



Г.С. Голицын

ВВЕДЕНИЕ
В ДИНАМИКУ
ПЛАНЕТНЫХ
АТМОСФЕР

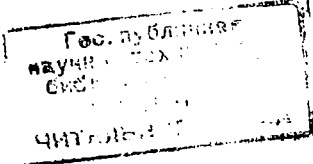


Г. С. Голицын

ВВЕДЕНИЕ
В ДИНАМИКУ
ПЛАНЕТНЫХ
АТМОСФЕР



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1973



Книга посвящена общей теории движений в атмосферах планет, развитой на основе последовательного использования методов теории подобия и размерности, дополненных энергетическими и термодинамическими соображениями. Обсуждаются причины и характер движений самого различного масштаба, описываются наблюдательные, численные и лабораторные методы исследований метеорологических полей, дается обзор астрономических характеристик и атмосферных параметров различных планет солнечной системы.

На основе общей теории выводятся оценки средней скорости ветра, разностей температур в атмосфере и других характеристик атмосферной циркуляции и климата для различных планет, а также атмосферы Солнца. Описывается строение пограничных слоев атмосфер Марса и Венеры, обладающих рядом специфических особенностей по сравнению с земными слоями. Дается обзор данных наблюдений о пыльных бурях на Марсе и представлены качественные гипотезы об их возникновении и дальнейшей эволюции.

Книга рассчитана на метеорологов, астрономов, специалистов по космическим исследованиям и гидромеханике.

The book describes a new general theory of circulation in planetary atmospheres developed on the basis of consistent use of similarity and dimensional arguments supplemented with energetical and thermodynamical considerations. The causes and character of motions of various scales are discussed, observational, numerical and laboratory methods of studies of meteorological fields are described, a review is presented of astronomical and atmospheric parameters for different planets of the solar system.

Using the general approach estimates are obtained for the mean wind velocity, temperature difference in the atmosphere and for some other characteristics of atmospheric circulation and climate for various planets as well as for the atmosphere of the Sun. The structure of the boundary layers is described for the atmospheres of Mars and Venus which have some specific peculiarities in comparison with the one in the Earth atmosphere. Observational data on the martian dust storms are discussed and some qualitative hypotheses are presented on their origin and evolution.

The book will be of interest for meteorologists, astronomers, specialists on space studies and fluid mechanics.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Развитие исследований планет солнечной системы наземными и космическими методами настоятельно требует от метеорологов ответов на такие вопросы, как вертикальное и горизонтальное распределение температуры в атмосфере планеты, оценка скоростей ветров и их распределение в пространстве и времени, структура порывов ветра и его распределение в пограничном слое атмосферы и целый ряд других. Среди этих проблем решающей является проблема общей циркуляции, как наиболее сложная и наименее понятая. Если бы в каком-то приближении ее удалось решить, то, используя опыт геофизической гидродинамики, с той или иной степенью уверенности можно было бы судить о многих характеристиках более мелкомасштабных движений.

Состояние проблемы общей циркуляции и ее трудности для земной атмосферы прекрасно изложены в книге Лоренца (1967). Теория общей циркуляции является основой долгосрочного прогноза погоды и полной теории климата.

Основным рабочим методом этой теории являются численные эксперименты по моделированию поведения атмосферы при заданных притоках тепла. Этот метод начал применяться и для исследования циркуляции атмосфер других планет, а именно Марса и Венеры.

Однако, как и всякие экспериментальные методы, численные эксперименты, требующие пока очень больших затрат труда и средств, не дают общего подхода к проблеме. Вместе с тем на построение какой-то, пусть очень упрощенной, но общей аналитической теории циркуляции надежд слишком мало (см. Лоренц, 1967), особенно если стремиться к описанию пространственно-временной ее структуры. Но если ограничиться желанием получить лишь некоторые средние глобальные характеристики общей циркуляции, то на этом пути можно надеяться на успех, используя общие методы теории подобия и размерности. Такая теория и была создана автором в конце 60-х — начале 70-х годов. Она дает возможность естественным образом на основе лишь внешних астрономических факторов и атмосферных свойств планет классифицировать циркуляции планетных атмосфер, а в ряде случаев получить важные конкретные результаты.

Изложению этой теории, доведенной к настоящему времени до некоторой степени завершения, и применению ее к различным планетам и атмосфере Солнца посвящена основная часть книги. Выводы теории сравниваются, где это возможно, с результатами наблюдений и численных экспериментов.

Знание характеристик общей циркуляции, в частности среднего ветра, позволяет судить и о структуре пограничного слоя на Марсе и Венере на основе общей теории подобия, развитой трудами А. М. Обухова, А. С. Мошнина и их сотрудников. Естественным образом получаются также оценки характеристик турбулентных флуктуаций полей скорости и температуры в атмосферах других планет, что важно для некоторых технических приложений.

Таким образом, последовательное использование методов теории подобия и размерности является характерным практически для всех вопросов, рассматриваемых в книге, за исключением проблемы глобальных пыльных бурь на Марсе, которая несколько отличается по методике своего исследования. Как известно, грандиозная пыльная буря на Марсе, начавшаяся в сентябре 1971 г. и окончившаяся лишь к середине января 1972 г., пришлось на период исследований Марса с помощью автоматических станций «Марс-2», «Марс-3» и «Маринер-9». Ввиду важности вопроса и с целью привлечения внимания метеорологов к этой труднейшей и интереснейшей проблеме автор счел необходимым включить в книгу краткий обзор данных наблюдений и свои соображения по поводу зарождения, развития и затухания пыльных бурь.

Гидродинамика планетных атмосфер быстро развивается, вызывая широкий интерес метеорологов, специалистов по физике атмосферы, астрономов, представителей науки о космосе. Появляется все больше научных публикаций. Поэтому в книге приводится также библиография наиболее важных, с точки зрения автора, работ по данному вопросу, вышедших к весне 1972 г.

Название книги может показаться слишком широким, поскольку многие вопросы атмосферной динамики изложены здесь очень кратко или не затрагиваются совсем. Однако если читатель знаком с обычной гидродинамикой, то представленный материал действительно можно рассматривать как введение в динамику планетных атмосфер, поскольку мы даем анализ наиболее простых и, так сказать, первичных свойств динамических уравнений и делаем выводы, пользуясь лишь теорией подобия и размерности. Аналитические и численные расчеты пространственно-временной картины атмосферных течений, очевидно, являются следующим логическим этапом в исследовании движений планетных атмосфер, хотя внутренняя логика изложения предмета не всегда совпадает с реальными этапами развития самой науки и описанный здесь элементарный анализ общей циркуляции был сделан гораздо позже многих численных экспериментов и модельных аналитических расчетов.

Все необходимые теоретические сведения даются, хотя бы крат-

ко, в самом тексте, вместе с тем для читателя, знакомого с гидродинамикой, например, в объеме нескольких первых глав книги Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица «Механика сплошных сред» и с первыми двумя главами книги Л. И. Седова «Методы подобия и размерности в механике», будет более привычен характер изложения, принятый в данной книге.

Я глубоко благодарен моему учителю физики атмосферы в широком смысле этого слова А. М. Обухову, который еще в 1964 г. предложил мне заняться атмосферами других планет. Он неоднократно подчеркивал, что изучение других планет поможет нам глубже и лучше понять законы, управляющие поведением земной атмосферы. Его живой интерес, всегда плодотворные дискуссии и советы способствовали углублению понимания предмета и вдохновляли на дальнейшую работу. Я глубоко признателен также А. С. Монину, А. М. Яглому, В. И. Татарскому, Л. А. Дикому, Е. А. Новикову, А. С. Гурвичу, С. С. Зилитинкевичу, общение с которыми, а часто и совместная работа содействовали уяснению тех или иных вопросов. Отдельно мне хочется поблагодарить В. И. Мороза, многочисленные беседы с которым способствовали моему «вхождению» в предмет физики планетных атмосфер и пониманию задач, стоящих перед этим разделом науки.

Я должен высказать благодарность многим слушателям моих докладов на различных симпозиумах, конференциях, семинарах и лекциях, которые своими вопросами, недоумениями, критикой заставляли еще и еще раз продумывать логику теории и характер ее изложения, что в большой мере способствовало развитию и углублению самой теории. Среди таких наиболее критически, причем конструктивно критически настроенных слушателей мне хочется отметить Дж. Чарни, Н. А. Филлипса и Ф. П. Брезертонна. Я признателен также Р. М. Гуди, Б. А. Смиту и С. И. Расулу, любезно приславшим мне великолепные фотографии планет.

Редактор книги Ф. В. Должанский проделал большую конструктивную работу над книгой, во многом способствовавшую улучшению изложения ее материала.

Г. С. Голицын

АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТ И ИХ ДИНАМИКА

§ 1. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЙ В АТМОСФЕРАХ ПЛАНЕТ

В атмосферах планет дуют ветры. Еще с древнейших времен человечество отметило для земной атмосферы большое разнообразие ветров и связь их с определенными сезонами, временем суток и типами погоды. Бурное развитие мореплавания и эпоха великих географических открытий в XVI—XVII веках привели к представлению, что на земном шаре имеются более или менее постоянные системы ветров — пассаты в субтропиках и тропиках и западные ветры умеренных широт. Первая попытка научного осмысления причин появления ветров в атмосфере была предпринята известным английским астрономом Эдмундом Галлеем (1686). Галлей пытался объяснить пассаты суточным ходом максимума нагревания атмосферы, распространяющимся вслед за Солнцем с востока на запад. Работой, сыгравшей огромную роль в истории метеорологии, в частности в теории общей циркуляции, была статья Гадлея (1735), где впервые в истории науки, почти за сто лет до введения Кориолисом силы, носящей его имя, было указано, что неравномерность разогрева поверхности планеты является главной причиной возникновения ветров, а вращение Земли оказывает решающее влияние на характер их распределения. XIX век отмечен выдвиганием ряда идей о характере и структуре общей циркуляции, связанных с именами Ферреля и других (хороший обзор истории развития представлений о циркуляции земной атмосферы дан в книге Лоренца (1967)), и началом проникновения гидродинамики в метеорологию. На современном состоянии проблемы мы остановимся в § 3, а пока перейдем к другим планетам.

Существование ветров или атмосферных течений на других планетах было открыто сначала на Юпитере и Сатурне. Эти ветры идентифицируются по периодам вращения отдельных четко различных пятен на диске планеты. По-видимому, впервые соответствующие наблюдения и измерения провел Кассини около 1690 г. История этих наблюдений вместе с подробными их сводками освещена в книгах Пика (1958) о Юпитере и Александера (1962) о Са-

турне. Особенно много наблюдений и измерений периодов вращения для обеих планет провел английский астроном-любитель Уильямс в последней четверти прошлого века. Он же ввел термин «атмосферные течения» для объяснения причин различия периодов вращения на разных широтах.

Течения на обеих планетах строго зональны, т. е. идут вдоль параллелей. Никто никогда не наблюдал сколько-нибудь заметных систематических меридиональных компонент. Видимые диски характеризуются системой зональных темных и светлых полос, о чем подробнее будет речь ниже в соответствующих параграфах. В этом смысле на них похож и Уран, где также наблюдается слабая зональная структура. Характерной чертой планет-гигантов являются большие скорости вращения экваториальных областей, чем скорости вращения умеренных широт. На Юпитере относительные скорости движений порядка 100 м/с, а на Сатурне — 400 м/с по сравнению со средними скоростями умеренных широт.

Уже около 100 лет систематически, хотя и сравнительно редко, не более нескольких раз в год, замечают и наблюдают облака на Марсе. Эти облака имеют тенденцию появляться в определенных местах планеты, т. е., вероятно, они как-то связаны с рельефом поверхности планеты. Порой они остаются почти неподвижными, особенно белые облака. Реже наблюдаются желтые облака, скорость перемещения которых около 10—20 м/с и более. Последние связывают с песчаными или пыльными бурями. Иногда такие бури, как это было в 1924, 1956 и 1971 гг., закрывают мглой практически весь видимый диск планеты¹ (см. Мороз, 1967).

Наконец, в атмосфере Венеры движения были открыты уже в наши дни, в 60-х годах. Это так называемая четырехдневная циркуляция ультрафиолетовых облаков. Она впервые наблюдалась Буайе и Камишелем (1961, 1965, 1967). Обширные наблюдения были проведены Смитом (1967). В ультрафиолетовом свете видны темные детали, вращающиеся с периодом около четырех дней в ту же сторону, что и сама планета. Скорость их относительно поверхности порядка 90—110 м/с. Высота этих облаков около 100 км, где давление порядка 1 мб, т. е. это стратосферное или даже мезосферное явление. Косвенным доказательством существования каких-то, вероятно, мелкомасштабных движений турбулентного типа и в глубине атмосферы Венеры является тот факт, что радиосиг-

¹ Огромный материал уже прямо синоптического характера получен на «Маринере-9» с помощью телевидения и инфракрасного интерферометра-спектрометра (предварительные результаты см. Хэнел и др., 1972). Данные последнего позволяют восстанавливать вертикальные профили температуры в атмосфере Марса, по которым можно восстанавливать и структуру полей ветра. На многих телевизионных снимках, полученных во время пыльной бури и после нее, легко обнаружить в зимнем полушарии Марса облачные образования типа циклонов и фронтов, ряд волновых облаков за горами, конвективные облака. К моменту окончания работы над книгой (май 1972 г.) весь этот громадный материал оставался в большей степени необработанным и неопубликованным. Несколько снимков Марса, полученных с «Маринера-9», приведены в § 13, специально посвященном Марсу.

нал, прошедший через атмосферу планеты, испытывает случайные флуктуации, которые могут быть интерпретированы как вызванные турбулентностью (см. § 18). Такие флуктуации были зарегистрированы у сигналов как советских, так и американской («Маринер-5») автоматических станций, опускавшихся в атмосфере планеты.

Советские автоматические станции серии «Венера» позволили провести первые прямые измерения скорости ветра и турбулентных порывов в местах их спуска в атмосфере планеты по доплеровскому сдвигу частоты передатчика (Кержанович и др., 1969; Кержанович, 1972; Кержанович и др., 1972). Подробно эта методика описана в § 14.

Из крупных планет лишь для Меркурия не наблюдали атмосферных движений. К тому же пока еще нет убедительных доказательств существования самой атмосферы у этой планеты, имеют лишь верхние пределы оценок массы ее атмосферы.

Таким образом, из наблюдений следует, что атмосферы планет находятся в движении. Структура их видимых дисков, несомненно, отражает характер атмосферных движений. На рис. 1 представлены фотографии планет. Только Уран, Сатурн и Юпитер име-

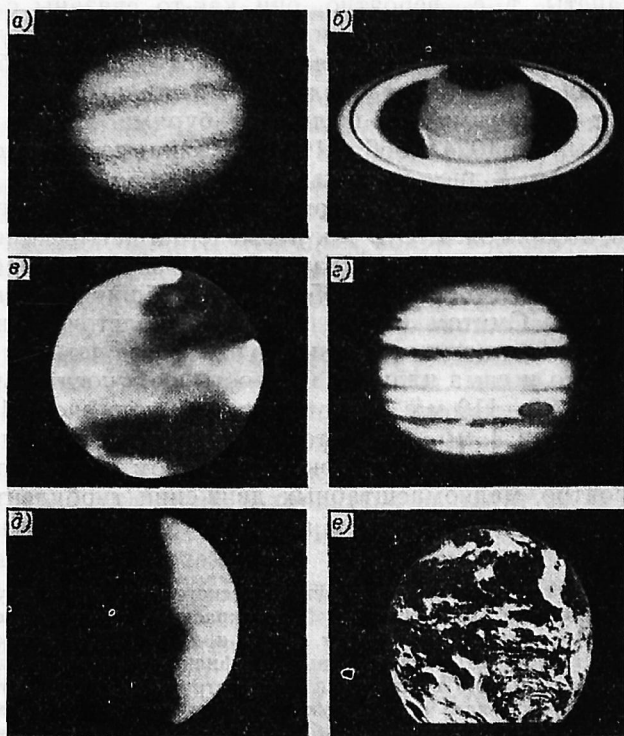


Рис. 1. Планеты солнечной системы:

а — Уран (зарисовка Антониади), *б* — Сатурн, *в* — Марс, *г* — Юпитер, *д* — Венера, *е* — Земля (сфотографирована из точки, находящейся вблизи Луны). Фотография любезно прислана Р. М. Гуди.

ют сходство, демонстрируя зональность движений, Венера не имеет какой-либо структуры в видимом свете, на Марсе в силу тонкости атмосферы и редкости появления облаков видны лишь светлые моря и темные материки, а детали облачной структуры Земли не выявляют какой-либо регулярности.

§ 2. ПРИЧИНЫ И ХАРАКТЕР АТМОСФЕРНЫХ ДВИЖЕНИЙ (НА ПРИМЕРЕ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ)

Главная причина движений атмосферы — это неравномерное поступление тепловой энергии к разным ее частям и неоднородный ее разогрев. В присутствии силы тяжести в неравномерно нагретой по горизонтали жидкости механическое равновесие невозможно, и возникающие архимедовы силы плавучести приводят к появлению движений, стремящихся перемешать жидкость (Ландау, Лифшиц, 1954). По этой причине возникает и общая циркуляция атмосферы. В частности, в земной атмосфере локальные ветры типа муссонов или морских бризов образуются вследствие того, что воздух оказывается попеременно теплее то над сушей, то над морем. Кучевая конвекция летом вызвана сильным перегревом суши и нарушением вертикальной адиабатической устойчивости, а зимой над океаном — вторжением с континента холодных масс воздуха.

Планетные атмосферы суть незамкнутые системы, получающие энергию извне, от Солнца, и отдающие избыток энергии путем длинноволнового излучения в космос. Баланс энергии осуществляется лишь глобально, а для каждой отдельной области атмосферы баланса между поступлением энергии и ее отдачей нет, что и поддерживает непрерывно движения в атмосфере. Сами атмосферные движения играют существенную роль в характере этого баланса, так как они в конечном счете переносят тепло из более нагретых областей в менее нагретые.

Рассмотрим на примере земной атмосферы, каковы же пространственные масштабы движений, или, говоря современным языком метеорологии, каков пространственный спектр этих движений, т. е. какую кинетическую энергию несут движения определенного масштаба. Анализ этого спектра позволит нам ввести некоторые полезные понятия, часто употребляемые в дальнейшем, и грубо подразделить движения на классы согласно их пространственным масштабам. Нет оснований ожидать, что спектры движений на других планетах будут в деталях или даже в общих чертах похожи на спектр движений земной атмосферы, однако некоторые участки такого спектра являются универсальными и в том или ином виде должны проявляться всюду.

Пространственный спектр поля скорости в земной атмосфере изучен более или менее детально (как теоретически, так и по данным наблюдений) только в двух крайних областях: для самых больших масштабов с пространственными волновыми числами k от 0 до 20, т. е. для зональной компоненты ветра в масштабах от

постоянного зонального потока ($k=0$) и волны длиной $2\pi r$ ($k=1$, r — радиус планеты) примерно до 2000 км, и для самых малых масштабов, порядка 10 км и менее. Это обстоятельство связано с характером данных наблюдений и с самим понятием пространственного спектра. Для построения этого спектра (см. Мониин, Яглом, 1967) надо знать большое количество мгновенных реализаций, т. е. мгновенных картин поля скорости на всем земном шаре без каких-либо пропусков по пространству. По этому полю считается корреляционная функция

$$B_{ik}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \overline{[v_i(\mathbf{r}_1) - v_i(\mathbf{r}_2)][v_k(\mathbf{r}_1) - v_k(\mathbf{r}_2)]}, \quad (2.1)$$

где \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 — точки наблюдения, v_i и v_k — компоненты скорости, черта сверху означает осреднение.

