho_{\text{ст}}); 0,93 (\Phi); 1,13 (\psi); 1,42; 1,89; 2,01-2,05 (\Omega); 2,25-3,0 (\chi); 3,17$ мкм. Поглощение аэрозолем в среднем сравнимо с поглощением водяным паром. Углекислый газ создает пять полос поглощения в ближней инфракрасной области $1,4-4,3$ мкм, но настолько слабых, что ими при расчетах обычно пренебрегают.

Озон имеет две сильные полосы поглощения в ультрафиолетовой области — полосу Хартли $0,22-0,29$ мкм (с объемным коэффициентом поглощения 135 см^{-1} при $\lambda = 0,255$ мкм) и полосу $0,31-0,36$ мкм, в которых в сумме поглощается около 4 % солнечного излучения, а также слабую полосу Шапной в видимом свете с максимумом около $\lambda = 0,602$ мкм. Кислород O_2 поглощает ультрафиолетовое излучение в полосе $0,13-0,24$ мкм и имеет две узкие линии поглощения в видимом свете при $\lambda = 0,69$ и $0,76$ мкм.

В сумме всей толщи атмосферы поглощается около $a \approx 20$ % мощности падающего солнечного излучения — это и называют "почти прозрачной атмосферой": если упятерить ее мощность, не меняя ее химического состава, то потери на поглощение увеличатся лишь немного, так как в спектре поглощения останется еще немало "окон прозрачности".

Но поглощение озоном 20 % от этих 20 % поглощаемой энергии играет исключительно важную роль, так как оно практически отсекает губительную для всех живых организмов ультрафиолетовую радиацию. Эта радиация вредна и для человека: она повышает частоту повреждений кожи, в том числе и злокачественных, и частоту глазных заболеваний (катаракт) и ослабляет иммунную систему. Во всех живых организмах она может производить фотолиз и денатурацию молекул белков (т.е. их разложение вследствие разрыва слабых связей между их частями и потерю функциональной активности след-

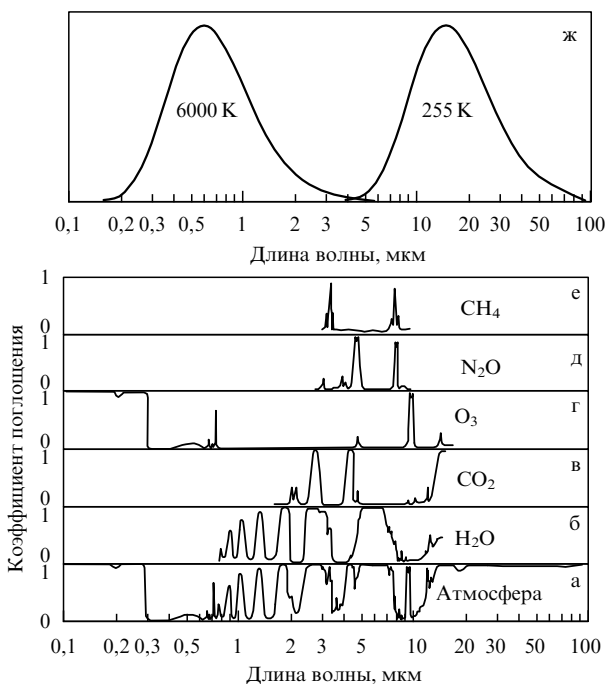


Рис. 13. Спектры поглощения атмосферы (а), водяного пара (б), углекислого газа (в), озона (г), закиси азота (д), метана (е) и нормированные спектры излучения солнечной и земной радиации (ж).

ствие уменьшения зарядов на них). Хуже того, она может воздействовать на носители генетической информации — нуклеиновые кислоты — и тем самым влиять на рост, деление, наследственность и даже на само существование клеток, создавать мутации и увеличивать вероятность появления новых болезнетворных микробов и вирусов.

Еще в 1879 г. М. Корню установил, что до поверхности Земли доходит солнечное излучение только с длинами волн более 0,29 мкм. Р. Хартли (1881 г.) открыл поглотительные свойства озона и заподозрил наличие озонового слоя в верхней атмосфере. С. Чепмен (1930 г.) разработал фотохимическую теорию образования и разрушения озона в стратосфере. В это же время начались количественные измерения содержания озона в атмосфере, сначала наземные с помощью спектрофотометров Добсона, а затем и высотные с помощью озоновых зондов, а также со спутников.

Оказалось, что 90 % озона сосредоточено в стратосфере, в среднем на высотах 15–30 км с максимальными парциальными плотностями порядка 5×10^{-10} г см⁻³ (остальные 10 % находятся, наоборот, в нижней атмосфере, где озон образуется при электрических разрядах). Этот "озоновый экран" появился в атмосфере в результате постепенного накопления в ней свободного кислорода около 400–450 млн лет назад, если судить по времени выхода живых организмов из моря на сушу.

Стратосферный озон образуется в реакциях $O_2 + h\nu \rightarrow O + O$, $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + (M + 1,09 \text{ эВ})$ (где M — какая-либо третья частица, например, любая молекула воздуха, которая должна унести выделяющуюся энергию 1,09 эВ), а разрушается в реакциях кислородного цикла $O_3 + h\nu_1 \rightarrow O_2 + O$ и $O_3 + O \rightarrow 2O_2$ (где $h\nu_1$ — квант УФ или видимого излучения), а также в быстрых каталитических реакциях хлорного цикла $O_3 + Cl \rightarrow O_2 + ClO$, $ClO + O \rightarrow Cl + O_2$ и аналогичных реакциях азотного и водородных циклов, получающихся заменой Cl на NO, H, HO и HO₂ (см., например, обзоры [75–78]).

В результате содержание озона в столбце атмосферы оказывается довольно малым. Его принято измерять приведенной к стандартным давлению и температуре толщиной слоя в миллиметрах (или в ее сотых долях, называемых единицами Добсона, причем 1 ЕД = $2,7 \times 10^{16}$ молекул см⁻²). Среднее содержание озона равно около 300 ЕД, что соответствует 3,2 Гт озона. Эта величина обладает значительной изменчивостью, в том числе широтной и сезонной — с минимумом до 250 ЕД в тропиках и максимумами свыше 460 и 400 ЕД в областях конца полярной зимы, марте–апреле в северном и октябре–ноябре в южном полушарии (рис. 14).

Содержание озона испытывает также значительную межгодовую изменчивость. В 1985 г. в Антарктиде было замечено появление во время южной весны (в октябре) "озоновой дыры" — области с уменьшением содержания озона до значений в два-три раза ниже многолетней нормы. Так, на станции Холли Бэй (Земля Грэма, 76° ю.ш., 27° з.д.) 5 октября 1987 г. было зарегистрировано содержание озона в 109 ЕД с трендом за 1958–1984 гг. в 6–7 % за год. В дальнейшем появление весенних "озоновых дыр" начали обнаруживать и в Арктике и оно стало приобретать регулярный характер.

Этот угрожающий симптом возможного начала разрушения озонового слоя, естественно, встревожил научную общественность. В настоящее время в качестве

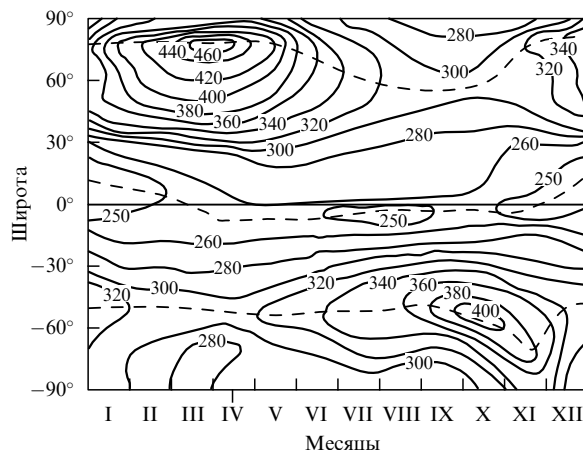


Рис. 14. Изоплеты среднего зонального содержания озона в атмосфере (в единицах Добсона) в зависимости от широты и времени года.

наиболее правдоподобной его причины рассматривается проникновение в стратосферу хлорофторометанов CFCl₃ (фреон-11), CF₂Cl₂ (фреон-12), CHFCl₂ (фреон-21) и т.п., производимых промышленностью в послевоенные годы сотнями тысяч тонн в год в качестве хладагентов для холодильников, а также в качестве распылителей. И хотя их решающая роль в появлении "озоновых дыр" еще не стала доказанной, 31 государство уже подписало Монреальский протокол от сентября 1987 г. об ограничении их производства (с переходом на другие хладоносители).

Согласно приводившимся выше эмпирическим оценкам, около 55 % энергии падающей солнечной радиации q_0 достигает поверхности Земли, причем 5 % отражается обратно в космос, а 50 %, т.е. около $q_0(1 - A - a) \approx I_0/8 \approx 170 \text{ Вт м}^{-2}$, поглощается веществом под поверхностью Земли — водой, грунтом, снегом, льдом, растительностью. Учитывая, что около 70 % поверхности Земли покрыто морской водой, остановимся вкратце на поглощении солнечной радиации в океане.

Полосы поглощения воды в большинстве связаны с полосами водяного пара, но слегка смещены в длинноволновую сторону и размазаны, образуя непрерывный спектр, в котором $\rho\alpha_\lambda$ убывает от значения $0,19 \text{ м}^{-1}$ при $\lambda = 0,25 \text{ мкм}$ до синее-зеленого минимума $0,002 \text{ м}^{-1}$ при $\lambda = 0,46 \text{ мкм}$, затем возрастает до $2,62 \text{ м}^{-1}$ при $\lambda = 0,75 \text{ мкм}$ и опять убывает до $2,02 \text{ м}^{-1}$ при $\lambda = 0,8 \text{ мкм}$. Поглощение растворенной органикой растет в сторону коротких волн и увеличивается с глубиной, а поглощение взвесью имеет небольшой максимум при $\lambda = 0,41-0,43 \text{ мкм}$ (и в красных линиях хлорофилла $\lambda = 0,67-0,68 \text{ мкм}$ — это так называемая фотосинтетически-активная радиация ФАР) и убывает с глубиной. Рассеяние на взвеси очень велико и обладает сильно вытянутыми вперед индикатрисами.