Для пространственно однородного и изотропного случайного поля скорости корреляционная тензорная функция $B_{ik}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ инвариантна относительно переносов и вращений в пространстве вектора $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ и зависит лишь от его модуля $r = |\mathbf{r}|$, а преобразование Фурье корреляционной функции задает спектр или спектральную плотность

$$F_{ik}(\mathbf{k}) = \frac{r_1}{8\pi^3} \int \int \int B_{ik}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (2.2)$$

В этом случае тензор $F_{ik}(\mathbf{k})$ для несжимаемой жидкости определяется единственной скалярной функцией — спектральной плотностью энергии $E(k)$, причем интеграл $\int_0^\infty E(k) dk$ равен полной кинетической энергии единицы массы жидкости.

Поля скорости в атмосфере можно считать однородными и изотропными лишь для достаточно мелких масштабов, порядка 1 км и менее. Более крупные масштабы можно приближенно считать таковыми лишь в горизонтальных плоскостях. При изучении самых крупных масштабов (глобальных) обычно берут данные на каком-либо круге широты и вдоль него поле скорости считают однородным. Для полей с такой ограниченной однородностью понятие пространственного спектра (в последнем случае определенного для одной широты) все равно оказывается полезным.

Начнем с области малых масштабов, в которой справедливы законы Колмогорова — Обухова, установленные ими в 1941 г. А. Н. Колмогоров (1941) основывался на соображениях теории подобия и размерности, а А. М. Обухов (1941) — на соображениях модельного характера, но пришли они к одинаковым результатам. Выводы этой теории нам не раз понадобятся в дальнейшем, к тому же теория Колмогорова представляет простой и удобный случай для демонстрации использования общих методов теории подобия и размерности.

Свою теорию Колмогоров сформулировал на основе двух гипотез физического характера о структуре поля скорости в турбулентном потоке при больших числах Рейнольдса $Re = UL/\nu$, где U —

характерная скорость потока, L — так называемый внешний масштаб турбулентности, или масштаб основных энергонесущих вихрей, в которых энергия вводится в поток, ν — кинематическая вязкость. Если $Re \gg 1$, то самые большие вихри неустойчивы и порождают более мелкие вихри, передавая им свою кинетическую энергию. Если число Рейнольдса для этих вихрей также велико, то они снова окажутся неустойчивыми и опять распадутся на более мелкие и т. д. Процесс распада вихрей на все более мелкие вплоть до самых малых, для которых соответствующее число $Re \approx 1$, т. е. станет уже существенной вязкая диссипация, был качественно описан еще Ричардсоном (1922). А. Н. Колмогоров конкретизировал эти представления, введя свою первую гипотезу подобия, которая гласит, что при достаточно больших числах Рейнольдса должна существовать область масштабов r , много меньших внешнего масштаба L , где турбулентные вихри будут уже однородными и изотропными, и характер турбулентности будет определяться кинематической вязкостью и величиной ϵ , скоростью передачи кинетической энергии (на единицу массы) по каскаду вихрей от более крупных ко все более мелким. В стационарном состоянии величина ϵ будет равна скорости диссипации кинетической энергии в тепло благодаря действию вязкости в самых мелких масштабах. Поэтому часто ϵ называют просто скоростью диссипации, или даже диссипацией.

Величину масштабов, в которых происходит вязкая диссипация, можно найти из соображений размерности. По определению размерность ϵ есть $\frac{\text{энергия}}{\text{масса} \cdot \text{время}}$, или $[\epsilon] = \text{см}^2/\text{с}^3$. Размерность кинематической вязкости $[\nu] = \text{см}^2/\text{с}$. Из этих двух величин единственным образом можно составить величину с размерностью длины

$$l_0 = \nu^2 \epsilon^{-1/3}. \quad (2.3)$$

Величина l_0 называется колмогоровским микромасштабом. Поскольку у нас есть еще и пространственный масштаб r , то из него и l_0 можно составить безразмерную длину r/l_0 , от которой только и должны зависеть все пространственные характеристики турбулентности (при $r \ll L$).

Далее Колмогоров заметил, что в промежуточной области масштабов

$$l_0 \ll r \ll L \quad (2.4)$$

действие вязкости еще не сказывается, но вихри уже однородны и изотропны, точнее локально однородны и локально изотропны. Под словом «локально» подразумевается однородность и изотропность статистических характеристик разности двух величин в турбулентном потоке, взятых на расстоянии r . Поэтому для r , удовлетворяющих условию (2.4), структура потока определяется единственным размерным внешним параметром ϵ . Это составляет содержание второй гипотезы подобия Колмогорова. Поскольку в ин-

тервале масштабов (2.4) действуют лишь силы инерции, благодаря которым энергия переносится по спектру вихрей от более крупных ко все более мелким, то этот интервал часто называется инерционным, а весь интервал $r \ll L$ — интервалом равновесия.

Из ϵ и r уже никакой безразмерной комбинации построить нельзя, но можно составить величину с размерностью скорости или квадрата скорости. В качестве статистической характеристики локально однородного и локально изотропного турбулентного потока Колмогоров предложил использовать так называемую структурную функцию — средний квадрат разности двух величин, характеризующих поток в точках 1 и 2, расстояние между которыми равно r . Поскольку скорость — векторная величина, то возьмем проекции скорости на направление r , т. е. ее продольные компоненты. Тогда продольная структурная функция скорости зависит лишь от модуля r и определяется как

$$D_{11}(r) = \overline{[v_l(\mathbf{r}_1) - v_l(\mathbf{r}_2)]^2} = \overline{[\Delta v_l(\mathbf{r})]^2}. \quad (2.5)$$

Так как D_{11} зависит лишь от r , то единственной величиной с размерностью квадрата скорости, которую можно составить из ϵ и r , является следующая:

$$D_{11}(r) = C \epsilon^{2/3} r^{5/3}, \quad (2.6)$$

где C — некоторая постоянная. Закон (2.6) был экспериментально подтвержден многочисленными измерениями в лаборатории, в атмосфере и в океане (см. Монин, Яглом, 1967, § 23), согласно которым безразмерная постоянная $C \approx 2$.

Эквивалентный (2.6) закон для спектральной плотности был установлен Обуховым (1941):

$$E(k) = C' \epsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (2.7)$$

где константа C' связана с C и равна приблизительно 0,5 (см. Монин, Яглом, 1967, § 23).

Область применимости теории подобия, в которой безразмерные критерии подобия (у нас r/l_0) много больше (или много меньше) единицы, называется областью автомодельности, поскольку в ней, как следует из физических соображений, не всякий внешний параметр, входящий в безразмерный критерий, оказывается существенным (здесь v). Тогда для интересующих нас величин с помощью остальных внешних параметров можно написать единственные формулы в виде алгебраических одночленов, а это и означает, что указанные величины будут самоподобны или при соответствующем выборе масштабов даже одинаковы.

Обратимся теперь к самым крупным масштабам. Поскольку атмосферы планет — тонкие сферические оболочки, то спектр для них определяется разложением не в интеграл, а в ряд Фурье, скажем, по кругу широт (или по сферическим функциям). Большие возмущения с масштабами много больше высоты однородной атмо-

сферы квазидвумерны, т. е. вертикальные компоненты скорости много меньше горизонтальных.

Соображения о форме спектра энергии в двумерном потоке впервые высказывались Бэтчелором в начале 60-х годов, но соответствующая работа была опубликована им лишь в 1969 г. Аналогичные соображения были опубликованы также Крейкнаном (1967).

В строго двумерной жидкости описанный выше каскадный процесс передачи энергии от крупных вихрей к более мелким не может происходить (Ли, 1951; Фьортофт, 1953; Крейкнан, 1967) из-за отсутствия эффекта растяжения вихревых нитей. Это непосредственно следует из сохранения квадрата вихря в двумерной вязкой жидкости. Однако подобный каскадный процесс передачи по спектру может осуществляться для величины, называемой энстрофией (Крейкнан, 1967), которая вводится аналогично ε , как

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{d\Omega^2}{dt} = \frac{1}{2} v \left(\frac{d\Omega_i}{dx_k} + \frac{d\Omega_k}{dx_i} \right)^2, \quad (2.8)$$

где Ω_i — компонента вектора вихря скорости. Тогда из величин η [с^{-3}] и k [см^{-1}], определяющих структуру двумерной турбулентности в некотором интервале масштабов, можно составить величину с размерностью спектральной плотности энергии

$$E(k) \sim \eta^{1/3} k^{-3}. \quad (2.9)$$

Реальные крупномасштабные атмосферные движения на самом деле трехмерны, но для достаточно быстро вращающихся планет они квазигеострофичны, т. е. сила Кориолиса находится в приближенном балансе с градиентом давления. При этом в потоке сохраняется так называемый потенциальный вихрь (Эртель, 1942; см. также Монин, 1968, 1969) и можно ввести понятие потенциальной энстрофии. Тогда соображения размерности также приводят к формуле (2.9), но η будет уже потенциальной энстрофией (см. Чарни, 1971; Гаврилин и др., 1972).

Обработка экспериментальных данных по полю ветра в умеренных широтах (см. обзоры Лейса, 1971; Гаврилина и др., 1972) дала для области спектра $k=7 \div 20$ зависимость $E(k) \sim k^{-3}$.

Для $k=6 \div 7$ спектр энергии обычно обнаруживает максимум, а ближе к нулю — небольшой спад (или примерное постоянство спектра). Для этой области самых крупных масштабов универсальных законов, по-видимому, не существует.

Существование синоптического максимума для $kr \approx 6 \div 7$ объясняется так называемым эффектом бароклинной неустойчивости, который состоит в том, что избыток потенциальной энергии атмосферы преобразуется в кинетическую энергию колебаний с длинами волн, соответствующими указанным волновым числам. Именно такие моды движений ответственны за образование циклонов и антициклонов в атмосфере, т. е. погоды в обычном ее понимании (см. Лоренц, 1967).

Масштабы движений от 1000—2000 км приблизительно до 20 км относятся к наименее исследованной области спектра. Это связано с редкостью сети метеостанций — средние расстояния между ними несколько сот километров, что не позволяет строить пространственные спектры непосредственно по данным наблюдений.

Зная частотные спектры в одной точке, можно пытаться восстанавливать пространственные спектры с помощью соотношения $k = \omega/U$ (ω — круговая частота временных пульсаций, U — скорость среднего ветра), т. е. гипотезы Тейлора, согласно которой временная эволюция вихря с волновым числом k много больше времени прохождения этого вихря мимо наблюдателя. Подобная процедура, примененная Эльзессером (1969) при обработке большого материала наблюдений, показала, что для периодов до 6 часов временная структурная функция скорости

$$D_v(t) = C_1 (\varepsilon Ut)^{2/3}.$$

Это соотношение выполняется и для периодов от 6 до 36 часов для структурных функций, построенных по данным всего северного полушария, за исключением области тропической стратосферы. Если принять среднюю скорость ветра $U \approx 10$ м/с, то «закон $2/3$ » оказывается справедливым для масштабов вплоть до $r = Ut = 10$ м/с · 36 · 3600 с ≈ 1300 км. Конечно, для масштабов порядка сотен или тысячи километров законность применения гипотезы Тейлора всегда под вопросом, и из пропорциональности $D_v(t) \sim t^{2/3}$, вообще говоря, не следует, что $D_v(r) \sim r^{2/3}$ и $E(k) \sim k^{-5/3}$. Однако ошибка, по-видимому, не будет слишком велика, если предположить в этой области спектра (интервал волновых чисел — полторы или две декады) зависимость $E(k) \sim k^{-5/3}$, во всяком случае, это может быть оценкой сверху.

Еще одним обстоятельством, наиболее просто понимаемым именно с точки зрения закона $k^{-5/3}$, являются результаты Ричардсона (1926). Ричардсон впервые показал, что в атмосфере действуют простые, хотя и весьма необычные статистические закономерности. Собрав и обработав самые разнообразные данные, Ричардсон обнаружил, что средний квадрат расстояния между двумя как-то помеченными частицами в атмосфере пропорционален кубу времени с начала наблюдения за ними¹:

$$\overline{r^2} \sim t^3, \quad (2.10)$$

причем такая зависимость остается справедливой вплоть до расстояний порядка 1000 км.

Коэффициент относительной диффузии этих частиц можно определить как

$$K = \frac{d\overline{r^2}}{dt} \sim t^2 \sim (\overline{r^2})^{2/3} \sim \overline{r}^{4/3}, \quad (2.11)$$

¹ Заметим, что известные до того времени статистические закономерности блужданий броуновской частицы дают $\overline{r^2} \approx vt$.

Это известный закон Ричардсона, согласно которому коэффициент относительной диффузии двух частиц пропорционален среднему расстоянию между ними в степени $4/3$.

Теоретическое объяснение закона Ричардсона было дано Обуховым (1941) в той же работе, где был установлен закон (2.7). Оно основывается на аналогичных соображениях подобия и размерности, хотя применимость их к таким большим масштабам до сих пор пока неясна. Если считать ε единственным параметром, определяющим структуру турбулентного потока, то из ε и r можно построить единственную комбинацию с размерностью коэффициента диффузии

$$K = C_2 \varepsilon^{1/3} r^{4/3}. \quad (2.12)$$

Закон Ричардсона — Обухова (2.12) неоднократно проверялся в атмосфере (Монин, Яглом, 1967, § 24) и в океане (Окубо и Озмилов, 1970). Согласно ряду оценок константа C_2 порядка 0,1. Если каким-либо образом известна величина ε для крупномасштабных движений, то формулу (2.10) используют для оценок коэффициента крупномасштабного перемешивания атмосферы (Зилитинкевич, Монин, 1971).

Из формулы (2.10) можно оценить и относительные скорости расхождения двух частиц

$$\Delta v = \frac{d(\bar{r}^2)^{1/2}}{dt} \approx t^{1/2} \sim \bar{r}^{1/2}.$$

Полученное выражение для Δv по форме совпадает с результатами Колмогорова (ср. (2.6) с учетом (2.5)), хотя, строго говоря, не эквивалентно им (по этому поводу см. обсуждение связи между лагранжевым и эйлеровым описаниями турбулентности, данное Мониним и Ягломом (1967, § 24)).

На рис. 2 дано схематическое изображение пространственного спектра атмосферных движений. Ординаты даны в условных единицах, а абсцисса — в безразмерных единицах kr , где r — радиус Земли. Жирной точкой на оси ординат помечена энергия, соответствующая $k=0$, т. е. чисто зональному потоку. Точками помечены первые 10 гармоник, а далее проведена сплошная кривая. За синоптическим максимумом $kr \approx 6$ следует область квазидвумерной турбулентности, где $E(k) \sim k^{-n}$, а $n \approx 3$. Далее — область крупномасштабной ричардсоновской диффузии, в которой в качестве верхней оценки предполагается зависимость $E(k) \sim k^{-5/3}$. В области масштабов порядка десятков километров находится мезометеорологический минимум, вслед за которым расположен максимум мелко-масштабной турбулентности, обусловленной неустойчивостью ветра, конвекцией и т. п., наконец — наиболее длинная (в декадах) чисто колмогоровская область спектра.

Какие характерные черты пространственного спектра земной атмосферы свойственны атмосферам других планет? По-видимому, для не слишком быстро вращающихся планет должен сохра-

ниться синоптический максимум. Действительно, численные эксперименты Люви и Минца (1966, 1969) по моделированию общей циркуляции на Марсе показывают, что такой максимум должен наблюдаться при $kr=4$. Для больших и быстро вращающихся планет этого максимума может не быть, поскольку наблюдаемые крупномасштабные движения не проявляют видимой неустойчивости, либо он сильно сдвинут в область больших kr . Следует ожидать, что второй (мелкомасштабный) максимум существует всегда, поскольку он связан в основном с локальными неустойчивостями ветра в атмосфере в масштабах порядка толщины атмосферы.

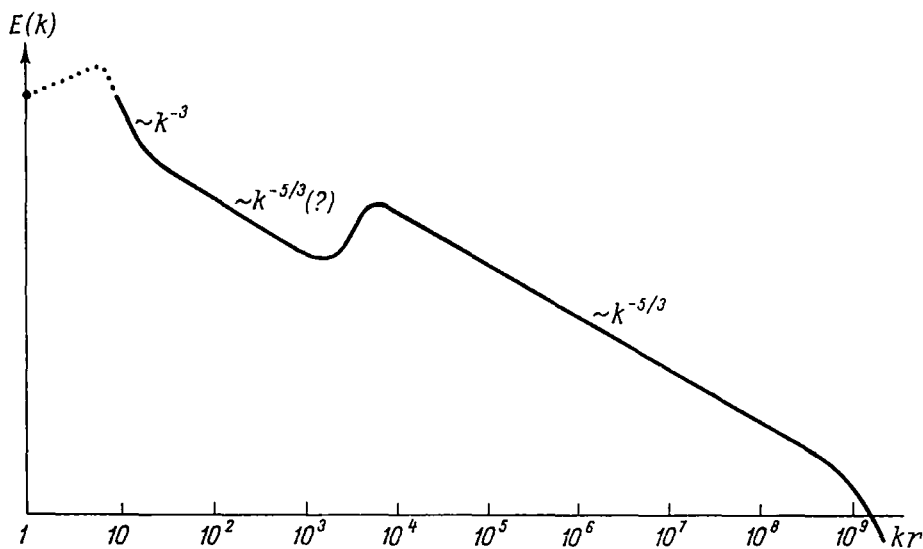


Рис. 2. Схематический вид энергетического спектра атмосферных движений в широком интервале волновых чисел

§ 3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

В соответствии с различными пространственными и временными масштабами атмосферных движений различна их роль в атмосферной динамике, различны и методы их исследования. Рассмотрим методы, применяемые для изучения динамики земной атмосферы.

В первую очередь к ним относятся наблюдения за температурой, ветром, давлением, влажностью, облачностью, радиацией, которые проводятся регулярно на тысячах метеорологических станций, крайне неравномерно распределенных по поверхности Земли. Лишь на небольшой части суши (около 20%) станции расположены достаточно густо, остальная же ее часть и, что самое главное, Мировой океан наблюдениями практически не обеспечены. Это

одна из основных причин плохого качества долгосрочных прогнозов погоды в настоящее время. Поэтому метеорологи всего мира готовятся к проведению Всемирной программы исследований глобальных атмосферных процессов (ПИГАП), которая должна быть осуществлена в 1976—1977 гг. Основная информация, включая температуру подстилающей поверхности, профили температуры и влажности в атмосфере, наблюдения за ветрами по смещению облаков и дрейфу уравновешенных шаров и др., будет получена со спутников.

Техника использования спутников вполне может применяться также для метеорологических наблюдений за атмосферой других планет. Наблюдения за уходящей радиацией атмосферы Марса в области поглощения CO_2 вблизи 15 мкм дали очень интересные результаты по вертикальному распределению температуры марсианской атмосферы (Хэнел и др., 1972). Однако реально пока это могут быть лишь единичные эксперименты.