Поверхность Земли, нагреваясь при поглощении солнечной радиации, излучает длинноволновую радиацию, которая, в свою очередь, рассеивается, отражается, поглощается и переизлучается атмосферой (ее часть, возвращающаяся на поверхность Земли, называется *противоизлучением* атмосферы, а разность излучения и противоизлучения называется *эффективным излучением* поверхности Земли). При этом при учете рассеяния только через параметр диффузности $\cos \vartheta$ для поверхно-

сти Земли и для верхней границы атмосферы из (5.1) приближенно получаются следующие уравнения теплового баланса:

$$a_s q_0 - \left[B_s - \int_{\infty}^0 B(z) \frac{\partial D(0, z)}{\partial z} dz \right] = q_s + q_{\text{турб}} + q_{\text{скр}} - q_p - q_{\text{wi}}, \quad (5.2)$$

$$q_0(1 - A) = B_s D + \int_0^{\infty} B(z) \frac{\partial D(z, \infty)}{\partial z} dz, \quad (5.3)$$

где $a_s = 1 - A - a$; $B(z) = \sigma T^4(z)$ — интегральная (по длинам волн) функция излучения длинноволновой радиации; $D(z_1, z_2)$ — интегральная функция пропускания длинноволновой радиации атмосферным слоем (z_1, z_2) ; $D = D(0, \infty)$; q_s — поток тепла вниз, под поверхность Земли; $q_{\text{турб}}$ и $q_{\text{скр}}$ — турбулентные потоки явного и скрытого тепла на поверхности Земли; q_p — поток тепла, приносимый осадками; q_{wi} — поток тепла создаваемый замерзанием вода или таянием льда или снега (положительный при замерзании). Левая часть в (5.2) описывает радиационный баланс поверхности Земли; выражение в квадратных скобках представляет эффективное излучение этой поверхности.

Длинноволновое излучение сильно поглощается целым рядом имеющихся в атмосфере так называемых

парниковых газов (см. табл. 2). Поэтому ясно, что коэффициент пропускания длинноволнового излучения всей атмосферой $D = D(0, \infty)$ должен быть малым. И действительно, в работе Голицына и Гинзбурга [79] приводится оценка $D = 0,14$, полученная по эмпирическим данным Болле [80]. Остальные 86 % длинноволнового излучения Земли создаются тепловым излучением уже не ее поверхности, а самой атмосферы.

В среднем за год солнечное тепло, поглощаемое на поверхности Земли, отводится от нее при помощи трех механизмов — эффективного излучения и турбулентного переноса явного и скрытого тепла. Согласно эмпирическим оценкам, эффективное излучение отводит треть этого тепла, а другие два механизма — соответственно одну девяную и пять девяных. Таким образом, наибольшая роль принадлежит турбулентному переносу скрытого тепла (вместе с водяным паром). Но водяной пар является не только теплоносителем (чрезвычайно эффективным, так как у воды скрытая теплота испарения имеет очень большое значение $L \approx 2500 \text{ Дж г}^{-1}$): одновременно он оказывается наиболее эффективным поглотителем длинноволнового излучения в атмосфере, т.е. главным парниковым газом.

Прямой расчет парникового эффекта оказывается довольно трудным делом из-за сложности спектров поглощения парниковых газов (некоторые из этих спектров показаны на рис. 13). Эти спектры — полосчатые,

Таблица 2

Парниковый газ	Концентрация парникового газа	Вклад в парниковый эффект, град [24]	Коэффициент увеличения концентрации	Увеличение концентрации парниковых газов, град [87]		Вклады парниковых газов в потепление, % [88–90]	
				при фиксированной температуре облаков	при фиксированной высоте облаков	за 1880–1980 гг.	за 1980–1990 гг.
Водяной пар H ₂ O	2,5 г кг ⁻¹	20,6	2	1,03	3,65		
Углекислый газ CO ₂	355 чнм	7,2	1,25	0,79	0,53	66	49
Озон O ₃	343 ЕД	2,4	0,75	-0,47	-0,34		
Закись азота N ₂ O	0,28 чнм	1,4	2	0,68	0,44	3	6
Метан CH ₄	1,3 чнм	0,8		0,28	0,20	15	18
Фреон-11 CFCl ₃	1 × 10 ⁻⁴ чнм	0,8	20	0,54	2,36	8	14
Фреон-12 CF ₂ Cl ₂	1 × 10 ⁻⁴ чнм						
Четыреххлористый углерод CCl ₄	1 × 10 ⁻⁴ чнм			0,02	0,01	8	13
Аммиак NH ₃	6 × 10 ⁻² чнм			0,12	0,09		
Азотная кислота HNO ₃	4,87 × 10 ⁻² мм		2	0,08	0,06		
Этилен C ₂ H ₄	2 × 10 ⁻⁴ чнм			0,01	0,01		
Сернистый газ SO ₂	2 × 10 ⁻³ чнм			0,03	0,02		
Метилхлорид CH ₃ Cl	5 × 10 ⁻⁴ чнм			0,02			

соответствующие электронным, колебательным и вращательным уровням энергии молекул. Электронные уровни характеризуются квантовыми числами S — абсолютными величинами полного спинового момента всех электронов молекулы. Для химически устойчивых молекул с четным числом электронов типичны синглетные уровни с $S = 0$ и триплетные с $S = 1$ (уровни расщепляются на $\kappa = 2S + 1$ подуровней), а для свободных радикалов типичны дублетные уровни с $S = 1/2$. У двухатомных и линейных трехатомных молекул имеется дополнительное квантовое число λ — абсолютная величина проекции полного орбитального момента всех электронов на ось молекулы, и уровни с $\lambda = 0, 1, 2, \dots$ обозначаются $\times \Sigma, \times \Pi, \times \Delta, \dots$; у центрально-симметричных молекул уровни делятся на четные g и нечетные u . У N -атомной молекулы с f колебательными степенями свободы ($f = 3N - 5$ для линейных и $3N - 6$ для нелинейных молекул) колебательные уровни имеют вид $\sum_{i=1}^f h\nu_i \times (v_i + 1/2)$, где $v_i = 0, 1, 2, \dots$ — колебательные квантовые числа, а ν_i — частоты нормальных колебаний (валентных, в которых изменяются длины линий связи, и деформационных, в которых изменяются углы между линиями связи). Вращательные уровни энергии в простейшем случае линейной молекулы имеют вид $Bhj(j + 1)$, где $j = 0, 1, 2, \dots$ — вращательное квантовое число, а $B = h/8\pi^2 I$ — вращательная постоянная (I — момент инерции молекулы относительно ее поперечной оси). Наконец, интенсивности линий поглощения выражаются через квантовомеханические вероятности перехода (коэффициенты Эйнштейна и связанные с ними матричные элементы оператора дипольного момента молекулы).

Отметим, что в колебательно-вращательные полосы спектров поглощения кроме внутримолекулярных некоторый вклад могут вносить также межмолекулярные переходы, обусловленные поляризацией молекул при их электростатическом и обменном взаимодействии во время их соударений (так называемое индуцированное давлением поглощение). Укажем, наконец, континуальное поглощение, обусловленное крыльями спектральных линий сильных колебательно-вращательных и вращательных полос поглощения.

Теоретическому расчету, а также лабораторным и натурным измерениям спектров поглощения атмосферных газов посвящена обширная литература (см., например, обзоры в книгах Кондратьева и Москаленко [81, 24]). В числе первых таких работ хочется отметить книгу Гуди [82], численные модели общей циркуляции атмосферы с учетом лучистого притока тепла Манабе с соавторами [83, 84] и работы Зуева [85, 86].

Главным парниковым газом является водяной пар. Это его свойство было указано еще Д. Тиндалом (1863 г.). Поглощение длинноволновой радиации водяным паром наиболее велико в колебательной полосе 5–7,5 мкм с максимумом при $\lambda = 6,27$ мкм, где сглаженный по линиям коэффициент поглощения достигает $200 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Интервал 8,5–12 мкм представляет собой атмосферное окно, в котором водяной пар почти не поглощает радиацию — сглаженный коэффициент поглощения имеет порядок $0,1 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. В области 12–100 мкм расположены вращательные полосы водяного пара (а в интервале 11–21 мкм добавляется также небольшое поглощение димером водяного пара).

Вторым по значимости (и втрое меньшим по величине эффекта) в земной атмосфере является углекислый

газ. Его парниковая роль была указана еще С. Аррениусом (1896 г.) и Т. Чемберленом (1899 г.). Этот газ имеет слабые полосы поглощения около $\lambda = 4,8$ и $5,2$ мкм, но наиболее велико поглощение в колебательной полосе 12,9–17,1 мкм с серединой около 15 мкм, где $\alpha_\lambda = 134 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$, и влияние CO_2 оказывается сильнее, чем водяного пара. Обнаруженный измерениями рост атмосферной концентрации CO_2 (с 315 до 360 частей на миллион за 1956–1997 гг., рис. 15) породил гипотезу, впервые высказанную еще Д. Каллендером (1938 г.), об антропогенном вкладе в потепление климата — выделении углекислого газа при сжигании ископаемого топлива и при сведении лесов, и совершенно несправедливо отодвинул на второй план рассмотрение вопроса об очевидных положительных обратных связях температуры и содержания водяного пара в атмосфере. Однако подсчеты содержания CO_2 в атмосфере, океане и биоте и скоростей обмена между этими резервуарами каких-либо убедительных свидетельств в пользу гипотезы или против нее пока что не дали.

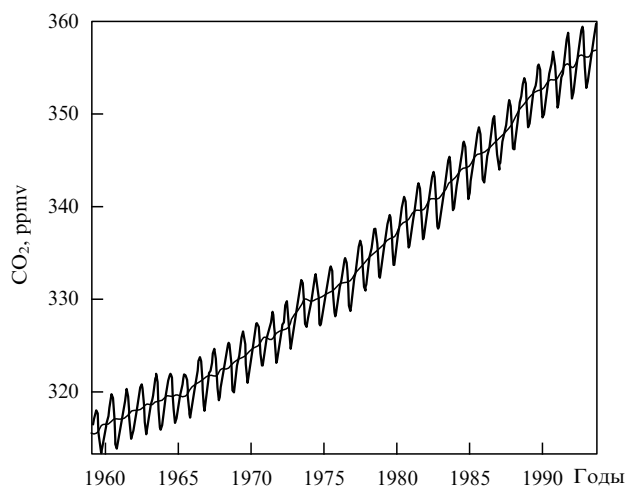


Рис. 15. Изменения объемной концентрации CO_2 в атмосфере по измерениям на станции Мауна-Лоа, Гавайи.

В то же время еще вовсе не исключено, что потепление является *не следствием, а причиной* роста концентрации CO_2 в атмосфере: прогрев океана должен приводить к уменьшению растворимости CO_2 в морской воде и выбросу излишка в атмосферу. В малых масштабах времени это подтверждается сезонными колебаниями концентрации CO_2 (хорошо видными на рис. 15, где их размах составляет 5 чм; к северу этот размах растет, достигая, например, на Лонг-Айленде 15 чм, причем CO_2 уносится из Арктики водами холодных течений и по мере их прогрева выделяется в воздух в тропиках).

Третье место занимает озон, имеющий сильные, но узкие полосы поглощения около 4,75 мкм, а также в области атмосферного окна в интервале 9,35–11 мкм с центром $\lambda = 9,569$ мкм и около 14,1 мкм. Поглощение этого излучения озоном приводит к нагреванию стратосферы и обуславливает само ее существование. Закись азота создает полосы поглощения с центрами 4,54; 7,78; 8,6 и 17 мкм, метан — 3,3 и 7,66 мкм, фреон-11 — 9,22 и 11,82 мкм, фреон-12 — 8,68; 9,13 и 10,93 мкм, четыреххлористый углерод — около 10 и 12,99 мкм и т.д.

В таблице 2 в первом столбце приведены принятые при расчетах концентрации парниковых газов в чм (для водяного пара дана средняя удельная концентрация $2,5 \text{ г кг}^{-1}$, которая много больше концентраций всех других парниковых газов, что и обеспечивает доминирующий вклад водяного пара в парниковый эффект; для озона концентрация дана в единицах Добсона (ЕД), для азотной кислоты указана толщина осажденного слоя при стандартных давлении и температуре). Во втором столбце приведены оценки вклада в парниковый эффект (в градусах) по Кондратьеву и Москаленко [24]. В третьем столбце указаны коэффициенты увеличения концентрации, эффекты которого (в градусах) приведены в столбце 4 (при фиксированной температуре облаков) и в столбце 5 (при фиксированной высоте облаков) по расчетам Ванга и др. [87]. Вклады различных парниковых газов (в процентах) в потепление за периоды 1880–1980 гг. и 1980–1990 гг. даны в столбцах 6 и 7 по Раманатану с соавторами [88–90].

Убедительные расчеты парникового эффекта возможны, конечно, лишь при использовании полных (трехмерных) численных моделей общей циркуляции атмосферы с детальным описанием лучистого и конвективного теплообмена (при учете облачности и аэрозоля). Но еще до этого желательно выработать качественное понимание сущности основных "парниковых" процессов, т.е. построить их упрощенную, оценочную теорию. Это можно сделать путем упрощения уравнений (5.2), (5.3). Вынесем в них из-под знаков интегралов средние значения B_a^{\downarrow} и B_a^{\uparrow} нисходящего и восходящего потоков излучения длинноволновой радиации атмосферой и, следуя работам [79, 91] и предшествовавшим публикациям [92, 93], учтем, что они весьма близки друг к другу, т.е. $B_a^{\downarrow} \approx B_a^{\uparrow} \approx \sigma T_a^4$ (в температурно-однородной атмосфере это приближенное равенство было бы точным; его можно понимать как некоторую форму "конвективного приспособления", т.е. поправки на "влажную конвекцию"). Тогда решение указанных уравнений приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{T_s}{T_{\text{eff}}} &\approx \left(1 + \frac{ka_s}{1-A}\right)^{1/4} (1+D)^{-1/4}, \\ \frac{T_a}{T_{\text{eff}}} &\approx \left(1 - \frac{ka_s D}{1-A}\right)^{1/4} (1-D^2)^{-1/4}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

где k — доля эффективного излучения в радиационном балансе поверхности Земли. Укажем две асимптоты. Если вся солнечная радиация поглощается в атмосфере, то $\alpha \rightarrow 1 - A$, $D \rightarrow 0$, и в пределе $T_s = T_a = T_{\text{eff}}$. Если же, наоборот, атмосфера прозрачна для солнечной радиации, то $\alpha \rightarrow 0$, $D \rightarrow 1$, $T_s \rightarrow T_{\text{eff}}$ и $T_a \rightarrow 2^{-1/4} T_{\text{eff}}$. В промежуточных случаях возможен как парниковый эффект $T_s > T_{\text{eff}}$, если атмосфера поглощает больше земной, чем солнечной радиации, так и антипарниковый эффект $T_s < T_{\text{eff}}$, если солнечной радиации поглощается больше, чем земной.

Первая формула (5.4) решает задачу об определении парникового эффекта, поставленную в предыдущем разделе. Отметим, что в работе [91] из тех же, но несколько иначе упрощенных уравнений (5.2), (5.3) выведено аналогичное приближенное решение

$$\frac{T_s}{T_{\text{eff}}} \approx \left(\frac{ka_s}{1-A}\right)^{1/4} D^{-1/4}. \quad (5.5)$$

Более полная теория должна определять не только значения T_s , но и форму вертикальных профилей температуры $T(z)$. Отметим, что один лишь лучистый теплообмен (в отсутствие конвекции) создает тенденцию к выравниванию температур и формированию изотермического профиля $T(z) \equiv T_s$, а одна лишь конвекция (в отсутствие лучистого теплообмена и конденсации влаги) создает тенденцию к выравниванию энтропии (и функционально определяемой ею так называемой потенциальной температуры $Tp^{-(\kappa-1)/\kappa}$) и формированию линейного профиля температуры $T(z) = T_s - \gamma z$ с адиабатическим градиентом $\gamma_a = g/c_p = [(\kappa-1)/\kappa](g/R)$. В реальной земной атмосфере эти две крайности не реализуются: тропосфера оказывается заметно холоднее изотермической, но из-за выделения тепла при конденсации водяного пара теплее адиабатической (для которой при $c_p = 1003 \text{ Дж г}^{-1} \text{ К}^{-1}$ получается $\gamma_a \approx 9,8 \text{ град км}^{-1}$; адиабатическая стратификация, возможно, осуществляется в венерианской атмосфере, хотя у нас пока еще нет сведений о ее стратификации на ночной половине планеты).

Однако эмпирические данные показывают, что тропосфера стратифицирована в среднем все-таки линейно, хотя и с доадиабатическим градиентом $\gamma = [(\alpha-1)/\alpha] \times (g/R) < \gamma_a$, где $\alpha < \kappa$ (такая стратификация гидростатически устойчива), а именно, в ней $\gamma \approx 6,5 \text{ град км}^{-1}$. Такая стратификация заложена, например, в модель американского Комитета по расширенной стандартной атмосфере COESA 1962 г., в которой приняты значения $p_s = 1013,25 \text{ мбар}$; $T_s = 288,15 \text{ К}$, $\rho_s = 1,225 \times 10^{-3} \text{ г см}^{-3}$; $\mu = 28,9644$, и линейная стратификация распространена до высоты 11 км. Линейность стратификации — это очень сильное условие: из него с помощью уравнения гидростатики выводится уравнение политропы (см. работу [94])

$$\frac{T}{T_s} = \left(\frac{p}{p_s}\right)^{(\alpha-1)/\alpha}, \quad (5.6)$$

показывающее, что величина $Tp^{-(\alpha-1)/\alpha}$ не меняется по вертикали. Отсюда, однако, никак не следует, что приземная температура T_s определяется наземным давлением p_s и пропорциональна $p_s^{(\alpha-1)/\alpha}$; наоборот, такое условие противоречило бы закономерностям наблюдаемых географических распределений и сезонных колебаний приземных давлений и температур.

6. Антипарниковый эффект и "ядерная зима"

Не меньшую роль, чем парниковые газы, в атмосфере играют взвешенные частицы — так называемый *аэрозоль*. К нему относятся и облачные частицы — водяные капельки и кристаллики водяного льда, но кроме их влияния на перенос излучения они играют еще основную роль в *гидрологическом цикле*, т.е. в обороте влаги, являющемся одним из главных процессов погоды и климата на Земле, и поэтому обычно рассматриваются в отдельной главе по физике облаков и осадков, которую ввиду ее относительной независимости мы здесь специально рассматривать не будем. Заметим лишь, что многие виды аэрозольных частиц служат ядрами конденсации водяного пара, и при достаточно высокой влажности воздуха в нижней тропосфере они уже оказываются покрытыми водными оболочками.

Количество аэрозоля в атмосфере обычно невелико — порядка 60 млн т, или около 10 мкг на 1 см² поверхности Земли. В качестве типичных можно принять сульфатные частицы радиусом $r \approx 0,3$ мкм и плотностью 1,65 г см⁻³. В 60 млн т их будет 3×10^{26} , т.е. около 50 млн на 1 см² или в среднем 50 частиц в 1 см³. При таком же среднем времени пребывания аэрозоля в тропосфере, как у водяного пара, т.е. порядка 10 суток (он быстро вымывается осадками), суммарная скорость его поступления в атмосферу получается порядка 3 Гт = 3×10^9 т в год (по более детальным оценкам — на 90 % от естественных и только на 10 % от промышленных источников). Половина естественного и две трети искусственного аэрозоля образуются путем конденсации газов.

Согласно [81], аэрозоль характеризуется своей концентрацией, распределением $N(r)$ частиц по размерам r (мелкодисперсная фракция — от молекулярных размеров $r \sim 10^{-7}$ см до 0,1 мкм, средняя $r \sim 0,1-1$ мкм — именно она определяет оптические свойства аэрозоля, а частицы с размерами $r \sim 1-10$ мкм называют гигантскими) и своими вкладами в коэффициенты рассеяния σ_λ и поглощения α_λ и в индикатрису рассеяния $\gamma_\lambda(\theta)$, которые рассчитываются по теории Ми (см., например, [95]). Отношение $A_\lambda = \sigma_\lambda / (\sigma_\lambda + \alpha_\lambda)$ есть альбеда, т.е. вероятность выживания падающего на частицу фотона при однократном рассеянии.