Другим подходом, по смыслу заменяющим наблюдения, является численное моделирование поведения планетных атмосфер. Таким способом в принципе можно моделировать динамические процессы любого масштаба. Особенно полезно моделирование для изучения общей циркуляции и климата на других планетах. В настоящее время это, по существу, единственный экономичный метод изучения детальной структуры распределений ветра и температуры, хотя он все еще остается очень трудоемким. Начиная с первого численного эксперимента Филлипса (1956), такие эксперименты, а их уже известно более 30, довольно хорошо воспроизводят основные особенности общей циркуляции земной атмосферы. Лиови и Минц (1966) первыми применили этот метод для изучения циркуляции другой планеты, именно Марса. Подробные расчеты опубликованы ими в 1969 г. В 1970—1971 гг. под руководством А. С. Молина (см. Зилитинкевич, Монин и др., 1971; Туриков и Чаликов, 1971; Чаликов и др., 1971) были проделаны численные эксперименты по моделированию циркуляции атмосферы Венеры.

Однако численные эксперименты, как и всякие другие эксперименты или наблюдения, обладают существенным недостатком. Они показывают, как развивается или происходит явление, но не объясняют его. Для глубокого понимания сути дела нужна целая серия контролируемых экспериментов, выполненных при различных значениях одного или нескольких параметров, определяющих изучаемое явление. Вариация тех или иных параметров, характеризующих атмосферу, особенно необходима при изучении циркуляций других планет, поскольку значения многих из них известны недостаточно точно. Для большей уверенности в основных чертах предсказываемой циркуляции надо знать, что вариации этих параметров несущественны. Например, при численном моделировании требуется весьма точно задавать оптические свойства поглощающих атмосферных газов. Эти свойства очень плохо изучены при больших температурах и давлениях. Именно поэтому авторам упомянутых экспериментов по моделированию циркуляции атмосферы

Венеры пришлось выполнить два эксперимента: в первом из них большая часть солнечной радиации, усваиваемой планетой, достигала ее поверхности, а во втором — она полностью поглощалась в верхнем расчетном слое атмосферы.

Существенная информация о природе циркуляции земной атмосферы была получена при лабораторных исследованиях конвекции вращающейся и неоднородно разогреваемой жидкости. В лабораторных экспериментах воспроизводятся бароклинная неустойчивость, образование циклонических и антициклонических вихрей, формирование фронтов и струйных течений, процессы перехода энергии из потенциальной формы в кинетическую, перенос энергии по спектру и другие важные черты общей циркуляции атмосферы (Лоренц, 1967; Старр, 1968; Монин, 1969; Хайд, 1970). Вместе с тем совершенно очевидно, что в маленьких лабораторных установках не могут быть смоделированы многие, казалось бы, очень важные аспекты атмосферы и ее циркуляции. Успехи лабораторных экспериментов поэтому позволяют сделать выводы, что роль таких аспектов в природе не является решающей в определении основных черт общей циркуляции земной атмосферы. Это наиболее значительный результат лабораторных экспериментов. Назовем четыре основных вывода (Хайд, 1970).

1. В земной атмосфере отношение вертикального масштаба движений к горизонтальному приблизительно 10^{-3} , а в лабораторных экспериментах 0,1 или даже 1. Следовательно, это отношение не играет определяющей роли.

2. В лабораторных экспериментах отсутствуют фазовые превращения влаги, т. е. нет осадков, нет выделения скрытой теплоты или ее затрат на испарение. В повседневной жизни характер погоды связывается, прежде всего, с осадками, однако для процессов общей циркуляции все это играет подчиненную роль.

3. В лабораторных экспериментах нет подобия с природой по числу Рейнольдса, т. е. вязкость на много порядков больше, чем в реальности.

4. Нет так называемого β -эффекта, т. е. изменения силы Кориолиса с широтой.

Все это показывает, что не все атмосферные параметры играют одинаковую роль в определении характера общей циркуляции атмосферы. И это внушает некоторые надежды. Однако пора перейти непосредственно к объектам нашего изучения — планетам и их атмосферам.

§ 4. ОБЗОР АСТРОНОМИЧЕСКИХ И АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАНЕТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Начнем с обзора необходимых астрономических факторов (табл. 1), определяющих климат и, следовательно, общую циркуляцию: расстояния планет от Солнца R_a (в астрономических единицах; 1 а. е. = 149 500 000 км), их радиусов r , периодов обращения вокруг Солнца $T_{\text{п}}$, длительности суток $t = 2\pi/\omega$, угла наклона оси

Астрономические параметры планет

Планета	R_a а.е.	r к.м.	T_p лет	$t=2\pi/\omega$ сутки	φ_0	g см/с ²	A
Меркурий	0,39	2 434	0,24	59	28°	388	0,09
Венера	0,72	6 050	0,62	—243	2°	890	0,77±0,07
Земля	1	6 371	1	1	23° 27'	981	0,3
Марс	1,52	3 394	1,88	1,02	24° 57'	370	0,20±0,05
Юпитер	5,2	70 000	11,9	0,41	3° 7'	2500	0,5
Сатурн	9,5	60 000	29,5	0,44	26° 44'	950	0,5
Уран	19,2	25 000	84	0,45	87,5°	900	0,5
Нептун	39,5	24 000	248	0,66	29°	1200	0,5

вращения к плоскости эклиптики φ_0 , ускорения силы тяжести g , интегрального альbedo планеты A . Сведения об этих параметрах в основном берутся из книги Мороза (1967). В тех же случаях, когда принимаются данные, отличные от них, это каждый раз оговаривается. Плутон здесь не рассматривается, поскольку о нем пока практически ничего не известно.

Из перечисленных здесь семи параметров хорошо известны (с «астрономической» точностью) лишь среднее расстояние планеты от Солнца R_a и период обращения вокруг Солнца T_p . Точность остальных параметров варьирует от долей процента до многих процентов.

Радиус для Меркурия взят согласно радиолокационным наблюдениям Аша, Шапиро, Смита (1967), что на 46 км меньше значения, приведенного Морозом (1967). Это обуславливает и большую величину g .

Радиус Венеры 6050 км (с ошибкой ± 5 км) является общепринятым в настоящее время и соответствует многочисленным и разнообразным данным радиолокационных измерений (см. Аш и др., 1968). Ему же и массе планеты, равной 0,815 массы Земли, соответствует ускорение силы тяжести. Значение альbedo принято согласно данным Ирвайна (1968).

По данным ряда измерений последних лет (см., например, Рашке, Бандин, 1970) альbedo Земли равно 0,3.

Значение радиуса Марса заимствовано из данных траекторных измерений станции «Маринер-9» (Стейнбэйкер и др., 1972). Значение альbedo, равное 0,2, приблизительно соответствует результату осреднения по детальной карте распределения альbedo на поверхности планеты, составленной де Вакулером для численных экспериментов Лиови и Минца (1966, 1969) по моделированию циркуляции марсианской атмосферы.

Для Юпитера и Сатурна взяты средние значения радиуса между полярными и экваториальными его значениями. Из-за быстро-

го вращения обе планеты заметно сплюснуты. Значения радиусов Урана и Нептуна приведены согласно измерениям Дольфюса (1970). Наиболее неопределенными для больших планет являются величины альбедо. Мы принимаем всюду $A=0,5$, как это рекомендует Мороз (1967), хотя для плотных газовых атмосфер значение A может быть увеличено до 0,7 или даже более. Правда, учет атмосферного поглощения снижает значение альбедо.

Перейдем теперь к параметрам, характеризующим непосредственно саму атмосферу. Среди них основными являются давление p , т. е. масса единичного столба атмосферы $M=p/g$, химический состав атмосферы, ее молекулярный вес μ . Большое значение для судьбы радиации имеют оптически активные примеси, но ввиду большой неопределенности их концентраций для всех планет мы их здесь не приводим. Зная μ , можно, используя уравнение состояния идеального газа, определить такие полезные характеристики атмосферы, как теплоемкость на единицу массы при постоянном давлении $c_p = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{R}{\mu}$, где $\kappa = c_p/c_v$, $R=8,314 \times$

$\times 10^7$ эрг/(моль·К) — универсальная газовая постоянная, $\gamma_a = g/c_p$ — адиабатический вертикальный градиент температуры, соответствующий полному турбулентному перемешиванию атмосферы по вертикали (постоянству энтропии с высотой). Если имеется

смесь n газов с молярными концентрациями α_i , то $C_{p0} = \sum_{i=1}^n \alpha_i C_{pi}$, а показатель адиабаты смеси κ_0 при этом определяется из равенства

$$\frac{1}{\kappa_0 - 1} = \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{\kappa_i - 1}, \quad (4.1)$$

которое следует из формулы для молярной теплоемкости C_v смеси газов ($C_{vi} = R/(\kappa_i - 1)$). Вообще говоря, c_p , а следовательно, и γ_a являются функциями давления и температуры, хотя и довольно слабыми. Мы этими зависимостями будем пренебрегать, считая газ идеальным, однако для глубоких атмосфер, как у Юпитера или даже Венеры, величины c_p и γ_a заметно меняются с глубиной.

Важной характеристикой теплового режима атмосферы планеты является равновесная температура уходящего излучения T_e . Если нет каких-либо внутренних источников энергии, то равновесная температура определяется из баланса падающей солнечной энергии и уходящего потока излучения

$$\pi r^2 q_A = 4\pi r^2 \sigma T_e^4, \quad (4.2)$$

где $q_A = q_0(1-A)$, q_0 — солнечная постоянная для планеты, A — ее альбедо, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5}$ эрг/(см²·с·К⁴) — постоянная Стефана — Больцмана. Отсюда

$$T_e = \left(\frac{q_A}{4\sigma} \right)^{1/4} = \left(\frac{q}{\sigma} \right)^{1/4}. \quad (4.3)$$

Величина T_e служит мерой подводимой к атмосфере энергии. Таковой она остается и при наличии внутренних источников энергии, как это имеет место для Юпитера и Сатурна (Ауман, Джиллеспи, Лоу, 1969); для них измеренные значения T_e оказались такими, что баланс (4.2) не выполняется даже при $A=0$. Именно поэтому мы выбираем T_e , а не q_0 .

Зная T_e , можно оценить высоту однородной атмосферы на уровне формирования уходящего излучения

$$H = \frac{RT_e}{\mu g} \quad (4.4)$$

и скорость звука на том же уровне

$$c_e = \left(\frac{\kappa RT_e}{\mu} \right)^{1/2} = (\kappa g H)^{1/2}. \quad (4.5)$$

Все эти величины приведены в табл. 2.

Следует отметить, что не все данные, содержащиеся в первых двух столбцах, согласуются с приведенными в книге Мороза (1967). Остальные колонки вычисляются по известным μ , κ и данным табл. 1. Давление у поверхности (p_s) Меркурия может быть намного меньше 1 мб, а верхний предел содержания CO_2 сейчас оценивается в 0,04 мб (см. Бергштрал, Грей, Смит, 1967). Для Венеры, согласно измерениям «Венеры-7» (см. Маров и др., 1971), M близко к 100 кг/см^2 (около 90 атм)¹. Состав атмосферы Венеры известен после прямых измерений Виноградова и др. (1968, 1970), показавших, что она практически целиком состоит из углекислого газа.

Таблица 2

Атмосферные параметры планет

Планета	$M \text{ г/см}^2$	μ	$c_p \cdot 10^{-7}$ эрг/г К	κ	$\gamma_a \text{ К/км}$	$T_e \text{ К}$	$H \text{ км}$	$c_e \text{ м/с}$
Меркурий	$< 0,1$	44	0,85	1,28	4,6	500	25	350
Венера	10^5	44	0,85	1,28	10,5	230 ± 8	5	240
Земля	10^3	29	1	1,41	9,8	255	7,3	320
Марс	16	44	0,85	1,28	4,4	216	11	230
Юпитер	10^3	2,6	10	1,45	2,5	134 ± 4	17	790
Сатурн	$2 \cdot 10^3$	2,6	10	1,45	0,93	97 ± 4	33	670
Уран	10^3	2,2	13	1,42	0,76	54	21	540
Нептун	10^3	2,2	13	1,42	1,0	38	11	450

¹ Согласно данным измерений советской автоматической станции «Венера-8» (см. газету «Правда» от 10 сентября 1972 г.), давление на поверхности планеты в точке, где опустилась станция, составило $90 \pm 1,5 \text{ кг/см}^2$, т. е. масса атмосферного столба равна $99 \pm 1,5 \text{ кг/см}^2$.

Для Марса $\rho_s = 6 \pm 2$ мб, т. е. $M = 16$ г/см². Это наиболее вероятная цифра, следующая из данных «Маринер-6» и «Маринер-7» (см. Расул, Стюарт, 1971). Их данные указывают на возможное присутствие других газов, кроме СО₂, но поскольку содержание таких очевидных кандидатов, как азот, аргон или неон, не превосходит одного процента (Барт и др., 1971), то и для Марса мы принимаем $\mu = 44$.

Атмосферы Юпитера и Сатурна должны быть очень глубокими. Внутри Юпитера, вероятно, совсем не происходит фазовых переходов от газообразного к жидкому или твердому состоянию ввиду больших температур и давлений в его недрах (Трубицын, 1972; Жарков, Трубицын, Самсоненко, 1971), т. е. вещество планеты находится в закритическом состоянии. Поэтому понятие глубины атмосферы здесь вообще теряет смысл.

Давление (масса), приведенное в таблице для Юпитера и Сатурна, соответствует уровню облачного слоя, где оно известно с точностью до множителя порядка двойки. Для Юпитера в 60-е годы наблюдалась тенденция к снижению оценок молекулярного веса с 4 (в основном, гелий) до 2,6 (Мороз, 1967). В последнее время (см., например, Оуэн, 1969) все больше склоняются к мысли, что состав больших планет близок к космической распространенности химических элементов. Тогда $\mu = 2,2$ и $\kappa = 1,42$. Именно эти значения взяты нами для Урана и Нептуна. Для Юпитера и Сатурна взяты значения T_e , указывающие на внутренние источники тепла (Ауман, Джиллеспи, Лоу, 1969). К сожалению, плохое знание величины альбедо у этих планет позволяет сказать лишь, что интенсивность этих источников сравнима с притоком тепла от Солнца. Для двух последних планет температуры никто не измерял, и мы их взяли, согласно вычислениям по формуле (4.3), со значением альбедо $A = 0,5$.

ТЕОРИЯ ПОДОБИЯ ДЛЯ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

§ 5. ОЦЕНКИ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ НА ОСНОВЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СООБРАЖЕНИЙ

Первые намеки на то, что в планетных атмосферах могут действовать какие-то простые количественные закономерности, автор получил при ознакомлении с работой Монина (1968). В § 2 этой работы тремя независимыми способами показано, что для земной атмосферы характерное время синоптических процессов порядка нескольких суток (см. также Монин, 1969).

В самом деле, мощность солнечной энергии, поступающей к земной атмосфере, с учетом ее альбедо равна $1,2 \cdot 10^{17}$ Вт. По эмпирическим оценкам Пальмена (1959), скорость превращения потенциальной энергии в кинетическую $\partial E/\partial t$ приблизительно равна $2 \cdot 10^{15}$ Вт. Поскольку полная масса земной атмосферы $M_0 = 5,3 \cdot 10^{21}$ г, то скорость превращения, отнесенная к единице массы, $\varepsilon = M_0^{-1} \partial E/\partial t \approx 4$ см²/с³. По эмпирическим оценкам Борисенкова (1963), Груза (1965), Оорта (1964), полная кинетическая энергия атмосферных движений колеблется от сезона к сезону и составляет $(6 \div 9) \cdot 10^{20}$ Дж, т. е. $(6 \div 9) \cdot 10^{27}$ эрг. Мы примем оценку Оорта $E = 7,5 \cdot 10^{20}$ Дж, используемую Лоренцом (1967).

Тогда типичное время превращения энергии $\tau = \left(\frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial t}\right)^{-1} = \frac{7,5 \cdot 10^{20} \text{ Дж}}{2 \cdot 10^{15} \text{ Вт}} = 3,7 \cdot 10^5 \text{ с} \approx 4$ суток.

Такого же порядка оказывается типичное время вырождения энергии синоптических процессов вследствие турбулентной вязкости, вводимой согласно Ричардсону (1926) (см. выше, § 2),

$$\tau_U \approx L^2/K \approx \varepsilon^{-1/3} L^3, \quad (5.1)$$

где K — коэффициент относительной диффузии.

Типичный масштаб длины для синоптических процессов, согласно Обухову (1949б), имеет порядок

$$L_0 = \frac{c}{l} \approx \frac{V \sqrt{gH}}{l}. \quad (5.2)$$

Здесь c — скорость звука, $l = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса (φ — широта); в умеренных широтах $L_0 \approx 3000$ км. Такой же масштаб имеет и радиус корреляции метеорологических полей давления или температуры, рассматриваемых статистически (см., например, Фортус, 1964). Пользуясь этим значением L_0 и значением $\varepsilon = 4 \text{ см}^2/\text{с}^3$, получаем $\tau_U \approx 3 \cdot 10^5$ с. Такой же порядок имеет и эйлеров масштаб времени для синоптических процессов $\tau_1 = L_0/U$, если в качестве U взять характерную скорость западного переноса в атмосфере, равную 10 м/с.

Первые две оценки показывают, что из знания одной лишь величины ε , удельной скорости генерации или диссипации кинетической энергии в атмосфере уже можно извлечь много полезных сведений.

Для определения ε можно воспользоваться общей формулой, предложенной автором (1968) на основе следующих соображений. Полная скорость генерации (диссипации) кинетической энергии в атмосфере составляет некоторую долю η от суммарного потока солнечной энергии, поступающей к атмосфере, $Q_A = \pi r^2 q_0 (1 - A)$. Поэтому если отнести рассматриваемые величины к единице массы, то в среднем $\varepsilon = \eta q_A / 4M = \eta q / M$. Поскольку все движения в атмосфере возникают из-за неравномерного разогрева атмосферы, то величина ε , характеризующая скорость генерации кинетической энергии в крупномасштабных процессах общей циркуляции, в основном должна зависеть от характерной разности температур в атмосфере, причем очевидно, что если $\delta T = 0$, то $\varepsilon = 0$, а следовательно, и $\eta = 0$. Тогда, ограничиваясь первым членом разложения в ряд, что справедливо, если отклонения температуры от средней невелики, можно записать

$$\eta = k \frac{\delta T}{T_1}, \quad (5.3)$$

где T_1 — температура наиболее нагретых частей атмосферы, k — некоторый численный коэффициент. В результате

$$\varepsilon = k \frac{\delta T}{T_1} \frac{q}{M}. \quad (5.4)$$

Путей для теоретического определения k пока не видно, однако его величину можно оценить, основываясь на эмпирическом материале земной атмосферы, а для Марса — на результатах расчетов Минца и Лиови (1969). Как мы увидим в дальнейшем, многие интересующие нас характеристики довольно слабо зависят от величины k : грубые оценки дают зависимость $k^{1/3}$, а более тонкие — даже $k^{1/4}$. Поэтому достаточно установить лишь порядок величины k . Это и служит оправданием широкого применения здесь формулы (5.4) к атмосферам не только Земли и Марса, но и других планет.

Для величины k можно написать одно почти очевидное неравенство сверху. Действительно, η играет роль коэффициента полез-

ного действия атмосферы, рассматриваемой как тепловая машина (первого рода, согласно терминологии В. В. Шулейкина, 1968) по превращению солнечной энергии в кинетическую энергию атмосферных движений. Поскольку $\delta T/T_1$ есть к. п. д. идеальной тепловой машины, величину $k = \eta/\eta_{ид}$ по аналогии с технической термодинамикой можно назвать коэффициентом использования. Тогда очевидно, что

$$k < 1, \quad (5.5)$$

поскольку трудно ожидать, что атмосферы работают как идеальная тепловая машина.

Успешное использование формулы (5.1) для оценки характерного времени процессов общей циркуляции дает стимул дальнейшему развитию такого рода идей, например для оценок скорости

$$U \approx (\varepsilon L)^{1/3}. \quad (5.6)$$

Подставляя в (5.6) $\varepsilon = 4 \text{ см}^2/\text{с}^3$ и $L_0 = 3000 \text{ км}$, получаем $U = 10^3 \text{ см/с} = 10 \text{ м/с}$ — характерную скорость ветра на Земле. Коэффициент, равный приблизительно 1,5 (ср. формулу (2.6)), который следует учесть в этой формуле, только улучшит результат.

Оценим величину k для земной атмосферы, считая $\delta T \approx 50 \text{ К}$, $T_1 \approx 300 \text{ К}$, $q = 2,15 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$, $\varepsilon = 4 \text{ см}^2/\text{с}^3$. Тогда, согласно (5.4), $k \approx 0,1$. В § 12 мы более подробно обсудим значение k с привлечением разнообразного эмпирического материала, однако именно это значение будет нами в основном использоваться.

Для Марса имеются данные измерения распределений температуры по поверхности (см. Мороз, 1967) и ряд расчетов температуры в предположении радиационного равновесия (Прабхакара, Хоган, 1965; Оринг, Марниано, 1968). Поэтому, приняв $k = 0,1$, мы можем оценить ε по (5.4). На экваторе Марса среднесуточная температура $T_1 \approx 250 \text{ К}$, а на зимнем полюсе $T_2 \approx 150 \text{ К}$. Тогда при $p_s = 5 \text{ мб}$ (Лиови, Минц, 1966) имеем $\varepsilon \approx 300 \text{ см}^2/\text{с}^3$. Для Марса $L_0 \approx 2000 \text{ км}$, поскольку l почти такое же, как на Земле, а скорость звука составляет примерно $2/3$ земной (см. табл. 2). Тогда $U \approx 40 \text{ м/с}$, что совпадает со средней скоростью, рассчитанной Лиови и Минцем (1966). Позднее мы увидим, что для Марса, согласно результатам Лиови и Минца (1969), $k \approx 0,01$ и что оценка скоростей оказывается не столь простым делом, а совпадение значения полученной скорости с расчетной есть результат ряда пока неучитываемых факторов. Тем не менее даже при $k = 10^{-2}$ мы получили бы $U \approx 20 \text{ м/с}$, т. е. снова были бы не слишком далеки от реальности.

Таким образом, пример земной и марсианской атмосфер вдохновляет на дальнейшее развитие наших пока еще совсем элементарных оценок, использующих к тому же заранее заданные величины δT и T_1 . Вместе с тем последние в любой сколько-нибудь полной и самосогласованной теории общей циркуляции должны определяться внешними астрономическими факторами и свойствами самой атмосферы, т. е. данными, содержащимися в табл. 1 и 2.

Величина T_1 может быть оценена совсем просто — она должна быть одного порядка с равновесной температурой T_e , определяемой (4.3). Запишем

$$T_1 = T_e / \alpha. \quad (5.7)$$

Для не очень глубоких атмосфер Земли и Марса $\alpha \approx 1$ (несколько меньше единицы). Для глубоких атмосфер, вроде атмосферы Венеры, α можно оценить, зная массу атмосферы, вертикальный адиабатический градиент и давление на уровне формирования уходящего излучения, что обычно доступно астрономическим наблюдениям, или просто зная температуру поверхности, известную в случае Венеры из радиоастрономических данных или экстраполяции прямых измерений. Для Венеры $\alpha = 230 \text{ К} / 750 \text{ К} \approx 1/3$. Поскольку T_1 входит в ε , фигурирующее далее в степени $1/3$, то пока пренебрежем отличием α от единицы.

Для определения величины δT используем уравнение баланса тепла в атмосфере, которое после осреднения по высоте в стационарном случае можно записать в следующем упрощенном виде (см. Голицын, 1970а, б):

$$Mc_p u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \approx \varepsilon T_e^4. \quad (5.8)$$

Согласно (5.8), адвекция тепла в атмосфере уравновешивается излучением в космос. Оно справедливо, если отклонения температуры всюду невелики по сравнению с ее равновесным значением T_e , что имеет место, когда решающую роль в тепловом режиме атмосферы играет крупномасштабная динамика. Более подробный количественный анализ этих условий будет дан в § 6 (см. также Голицын, 1971). Применение уравнения (5.8) к темным или малоосвещенным областям атмосферы не требует пояснений, однако оно приближенно верно и в остальных случаях, так как поглощение прямой солнечной радиации в не очень плотных атмосферах Земли и тем более Марса невелико.

Рассмотрим медленно вращающуюся планету, радиус r которой является характерным пространственным масштабом ее неzonальных атмосферных движений. Тогда

$$U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \approx U \frac{\delta T}{r} \approx (\varepsilon r)^{3/4} \frac{\delta T}{r}. \quad (5.9)$$

Отсюда и из уравнения (5.8) имеем

$$U \delta T \approx \frac{\sigma T_e^4 r}{Mc_p} = \frac{qr}{Mc_p}. \quad (5.10)$$

Это отношение выражает очевидный факт, что средняя скорость циркуляции и разность температур, ее вызывающая, тесно связаны и взаимосогласованы. Оказывается, что их произведение можно оценить априори, через «внешние параметры» табл. 1 и 2.

Уравнения (5.4), (5.6) и (5.10) при условиях (4.3) и (5.7) полностью определяют неизвестные величины U , δT и ε . Выпишем пока лишь формулу для скорости U :

$$U \approx k^{1/2} \frac{\sigma^{1/2} a}{c_p^{1/2}} q^{7/16} \frac{r^{1/2}}{M^{1/2}}. \quad (5.11)$$

Таким образом, скорость U и другие искомые характеристики атмосферной циркуляции определяются с точностью до эмпирической постоянной k лишь через внешние астрономические и атмосферные параметры.

Напишем еще выражение для полной средней кинетической энергии циркуляции

$$E = \frac{1}{2} M_0 U^2 \approx 2\pi r^2 M U^2 \approx 2\pi k^{1/2} \frac{\sigma^{1/2}}{c_p^{1/2}} q^{7/8} r^3. \quad (5.12)$$

Независимость энергии от массы атмосферы является весьма удивительным фактом, заслуживающим более глубокого осмысления, которое следует провести на основе анализа уравнений динамики атмосферы.

§ 6. УРАВНЕНИЯ ГИДРОТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ. КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ

Движение атмосферы и преобразования энергии в ней управляются законами сохранения импульса и массы, первым законом термодинамики и уравнением состояния, в качестве которого мы будем использовать уравнение состояния идеального газа:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -2[\boldsymbol{\omega}\mathbf{V}] - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F}, \quad (6.1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div} \mathbf{V}, \quad (6.2)$$

$$\frac{dT}{dt} = -(\kappa - 1) T \operatorname{div} \mathbf{V} + \frac{Q}{c_v}, \quad (6.3)$$

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T, \quad (6.4)$$

где \mathbf{V} — вектор скорости, $\boldsymbol{\omega}$ — вектор собственного вращения планеты, ρ — атмосферная плотность, \mathbf{g} — ускорение силы тяжести, \mathbf{F} — массовые силы, под которыми обычно подразумевается трение, вязкое в точных уравнениях или турбулентное в метеорологических исследованиях, $\kappa = c_p/c_v$ — показатель адиабаты, T — температура, Q — приток тепла к единице массы, R — универсальная газовая постоянная, μ — средний молекулярный вес атмосферы.

Одна из главных трудностей метеорологии состоит в адекватном описании притока тепла Q . В идеализированной атмосфере в первом приближении приток тепла можно представить в виде разности между падающей солнечной радиацией и уходящей тепловой радиацией (Лоренц, 1967)

$$Q = qf(\theta, \varphi, z, t) - \sigma T^4, \quad (6.5)$$

где $q = q_0(1-A)/4$, а функция $f(\theta, \varphi, z, t)$ учитывает геометрические условия освещенности — зависимость от широты θ , долготы φ , времени года и суток t , а также зависимость поглощения от высоты z . Основываясь на результатах лабораторных экспериментов (§ 3), мы пренебрегаем притоками тепла от фазовых переходов в атмосфере и от турбулентного переноса, который меньше адвективного или одного с ним порядка. В пользу такого приближения говорят и результаты численных экспериментов по моделированию общей циркуляции земной атмосферы, которые позволяют получить правдоподобные в среднем картины циркуляции без учета этих факторов.

Формула (4.3) дает естественный масштаб температуры на основе лишь астрономических факторов. Зная газовый состав атмосферы, величину среднего молекулярного веса, можно определить естественный масштаб скорости

$$c = c_r = \left(\frac{\kappa R T_c}{\mu} \right)^{1/2}, \quad (6.6)$$

где c_r — скорость звука, соответствующая температуре T_c . Нормируем в (6.1) — (6.3) скорости на величину c :

$$U = \frac{V}{c}. \quad (6.7)$$

Пространственные координаты будем давать в единицах радиуса планеты r

$$x'_i = \frac{x_i}{r}, \quad (6.8)$$

а время

$$t' = \frac{r}{c} t = \frac{t}{\tau_c}. \quad (6.9)$$

Плотность и давление нормируем на их значения у поверхности планеты:

$$\rho' = \frac{\rho}{\rho_s}, \quad p' = \frac{p}{p_s}, \quad (6.10)$$

причем

$$\frac{p_s}{\rho_s} = \frac{c_s^2}{\kappa} \approx \frac{c_c^2}{\alpha}, \quad (6.11)$$

где $\alpha = T_c/T_s < 1$ (T_s — характерная температура поверхности; отличим T_s от T_1 в формуле (5.7) пренебрегаем). Введем также

$\vec{\omega} = \omega \mathbf{n}$, $\mathbf{g} = g \mathbf{k}$, где \mathbf{n} и \mathbf{k} — единичные векторы. В безразмерных переменных в системе (6.1) — (6.4) появляются безразмерные числовые параметры, называемые критериями подобия, потому что если для двух планет их числовые значения будут равны, то уравнения будут тождественными в обоих случаях, т. е. картины циркуляции с точностью до масштабных множителей будут совпадать, а в размерных переменных будут подобными.

Уравнение (6.1) в безразмерных переменных примет вид

$$\frac{dU}{dt} = -2\Pi_{\omega} [\mathbf{n}U] - \frac{\nabla' p'}{\alpha \rho g'} + \frac{\mathbf{k}}{\alpha \Pi_g} + \mathbf{F}', \quad (6.12)$$

$$\Pi_{\omega} = \frac{\omega r}{c}, \quad (6.13)$$

$$\Pi_g = \frac{c^2}{\alpha r g} = \frac{RT_g}{\mu g r} = \frac{H}{r}. \quad (6.14)$$

Здесь Π_{ω} — безразмерный параметр подобия по вращению, называемый вращательным числом Маха. Он равен отношению линейной скорости вращения планеты на экваторе к скорости звука c_e . Другой смысл этого параметра — отношение радиуса планеты к масштабу Обухова L_0 , определяемому как c_e/ω (ср. с (5.2)).

Второй критерий подобия Π_g есть отношение высоты однородной атмосферы H к радиусу планеты r . Примем во внимание известный факт, что крупномасштабные движения квазистатичны, т. е. вертикальные ускорения малы по сравнению с g . Тогда уравнение (6.12) для вертикальной компоненты вектора скорости заменится уравнением гидростатики

$$\Pi_g \mathbf{k} \nabla' p' = \alpha \rho', \quad (6.15)$$

причем в другие уравнения Π_g входить не будет. Таким образом, его величина влияет лишь на вертикальное распределение давления и на величину вертикальных скоростей.

Из анализа уравнения неразрывности можно получить, что типичная величина вертикальной скорости

$$W \sim \Pi_g U. \quad (6.16)$$

Более тонкий анализ с учетом собственного вращения планеты, т. е. критерия Π_{ω} , показывает, что соотношение (6.16) является оценкой сверху для W (Кибель, 1957). Очевидно, для всех планет $\Pi_g \ll 1$, т. е. вертикальные скорости малы по сравнению с горизонтальными, поэтому движения квазигоризонтальны.

Осредним уравнение баланса энергии (6.3) по высоте. В безразмерных переменных оно примет вид

$$\frac{dT'}{dt'} + (\mathbf{U} \nabla') T' = \frac{qr\alpha}{c_p T_e c M} [f(\theta, \varphi, t) - T'^4], \quad (6.17)$$

где $T' = T/T_e$. Учтя, что $c^2 = (\kappa - 1)c_p T_e$, а T_e определяется (4.3), безразмерный множитель справа перед выражением в квадратных скобках запишем как

$$\frac{qrz}{c_p T_e c M} = \frac{z}{(z-1)^{1/2}} \Pi_M, \quad (6.18)$$

где

$$\Pi_M = \frac{\sigma^{3/2}}{c_p^{3/2}} q^{3/2} \frac{r}{M}. \quad (6.19)$$

Энергетическому критерию подобия Π_M можно дать несколько различных толкований. Рассмотрим сначала (6.18). Величина $M c_p T_e = I$ в знаменателе слева есть теплосодержание единичного столба атмосферы (с точностью до множителя порядка α), а $r/c = \tau_e$ — время релаксации возмущений давления или плотности (Обухов, 1949б) в глобальном масштабе, распространяющихся со скоростью звука. Поэтому $\Pi_M = q \tau_e / I$. С другой стороны, как показали Гиращ, Гуди и Стоун (1970), величина

$$\frac{I}{q} = \tau_0 = \frac{c_p M}{\sigma^{3/2} q^{3/2}} \quad (6.20)$$

является хорошей оценкой снизу времени установления локального радиационного равновесия в атмосфере практически для всех интересующих нас газов: водяного пара, CO_2 , H_2 и др. Поэтому $\Pi_M = \tau_e / \tau_0$ есть отношение двух времен релаксации, причем поскольку в определение τ_0 входит масса атмосферы, то естественно его назвать периодом тепловой инерции атмосферы.

В отсутствие атмосферных движений и в пренебрежении тепловой инерцией атмосферы ее температура определялась бы из условия локального радиационного равновесия $Q=0$, т. е.

$$T_r = \left[\frac{q}{\sigma} f(\vartheta, \varphi, t) \right]^{1/4}. \quad (6.21)$$

Как показывает опыт земной атмосферы, распределения реальной температуры и температуры локального радиационного равновесия существенно различны. Поэтому нормированный приток тепла $Q' = T_r' - T_r'^4$, как правило, около единицы. Поскольку обычно $U \ll c$, то можно думать, что условием отсутствия в атмосфере локального радиационного равновесия и, следовательно, решающего влияния атмосферной динамики на формирование температурного режима будет требование $\Pi_M \ll 1$. Более подробный анализ ситуации может быть найден в упомянутой статье Гираща, Гуди, Стоуна (1970). Тогда в стационарном случае уравнение (6.17) запишется как

$$(U \zeta') T' \approx \Pi_M. \quad (6.22)$$

Нетрудно показать, что в размерном виде уравнение (6.22) совпадает с уравнением (5.8), выведенным чисто эвристически.

Итак, основными критериями подобия, составленными на основании лишь внешних параметров, для общей циркуляции планетных атмосфер являются вращательное число Маха Π_ω , отношение шкалы высот к радиусу планеты Π_g и энергетический критерий Π_M . Вывод критериев подобия впервые был дан автором в 1971 г. В предыдущих работах автора они выводились просто как безразмерные комбинации, составленные из внешних параметров.

Данных табл. 1 и 2 достаточно, чтобы построить для планет таблицу критериев подобия, согласно (6.13), (6.16) и (6.19).

Из табл. 3 видно, что значения Π_g и Π_M всюду малы. Поэтому, как говорилось в § 2, по ним можно ожидать автомодельности, т. е. их точные значения (или точные значения какого-то параметра, входящего в них) могут быть несущественными для определения некоторых характеристик общей циркуляции. Вместе с тем критерий подобия по вращению Π_ω меняется в широких пределах. Для Венеры и Меркурия он мал, для Земли и Марса — около единицы, а для планет-гигантов велик. Таблица 3 наводит на мысль, что вращение должно играть решающую роль в определении атмосферной динамики и что именно по значению вращательного числа Маха Π_ω следует, прежде всего, производить классификацию планет по характеру общей циркуляции в их атмосферах.

Таблица 3

Критерии подобия атмосферной циркуляции для планет

Планета	Π_g	Π_ω	Π_M
Меркурий . . .	$1 \cdot 10^{-2}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$	> 1
Венера	$8,3 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Земля	$1,2 \cdot 10^{-3}$	1,43	$1,17 \cdot 10^{-3}$
Марс	$3,2 \cdot 10^{-3}$	1,05	$3,3 \cdot 10^{-2}$
Юпитер	$2,4 \cdot 10^{-4}$	15,6	10^{-4}
Сатурн	$5,5 \cdot 10^{-4}$	14,7	10^{-4}
Уран	$1 \cdot 10^{-3}$	7,5	10^{-5}
Нептун	$6 \cdot 10^{-4}$	6	10^{-5}

Систематическое исследование роли Π_ω было проведено автором совместно с Диким (1966) (см. также Блинова, 1960; Лонгг-Хиггинс, 1968; Дикий, 1969) для линеаризованной задачи о собственных колебаниях планетной атмосферы. Было показано, что собственные функции, описывающие форму колебаний, отличны от нуля в некоторой зоне вблизи экватора до широт $\pm \theta$, так что $\cos \theta \sim \Pi_\omega^{-1/2}$, а вне ее колебания быстро затухают. Физически это можно понять так, что при больших ω сила Кориолиса, пропорциональная $2\omega \sin \theta$, в умеренных и высоких широтах сильно подав-

ляет движения. Этим, по-видимому, объясняется то, что видимая полосатая структура на дисках Юпитера и Сатурна распространяется приблизительно только до широт $40-50^\circ$. Более высокие полярные области имеют равномерно-серую окраску без каких-либо признаков полос. Даже отдельные пятна в полярных областях появляются гораздо реже, чем в экваториальных или умеренных (Пик, 1958; Александер, 1962).

Прежде чем перейти к изложению дальнейшего материала, уместно установить связь вышеуказанных критериев подобия с критериями, обычно употребляемыми при исследовании крупномасштабной динамики земной атмосферы (см., например, Монин, 1969), для которой из наблюдений известны характерная скорость U и типичный масштаб L (например, масштаб Обухова (5.2)). Это, во-первых, число Кибеля — Россби

$$Ki = \frac{U}{\omega L} = Ma \Pi_\omega$$

и, во-вторых, число Маха

$$Ma = \frac{U}{c}.$$

Эти два критерия подобия, как мы увидим ниже (см. § 8, 10), являются функциями критериев Π_M и Π_ω . Вводимые обычно геометрический параметр сферичности L/r обратно пропорционален Π_ω , а параметр квазистатичности H/L пропорционален $\Pi_g \Pi_\omega$. Наши критерии подобия являются, так сказать, внешними, или первичными, поскольку они составлены лишь из астрономических и атмосферных параметров планет и не используют какие-либо наблюдательные или априорные оценки характеристик движения, вроде скорости, которые сами подлежат определению.