Если аэрозоль отражает часть солнечной радиации, но пропускает большую долю теплового излучения Земли, то температура подаэрозольной атмосферы может получиться ниже, чем в отсутствие аэрозоля. Такое выхолаживание под действием аэрозоля можно назвать *антипарниковым эффектом*. Однако характеристики аэрозоля обладают сильной пространственной и временной изменчивостью, так что при некоторых сочетаниях его свойств он может даже вносить вклад в парниковый эффект. Сведения о свойствах аэрозолей можно найти в обзорах [15, 24, 81, 86, 96–99].

Согласно, например, [26], можно различать следующие шесть видов природного тропосферного аэрозоля.

1. *Морской аэрозоль* — частицы соли, остающиеся после испарения брызг воды, образующихся при обрушивании морских волн. Их генерация интенсивна (порядка 1 Гт год⁻¹) и зависит преимущественно от скорости ветра. Они довольно велики (их распределение по размерам показано на рис. 16) и быстро оседают или вымываются, почти не проникая через "облачный фильтр" на высотах до 3 км.

2. *Сульфатный аэрозоль*, упоминавшийся выше, состоит из субмикронных частиц оптически активного диапазона, содержащих сульфат аммония $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$, бисульфат NH_4HSO_4 и серную кислоту в водном растворе (при концентрации 75 % в твердой фазе). Они образуются в атмосфере в реакциях окисления восстановленных соединений серы, начиная с сероводорода H_2S (см., например, [100]). Так, выделяемый океанским фитопланктоном диметилсульфид $(\text{CH}_3)_2\text{S}$, а также сернистый газ SO_2 из любых источников окисляются (преимущественно гидроксидом OH , а SO_2 в водном растворе в облачных капельках — перекисью водорода H_2O_2) до серной кислоты, часть которой затем соединяется с имеющимися микроколичествами аммония.

Природная продукция этих частиц довольно велика, хотя она и меньше продукции морского аэрозоля, но зато

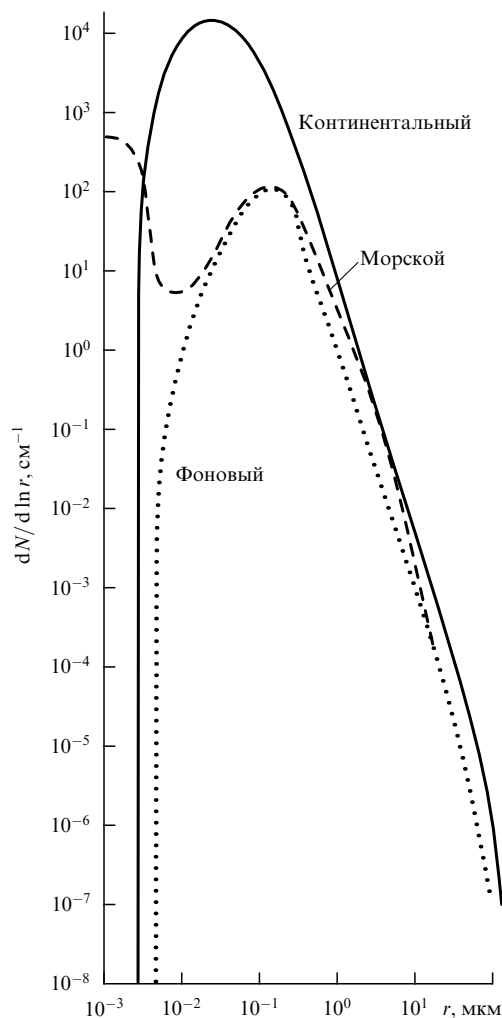


Рис. 16. Типичные распределения частиц по размерам $dN/d \ln r$ см⁻¹ в континентальном (сплошная линия), морском (штриховая) и фоновом (точечная) аэрозоле.

время пребывания сульфатных частиц в атмосфере несколько больше, и они распространяются на всю нижнюю половину тропосферы до высоты 5 км. В верхней же половине, на высотах более 2–3 км над океанами и 5 км над континентами, сульфатные частицы вместе с минеральной пылью и другими частицами, проникшими через "облачный фильтр", образуют так называемый *фоновый аэрозоль* (распределение его частиц по размерам также показано на рис. 16) с концентрацией числа частиц около 300 см⁻³.

По-видимому, именно сульфатные частицы вносят наибольший вклад в антипарниковый эффект.

Континентальный аэрозоль характеризуется на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм значениями коэффициентов поглощения и рассеяния в интервалах $\rho\alpha \sim 0,007-0,07$ км⁻¹ и $\rho\sigma \sim 0,004-0,6$ км⁻¹, долей рассеяния назад $\gamma \sim 12-28$ %, альбеда однократного рассеяния в среднем $A \sim 0,7$ и параметром перехода от аэрозольного нагрева к охлаждению $(1-A)/A\gamma \sim 0,83-5,2$ (при альбеде земной поверхности 0,2 его критическое значение равно 2).

3. *Пустынный аэрозоль* — минеральная пыль, поднятая в воздух ветром во время пыльных бурь в пустынях (они занимают около трети поверхности континентов, т.е. около 8 % поверхности Земли). Примером может

служить сахарская пыль, выносимая пассатными ветрами в тропическую Атлантику, где атмосфера нередко оказывается столь замутненной, что Солнце на закате перестает быть видимым задолго до того, как его нижний край коснется горизонта. Среднеазиатская пыль изредка достигает даже Москвы, образуя на небе так называемую опалесцирующую мглу.

Типичный пустынный аэрозоль на 75 % состоит из частиц глинистых минералов монтмориллонита, каолинита и иллита, 10 % кальцита и по 5 % кварца, нитрата калия и соединений железа (лимонита, магнетита и гематита с примесью некоторых органических веществ). Распределение по размерам (см. рис. 16) имеет два максимума — в области гигантских частиц $r \sim 1-10$ мкм, влияющих на перенос теплового излучения, и в области $r < 1$ мкм, создающей поглощение коротковолнового излучения. Их продукция составляет в среднем $0,2 \text{ Гт год}^{-1}$, но обладает большой изменчивостью. Средняя концентрация равна 300 мкг м^{-3} , но у земной поверхности во время пыльных бурь возрастает в 3–10 раз. Альbedo однократного рассеяния у этих частиц в видимом свете и в ближней инфракрасной области близко к единице.

4. *Биогенный аэрозоль* образуется из летучих органических веществ, выделяемых растениями, особенно вечнозелеными, а также некоторыми бактериями, грибами и насекомыми. Это прежде всего *терпены*, молекулы которых построены из так называемых *изопреновых звеньев* C_5H_8 , и сопутствующие им *терпеноиды* — спирты, эфиры, кислоты и т.д. Одним из наиболее распространенных терпенов является *альфа-пинен*, состоящий из двух изопреновых звеньев (причем шесть из десяти атомов углерода соединены в бензольное кольцо).

Терпены химически очень активны. В частности, они поглощают озон, иногда проникающий из стратосферы до поверхности Земли или образуется там под действием ультрафиолетового солнечного излучения. При этом образуется аэрозоль, создающий атмосферную дымку. Многие любители природы наблюдали голубоватую дымку и ощущали запах озона в освещенном утренним Солнцем сосновом бору. Продукция терпенов может достигать $0,2 \text{ Гт год}^{-1}$, но их время пребывания в атмосфере невелико, и средняя концентрация составляет всего 50 мкг м^{-3} . Кроме них, упомянем еще серосодержащие углеводороды *меркаптаны*, обладающие очень сильным неприятным запахом и образующиеся, например, при гниении водорослей на морских побережьях.

5. *Дымовой аэрозоль* — дым, сажа и другие продукты сгорания органики при лесных и степных пожарах. Таких пожаров на Земле довольно много: в жаркие и засушливые лета они наблюдаются многими сотнями (они отлично видны со спутников на ночной стороне планеты). Но суммарная их продукция все же невелика, в среднем она составляет всего $0,003 \text{ Гт год}^{-1}$, хотя иногда может достигать и $0,150 \text{ Гт год}^{-1}$.

6. *Вулканический аэрозоль* — это, во-первых, сульфатный (и отчасти нитратный) аэрозоль, образующийся как в тропосфере, так и в стратосфере из вулканических газов (путем окисления восстановленных соединений серы и азота, в том числе сероводорода и сернистого газа, придающих вулканическим эксгаляциям "запах дьявола"), и, во-вторых, "вулканический пепел", т.е. выброшенные в атмосферу частицы раздробленных и распы-

ленных вулканическими взрывами горных пород ("пепла" извергается обычно гораздо больше, чем расплавленной лавы).

Вулканов, производящих такой аэрозоль, на современной Земле не столь уж много. Подводные вулканы здесь не в счет, они вносят вклад в химию океана, но не в оптику атмосферы. На суше же насчитывается чуть более 800 действующих вулканов, и лишь для 70 % из них зафиксированы даты извержений. Хронология вулканических извержений за последние 500 лет с оценками порядка величины объема (в 10^4 м^3) изверженного вещества ("вулканический индекс") опубликована в работах [101–103]. Откорректированная выдержка из работы [103] для периода 1871–1981 гг., использованная в статье [104], содержит 66 извержений с индексом ≥ 3 . Извержения с индексом ≥ 4 происходили еще втрое реже. Поэтому неудивительно, что оценки средней продукции вулканического аэрозоля получаются низкими: для вулканического пепла это $0,004 \text{ Гт год}^{-1}$. Часть вулканических выбросов проникает и в стратосферу, и для рассмотрения вулканического аэрозоля в целом необходимо ввести еще один вид аэрозоля — стратосферный.