Для нахождения детальной картины крупномасштабной динамики, в частности положения синоптического максимума (см. § 2), большую роль играет вертикальная температурная структура атмосферы, характеризующаяся числом Ричардсона. Это число является мерой отклонения реального вертикального градиента температуры от адиабатического. Детализация вертикальной температурной структуры является одной из трудных задач физики атмосферы и требует большего числа определяющих параметров (в частности, поглощательных свойств оптически активных газов и их распределения по высоте и др.), чем мы используем здесь, поэтому выразить число Ричардсона в виде функции только трех внешних критериев подобия, по всей видимости, нельзя.

§ 7. ОБЩИЕ ГИПОТЕЗЫ ПОДОБИЯ ДЛЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ДВИЖЕНИЙ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

Простая структура формулы (5.12) естественно наталкивает на мысль попытаться использовать соображения подобия и размерностей для определения некоторых средних характеристик общей циркуляции планетных атмосфер. Методы подобия и размерности

применялись при исследовании наиболее сложных гидродинамических процессов, поскольку точные решения многих задач, обычно нелинейных, в аналитическом виде не существуют, а численные решения малообозримы и выявление физических закономерностей из них затруднительно. Большое количество примеров использования этих методов можно найти в книгах Седова (1971), Биркгофа (1950), Клайна (1965), Ландау и Лифшица (1954) и др.

При использовании методов подобия и размерности первым шагом является разумный выбор размерных параметров и универсальных постоянных, являющихся наиболее существенными для исследуемого процесса. Если задача сформулирована математически, как у нас, то эти параметры входят в уравнения и граничные условия. Но, вообще говоря, иметь точную формулировку задачи не обязательно, а достаточно ограничиться выбором определяющих параметров из физических соображений, как это было сделано автором в первых публикациях на данную тему (см. Голицын, 1970а, б).

Анализ физической картины изучаемых процессов часто позволяет делать выводы о несущественности тех или иных параметров, точнее, о несущественности их точных значений для определения ряда искомых величин. Иногда такие выводы можно сделать сразу, а иногда после анализа значений безразмерных критериев задачи и выяснения их физического смысла. Вывод о несущественности тех или иных размерных параметров является, конечно, физической гипотезой, строго доказать которую обычно не удастся. Оправданием этой гипотезы в конечном итоге является согласие получаемых с ее помощью результатов с опытом.

Чем меньше размерных параметров, тем более жесткие функциональные связи устанавливаются между искомыми величинами и этими параметрами. Если имеется n параметров, из которых k обладают независимыми размерностями, то с помощью так называемой π -теоремы (доказательство см., например, в цитированных выше книгах Седова и Биркгофа) можно построить $n-k$ безразмерных комплексов, от которых и будут зависеть наши искомые величины. Если $n=k$, т. е. все определяющие параметры обладают независимыми размерностями, то искомые величины с точностью до безразмерной постоянной, определяемой теоретически или из опыта, представляются алгебраическими одночленами от этих параметров. Практика показывает, что эта безразмерная постоянная обычно оказывается порядком единицы.

Система уравнений, описывающих общую циркуляцию, представлена уравнениями (6.1)—(6.4). Определяющими размерными параметрами в ней являются угловая скорость собственного вращения ω [с^{-1}], ускорение силы тяжести g [$\text{см}/\text{с}^2$], безразмерный показатель адиабаты $\kappa = c_p/c_v$, теплоемкость на единицу массы при постоянном давлении c_p [$\text{см}^2/\text{с}^2 \cdot \text{К}$]. Если систему (6.1)—(6.4) записать в сферических координатах, то появится радиус-вектор до центра планеты. Его мера — видимый радиус планеты r [см]. В выражение для притока тепла (6.5) входят также солнечная посто-

янная для планеты с учетом альбеда q [г/с³] и константа Стефана—Больцмана σ [г/с³·К⁴]. Наконец, в уравнение энергии (6.17) входит еще масса единичного столба M [г/см²]. Пренебрежение другими механизмами притока энергии, вводящими новые размерные постоянные, можно рассматривать как физическую гипотезу, принимаемую нами. Соображения в ее оправдание приводились выше.

Кроме того, в уравнении (6.1) в выражение для F входит кинематическая вязкость ν . Однако весь опыт изучения гидродинамики больших систем говорит о том, что при числах Рейнольдса $Re \gg 1$ точное значение этого коэффициента несущественно, хотя именно молекулярная вязкость обеспечивает в конечном счете диссипацию кинетической энергии в тепло. Значение ν определяет лишь масштабы, где происходит диссипация (см. § 2), а не ее величину. Для земли $Re \sim 10^{12}$, для Марса $Re \sim 10^{10}$. Отметим, что в лабораторных и численных экспериментах $Re \sim 10^3$, тем не менее они хорошо воспроизводят основные черты атмосферной циркуляции. Что касается турбулентного трения, то оно у нас в дальнейшем появится, но не в качестве задаваемого внешнего параметра, а в качестве определяемой величины. Аналогичным образом циркуляции автомодельны и по числу Пекле $Pe = UL/\chi$, где χ — коэффициент молекулярной теплопроводности.

В итоге мы имеем шесть размерных параметров: ω , g , c_p , q , r , M , одну универсальную размерную константу σ и одну безразмерную константу κ . Последняя, как показывает табл. 2, мало меняется для различных планет; поэтому в дальнейшем мы ее исключим из рассмотрения. Однако в принципе все универсальные функции безразмерных параметров и константы, полученные ниже, должны зависеть и от κ , что может вносить дополнительный разброс в их эмпирически определяемые значения.

Из указанных семи размерных величин только четыре обладают независимыми размерностями, поскольку в их определения входят четыре первичные размерности (длины, времени, массы и температуры). Поэтому согласно л-теореме теории размерности можно построить три независимых безразмерных комплекса. В качестве таковых выберем уже введенные нами критерии подобия Π_g , Π_ω и Π_M , значения которых для планет приведены в табл. 3.

Поскольку Π_g для всех планет мало, то можно высказать гипотезу, что точное значение его в первом приближении несущественно для определения средних характеристик общей циркуляции. Единственным параметром, входящим только в Π_g , но не в Π_ω и Π_M , является ускорение силы тяжести g . Поэтому гипотезу об автомодельности некоторых средних характеристик циркуляции относительно Π_g при $\Pi_g \ll 1$ можно переформулировать как гипотезу автомодельности относительно точного значения g , коль скоро оно «достаточно велико». В § 6 мы уже видели, что малость Π_g означает малость вертикальных скоростей, зависящих от Π_g или g , по сравнению с горизонтальными, не зависящими от Π_g . Поэтому, например, полная кинетическая энергия циркуляции в первом при-

ближении не должна зависеть от g . На этом основании исключим в дальнейшем g из числа определяющих параметров, считая его достаточно большим. Заметим, что, не будь в системе ускорения силы тяжести вовсе ($g=0$), конвекция не возникла бы и дифференциальный разогрев не приводил бы атмосферу в движение. Ситуация здесь такая же, как при анализе роли кинематической вязкости: не будь ее совсем, кинетическая энергия непрерывно возрастала бы; малые, но конечные значения вязкости ограничивают этот рост, но если число Рейнольдса велико, то точное значение вязкости несущественно.

Следующий критерий подобия по вращению Π_ω физически понятен. При $\Pi_\omega \ll 1$ роль силы Кориолиса мала, и тогда ω можно исключить из рассмотрения. Однако при совсем малых Π_ω этот параметр начинает играть новую неожиданную роль, на чем мы остановимся в § 10.

Тот факт, что для всех планет (кроме Меркурия) $\Pi_M \ll 1$, позволяет высказать гипотезу об автомодельности относительно и этого критерия подобия, коль скоро тепловая инерция атмосферы достаточно велика. Это значит, что какой-то из размерных параметров, входящих в Π_M , несуществен, вернее несущественно его точное значение. Не затрагивая величин параметров подобия Π_g и Π_ω , можно исключить массу единичного столба атмосферы M , считая ее достаточно большой, так что $\Pi_M \ll 1$. Проверкой этой гипотезы, как и остальных, может служить лишь эксперимент.

§ 8. МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИЕСЯ ПЛАНЕТЫ С ПЛОТНОЙ АТМОСФЕРОЙ

При $\Pi_g \ll 1$, $\Pi_\omega \ll 1$, $\Pi_M \ll 1$ точные значения g , ω и M несущественны, согласно гипотезам автомодельности. Остаются лишь четыре размерные величины: q , c_p , r и σ . Из них можно единственным образом составить комбинации с размерностями температуры (это будет эффективная равновесная температура T_e (см. (4.3)), скорости — c_e (см. (6.6)), времени $\tau_e = r/c_e$, а также энергии. Последняя имеет вид

$$E = 2\pi B \frac{\sigma^{1/4}}{c_p^{1/2}} q^{7/4} r^3, \quad (8.1)$$

где B — некоторый численный коэффициент, а множитель 2π введен для сокращения некоторых дальнейших формул.

Даже не зная формулы (5.12), мы вынуждены были бы заключить, что это полная кинетическая энергия циркуляции, так как полная внутренняя энергия атмосферы пропорциональна ее массе. Однако решающим обстоятельством оказывается сравнение с наблюдениями и численными экспериментами.

Условию малости всех трех критериев удовлетворяет лишь Венера, но можно думать, что и при $\Pi_\omega \sim 1$, т. е. для Земли и Марса, формула (8.1) будет не слишком далека от реальности. В табл. 4

для Венеры, Земли и двух моделей Марса с двумя значениями давления у поверхности $p_s = 5$ и $7,5$ мб приведены наблюдаемые или вычисленные значения E (см. ссылки в § 1) и теоретические значения E/B , согласно (8.1), для разных планет.

Таблица 4

Планета	$E_{\text{exp}} \cdot 10^{-26}$ эрг	$E/B \cdot 10^{-26}$ эрг
Венера	500	50
Земля	60—90	77
Марс	1,2—1,6; 5 мб	7,0
	1,4—1,7; 7,5 мб	

Для Земли и в меньшей степени для Марса видно неплохое совпадение теории и эксперимента. Расчет для двух моделей атмосферы Марса с разными массами даже подтверждает практическую независимость полной кинетической энергии от массы атмосферы. Для Венеры согласие хуже, хотя по скоростям теоретические и экспериментальные результаты будут различаться только в 3 раза. Подробное обсуждение всех планет будет проведено в гл. 3 со специальным выяснением причин больших расхождений для Марса (см. § 13) и Венеры (см. § 14).

С учетом (4.3), (6.6) и (6.9) формулу (8.1) можно записать как

$$E = 2B(x-1)^{1/2} q \pi r^2 \frac{r}{c_e} = \frac{1}{2} B(x-1)^{1/2} Q \tau_e, \quad (8.2)$$

т. е. с точностью до единицы полная кинетическая энергия атмосферных движений равна полной мощности солнечной радиации, подводимой к атмосфере планеты, умноженной на время релаксации τ_e .

Сравнение (5.12) и (8.1) дает

$$B \approx k^{1/2}. \quad (8.3)$$

Зная массу атмосферы, можно определить среднюю скорость атмосферных движений

$$U = \left(\frac{E}{2\pi r^2 M} \right)^{1/2} = B^{1/2} \frac{\sigma^{1/10}}{c_p^{1/2}} q^{1/10} \frac{r^{1/2}}{M^{1/2}} = \left(\frac{B \Pi_M}{x-1} \right)^{1/2} c, \quad (8.4)$$

откуда следует, что с точностью до множителя порядка единицы критерий подобия Π_M равен квадрату числа Маха. Такая интерпретация справедлива, правда, как будет показано в § 10, лишь при небольших Π_∞ .

Еще одним полезным следствием формулы (8.1) является независимость средней кинетической энергии единицы объема, или, что одно и то же, среднего ветрового напора $1/2 \rho U^2$, от атмосферного давления.

Формулой (8.1) и ее непосредственными следствиями и ограничиваются результаты, получаемые с помощью соображений подобия и размерности. Для определения других характеристик циркуляции можно идти двумя путями. В случае небольших Π_ω , когда влияние силы Кориолиса мало, перенос тепла от более нагретых мест к более холодным осуществляется непосредственно атмосферными движениями. Тогда справедливо приближенное уравнение переноса тепла в форме (5.10), откуда, зная U , можно найти типичную разность температур δT и далее скорость диссипации ε , коэффициент полезного действия атмосферы η , а затем характерное время жизни циркуляции

$$\tau_U = \frac{E}{4\pi r^2 M \varepsilon} = \frac{E}{\varepsilon}, \quad (8.5)$$

которое оказывается равным $r/2U$. Время жизни циркуляции оказывается сравнимым с ее типичным пространственным масштабом, деленным на среднюю скорость. Такая ситуация характерна для крупномасштабного турбулентного перемешивания.

Другой путь состоит в постулировании времени жизни циркуляции формулой

$$\tau_U = \frac{\beta}{2} \frac{r}{U}, \quad (8.6)$$

где параметр β может быть назван степенью организованности или мерой упорядоченности потока.¹ При $\beta \sim 1$, что, как мы видели только что, имеет место при $\Pi_\omega \ll 1$, осуществляется крупномасштабное перемешивание турбулентного типа, а при больших Π_ω поток приобретает организованную структуру и может достигать больших скоростей.

Такое определение τ_U можно принять и при произвольных Π_ω , причем оказывается, что β является существенной функцией Π_ω . При произвольных Π_ω использование уравнения переноса энергии (5.8) становится малоэффективным, поскольку в геострофических движениях градиент температуры в основном перпендикулярен вектору скорости. Введение β позволяет обходиться без этого уравнения. Если же известны скорость и диссипация, то β можно найти по формуле

$$\beta = \frac{2EU}{\varepsilon r}, \quad (8.7)$$

¹ Физический смысл меры упорядоченности β можно пояснить путем следующего рассуждения. Если выключить притоки тепла и запретить потенциальной энергии превращаться в кинетическую, то затухание кинетической энергии циркуляции на единицу массы можно описать уравнением $dU^2/2dt = -\varepsilon$. Скорость диссипации ε имеет размерность куба скорости, деленного на масштаб длины. Пусть $\varepsilon = U^3/\beta_1 r$, где β_1 — некоторый коэффициент, суммарно учитывающий, какие масштабы скорости (и длины) определяют диссипацию. Решение уравнения $dU^2/dt = -2U^3/\beta_1 r$ с начальным условием $U = U_0$ при $t = 0$ имеет вид $1/U - 1/U_0 = t/\beta_1 r$. Отсюда время затухания энергии в n раз равно $t_n = \beta_1 r/U_0 (1/\sqrt{n-1})$, т. е. $\beta = 2\beta_1 (\sqrt{n-1})$. Таким образом, чем больше величина β , тем меньшие скорости осуществляют диссипацию, т. е. тем более упорядоченным становится крупномасштабный поток.

следующей из (8.5) и (8.6). Эффективное определение величины β для ряда моделей общей циркуляции будет сделано в § 11 (см. также Голицын, Зилитинкевич, 1972).

Зная τ_U , определяем далее, согласно (8.5), ϵ и ϵ , затем η и δT . Структура формул для всех указанных величин одинакова:

$$\frac{\tau_c}{\tau_U} \approx \frac{\beta \epsilon}{k^{1/2} Q} = \frac{\beta \eta}{k^{1/2}} \approx \frac{\beta k^{1/2} \delta T}{T_c} \approx k^{1/2} \Pi_M^{-1/2}. \quad (8.8)$$

Точные выражения для этих величин с помощью внешних параметров и константы B читатель без труда может вывести самостоятельно, получив, можно думать, при этом удовольствие от красивых степеней, в которых будут фигурировать данные параметры, особенно приток энергии q .

Если вспомнить ограничение (5.5) $k \ll 1$, то тогда из формул (8.4) и (8.8) следует, что при заданных значениях внешних параметров для планеты существуют теоретические пределы сверху для средней скорости U , коэффициента полезного действия η , скорости диссипации ϵ , или ϵ , и снизу для времени жизни циркуляции τ_U и характерной разности температур δT .

Для разности температур δT существует еще одно очевидное неравенство, на этот раз сверху

$$\delta T < \gamma_i T_c, \quad (8.9)$$

где $\gamma_i = 1 - T_c/T_c$, а T_c — температура конденсации газа, насыщающего атмосферу. Выделяющееся при конденсации скрытое тепло препятствует дальнейшему падению температуры. Такое неравенство представляет интерес в первую очередь для Марса. Для него $T_c \approx 150$ К, а $T_c \approx 220$ К, поэтому $\gamma_i \approx 1/3$. Для Земли $T_c = 90$ К — температура конденсации кислорода, поэтому $\gamma_i \approx 2/3$. Это неравенство полезно иметь в виду при не слишком малых Π_M , когда использование соответствующего выражения для δT может нарушить неравенство (8.9).

§ 9. МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИЕСЯ ПЛАНЕТЫ С РАЗРЕЖЕННОЙ АТМОСФЕРОЙ

Для конечных значений критерия Π_M множитель B в формуле (8.1) перестает уже быть константой, а должен рассматриваться как функция Π_M , т. е.

$$B = B_0 f(\Pi_M), \quad f(0) = 1. \quad (9.1)$$

Функция $f(\Pi_M)$ должна быть убывающей функцией Π_M , поскольку в противном случае неравенство (8.9) будет нарушаться.

Сохраним приближенное равенство $B \approx k^{1/2}$ и для величины B_0 . Тогда, учитывая, что $\delta T \approx B^{3/2} (k\beta)^{-1} \Pi_M^{-1/2} T_c$, из (8.9) получаем

$$f(\Pi_M) < (\gamma_i \beta)^{-2} k^{1/2} \Pi_M^{-1/2}. \quad (9.2)$$

На самом деле функция $f(\Pi_M)$ должна довольно быстро начать убывать уже при небольших значениях Π_M . Это можно показать, если обратить внимание на одну особенность выведенных нами формул. Согласно (8.8) $\delta T \sim q^{3/4}$, в то время как $T_e \sim q^{3/4}$. Характерная температура холодной части атмосферы

$$T_2 = T_1 - \delta T = \frac{T_e}{\alpha} \left(1 - \frac{\delta T}{T_1} \right) = \frac{T_e}{\alpha} \left(1 - \frac{B^{3/2} \alpha}{k \beta} \Pi_M^{1/2} \right)$$

растет с увеличением T_e лишь до определенных значений $\bar{\Pi}_M$, если не принимать во внимание функцию $f(\Pi_M)$. Поскольку $\Pi_M^{1/2} \sim q^{3/8} \sim T_e^{3/8}$, из условия $dT_2/dT_e > 0$ получаем с учетом (8.3)

$$\Pi_M < \frac{16}{81} \frac{k^2 \beta^2}{B_0^3} \approx \frac{16}{81} k^{1/2} \beta^2. \quad (9.3)$$

Если $k \approx 0,1$, $\beta \approx 1$, то $\bar{\Pi}_M < 0,06$; если $k \approx 10^{-2}$, что характерно, как увидим далее, для Марса, то $\bar{\Pi}_M < 0,02$.

Таким образом, если не учитывать функцию $f(\Pi_M)$, то уже при небольших Π_M можно получить противостественную картину: увеличение притока тепла к планетной атмосфере может привести к уменьшению температуры, скажем, у полюсов и наоборот. Чтобы этого не было, функция $f(\Pi_M)$ должна довольно быстро начать убывать с ростом Π_M , во всяком случае раньше, чем Π_M достигнет нескольких сотых.

Планетой, для атмосферы которой $\Pi_M \gg 1$, может оказаться Меркурий. Большие Π_M соответствуют малой плотности атмосферы, поэтому надо следить, чтобы число Рейнольдса оставалось достаточно большим и не нарушалась тем самым автомодельность относительно кинематической вязкости ν . Если выбрать $Re = cr/\nu$, то условие $Re \gg 1$ будет эквивалентно требованию малости длины свободного пробега l по сравнению с радиусом планеты, поскольку $\nu \approx cl$.

В упоминавшейся уже работе Гираша, Гуди и Стоуна (1970) показано, что случай $\Pi_M \gg 1$ соответствует наличию локального радиационного равновесия в атмосфере, определяющему горизонтальное распределение температуры, к которому подстраивается атмосферная динамика. При этом разреженная атмосфера переносит слишком мало тепла, чтобы играть какую-либо заметную роль в установлении распределения температуры.

Автором (см. Голицын, 1970б) из общих соображений о возможности существования автомодельного режима циркуляции при $\Pi_M \gg 1$ и требования достаточно быстрого убывания функции $f(\Pi_M)$ с ростом Π_M была предложена асимптотическая зависимость $f(\Pi_M) \sim \Pi_M^{-7/2}$ при $\Pi_M \gg 1$. Эта зависимость получается при гипотезе об автомодельности общей формулы для кинетической энергии (8.1) со значением B , согласно (9.1), относительно притока энергии q , причем q считается достаточно большим, так что значение $\Pi_M \sim q^{3/8}$ велико по сравнению с единицей. В настоящее время

нет каких-либо данных за или против этой гипотезы, но физически она пока представляется возможной. Такие данные могли бы быть получены лишь путем численного моделирования циркуляции на гипотетической планете с $\Pi_M \gg 1$, но $\Pi_\omega \ll 1$.

§ 10. ПОДОБИЕ ЦИРКУЛЯЦИИ С УЧЕТОМ ВРАЩЕНИЯ

Рассмотрим планеты с конечным критерием подобия по вращению Π_ω , но малым энергетическим критерием Π_M . Используем снова основную формулу для полной кинетической энергии циркуляции (8.1), не зависящую от Π_M , однако теперь константу B будем считать функцией Π_ω , т. е.

$$B = B_0 f_1(\Pi_\omega), \quad f_1(\Pi_\omega) = 1 \text{ для } \Pi_\omega \ll 1, \quad B_0 \approx k^2. \quad (10.1)$$

Из общих соображений о стабилизирующей роли вращения следует, что функция $f_1(\Pi_\omega)$ должна расти с ростом Π_ω , поскольку при больших скоростях вращения развитие возмущений в потоке задерживается, масштабы их уменьшаются; при заданном притоке энергии (и диссипации) средний поток становится более упорядоченным и может достигать больших скоростей.

В случае произвольных значений Π_ω вид функции $f_1(\Pi_\omega)$ определить не удастся, явных формул для характеристик атмосферной циркуляции, как в § 8, не получается, однако зависимости $U \sim \tau \bar{v}^{-1} \sim \epsilon \sim \eta \sim \delta T \sim M^{-1/2}$, $\epsilon \sim M^{-3/2}$ здесь сохраняются.

При $\Pi_\omega < 1$ ограничимся первыми членами разложения функции $f_1(\Pi_\omega)$ в ряд Тейлора:

$$f_1(\Pi_\omega) \approx 1 + a \Pi_\omega^2, \quad a > 0. \quad (10.2)$$

Член, соизмеримый с Π_ω , должен быть малым или вообще отсутствовать, поскольку изменение знака ω , т. е. направления вращения, не должно менять характеристики циркуляции (такие члены могут быть в случае, когда период вращения не мал по сравнению с годовым периодом, или при наличии крупномасштабной несимметричной орографии). Как мы увидим далее, при анализе наблюдений для Земли и численных экспериментов для Марса, функция $f_1(\Pi_\omega)$ действительно неплохо может быть аппроксимирована зависимостью (10.2) с $a \approx 1$. Модельные оценки § 11 показывают, что зависимость $f_1(\Pi_\omega) \sim \Pi_\omega^2$ может выполняться и при больших Π_ω . Отметим, что при этом и $\beta \sim \Pi_\omega^2$.

Однако при очень малых Π_ω можно заранее ожидать неприятностей совсем особого рода. Дело в том, что малые Π_ω соответствуют большой длине солнечных суток, а при этом темная сторона планеты за долгую ночь может остыть больше, чем полюса, и тогда картина циркуляции изменится, она будет направлена в основном со светлой стороны на темную, а не от экватора к полюсам. Масштаб циркуляции при этом увеличится до πl , что при прочих равных условиях должно приводить к увеличению скоростей или, в наших терминах, функции $f_1(\Pi_\omega)$. Критерий для суще-

ствования того или иного режима циркуляции можно получить, сравнивая δT , отнесенное к расстоянию полюс — экватор (см. последнюю формулу (8.8)), с изменением температуры за ночь вследствие выхолаживания атмосферы. Если длительность ночи τ_d много меньше времени тепловой релаксации атмосферы τ_0 (см. (6.20)), то

$$\delta T_d \approx \frac{\tau_d}{\tau_0} T_e \approx \pi \frac{\Pi_M}{\Pi_\omega} T_e. \quad (10.3)$$

Сравнивая эту оценку с δT по (8.8), получаем

$$G \dots \frac{\delta T_d}{\delta T} \approx \pi \frac{\Pi_M^{1/2}}{\Pi_\omega}. \quad (10.4)$$

Если $G \ll 1$, основную роль в циркуляции играют холодные полюса, а если $G \gg 1$, решающую роль играет разница температур между дневным и ночным полушариями.

При очень больших Π_ω автор (см. Голицын, 1970б), исходя из возможности существования при этом автомодельного режима и требования $\partial f_1 / \partial \Pi_\omega > 0$, т. е. роста энергии циркуляции со скоростью вращения, предложил формулу

$$f_1(\Pi_\omega) \sim \Pi_\omega^7, \quad (10.5)$$

однако из-за скудости наблюдательного материала подтвердить (или опровергнуть) эту формулу пока не удастся, и мы на этом закончим дискуссию для вращающихся планет.

§ 11. ДРУГИЕ ОЦЕНКИ ГЛОБАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИРКУЛЯЦИИ, ОСНОВАННЫЕ НА РАЗЛИЧНЫХ ГИПОТЕЗАХ О ПРИРОДЕ ДИССИПАЦИИ

В § 8 на основе гипотез подобия была установлена формула (8.1) для полной кинетической энергии циркуляции. Привлечение термодинамического выражения для средней удельной скорости диссипации кинетической энергии ε — формулы (5.4) вместе с гипотезой о характере перемешивания, выражаемой формулой (8.6), позволяет, согласно (8.5), оценить ε и типичную разность температур δT . Эти же соображения, дополненные упрощенным уравнением переноса тепла (5.8) или (6.22), позволяют получить все результаты и без использования гипотез подобия, как это сделано в § 5.

В § 5 и далее считалось, что основная диссипация кинетической энергии происходит в свободной атмосфере, а крупномасштабное перемешивание подчиняется закону Ричардсона — Обухова. Оба эти предположения нет оснований считать справедливыми всегда: для земной атмосферы, например, они могут рассматриваться лишь как некоторое приближение. Известно, что в атмосфере Земли около половины или больше общей величины диссипации

приходится на пограничный слой атмосферы (Зилитинкевич, 1970). Самая крупномасштабная атмосферная турбулентность подчиняется «закону k^{-3} » (см. § 2), и хотя это не противоречит тому, что крупномасштабная относительная диффузия подчиняется закону Ричардсона, ситуация все же остается пока неясной, а полная универсальность формул типа (5.6) — сомнительной.

Поэтому представляет интерес рассмотреть случай, когда основная доля диссипации приходится на планетарный пограничный слой атмосферы. При этом законы сопротивления для пограничного слоя заменяют гипотезы о характере перемешивания, а привлечение термодинамического выражения для ϵ и упрощенного уравнения переноса тепла, полученных при весьма общих условиях, позволяет замкнуть задачу. Характер пограничного слоя зависит от скорости вращения планеты, поэтому здесь также мы будем эти слои классифицировать в зависимости от величины вращательного числа Маха Π_ω . Конечно, ограничиваясь учетом диссипации лишь в пограничном слое, мы будем иметь дело с достаточно идеализированными моделями, однако такая постановка задачи позволяет внести определенную ясность в понимание основных механизмов и характер количественных закономерностей общей циркуляции планетных атмосфер.

Во второй части параграфа рассматриваются также различные, снова дифференцированные в зависимости от величины Π_ω гипотезы о характере перемешивания и переноса тепла, когда основная диссипация происходит в свободной, т. е. достаточно глубокой, атмосфере типа атмосфер больших планет. Содержание этого параграфа следует статье Голыцина и Зилитинкевича (1972).

А. Диссипация в пограничном слое

А.1. Медленное вращение

При $\Pi_\omega \ll 1$ вращение несущественно и следует ожидать циркуляции гадлеевского типа, когда адвекция тепла происходит со скоростью основного потока U в направлении, противоположном градиенту температуры $\delta T/r$. Тогда вместо (5.8) можно воспользоваться упрощенным уравнением (5.10)

$$c_p M U \delta T \approx q r. \quad (11.1)$$

Средняя скорость диссипации кинетической энергии в атмосфере на единицу ее массы равна по (5.4)

$$\epsilon = k \frac{\partial T}{T_1} \frac{q}{M}. \quad (11.2)$$

Локальная скорость диссипации энергии среднего движения за счет трения в пограничном слое выражается формулой (см. Зилитинкевич, 1970)

$$\epsilon_{\tau} = - \left(\frac{\mathbf{u}}{\rho} \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} \right), \quad (11.3)$$

где \mathbf{u} и $\vec{\tau}$ — горизонтальный вектор скорости ветра и вертикальный поток количества движения, ρ — атмосферная плотность, z — вертикальная координата. Если основная диссипация действительно происходит в пограничном слое, то ее значение, среднее по всей толще атмосферы, выражается в виде

$$\varepsilon = \frac{1}{M} \int_0^{\infty} \varepsilon_n \rho dz = \frac{1}{M} \int_0^{\infty} \left(\vec{\tau} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right) dz. \quad (11.4)$$

Здесь проведено интегрирование по частям с учетом граничных условий: $\mathbf{u} = 0$ при $z = 0$ и $\vec{\tau} \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$. Основной вклад в правую часть (11.4) вносит интеграл по приповерхностному пограничному слою $0 < z < h$, в пределах которого поток импульса $\vec{\tau}$ приближенно постоянен по высоте (выше этого слоя изменения скорости с высотой не столь значительны, а $\vec{\tau}$ резко убывает). Обозначив модуль скорости на высоте h через U , а плотность газа и модуль потока количества движения у поверхности планеты соответственно через ρ_0 и τ_0 и используя коэффициент сопротивления

$$c_0 = \frac{\tau_0}{\rho_0 U^2}, \quad (11.5)$$

находим

$$M\varepsilon = c_0 \rho_0 U^3. \quad (11.6)$$

Отождествляя теперь скорость ветра на высоте h с типичным значением скорости в атмосфере, из (11.1), (11.2) и (11.6) с учетом формул $\rho_0 = gM/R'T_s$ (T_s — характерная температура поверхности планеты, $R' = R/\mu$ — удельная газовая постоянная) и $c_p/R' = \kappa/(\kappa - 1)$ получаем

$$U^3 = \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{k}{c_0} \frac{r q^2}{gM^2}. \quad (11.7)$$

Точнее, в правой части должен стоять еще множитель

$$\frac{T_c}{T_s} \approx \frac{T_c}{T_1} = \alpha.$$

Параметр α уже рассматривался в § 5, 8. Для не очень плотных атмосфер этот множитель лишь немного меньше единицы, и его можно не выписывать.

Для полной кинетической энергии циркуляции имеем, согласно (11.7), следующее выражение:

$$E = 2\pi r^2 M U^2 \approx 2\pi \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa} \right)^{1/2} \left(\frac{k}{c_0} \right)^{1/2} \frac{q r^{5/2}}{g^{1/2}}. \quad (11.8)$$

Как и раньше, выражение для энергии здесь вновь не содержит массы атмосферы, но в отличие от (5.12) или (8.1) выражение (11.8) оказывается теперь зависящим от g и не зависящим от

теплоемкости газа. Обозначим энергию, определяемую (8.1), через E_0 .

Сравнивая (11.8) и (8.1), с учетом (8.2) и (6.14), находим

$$\frac{E}{E_0} \approx \left(\frac{\kappa - 1}{\kappa}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Pi_g^{\frac{1}{2}}}{c_0^{\frac{1}{2}}}. \quad (11.9)$$

Коэффициент сопротивления c_0 зависит от вертикальной стратификации атмосферы, но не слишком сильно, и при крайних ее отклонениях от нейтральной меняется не более чем на полпорядка (Зилитинкевич, 1970). При нейтральной стратификации $c_0 = \kappa^2 / \Pi^2 (h/z_0)$, где $\kappa \approx 0,4$ — постоянная Кармана, z_0 — высота шероховатости. Для грубых оценок можно принять $c_0 \approx 10^{-3}$. Согласно табл. 3, для всех планет $\Pi_g \approx 10^{-3}$; поэтому $E/E_0 \approx 1$, т. е. обе формулы (8.1) и (11.8) будут давать практически одинаковые значения полной кинетической энергии циркуляции.

Излагаемый подход позволяет найти параметр β — меру упорядоченности крупномасштабных движений, определяемую формулой (8.7). Он оказывается равным

$$\beta \approx \frac{\Pi_g}{c_0 \alpha}. \quad (11.10)$$

Если учесть, что $\Pi_g \approx c_0$, то получается $\beta \approx \alpha^{-1}$, т. е. β может быть порядка единицы или немного больше. В § 8 это следовало из гипотез о характере перемешивания и из уравнения переноса тепла.

С помощью уравнений (11.1) и (11.7) нетрудно определить типичную разность температур δT . При сравнении ее с соответствующим выражением из формул (8.8), которое мы обозначим δT_0 , получается

$$\frac{\delta T}{\delta T_0} \approx \beta \left(\frac{c_0}{\Pi_g}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (11.11)$$

что также близко к единице.

Таким образом, при $\Pi_g \approx 10^{-3}$ оба подхода дают практически одинаковые результаты. Для выяснения области применимости каждого из них было бы интересно смоделировать циркуляцию на гипотетических планетах со значениями Π_g , резко отличными от 10^{-3} . Естественно предполагать, и простые расчеты это подтверждают (см. Голицын, Зилитинкевич, 1972), что при $\Pi_g \ll 10^{-3}$ относительная роль пограничного слоя падает, и тогда верна формула (8.1), а при $\Pi_g \gg 10^{-3}$ ситуация будет противоположной, и ближе к действительности окажется формула (11.8).

А.2. Быстрое вращение

Если величина Π_ω не мала, то в уравнениях движения становится существенным член с ускорением Кориолиса. Движения в свободной атмосфере будут близкими к геострофическим, а планетарный пограничный слой будет экмановского типа. Системати-

ческие движения в атмосфере приобретут характер, близкий к зональному. В таком зональном потоке меридиональные движения могут возникать вследствие поворота ветра с высотой в экмановском пограничном слое. В последующих оценках данного пункта будем считать, что именно эта компонента скорости осуществляет основной перенос тепла по меридиану, и обсудим следствия такого предположения.

Воспользуемся уравнениями Экмана (см. Зилитинкевич, 1970):

$$2\omega_z \rho v + \frac{\partial \tau_x}{\partial z} = 0, \quad -2\omega_z \rho (u - U) + \frac{\partial \tau_y}{\partial z} = 0, \quad (11.12)$$

где u и v — широтная и меридиональная компоненты скорости, U — геострофическая скорость или типичная скорость ветра в свободной атмосфере, движение в которой считается чисто зональным, τ_x и τ_y — широтная и меридиональная компоненты потока количества движения, $\omega_z = \omega \sin \theta$ — проекция вектора угловой скорости вращения планеты на вертикальное направление. Первое из уравнений (11.12) дает следующую оценку средней по атмосфере меридиональной скорости:

$$V \approx \frac{1}{M} \int_0^{\infty} v \rho dz = \frac{\tau_{yv}}{2M\omega_z} \approx \frac{\tau_{yv}}{M\omega}. \quad (11.13)$$

Фигурирующую здесь компоненту напряжения трения у поверхности τ_{x0} можно оценить по формуле

$$\tau_{x0} = c_x \rho_0 U^2. \quad (11.14)$$

Здесь c_x — коэффициент сопротивления вида $c_x = c_r^2 \cos \gamma$, где c_r — геострофический коэффициент трения, γ — угол поворота ветра в пограничном слое. Примем, что в среднем стратификация в пограничном слое близка к нейтральной. Тогда c_x будет зависеть только от значения числа Россби $Ro = U/\omega z_0$. Согласно закону сопротивления для экмановского пограничного слоя (Зилитинкевич, 1970), эта зависимость оказывается довольно слабой, так как при изменении Ro поведение c_r^2 и $\cos \gamma$ противоположно. Для грубых оценок можно считать c_x константой, примерно равной 10^{-3} . Используя уравнение состояния и формулы (6.14), (11.13) и (11.14), получаем

$$V \approx \frac{c_x \alpha U^2}{r \omega \Pi g}. \quad (11.15)$$

Уравнение переноса тепла (6.22) или (5.8) в рассматриваемом случае можно записать в виде

$$V \frac{\delta T}{r} \approx \frac{q}{Mc_p}. \quad (11.16)$$

Чтобы замкнуть систему, остается выразить диссипацию через скорость ветра. Для этого подставим в (11.3) $\partial \tau_x / \partial z$ и $\partial \tau_y / \partial z$ из

уравнений Экмана (11.12). После несложных преобразований получается точная формула

$$\rho \varepsilon_{\text{л}} = U \frac{d\tau_x}{dz},$$

из которой далее следует

$$\varepsilon \approx \frac{1}{M} \int_0^{\infty} \varepsilon_{\text{л}} \rho dz = \frac{U \tau_{x0}}{M} \approx \frac{c_x \alpha U^3}{r \Pi_g}. \quad (11.17)$$

Формулы (11.2) и (11.15)—(11.17) позволяют получить теперь все желаемые оценки. В частности,

$$U \approx \frac{(x-1)^{-2/5} k^{1/5}}{\alpha^{1/5} c_x^{2/5}} \Pi_g^{2/5} \Pi_M^{2/5} \Pi_{\omega}^{1/5} c, \quad (11.18)$$

$$V \approx \frac{k^{2/5} \alpha^{2/5} c_x^{1/5}}{(x-1)^{4/5}} \frac{\Pi_M^{1/5}}{\Pi_g^{1/5} \Pi_{\omega}^{2/5}} c, \quad (11.19)$$

$$\delta T \approx \frac{(x-1)^{3/10}}{k^{3/5} \alpha^{2/5} c_x^{1/5}} \Pi_g^{1/5} \Pi_M^{1/5} \Pi_{\omega}^{3/5} T_e. \quad (11.20)$$

В полную кинетическую энергию циркуляции основной вклад будет вносить зональная компонента. Поэтому $E \approx 2\pi r^2 M U^2$. Отношение энергии к значению E_0 , даваемому формулой (5.12), будет составлять

$$\frac{E}{E_0} \approx \frac{(x-1)^{1/5}}{\alpha^{2/5} k^{1/5}} \left(\frac{\Pi_g}{c_x} \right)^{4/5} \frac{\Pi_{\omega}^{2/5}}{\Pi_M^{1/5}}. \quad (11.21)$$

Мера упорядоченности β получается равной $\beta \approx \Pi_g / c_x \alpha$, т. е. снова оказывается порядка единицы.