7. *Стратосферный аэрозоль* (см., в частности, работы [105–108]) обычно состоит из сульфатных частиц с размерами 0,3 мкм и несколько меньше, до высот 17–18 км из капель, а на высотах 24–27 км — из твердых частиц с весовыми концентрациями порядка $10^{-1} \text{ мкг м}^{-3}$ или $10^{-1} - 10^0$ частиц на 1 см^3 , с максимумом на высотах 15–20 км, так что во всем слое в среднем имеется $2 \times 10^5 \text{ см}^{-2}$ частиц общим весом $4 \times 10^{-2} \text{ мкг см}^{-2}$, что дает $2 \times 10^5 \text{ т}$ во всей стратосфере. Этот аэрозоль гораздо более долгоживущий, чем тропосферный: его среднее время пребывания ниже 20 км — около полугода, выше — несколько лет, так что для поддержания равновесия необходим поток вещества из тропосферы порядка $2 \times 10^5 \text{ т год}^{-1}$.

Нормальный стратосферный аэрозоль составляет только 1/300 от глобального аэрозоля, т.е. его очень мало и его влияние на климат малое. Но сильные вулканические взрывы могут увеличивать количество долгоживущего стратосферного аэрозоля в 30–100 раз. После такого взрыва количество SO_2 и аэрозоля в стратосфере каждый год уменьшается приблизительно вдвое, так что норма восстанавливается за 5–6 лет. Надо учитывать также и антропогенный аэрозоль. Его продукция в целом на порядок уступает природным процессам, но как раз для сульфатного аэрозоля и минеральной пыли она уже достигла природной продукции и даже превосходит ее (см., например, обзоры [109, 110]). Поэтому необходимо ввести в рассмотрение еще два вида аэрозоля.

8. *Промышленный сульфатный аэрозоль* — частицы, образующиеся в атмосфере из промышленных выделений газообразных восстановленных соединений серы, главным образом — из сернистого газа SO_2 . По данным на 1977 г. продукция такого аэрозоля оценивалась в $0,13-0,20 \text{ Гт год}^{-1}$, но с тех пор она увеличилась, возможно, раза в полтора, причем 80–90 % вносит сжигание топлива (на 70 % угля) в целях производства энергии на тепловых электростанциях и теплоэнергоцентралях (уголь содержит в среднем 3,2 % серы, мазут — 2,8 %, сырая нефть — 0,1–5,5 %, бурый уголь — 0,2 %, торф — 0,1 %, бензин — 0,05 %, и небольшие доли серы содержат даже природный газ и дрова). Остальные 10–

20 % дает выплавка металлов и производство серной кислоты из богатых сульфидных (колчеданных) руд гидротермального происхождения — меди из халькопирита, халькозина и ковелина, никеля из пентландита, цинка из сфалерита, свинца из галенита, ртути из киновари, железа из пирита и пирротина и т.п., содержащих до 45 % серы.

Чтобы дать представление о сегодняшних масштабах и о прогнозе развития мировой энергетики — этого главного источника антропогенных воздействий на глобальный климат, — мы приводим на рис. 17 ряд графиков из статьи [111] (энергия здесь выражена в тоннах так называемого условного топлива, имеющего теплоту сгорания 7×10^6 ккал t^{-1}): кривые 1 — полное производство энергии E , Гт $год^{-1}$ (современный уровень 12,5 Гт $год^{-1}$ в 1992 г.); 2 — удельное потребление на душу населения e , т $чел^{-1} год^{-1}$ (современный уровень 2,26, в США он впятеро больше; необходимый минимум жизнеобеспечения равен 1,35, но и он во многих странах не обеспечивается); 3, 4, 5, 6 — структура потребления коммерческой энергии в Гт $год^{-1}$ (твердое топливо, жидкое, газ, другие источники энергии); 7, 8, 9 — кумулятивное потребление энергии в Гт, начиная с 1990 г. (уголь, нефть, газ, отсюда отчетливо видна необходимость всяческого развития угледобывающей промышленности); 10 — эмиссия CO_2 в Гт [С] $год^{-1}$; 11 — концентрация CO_2 в атмосфере в ч.м. Однако прогноз рис. 17 основан на "историзме" — предписанном сохранении низкого уровня энергообеспеченности большинства человечества, корреспондирующем со

стратегией "золотого миллиарда" и гарантирующем социальную нестабильность, и потому он представляется нереализуемым (по тем же причинам, что и ламинарные течения жидкости при очень больших числах Рейнольдса).

Сульфатный аэрозоль приводит еще к выпадению кислотных осадков, сернокислых и отчасти азотнокислых ("кислые дожди"). Они впервые были обнаружены в 1962 г. по подкислению воды в одном из горных озер Швеции, а затем стали распространенным явлением на северо-востоке США и в Западной Европе. Кислотность раствора измеряется так называемым водородным показателем pH, который у кислых растворов имеет значения меньше 7. У атмосферных осадков в доиндустриальную эпоху было $pH = 5,2 - 5,6$, у чистых природных вод — 5,7. Теперь на северо-востоке США у осадков $pH = 4,2$ (а в нижних слоях облаков даже 3,6–2,6), а в Западной Европе — $pH = 4 - 3,3$. В Лос-Анджелесе при смоге отмечалось значение $pH = 2$ (это кислотность лимонного сока), а во время трагического лондонского смога 1952 г. по реконструкциям было $pH = 1,6$.

Кислые дожди, особенно в сочетании с повышенными концентрациями SO_2 , угнетают растительность: при них устьица листьев и хвои, через которые происходит газо- и водообмен, открываются, происходит усиленное испарение, и растение засыхает ("физиологическая засуха"). Так пострадали уже значительные площади хвойных лесов (но еще в 100 раз сильнее реагируют лишайники, что делает их индикаторами сернокислых загрязнений). Подкисление угнетает и рыбу, и в реках южной Норве-

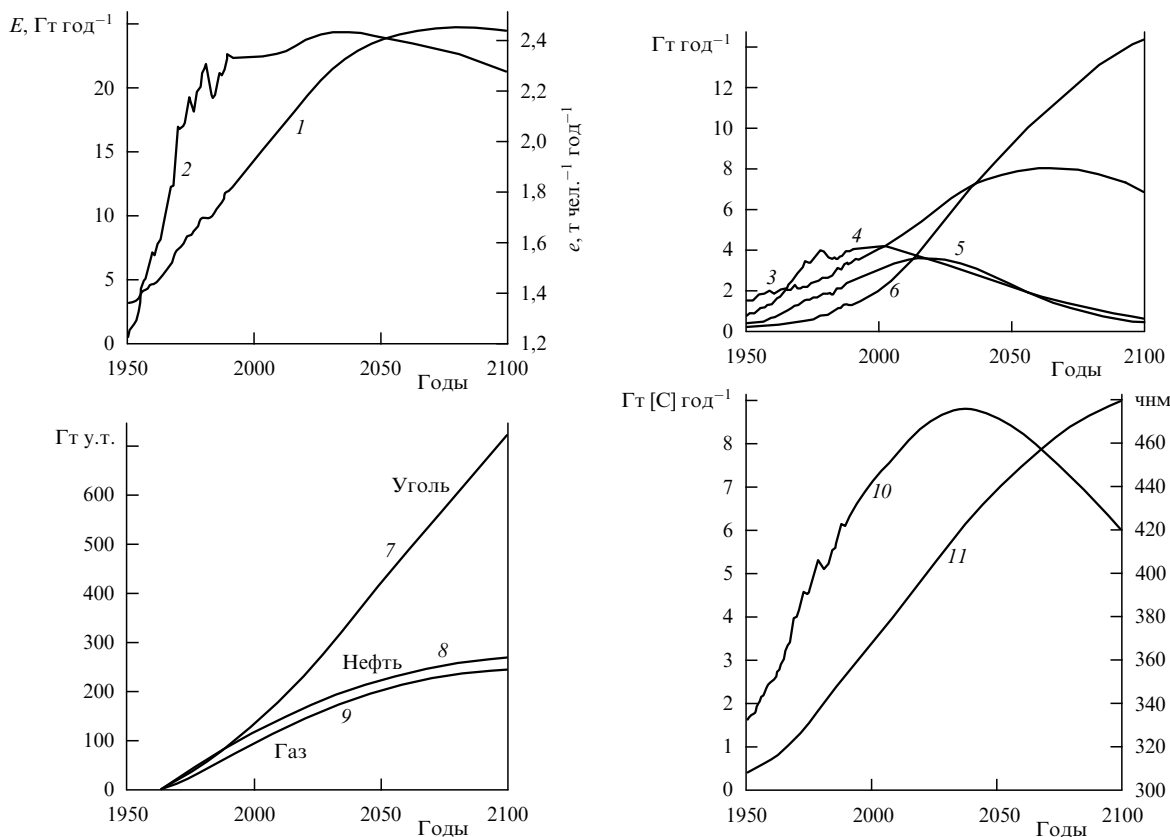


Рис. 17. Современное состояние и прогноз на столетие развития мировой энергетики [111]: 1 — полное производство энергии; 2 — удельное потребление на душу населения; 3, 4, 5, 6 — структура потребления коммерческой энергии (твердое топливо, жидкое, газ, другие источники); кумулятивное потребление энергии, начиная с 1990 г. (7, 8, 9 — уголь, нефть, газ); 10 — эмиссия CO_2 ; 11 — атмосферная концентрация CO_2 .

гии, в начале века славившихся промыслом лососевых, в 1970 г. не было выловлено ни одной лососевой рыбы. Наконец, сернокислотное загрязнение действует разрушающим образом на сооружения из мрамора и известняка. Во Флоренции пришлось убрать с площади в закрытое помещение оригинал "Давида" Микеланджело Буонарроти, на Акрополе в Афинах разрушается великолепный Парфенон, в Риме — Коллизей и арка Тита, в Венеции — собор Св. Марка, в Лондоне — обелиск Клеопатры, в Кельне — знаменитый готический собор и т.п.

9. *Промышленная пыль* образуется прежде всего на предприятиях горнодобывающей промышленности как на открытых карьерах, где происходит погрузка угля или руд экскаваторами в грузовики, так и добыча в шахтах и рудниках, около которых образуются горы пустой породы — терриконы. Немалый вклад вносят цементные заводы, на которых для получения каждой тонны цемента требуется тонко размолоть не менее трех тонн исходной породы, а ведь в мире производится не менее полумиллиарда тонн цемента в год. Эти два вида промышленности, вместе с дымом металлургических заводов, дают не менее $0,045 \text{ Гт год}^{-1}$ промышленной пыли, дыма и золы.

Согласно результатам, изложенным в статье [100], сульфатный аэрозоль рассеивает около 3% прямой солнечной радиации, из них 15–20% обратно в космос, что составляет всего 0,5%, а при средней облачности 0,5 — только 0,2–0,3% от солнечной радиации, достигающей поверхности Земли. Последняя имеет мощность порядка 200 Вт м^{-2} , так что антипарниковый эффект получается равным $0,4\text{--}0,6 \text{ Вт м}^{-2}$, а в северном полушарии с его развитой промышленностью около 1 Вт м^{-2} . Эта величина сравнима с парниковым эффектом $1,5 \text{ Вт м}^{-2}$ антропогенного прироста CO_2 (но меньше, чем $2\text{--}2,5 \text{ Вт м}^{-2}$ от всех антропогенных парниковых газов). Более детальные расчеты дали антипарниковый эффект более 2 Вт м^{-2} для востока США и до 4 Вт м^{-2} для Европы и Ближнего Востока, но в среднем для всего северного полушария получилось $1,1 \text{ Вт м}^{-2}$ (заметим, что эффекты аэрозоля и парниковых газов не "аннигилируют" друг друга, так как они разнесены в пространстве и времени: первый максимален в северном полушарии и летом и действует, конечно, только днем, второй же распределен более равномерно).

Полученные оценки антипарникового эффекта аэрозоля невелики. Но не будем спешить с выводом о его незначительности, так как нужно еще рассмотреть эффект сильных (хотя и редких) вулканических извержений. Они всегда поражали воображение людей своей неодолимостью. Еще около 1250 г. до н.э. взрыв вулкана Санторин уничтожил дворцовый ансамбль Кносс, центр военно-морской минойской цивилизации на о. Крит, оставив потомкам лишь легенду о гибели Атлантиды. В 79 г. до н.э. извержение Везувия уничтожило римские города Геркуланум и Помпею, покрыв их многометровым слоем вулканического пепла. В августе 1883 г. взрыв вулкана Кракатау (Индонезия) забросил в атмосферу на высоты до 80 км около 20 км^3 вулканических продуктов, после чего на всей Земле несколько лет наблюдались особенно красные зори (еще более сильное извержение Тамборы, Индонезия, апрель 1815 г., выброс 150 км^3 горных пород, не произвело такого впечатления, — вероятно, из-за низкого уровня информатизации общества того времени). В августе 1902 г. извержение

вулкана Мон-Пеле сожгло на Мартинике город Сен-Пьер с 26 000 жителей. В июне 1912 г. взрыв вулкана Катмай на Аляске был сравнимым по силе со взрывом Кракатау.

Впечатления от этих событий привели В. Хемфриса (1913, 1929 гг.) к гипотезам о том, что после сильных вулканических взрывов развиваются глобальные похолодания, и даже, что ледниковые периоды последнего миллиона лет истории Земли были созданы усилениями глобального вулканизма (вторая из этих гипотез не имела совершенно никаких оснований, так как интенсивность глобального вулканизма определяется тектоническими процессами, характерные времена которых на два-три порядка превышают длительности ледниковых периодов). По вопросу о влиянии вулканизма на климат даже теперь публикуются специальные книги, например [112, 107].

Во второй половине XX столетия после некоторых сильных извержений (Агунг, 1963; Фуэго, 1974; Св. Елены, 1980; Эль Чичон, 1982 и др.) были произведены специальные аэрозольные измерения, и вулканические индексы сопоставлялись с зонально или глобально осредненными температурами воздуха (см., например, работы [113, 114]). Но результаты получались противоречивые, возможно, из-за ненадежности осреднения температур, и лишь после извержения Пинатубо, 1991 г., Хансену и др. [9] удалось уверенно зафиксировать глобальное похолодание, так что период 1992–1995 гг. они назвали "возвращением к уровню до-Пинатубо".

Теперь, по-видимому, можно считать, что *сильные извержения вносят существенный вклад в "вибрации климата"*, упомянутые во введении и показанные на рис. 2.

Но и после самых сильных из известных извержений межоблачная атмосфера остается относительно прозрачной: мы видим звезды, а со спутников на поверхности Земли видны не только очертания континентов, но и многие детали (с размерами иногда чуть ли не до метров). Полностью замутнить земную атмосферу могла бы только катастрофа космических масштабов.

Замутненные атмосферы обнаруживаются в Солнечной системе лишь у Венеры, Урана и Титана. На Венере это очень мощный и непрозрачный слой очень разреженного тумана на высотах 48–67 км из микронных капелек водного раствора серной кислоты, похожих на стратосферный сульфатный аэрозоль (но более крупных). Надоблачный слой водородно-гелиевой атмосферы Урана (с 2%-ной примесью метана) содержит полупрозрачную дымку из субмикронных частиц, сквозь которую просвечивают светлые зоны и темные пояса облаков на уровнях с давлениями 0,9–1,3 атм (из кристалликов метанового льда), типичные для зональной циркуляции на быстро вращающихся планетах. У четырнадцатого спутника Сатурна — гигантского Титана (больше Меркурия) имеется непрозрачная атмосфера из азота с 6% метана и малыми примесями, причем радиопросвечивание обнаружило в ней трехслойную дымку из субмикронных частиц, а давление и температура на ее дне оказались равными 1,6 атм и около 95 К: эта атмосфера оказалась и мощной, и очень холодной.

Тонкая атмосфера Марса обычно прозрачна, и в ней иногда видны небольшие облачка — желтые (пылевые) и голубые (водные). Еще в 1909 г. Антониади отметил, что желтые облака должны развиваться особенно интенсивно, когда Марс находится около перигелия своей

орбиты (марсианский год составляет 1,88 земного года). Это подтвердилось более поздними сводками наблюдений [115, 116]. Наклон оси вращения Марса к плоскости его орбиты в современную астрономическую эпоху таков, что около перигелия его орбиты (когда инсоляция на 20 % больше средней) наступает лето в его южном полушарии, южная полярная шапка интенсивно тает, и атмосфера быстро перетекает на зимнюю северную полярную шапку, создавая сильные ветры и поднимая с поверхности пыль. При этом иногда развиваются глобальные пыльные бури (их образование не строго периодически, а скорее циклично — даже в большей мере, чем у южно-азиатских муссонов на Земле). Условия для наблюдения этого процесса с Земли особенно благоприятны во времена так называемых великих противостояний, когда Земля находится с той же стороны от Солнца, что и Марс, и на минимальном расстоянии от него, причем весь его диск освещен Солнцем. Такое расположение повторяется каждые 15 или 17 лет.

Во время великого противостояния в ноябре 1971 г. к Марсу подлетали космические аппараты "Маринер-9", а затем "Марс-2" и "Марс-3", и присланные ими телеизображения показали, что весь Марс был закрыт атмосферной пылью, сквозь которую просвечивались только вершинные кальдеры гигантских щитовых вулканов области Тарсис с высотами более 20 км. Эта пыльная буря продолжалась около четырех месяцев. Более поздние измерения при помощи посадочных аппаратов показали, что температура поверхности под бурей падает на 10–15 градусов, и температура воздуха выравнивается по вертикали.

Развитие глобальной пыльной бури на Марсе может служить моделью для некоторых сторон возможных катаклизмов на Земле. Развитие такой бури, начиная с подъема пыли в атмосферу ("сальтации", т.е. сдувания ветром, и конвективных микросмерчей "пыльных дьяволов", красочно описанных А. Блоком в пьесе "Король на площади") и до процессов саморазвития (включая антипарниковое выхолаживание под пылевыми облаками, циркуляций между их холодными ядрами и теплыми перифериями и возникновение "термического ветра"), было проанализировано в работах Голицына [117, 64, 79] и других авторов [118–133].

В работе [79] температуры во время пыльной бури были рассчитаны при помощи оценочных формул (5.4), в которых было положено $k = 1$, а невозмущенные значения $a_s = 0,76$ и $D = 0,76$ были умножены на $\exp(-r_s \Delta \tau_s)$ и $\exp(-r \Delta \tau)$, где $\Delta \tau_s$ и $\Delta \tau$ — приращения оптических толщин для солнечной и тепловой радиации, а r_s и $r = 1,66$ — коэффициенты диффузности, причем $\tau_s \approx 4\tau$. Полученные зависимости T_a и T_s от $\Delta \tau$ представлены на рис. 18а, который показывает, что при $\Delta \tau > 0,2$ имеет место антипарниковый эффект.

Катастрофическое замутнение земной атмосферы, упоминавшееся выше, могла бы создать ядерная война. Известно, что правительства двух сверхдержав, пораженные катастрофическим дефицитом научного мышления, накопили сообща 20 млрд тонн "ядерной взрывчатки" (в тротиловом эквиваленте) — количество, достаточное для многократного уничтожения всего живого на Земле. Но, может быть, еще не всем известно, что даже без радиоактивности в атмосфере, замутненной тысячами мегатонных взрывов, может развиваться катастрофическое похолодание (возможно, необратимое) из-за

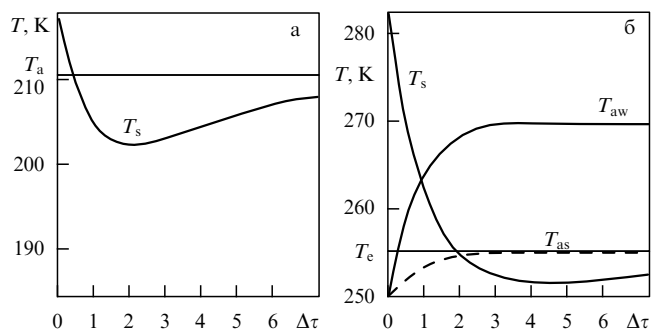


Рис. 18. (а) Зависимости T_s и T_a от оптической толщины $\Delta \tau$ слоя пыли для тепловой радиации при марсианской пыльной буре [79]. (б) То же после ядерной войны [143]: $T_{ас}$ — температура атмосферы над сушей, T_{aw} — температура атмосферы над океаном.