Если подставить в (11.21) значения параметров, соответствующие Земле, то получим $E/E_0 \approx 4$. В то же время функция $f_1(\Pi_{\omega})$, оцененная по (10.2) с $a \approx 1$, дает для Земли $E/E_0 \approx 3$. Точно так же формула (11.20) завышает примерно вдвое против фактической температурную разность δT . Причина этих расхождений понятна: мы не учитывали здесь меридионального переноса тепла в атмосфере за счет крупномасштабных вихрей, а вследствие этого значения U и δT , взаимно приспособленные лишь с помощью экмановского поворота ветра в пограничном слое, неизбежно должны получиться завышенными по сравнению со случаем, когда включается и механизм переноса в свободной атмосфере. Однако как экстремальные оценки формулы (11.18)—(11.20) могут представлять интерес.

А.3. Предельный режим быстрого вращения

По мере увеличения скорости вращения планеты, согласно (11.18)—(11.20), U и δT будут расти, а V — убывать:

$$U \sim \omega^{1/5}, \quad V \sim \omega^{-3/5}, \quad \delta T \sim \omega^{3/5}.$$

Вместе с тем для δT имеется очевидное ограничение (8.9), говорящее о том, что температура атмосферы в наиболее холодных ее частях не может опускаться ниже температуры конденсации газов, насыщающих атмосферу, из-за выделения скрытой теплоты конденсации. Поэтому при больших значениях ω упомянутые формулы перестают быть верными. С ростом ω меридиональный обмен все более затрудняется, что должно приводить к росту разности температур между экватором и полюсами δT , но тогда фактическое распределение температуры будет ближе к тому, которое определяется лишь радиацией, т. е. уравнение (5.8) перестает быть справедливым. Однако оценка сверху для средних скоростей может быть получена и без него.

Поскольку при очень быстром вращении можно ожидать, что $\delta T/T_e \approx 1$ (см. конец § 8), запишем формулу (11.2) в виде

$$\varepsilon = \eta_{II} \frac{q}{M}, \quad (11.22)$$

где $\eta_{II} = k\delta T_{\max}/T_e$. Из (11.22) и (11.17) сразу находим

$$U \approx (\alpha - 1)^{-1/2} \left(\frac{\eta_{II} \Pi_g \Pi_M}{c_x a} \right)^{1/2} c, \quad (11.23)$$

откуда, поскольку $\eta_{II} < 1$,

$$U < (\alpha - 1)^{-1/2} \left(\frac{\Pi_g \Pi_M}{c_x a} \right)^{1/2} c. \quad (11.24)$$

Для Земли, если бы она вращалась гораздо быстрее при неизменных значениях остальных параметров, т. е. $\Pi_g \approx c_x \approx 10^{-3}$, $\Pi_M \approx 10^{-3}$ и $c = 300$ м/с, согласно (11.24), $U < 40$ м/с.

С помощью (11.15) можно оценить также и среднюю меридиональную компоненту скорости V : при увеличении скорости вращения она будет падать как ω^{-1} . О поведении характерной разности температур δT количественных выводов сделать не удастся. Можно лишь ожидать, что с ускорением вращения полюса будут холоднее, и температура на них будет приближаться к величине, определяемой условиями локального радиационного равновесия.

Б. Диссипация в свободной атмосфере

Б.1. Медленное вращение ($\Pi_\omega \ll 1$)

Следуя идее Колмогорова (1942), удельную диссипацию кинетической энергии можно оценить по формуле

$$\varepsilon \approx \frac{U'^3}{L}, \quad (11.25)$$

где U' — характерная скорость в крупномасштабных возмущениях размером L . При медленном вращении U' будет соизмеримо со средней скоростью ветра U , а L — с радиусом планеты r . Тогда с помощью (11.1), (11.2) и (11.25) получаем формулу (5.12)

$$E \approx 2\pi k^{1/2} \sigma^{1/2} c^{-1/2} q^{7/2} r^3.$$

Вывод этого выражения для полной кинетической энергии вполне эквивалентен тому, который использовался в § 5. При этом, согласно (8.7), $\beta = 1$.

Б.2. Быстрое вращение ($\Pi_\omega > 1$)

В этом случае пространственные размеры основных возмущений оцениваются (по-видимому, сверху) масштабом Обухова, который здесь удобно вести, как

$$L = \frac{c}{\omega}. \quad (11.26)$$

Типичная скорость в таких возмущениях может быть оценена на основании теории пути смещения:

$$U' \approx L \frac{\partial U}{\partial y} \approx L \frac{U}{r} = \frac{cU}{r\omega} = \frac{U}{\Pi_\omega}, \quad (11.27)$$

где y — координата в меридиональном направлении. Подставляя (11.26) и (11.27) в (11.25), получаем

$$\varepsilon \approx \frac{c^2 U^3}{\omega^2 r^3} = \frac{U^3}{\Pi_\omega^2 r}. \quad (11.28)$$

Регулярная меридиональная компонента скорости при быстром вращении должна быть очень малой, поэтому, если пренебречь поворотом ветра в экмановском пограничном слое, основной перенос тепла будет осуществляться крупномасштабными вихрями. Упрощенно этот процесс можно описать с помощью видоизмененного уравнения (5.8)

$$c_p M \frac{\partial \overline{U' T'}}{\partial y} \approx q \quad (11.29)$$

(T' — температурное возмущение, черта сверху означает осреднение), в котором крупномасштабный вихревой перенос тепла в среднем по толще атмосферы приближенно приравнивается потоку уходящей радиации.

Оценивая T' по формуле $T' \approx L \delta T / r$, аналогичной (11.27), и считая, что корреляция между U' и T' достаточно велика¹, уравнение (11.29) приводим к виду

$$M c_p U L^2 \frac{\delta T}{r^3} \approx q. \quad (11.30)$$

Формулы (11.2), (11.28) и (11.30) образуют замкнутую систему для определения искомым характеристик. В частности, из нее находим:

$$U \approx (ka)^{1/2} \Pi_M^{1/2} \Pi_\omega c, \quad (11.31)$$

$$E = 2\pi r^2 M U^2 \approx 2\pi (ka)^{1/2} \sigma^{3/2} c_p^{-3/2} q^{1/2} r^5 \omega^2. \quad (11.32)$$

¹ Обсуждение роли коэффициента корреляции $k_{U'T'}$ дано Голицыным и Зилитинкивичем (1972).

Сравнивая последнюю формулу с (5.12) или (8.1) и учитывая (8.3), получаем

$$\frac{E}{E_0} \approx 11_{\omega}^2. \quad (11.33)$$

Эта формула дает дополнительное оправдание зависимости (10.2) и показывает, что последняя может оказаться справедливой не только при $\Pi_{\omega} \ll 1$, но и в некотором интервале значений $\Pi_{\omega} > 1$.

Для δT и ε получаем выражения:

$$\delta T \approx \frac{\Pi_M^{1/2} \Pi_{\omega}}{(ka)^{1/2}} T_e, \quad (11.34)$$

$$\varepsilon \approx (ka)^{3/2} \Pi_M^{1/2} \Pi_{\omega} \frac{q}{M}, \quad (11.35)$$

согласно которым обе величины растут с увеличением Π_{ω} . Рассматриваемые формулы не могут быть верными при очень больших Π_{ω} , так как иначе нарушится неравенство (8.9) (ситуация та же, что в п. А.3).

Из (8.7), (11.31), (11.32) и (11.35) получаем выражение

$$\beta \approx \Pi_{\omega}^2, \quad (11.36)$$

т. е. β в данной модели зависит лишь от Π_{ω} и растет с ускорением вращения, как это качественно предсказывалось из физических соображений в § 8 (см. примечание на с. 37).

Б.3. Предельный режим быстрого вращения

С помощью формул (11.22), (11.25)—(11.27) находим

$$U \approx \eta_{\Pi}^{1/2} \Pi_M^{-1/2} \Pi_{\omega}^{3/2} c, \quad (11.37)$$

откуда

$$E \approx 2\pi \eta_{\Pi}^{3/2} \sigma^{1/2} c_p^{-3/2} q^{1/2} M^{1/2} r^1 \omega^{1/2}. \quad (11.38)$$

Сравнивая это выражение с (5.12), получаем

$$\frac{E}{E_0} \approx \frac{\eta_{\Pi}^{3/2} \Pi_{\omega}^{1/2}}{k^{3/2} \Pi_M^{3/2}}. \quad (11.39)$$

Таким образом, в отличие от результатов теории подобия и предшествующих пунктов части Б данного параграфа в предельном режиме снова, как и в п. А.3, появляется зависимость полной кинетической энергии атмосферы от ее массы. Что касается величин δT и ε , то здесь можно привести те же соображения, что и в п. А.3.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ К РАЗЛИЧНЫМ ПЛАНЕТАМ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ И К СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

§ 12. ЗЕМЛЯ

Циркуляция окружающей нас атмосферы является единственным объектом, о котором мы имеем количественные сведения, полученные с той или иной степенью точности из наблюдений (см. начало § 3). Однако, как увидим ниже, эта точность оставляет желать лучшего. Для быстро вращающейся Земли, согласно табл. 3, $\Pi_{\omega} = 1,43$. Поэтому в формуле (8.1) коэффициент B включает в себя функцию $f_1(\Pi_{\omega})$. Имеющиеся сведения позволяют оценить B_0 или k и $f_1(\Pi_{\omega} = 1,43)$, а также и β порознь. Таким образом, хотя Земля и не является самым подходящим объектом для оценки констант теории, мы не имеем чего-либо лучшего.

Величину k можно найти из выражения (5.4)

$$k = \frac{T_1}{\delta T} \frac{\varepsilon M}{q} = \frac{\eta}{\eta_{\text{нд}}} \quad (12.1)$$

Обратимся прежде всего к распределению температуры в атмосфере Земли. В книге Лоренца (1967) приведены меридиональные разрезы средней температуры, построенные Пальменом и Ньютоном (1969) по большому объему экспериментальных данных. По этим разрезам можно составить таблицу значений температуры для Северного полюса (СП), экватора (Э) и Южного полюса (ЮП) для двух изобарических поверхностей: 1000 мб (поверхность Земли) и 500 мб (средний уровень атмосферы) и двух характерных месяцев года (табл. 5).

Из этой таблицы следует, что $T_1 = 300$ К, в среднем за год $\delta T_s = 45$ К, $\delta T = 35$ К. Тогда $\eta_{\text{нд}} = 45 \text{ К} / 300 \text{ К} = 0,15$. Заметим, что мы мало бы ошиблись, если бы считали $\eta_{\text{нд}} \approx \delta T / T_e = 35 \text{ К} / 25 \text{ К} = 0,14$. Величину $\eta_{\text{нд}}$ можно считать довольно определенной, чего нельзя сказать о скорости диссипации или генерации кинетической энергии на единицу массы ε . Некоторая сводка значений диссипации в еди-

нином столбе атмосферы и в среднем по всей атмосфере приводится Лоренцом (1967), где она обозначена D и дана в Вт/м^2 . Легко видеть, что эта величина приблизительно равна (лишь для Земли, где $M \approx 10^3 \text{ г/см}^2$) значению ϵ в $\text{см}^2/\text{с}^3$, т. е. диссипации на единицу массы. Определение глобального среднего значения D из эмпирических данных является трудной задачей как вследствие неполноты самих данных, так и отсутствия прямых методов вычисления D . Поэтому обычно вычисляют не D , а равное ему в среднем за достаточно долгий срок значение C — скорости превращения полной потенциальной энергии в кинетическую.

Таблица 5

Характерная температура (в кельвинах)
земной атмосферы

Изобарическая поверхность, мб	СП	Э	ЮП	СП	Э	ЮП
	Январь			Июль		
1000	245	300	265	273	300	240
500	230	273	238	250	267	225

Заслуживают внимания приводимые Лоренцом оценки Брента (1926), Оорта (1964) и Кунга (1966): ϵ соответственно равно 5; 2,3 и $7,1 \text{ см}^2/\text{с}^3$. Последнее значение, правда, получено лишь по данным над Северной Америкой. Затем Вин-Нильсен (1968) получил значение $\epsilon = 6,4 \text{ см}^2/\text{с}^3$. Напомним еще (см. § 5) оценки Пальмена (1959), согласно которым средняя скорость генерации кинетической энергии в атмосфере равна $4 \text{ см}^2/\text{с}^3$. Выберем для определенности именно эту среднюю цифру, но при этом следует помнить, что ошибка может доходить до $\pm 50\%$. Тогда $\eta = \epsilon M/q = 1,8 \cdot 10^{-2}$, т. е. $k = 0,12 \approx 0,1$.

Как уже упоминалось, величина полной кинетической энергии атмосферы, по-видимому, испытывает сезонные колебания. Следуя Оорту (1964), положим $E = 7,5 \cdot 10^{27}$ эрг, причем, согласно Лоренцу, мы рискуем ошибиться процентов на 20 или больше. При таком значении E средняя по всей атмосфере скорость равна 17 м/с . Пользуясь этим значением E и приведенным в табл. 4 значением $E/B = 7,7 \cdot 10^{27}$ эрг, находим, что $B = B_0 f_1(\Pi_\omega) = 0,97$. Считая B_0 и k связанными соотношением (8.2), находим, что $B_0 \approx k^{1/2} = 0,32$, т. е. $f_1(\Pi_\omega = 1,43) \approx 3$.

Определим еще значение параметра упорядоченности β по формуле (8.7). Для принятых нами значений величин $\beta = 2,0$. Характерное «время жизни» циркуляции $\tau_0 = E/\epsilon = \beta r/2U = 3,4 \cdot 10^5 \text{ с} = 4$ суток, т. е. если бы подвод энергии к атмосфере прекратился,

а отношение $E/(\partial E/\partial t) = E/\epsilon$ осталось бы прежним, то за 4 дня энергия циркуляции уменьшилась бы в e раз.

Установление значений констант теории и примерного хода функции $f_1(P_m)$ позволяет грубо представить возможные модификации земного климата при изменении тех или иных «внешних» параметров. Конечно, наша схема рассмотрения очень упрощенная и не учитывает многочисленных обратных связей, существующих в атмосфере (см. Мониш, 1969), например регулирующей роли испарения и облачности, но все это, вероятно, существенно при не очень резких изменениях «внешних» параметров. При сильных же их изменениях наша теория, вероятно, может дать более или менее правильный ответ.

Мы видели, что одним из основных факторов, обуславливающих общую циркуляцию и климат, является скорость собственно-го вращения планеты ω . Известно, что ω для Земли непрерывно уменьшается в результате приливной эволюции системы Земля — Луна (Монин, 1972). В настоящее время длительность суток растет на 1,7 мс за 100 лет. Около 1 млрд. лет назад сутки были примерно на 5 часов короче, и не исключено, что несколько миллиардов лет назад был в истории Земли короткий период, когда сутки длились примерно 5 часов. Наоборот, через $5,3 \cdot 10^9$ лет, согласно Макдональду (1964), длительность суток достигнет месяца, после чего месяц станет короче суток, и приливное трение довольно быстро (за $7 \cdot 10^8$ лет) заставит Луну упасть на Землю.

Если считать состав атмосферы и другие астрономические факторы неизменными, то легко можно проследить эволюцию климата, вызванную изменением вращения. Примем формулу (10.2) с $a=1$. Тогда в прошлом ветры должны были быть сильнее, а полюса заметно холоднее.¹ Наоборот, в будущем следует ожидать потепления полярных областей, поскольку $\delta T \sim f^{3/2}(P_m)$. Максимальное уменьшение δT равно $3^{3/2} \approx 5$, т. е. разница температур между экваториальными и полярными областями будет всего лишь около 10К. Минимальные средние ветры будут примерно 9 м/с, в то время как сейчас $U=17$ м/с.

Для Земли критерий осуществления того или иного типа циркуляции G , определяемый формулой (10.4), равен в настоящее время 0,07, т. е. разница температур между дневным и ночным полушариями не играет существенной роли. Однако когда сутки через несколько миллиардов лет станут равны двум неделям или больше, то ситуация изменится, за долгую недельную ночь атмосфера будет охлаждаться более чем на 10К и циркуляция будет направлена с дневной стороны на ночную. Увеличение пространственного масштаба циркуляции до πr приведет и к заметному усилению ветра.

¹ Однако следует иметь в виду, что за полярную ночь температура в высоких широтах не может упасть ниже -183°C , температуры сжижения кислорода (или чуть более низкой температуры сжижения азота). Ситуация будет та же, что и на Марсе. Выделение теплоты конденсации предотвратит дальнейшее понижение температуры (см. конец § 8).

Допустим, что мы живем в 1964 г., т. е. располагаем астрономическими данными о планете, а из полета «Маринера-4» только что стало известно, что $p_s \approx 5$ мб и атмосфера состоит в основном из CO_2 . Что тогда можно извлечь из соображений подобия? Для Марса при этом числе $\Pi_M \approx 3,3 \cdot 10^{-2}$, а $\Pi_w = 1,05$. Отвлечемся сначала от вращения, приняв $k=0,1$. Заметим, что, согласно результатам § 9, $\Pi_M = 0,033$ не так уж мало, а, следовательно, влияние уменьшения функции $f(\Pi_M)$ и коэффициента использования может оказаться существенным. Поэтому оценки, произведенные ниже на основании формул § 8, можно рассматривать как завышенные. Итак, без учета вращения получаем $E \approx 2 \cdot 10^{26}$ эрг, $U \approx 45$ м/с, $\tau_U \approx 1$ сутки, $\varepsilon \approx 150$ см²/с³, $\delta T \approx 35$ К на среднем уровне атмосферы. Принимая во внимание $\Pi_w \approx 1$, т. е. $f_1(\Pi_w) \approx 2$, мы могли бы сказать, что ветры там, наверное, около 60 м/с, $\delta T \approx 100$ К, а на поверхности — заведомо больше 100 К. Это наводит на мысль, что полярные шапки могут состоять из сухого льда.

Расчеты Лиови и Минца (1966) показывают, что наши предсказания совсем недалеки от их результатов. Правда, мы приблизительно в 1,5 раза завысили скорость, однако если вспомнить, что даже и для земной атмосферы встречаются оценки кинетической энергии циркуляции, различающиеся в 2 раза (см. Лоренц, 1967), то данный прогноз для Марса можно признать удовлетворительным. К тому же наши оценки, вероятно, являются завышенными.

Рассмотрим более подробно результаты второго численного эксперимента Лиови и Минца (1969) по моделированию циркуляции и климата марсианской атмосферы. В этом эксперименте рассчитаны подробные карты распределений ветра, давления и температуры, а также даны все необходимые нам интегральные и средние характеристики: полная кинетическая энергия циркуляции, к. п. д. атмосферы η и средние меридиональные температурные разрезы. Все вычисления велись для зимнего солнцестояния в северном полушарии и осеннего равноденствия в южном полушарии. Вследствие эллиптичности орбиты Марса величины притока тепла в этих двух случаях заметно различаются. Давление у поверхности было выбрано равным 7,5 мб, причем парциальное давление CO_2 составляло 5 мб, а остальное приходилось на долю азота. Начальные температуры в атмосфере и на поверхности были приняты равными 200 К.

Расчет циркуляции был выполнен на 25 суток.