антипарникового эффекта — так называемая "ядерная зима".

Первой специальной публикацией на эту тему была, по-видимому, статья Крутцева и Биркса (1982 г.) [134]. За ней последовали серии работ Голицына с соавторами [79, 135–144], группы Моисеева [145–156], других российских авторов [22, 26, 157–161] и зарубежных авторов [162–168].

По поводу этой библиографии следует высказать несколько замечаний. После банкротства политики нераспространения "ядерной взрывчатки" (характерного для современного общества "золотого миллиарда") чрезмерная сдержанность оценок климатической катастрофы в работе пяти американских специалистов ТТАР [162] может быть опасной. Более реалистическими представляются оценки работ [79, 143], в которых выведены и использованы оценочные формулы (5.4) при условии $\tau_s \approx 10\tau$, соответствующем дымовому аэрозолю "ядерной зимы". Антипарниковый эффект такого аэрозоля оказывается больше 30 °С, т.е. он практически полностью аннулирует эффект парниковых газов.

В работах [147, 163] для расчетов "ядерной зимы" были построены специальные численные модели климатической системы. Результаты таких расчетов, просуммированные в работе [149], включают вывод о необратимости состояния "белой Земли", создаваемого "ядерной зимой", вследствие увеличения планетарного альbedo и потери парникового эффекта водяного пара из-за его вымораживания (хотя, вообще говоря, формального доказательства устойчивости того или иного состояния моделируемой системы численные модели дать не могут). Наконец, отметим обстоятельный двухтомный сборник статей, изданный Международным комитетом по окружающей среде [167], и научно-популярную книгу Лидии Дотто [168].

Природную модель "ядерной ночи" мог бы создать "импакт" — падение на Землю очень большого метеорита, скажем, размером порядка 10 км. Альварец и др. [169] высказали гипотезу, что такой "импакт" имел место 65 млн лет назад, создав границу между мезозойской и кайнозойской эрами и, в частности, приведя к гибели динозавров: на некоторых геологических разрезах они обнаружили тонкую прослойку глины с таким возрастом, обогащенную иридием. Ряд свидетельств в пользу гипотезы Альвареца собран в статье [143], с другой стороны, в нашей книге [170] излагаются противоположные сведения — о непрерывности развития жизни, в том

числе непрерывности образования, расцвета и вымирания различных форм живых организмов. Однако решающих суждений о гипотезе Альвареса следует ожидать не от климатологов, а от геологов и палеонтологов.

Список литературы

- Manley G *Quart. J. R. Met. Soc.* **79** 242 (1953)
- Manley G *Quart. J. R. Met. Soc.* **100** 389 (1974)
- Bradley R S, Jones P D *The Holocene* **3** 387 (1993)
- Монин А С, Шишков Ю А *История климата* (Л.: Гидрометиздат, 1979)
- Полн. собр. русск. летописей* Т. 14, Ч. I (СПб, 1910) с. 55
- Монин А С, Шишков Ю А *Науки о Земле* (М.: Знание, 1990) Вып. 7
- Hansen J, Lebedeff S *J. Geophys. Res.* **92** 13.345–13.372 (1987)
- Hansen J, Lebedeff S *J. Geophys. Res. Lett.* **15** 323 (1988)
- Hansen J, Ruedy R, Sato M, Reynolds R *Geophys. Res. Lett.* **23** 1665 (1996)
- Jones P D, Wigley T M L, Gregory J M "Trend 93" 975 (Oa. Ridge, 1994)
- Lorenz E N *J. Atm. Sci.* **20** (5) 448 (1963)
- Lorenz E N *Met. Monogr.* **30** 1 (1968)
- Lorenz E N *J. Appl. Met.* **9** 325 (1970)
- Монин А С *Вращение Земли и климат* (Л.: Гидрометиздат, 1972)
- Монин А С *Введение в теорию климата* (Л.: Гидрометеиздат, 1982)
- Монин А С *Доклады РАН* **328** 395 (1993)
- The Phys. Basis of Climate and Climate Modelling* Ser. 16 (GARP Publ., 1975)
- Монин А С, Гаврилин Б Л *Гидродинамический прогноз погоды* (Л.: Гидрометиздат, 1977) с. 56
- Китинг М *Программа действий Публ. ц. "За наше общее будущее"* (Женева, 1993)
- Kutzbach J E, Bryson R A *J. Atm. Sci.* **31** 1958 (1974)
- Федоров Е Е, Баранов А И *Климат равнины ЕТС в погодах* (М.–Л., 1949)
- Кондратьев К Я *Итоги науки и техники. Сер. метеорол. климатол.* Т. 6, (1981), Т. 8 (1982), Т. 16 (1986)
- Кондратьев К Я *Спутниковая климатология* (Л., 1983)
- Кондратьев К Я, Москаленко Н И *Итоги науки и техники. Сер. метеорол. климатол.* Т. 12 (1984)
- Кондратьев К Я, Прокофьев М А *Итоги науки и техники. Сер. метеорол. климатол.* Т. 11 (1983)
- Кондратьев К Я *Глобальный климат и его изменения* (Л.: Наука, 1987)
- Willson R C, Gulkis S et al. *Science* **211** 700 (1981)
- Wood R M *Nature* (London) **255** 312 (1975)
- Прокудина В С *Сообщ. ГАИИШ* 44 (1978)
- Авсюк Ю Н *Приливные силы и природные процессы* (М.: ОИФЗ РАН, 1996)
- Landsberg H E, Mitchell J M, Gruntcher H L *Monthly Weather Rev.* **87** (8) (1959)
- Brier G W *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **95** art. 1 (1961)
- Колесникова В Н, Монин А С *Метеорол. иссл.* **16** 30 (1968)
- Вулис И Л, Монин А С *ДАН СССР* **197** (2) 328 (1971)
- Vulis I L, Monin A S *Tellus* **13** (4–5) 337 (1971)
- Монин А С *Ранняя геологическая история Земли* (М.: Недра, 1987)
- McDonald J F *Rev. Geophys.* **2** (4) 467 (1964)
- Milankovich M *Glas. Srpske K. Akad. Belgrad* **91** 101 (1913)
- Milankovich M *Bull. Trav. Akad. Sci. Zagreb* (1915)
- Milankovich M *Theorie math. des phenomenes therm. produits par la radiation solaire, Ac. Yougoslave Sci. Arts Zagreb* (1920)
- Milankovich M *Bull. Ac. R. Serbe Sci. Math. nat. Belgrade A* **4** (1938)
- Milankovich M *Handb. Geophys. Berlin* **9** 593 (1938)
- Миланкович М *Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата* (М.–Л.: ГОНТИ, 1939)
- Milankovich M *Canon der Erdbestrahlung und seine Anwend. auf das Eiszeitenproblem Beograd* (1941)
- Воробьев В И, Монин А С *Физ. атмос. и океана* **11** (9) 383 (1975)
- Вулис И Л, Монин А С *ДАН СССР* **242** 1034 (1978)
- Вулис И Л, Монин А С *Физ. атмос. и океана* **15** (1) 3 (1979)
- Монин А С *ДАН СССР* **249** (2) 319 (1979)
- Шараф Ш Г, Будникова Н А *Бюлл. ИТА* **11** (4) 231 (19967)
- Шараф Ш Г, Будникова Н А *ДАН СССР* **182** (2) 291 (1968)
- Шараф Ш Г, Будникова Н А *Бюлл. ИТА* **14** 48 (1969)
- Bretagnon P *Astron. Astrophys.* **30** 141 (1974)
- Berger A *Celes. Mech.* **15** (1) (1977)
- Woldstedt P *Das Eiszeitalter Stuttgart* **1** (1954)
- Murray B, Malin M *Science* **179** 997 (1973)
- Murray B, Ward W, Young S *Science* **180** 638 (1973)
- Ward W *Science* **181** 260 (1973)
- Ward W *J. Geophys. Res.* **79** 3375 (1974)
- Шараф Ш Г, Будникова Н А *ДАН СССР* **221** (1) 64 (1975)
- Шараф Ш Г, Будникова Н А *Тр. ИТА* **16** (1977)
- Голицын Г С *ДАН СССР* **190** (2) 326 (1970)
- Голицын Г С *Icarus* **13** (1) 1 (1970)
- Голицын Г С *Физ. атмос. и океана* **7** 974 (1971)
- Голицын Г С *Введение в динамику планетных атмосфер* (Л.: Гидрометиздат, 1973)
- Зилитинкевич С С, Монин А С *Физ. атмос. и океана* **9** 871 (1973)
- Зилитинкевич С С, Монин А С *ДАН СССР* **226** 1311 (1976)
- Зилитинкевич С С, Монин А С *Глобальное взаимодействие атмосферы и океана* (Л.: Гидрометиздат, 1977) с. 23
- Monin A S, Zilitinkevich S S *J. Atm. Sci.* **34** 1214 (1977)
- Кузнецов Е С *Изв. АН СССР Сер. геогр. геофиз.* **5** (1943)
- Кузнецов Е С *Изв. АН СССР Сер. геогр. геофиз.* **4** (1954)
- Кондратьев К Я *Лучистая энергия Солнца* (Л.: Гидрометиздат, 1954)
- Kondratyev K Ye *Radiation in the Atmosphere* (New York: Acad. Press, 1969)
- Kondratyev K Ye *Radiation processes in the atmosphere WMO Monograph* **39** (1972)
- Соболев В В *Рассеяние света в атмосферах планет* (М.: Наука, 1972)
- Grutzen P J *Can. J. Chem.* **52** 1569 (1974)
- Stolarski R S, Cucerone R J *Can. J. Chem.* **52** 1582 (1974)
- Nicolet M *Can. J. Chem.* **52** 1381 (1974)
- McConnell J C *Can. J. Chem.* **52** 1625 (1974)
- Golitsyn G S, Ginsburg A S *Tellus* **378** 173 (1985)
- Bolle H J, in *Handl. of Environ. Chem.* Vol. 1 (Berlin, 1982) p. 131
- Кондратьев К Я, Москаленко Н И *Тепловое излучение планет* (Л.: Гидрометеиздат, 1977)
- Goody R M *Atmospheric Radiation* (Oxford: Univ. Press, 1964)
- Manabe S, Strickler R J *Atm. Sci.* **21** (4) 361 (1964)
- Manabe S, Wetherald R T *J. Atm. Sci.* **24** (2) 211 (1969); **32** (1) 3 (1975); **37** (1) 99 (1980)
- Зуев В Е и др. *Оптика и спектроскопия* **25** (1) 36 (1968)
- Зуев В Е *Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере* (М.: Сов. Радио, 1970)
- Wong W S, Yung J L, Lacin A A et al. *Science* **194** 685 (1976)
- Ramanathan V, Coakley J A *Rev. Geophys. Space Phys.* **6** 465 (1978)
- Ramanathan V, Lian M S, Cess R D *J. Geophys. Res.* **84** 4949 (1979)
- Ramanathan V, Cicerone R S, Singh H B, Kiehl J T *J. Geophys. Res.* **D 90** 5547 (1985)
- Гинзбург А С *Физ. атмос. и океана* **18** 1262 (1982)
- Фейгельсон Е М *Лучистый теплообмен и облака* (Л.: Гидрометеиздат, 1970)
- Гинзбург А С, Фейгельсон Е М *Физ. атмос. и океана* **7** 377 (1971)
- Монин А С *ИАН. Сер. геофиз.* **4** 761 (1952)
- Дейрменджан Д *Рассеяние электромагнитного излучения сферическими частицами* (М.: Мир, 1971)
- Goody R M *Atmospheric Radiation* (Oxford: Clarendon Press, 1964)
- Кондратьев К Я (ред.) *Влияние аэрозоля на перенос излучения: возможные климатические последствия* (Л.: Изд-во ЛГУ, 1973)
- Кондратьев К Я, Москаленко Н И, Поздняков А Н *Атмосферный аэрозоль* (Л.: Изд-во ЛГУ, 1983)
- Кондратьев К Я *Итоги науки и техники. Сер. метеорол. климатол.* **10** (1983)
- Charlson R J, Wigley T M L *Sci. Am.* **270** (2) 48 (1994)
- Simkin T et al. *Volcanoes of the World, Smithsonian Inst.* (1981, suppl. 1985)

102. Simkin T et al. *Global volcanism 1975–1985* (Washington: Amer. Geophys. Union, 1989)
103. Newhall C G, Self S J. *Geophys. Res.* **87** 1231 (1982)
104. Handler P, O'Neill B J. *Geophys. Res.* **92** 14621 (1987)
105. Lenoble J et al. *J. Atm. Sci.* **39** 2565 (1982)
106. Deschamps P J et al. *Adv. Space Res.* **2** (5) 171 (1985)
107. Хмелевцов С С (ред.) *Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли* (Л.: 1986)
108. Roser J M, Hofmann D J *Appl. Opt.* **25** (3) 410 (1996)
109. Монин А С, Шишков Ю А *Науки о Земле* (М.: Знание, 1991) Вып. 6
110. Монин А С *Экология для всех* (Москва–Пермь, 1995)
111. Сныгин С Ю, Клименко В В, Федоров М В *Доклады РАН* **336** (4) 476 (1994)
112. Кондратьев К Я *Итоги науки и техники. Сер. метеорол. климатол.* **14** (1985)
113. Angell J K, Korshover J *Month. Weather Rev.* **112** 1457 (1984); *J. Clim. Appl. Meteorol.* **24** 937 (1985)
114. Schönwiese C D *Atmosfera* **1** 141 (1988)
115. Gifford F A *Month. Weather Rev.* **92** (18) 135 (1964)
116. Glasstone S *The book of Mars NASA Publ.* (1968)
117. Golitsyn G S *Icarus* **18** (2) 113 (1973)
118. Gierasch P, Goody R *Planet Space Sci.* **16** 615 (1968)
119. Leovy C B, Mintz Y J. *Atm. Sci.* **26** 1167 (1969)
120. Sagan C, Pollack J B *Nature* (London) **223** 791 (1969)
121. Sagan C, Veverka J, Gierasch P *Icarus* **15** (2) 253 (1971)
122. Gierasch P, Goody R J. *Atm. Sci.* **29** (2) 400 (1972)
123. Capen C F, Martin L J *Ski a. Telescope* **49** (5) 276 (1972)
124. Leovy C B et al. *Icarus* **17** (2) 373 (1972)
125. Мороженко А В *Астрон. циркуляр* **683** 1 (1972)
126. Steinbacher R H et al. *Science* **175** (21) 293 (1972)
127. Hess S L *Planet Space Sci.* **21** (1973)
128. Кондратьев К Я, Бунакова А М *Метеорология Марса* (Л.: 1973)
129. Кондратьев К Я и др. *ДАН СССР* **211** (4) 801 (1973)
130. Cierasch P *Rev. Geophys. Space Phys.* **12** 730 (1974)
131. Pollack J B et al. *J. Geophys. Res.* **84** 2929 (1979)
132. Ryan J A, Henry R M J. *Geophys. Res.* **84** 2821 (1979)
133. Zurek R W *Icarus* **50** 288 (1982)
134. Crutzen P J, Birks J W *Ambio* **11** 115 (1982)
135. Обухов А М, Голицын Г С *Земля и Вселенная* (6) 5 (1983)
136. Голицын Г С *Вестник АН СССР* **9** 57 (1983)
137. Голицын Г С, Гинзбург А С, Препринт ИФА АН СССР (М.: ИФА АН СССР, 1983)
138. Обухов А М, Голицын Г С, в сб. *Мир и Разоружение* (М., 1984)
139. Голицын Г С *Природа* (6) 22 (1985)
140. Будыко М И, Голицын Г С, Израэль Ю А *Глобальные климатические катастрофы* (Л.: Гидрометеиздат, 1985)
141. Ginsburg A S, Golitsyn G S, Vasiliev A A *SIPRI Year book* 107 (1985)
142. Golitsyn G S, Phillips N A *Rep. WMO Geneva* (1985); *World Climate Pap.* **113** 17 (1986)
143. Голицын Г С, Гинзбург А С, в сб. *Климатические и биологические последствия ядерной войны* (М., 1986) с. 100
144. Turco R P, Golitsyn G S *Environment* **30** (5) 8 (1988)
145. Александров В В и др. *Изв. АН СССР Сер. Физ. атмос. океана* **19** 451 (1983)
146. Alexandrov V V, Stenchikov G L *Proc. Appl. Math. Comput. Center AS USSR* (1983)
147. Александров В В, Стенчиков Г Л *ЖРММФ* **14** (140–144) (1984)
148. Thompson S L, Alexandrov V V et al. *Ambio* **13** 236 (1984)
149. Моисеев Н Н, Александров В В, Тарко В П *Человек и биосфера* (М.: Наука, 1985)
150. Стенчиков Г Л *Сообщ. Прикл. Мат. ВЦ АН СССР* (1985)
151. Александров В В, Стенчиков Г Л *ДАН СССР* **282** 1324 (1985)
152. Stenchikov G L *Proc. Appl. Math. Comput. Center AS USSR* (1985)
153. Stenchikov G L, Carl P *Prepr. AS GDR* (1985)
154. Стенчиков Г Л *Природа* (6) 39 (1985)
155. Свирежев Ю М *Природа* (6) (1985)
156. Стенчиков Г Л, в сб. *Климатические и биологические последствия ядерной войны* (М., 1986) с. 66
157. Израэль Ю А *Метеорол. и гидрол.* (10) 5 (1983)
158. Израэль Ю А, Петров В Н, Северов Д А *Метеорол. и гидрол.* (9) 5 (1983)
159. Израэль Ю А *ДАН СССР* **281** 821 (1985)
160. Израэль Ю А, в сб. *Климатические и биологические последствия ядерной войны* (М., 1986) с. 46
161. Кондратьев К Я, Байбаков С Н, Никольский Г А *Наука в СССР* (2) 2; (3) 3 (1985)
162. Turco R P, Toon O D, Ackerman T P et al. *Science* **222** 1282 (1983)
163. Covey C, Schneider S H, Thompson S L *Nature* (London) **308** 21 (1984)
164. Crutzen P J, Galbally L E, Brühl C *Clim. Change* **6** 323 (1984)
165. Schneider S H *Britanica book* 27 (1985)
166. Cattor W R *American scientist* **73** 275 (1985)
167. *SCOPE 28 Environmental Consequences of Nuclear War* (J Wiley & Sons Chichester V K, 1985) Vol. 1, 2
168. Dotto L *Planet Earth in Jeopardy* (J. Wiley & Sons, 1986)
169. Alvarez E W et al. *Science* **208** (4448) 613 (1980)
170. Монин А С *История Земли* (Л.: Наука, 1977)

Climate as a problem in physics

A.S. Monin, Yu.A. Shishkov

P.P. Shirshov Inst. Oceanology, Russian Academy of Sciences
ul. Krasikova 23, 117218 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 129-08 18
Fax (7-095) 124-59 83

The logical fundamentals of the theory of climate are outlined: (1) The climate system OLA (Ocean – Land – Atmosphere) is defined; (2) Analogous to the theory of turbulence, the notion of climate is defined as a multicomponent random function in the OLA space-time (or, equivalently, as a statistical ensemble of states the OLA system passes through in a period of several decades); (3) The solar climate — i.e. the distribution of solar radiation in the upper atmosphere — is determined, to be employed as the boundary condition for the OLA system; (4) 'Horizontal' heat and mass transfer processes between the equatorial and polar zones are described; (5) The 'vertical' processes of radiative-convective heat and mass transfer, in particular the 'green house effect' of water vapour and small gas admixtures, are discussed; (6) The 'vertical' radiative heat transfer processes in an aerosol-containing atmosphere is considered, including the 'anti-green house effect' of volcanic and smoke aerosols, and the 'nuclear night' and 'nuclear winter' scenarios.

PACS numbers: **89.60. + x**, **92.60. – e**, 92.60.Ry, **92.90. + x**

Bibliography — 170 references

Received 11 October 1999, revised 31 January 2000