В период равноденствия в обеих полярных областях на поверхности планеты, а в период солнцестояния вблизи зимнего полюса начиналась конденсация атмосферной углекислоты (при 146,4 К, если $p_s = 7,5$ мб), и примерно на 10-й день устанавливался более или менее стационарный уровень кинетической энергии циркуляции. Однако строго стационарную циркуляцию считать не приходится, так как зимой среднее атмосферное давление уменьшается

из-за конденсации CO_2 со скоростью 0,011 мб в сутки, т. е. за марсианскую зиму 20—25% всей атмосферы может осесть в полярную шапку. Последнее соответствует простым оценкам Лейтона и Мюррея (1966), обосновавшим идею, что полярные шапки могут состоять из сухого льда. В период равноденствия скорость конденсации на порядок меньше. Поскольку, по крайней мере, одна из шапок всегда существует на Марсе, то, по-видимому, реальная амплитуда колебаний атмосферного давления меньше 20%. Большой поток массы к зимнему полюсу и большие меридиональные градиенты температуры в зимнем полушарии благодаря действию силы Кориолиса приводят к развитию там сильных ветров. В летнем полушарии ветры слабые вследствие малости градиентов температуры. Характер распределения температуры и разная скорость конденсации являются основными причинами различия характеристик циркуляции для двух рассматриваемых периодов.

В табл. 6 приводятся основные интересующие нас средние характеристики циркуляций для периодов солнцестояния (С) и равноденствия (Р).

Таблица 6

Основные расчетные характеристики циркуляции марсианской атмосферы для двух периодов (по Лиови и Минцу, 1969)

Период	$q \cdot 10^{-5}$ г/с ²	$E \cdot 10^{-23}$ эрг	T_1 К	ΔT_s К	η	ϵ см ³ /с ³
С	7,24	1,46—1,66	250	100	$2,6 \cdot 10^{-3}$	20
Р	5,61	0,47—0,53	215	65	$1,2 \cdot 10^{-3}$	7

Обращает на себя внимание то, что величина коэффициента использования более чем на порядок меньше соответствующего коэффициента для земной атмосферы. Это связано с плохими «парниковыми» свойствами марсианской атмосферы, в результате чего она большую часть солнечной энергии излучает там же, где и получает, а тонкая атмосфера планеты неспособна осуществлять пространственный перенос большого количества тепла. Это снижает эффективность атмосферной тепловой машины.

В табл. 7 приведены вычисленные по данным табл. 6 значения меры упорядоченности потока β , коэффициента использования k

Таблица 7

Теоретические характеристики циркуляции

Период	β	k	$f_1(\Pi_\omega)$
С	2,4	$6,5 \cdot 10^{-3}$	2,4
Р	2,8	$4 \cdot 10^{-3}$	1,3

и значение функции $f_1(P_\omega)$ для тех же периодов, найденное в предположении, что $B_0 \approx k^2$, а $B = B_0 f_1(P_\omega)$.

Данные табл. 7 показывают, что хотя результаты расчетов Лиови и Минца (1969) и не являются вследствие отмеченной выше специфики марсианской атмосферы¹ идеальными для оценки введенных нами коэффициентов и значения функции $f_1(P_\omega)$, тем не менее их разброс не слишком превышает точность известных нам характеристик для земной атмосферы. Поэтому в качестве средних значений возьмем $\beta \approx 2,5$, $k \approx 5 \cdot 10^{-3}$, $f_1(P_\omega) \approx 1,9$. Сезонные их вариации, вероятно, реальны.

Таким образом, мы знаем значения функции $f_1(P_\omega)$ в трех точках: при $P_\omega \ll 1$ $f_1(P_\omega) = 1$, для Земли $f_1(P_\omega = 1,43) \approx 3$ и для Марса $f_1(P_\omega \approx 1,05) \approx 1,9$. Такой ход можно аппроксимировать зависимостью вида $f_1(P_\omega) \approx 1 + aP_\omega^2$, где $a \approx 0,9 \pm 0,2 \approx 1$, что согласуется с (10.2).

В заключение обсуждений результатов Лиови и Минца (1969) отметим, что их эксперименты показывают наличие большой суточной компоненты в поле ветра, вызванной резкой разницей между темной и освещенной сторонами планеты. Авторы называют ее суточным термическим приливом. Существование этого эффекта на Марсе нетрудно понять и в рамках наших представлений. Согласно результатам § 10, относительная роль таких эффектов для общей циркуляции оценивается величиной безразмерного критерия G , определяемого формулой (10.4). Для Марса $G \approx 0,5$, т. е. заранее можно ожидать, что суточный ход температуры на планете действительно должен играть заметную роль в определении режима общей циркуляции марсианской атмосферы.

Все эти расчеты и оценки проведены без учета рельефа поверхности Марса, который, согласно данным космических станций и радиолокации, оказывается очень сложным. Рельеф сильно влияет на характер ветров, поэтому скорости реальных местных ветров могут заметно отличаться от приведенных здесь оценок. Качественные оценки роли рельефа для режима ветров на Марсе были проделаны Гирашем и Саганом (1971) и Саганом, Веверкой и Гирашем (1971).

В книге, выходящей в свет в 1973 г., нельзя хотя бы кратко не упомянуть результаты, полученные в 1971—1972 гг. автоматическими межпланетными станциями «Маринер-9», «Марс-2» и «Марс-3». Хотя основная масса научных данных к маю 1972 г. еще не была обработана и тем более опубликована, очевидно, что эти результаты ведут к громадному скачку в наших знаниях

¹ В этой связи остановимся еще на одном обстоятельстве. Использование формулы (8.8) для оценки δT с найденными для солнцестояния значениями f_1 , β и k дало бы $\delta T \approx 200$ К, т. е. $T_2 \approx 50$ К. Однако начинающаяся при $T_c \approx 150$ К конденсация не дает атмосфере вследствие выделения скрытой теплоты остывать ниже этой температуры. Для равновесия, когда роль конденсации мала, все определяемые величины оказываются взаимосогласованными и неплохо совпадающими с расчетными.

о Марсе. Наблюдения рельефа и фигуры планеты, состава ее атмосферы, профилей температуры атмосферы, структуры верхней атмосферы, магнитного поля и др.— все это необычайно расширяет наши представления о красной планете.

Начало исследований Марса с помощью межпланетных станций совпало с пыльной бурей громадной интенсивности, продолжавшейся около четырех месяцев. Вопросу о пыльных бурях посвящен в книге § 19, поскольку их рассмотрение требует учета многих, в том числе и локальных, факторов, изучаемых нами в следующей главе. Здесь мы ограничимся лишь приведением некоторых наиболее интересных телевизионных снимков Марса, полученных с помощью «Маринера-9», на которых видны пыльные облака (рис. 3) и другие метеорологические явления, в частности волнообразные системы облаков за горами (рис. 4, 5) и динамика таяния Южной полярной шапки (рис. 6). Интересные фотографии с проявлениями динамических явлений в марсианской атмосфере содержатся в статье Лиови и др. (1972).

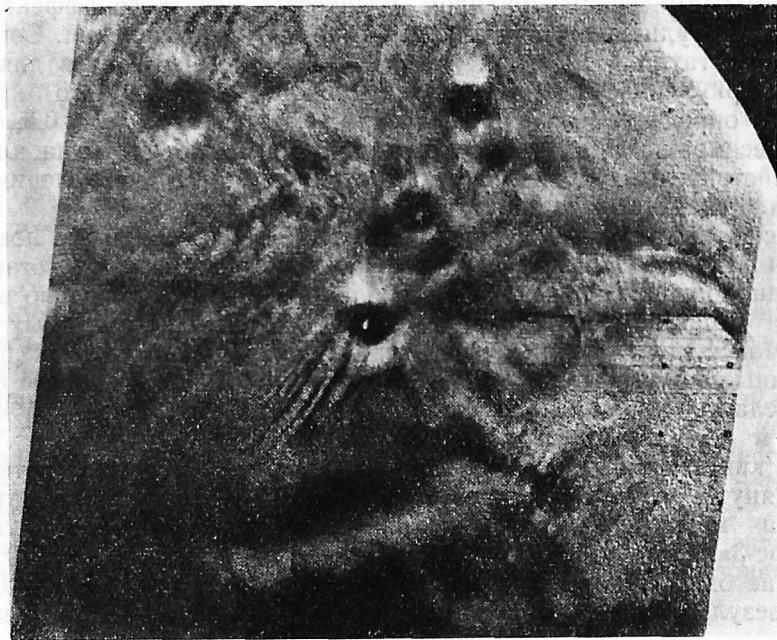


Рис. 3. Последний телевизионный снимок Марса непосредственно перед переводом станции «Маринер-9» на орбиту вокруг планеты 13 ноября 1971 г. Поверхность скрыта пыльной бурей и все детали относятся к облачному покрову. Четыре пятна являются, вероятно, высокими кратерами. Самое южное из них имеет размеры около 200 км и расположено несколько ниже экватора. Вверху справа — край планеты.

Фотографии 3—6 любезно присланы С. И. Расулом.

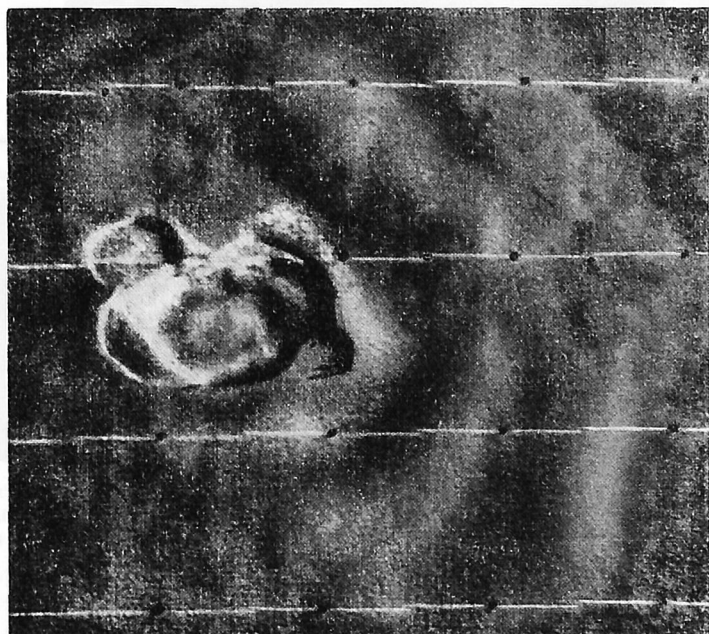


Рис. 4. Комплекс кратеров в области Тарсис (южное полушарие Марса). Снимок сделан 28 ноября 1971 г. Основной кратер имеет диаметр около 20 км. Эта область при приближении «Маринера-9» к Марсу была видна как темное пятно, пробивающееся сквозь пылевые облака. Светлые дуги отражают структуру облачности.



Рис. 5. Кратер в северном — зимнем — полушарии Марса, снятый примерно через месяц после окончания пыльной бури. Его диаметр около 90 км. Края кратера окружены изморозью. Ветер за краями кратера порождает волны облаков, прослеживаемые вниз по потоку на сотни километров. Результаты измерений вертикальных температурных профилей подтверждают предположение о том, что эти облака состоят из частиц скопировавшейся углекислоты. На фотографии этой же области, снятой примерно через 17 дней (см. Лиови и др., 1972), уже нет этих волн. Это показывает, что мы на самом деле здесь видим атмосферные орографические волны.

Рис. 5. Кратер в северном — зимнем — полушарии Марса, снятый примерно через месяц после окончания пыльной бури. Его диаметр около 90 км. Края кратера окружены изморозью. Ветер за краями кратера порождает волны облаков, прослеживаемые вниз по потоку на сотни километров. Результаты измерений вертикальных температурных профилей подтверждают предположение о том, что эти облака состоят из частиц скопировавшейся углекислоты. На фотографии этой же области, снятой примерно через 17 дней (см. Лиови и др., 1972), уже нет этих волн. Это показывает, что мы на самом деле здесь видим атмосферные орографические волны.

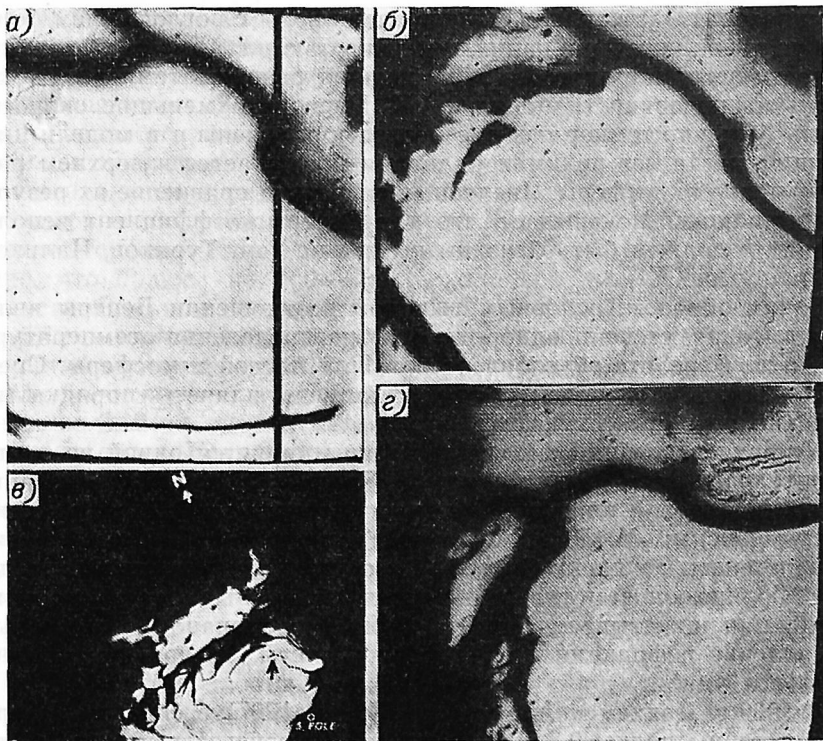


Рис. 6. Три снимка с высоким разрешением области Южной полярной шапки Марса, которая помечена стрелкой на снимке *а*. Размеры области около 100 км. Видно уменьшение площади покрова шапки. За 12 дней мог испариться слой сухого льда (углекислоты) толщиной лишь около 2,5 см.

а — 19 ноября, *б* — 28 ноября, *в* — 1 декабря 1971 г.

§ 14. ВЕНЕРА

Данные табл. 4 показывают, что, согласно нашим оценкам, $E \approx 5 \cdot 10^{27}$ эрг. Тогда при массе атмосферы планеты Венера $M_0 \approx 5 \cdot 10^{23}$ г (на два порядка больше, чем у Земли) U должно быть около 1,5 м/с. Вместе с тем критерий вида циркуляции (9.3), число G , для Венеры оказывается близким к 2. Это указывает на то, что основной причиной циркуляции может быть разность температур между темной и светлой сторонами планеты, а потому наша оценка скорости может оказаться заниженной. Расчеты Зилинkevича и др. (1971), Турикова и Чаликова (1971) по двухуровневой модели подтверждают это предположение. Циркуляция оказывается довольно несимметричной из-за большой тепловой инерции атмосферы Венеры, центр действия с высоким давлением сдвинут на 45° по долготе к вечернему терминатору, а центр действия с низким давлением расположен вблизи утреннего

терминатора. Расчеты для модели атмосферы с поглощением большей части видимой радиации поверхностью планеты дали средние скорости ветра порядка 5 м/с, а типичная разность температур оказалась на поверхности порядка 1 К. Несколько меньшие скорости и чуть бóльшие температурные разности получены и в модели циркуляции, когда вся видимая радиация поглощается в верхнем расчетном слое атмосферы. Численные расчеты и сравнение их результатов с нашими показывает, что для Венеры коэффициент использования k должен быть близким к единице (см. Туриков, Чаликов, 1971).

Таким образом, основным выводом в отношении Венеры является высокая степень однородности распределения температуры в ее атмосфере, что обусловлено большой массой атмосферы. Средние скорости в основной толще атмосферы планеты порядка нескольких метров в секунду.

История изучения атмосферы Венеры является одной из самых поучительных для развития науки. Впервые факт существования атмосферы у этой планеты был установлен еще в 1761 г. великим русским ученым М. В. Ломоносовым, который наблюдал прохождение планеты по диску Солнца. В момент контакта планеты с диском Солнца он заметил, что последний вытягивается в сторону планеты и охватывает ее. Это было истолковано Ломоносовым как явление рефракции в атмосфере планеты. Теперь этот эффект носит его имя.

В 1932 г. Данхэм и Адамс (см. Мороз, 1967) в спектре Венеры вблизи длины волны 0,8 мкм открыли две неизвестные полосы поглощения, которые позднее были отождествлены с полосами поглощения CO_2 .

В середине 50-х годов было сделано важное открытие. Оказалось, что яркостные температуры планеты в радиодиапазоне сантиметровых и дециметровых волн около 600 К. Тогда трудно было примириться с мыслью, что такие температуры могут относиться к поверхности планеты или к ее нижней атмосфере. Поэтому до 1963 г. наиболее популярной была гипотеза, что за это излучение ответственна ионосфера планеты. Однако наблюдения, проведенные с помощью «Маринера-2» в 1962 г., и ряд других опровергли эту гипотезу. Если бы излучение шло от ионосферы, то сканирующий радиотелескоп «Маринера-2» должен был бы регистрировать увеличение яркости диска планеты к краю, в то время как наблюдалось потемнение. Кроме того, по этим наблюдениям, температуры темной и освещенной сторон планеты практически одинаковы. Отсюда следует, что Венера должна иметь глубокую атмосферу, горячую внизу. Окончательное подтверждение этого было получено после полетов станций «Венера-4» и «Маринер-5».

Измерение распределений температуры по диску планеты также имеет свою историю, красочно описанную, наряду с другими исследованиями Венеры, Саганом (1971а) в обзоре под названием «Хлопоты с Венерой». До середины 60-х годов почти все исследователи наблюдали большой фазовый ход температуры излучения

практически на всех длинах радиоволн (см. также Мороз, 1967) с амплитудами порядка 50—100 К. Это значит, что так меняется температура поверхности или атмосферы в течение суток. Однако измерения конца 60-х годов (см. Саган, 1971а) показывают отсутствие фазового хода температуры излучения на всех использовавшихся длинах волн.

Распределение радиояростной температуры по меридиану было впервые получено Кузьминым и Кларком (1965) с помощью радиоинтерферометра с длиной волны 10,6 см. Ими было определено, что полюса на 150—200 К холоднее, чем экваториальные области. Однако измерения Берга и Грейзена (1969) на длине волны 3,12 см показали полное отсутствие какой-либо разницы между яркостными температурами экватора и полюсов. На длине волны около 3 см заметно атмосферное поглощение, поэтому радиоизлучение на 3,12 см идет от самой атмосферы, хотя и с довольно глубоких ее слоев. Если верны измерения на обеих длинах волн (10,6 и 3,12 см), то распределение температуры в атмосфере Венеры должно характеризоваться огромной инверсией в полярных областях. Этот факт послужил одним из обстоятельств, побудивших автора попытаться теоретически разобраться в термическом режиме атмосферы Венеры, что в конце концов и привело в 1969 г. к построению теории подобия для общей циркуляции планетных атмосфер.

Выводы этой теории согласовывались с результатами измерений на 3,12 см. В отношении Венеры тогда это было единственным подтверждением правильности теории. На Международном симпозиуме по планетным атмосферам в Марфе, Техас, в конце октября 1969 г., где автор впервые докладывал свои теоретические результаты, выяснилось, что интерференционные измерения на 11,1 см (см. Синклэр и др., 1970), которые определенно относятся к поверхности планеты, также в пределах ошибки около 12° показывают однородность распределений температуры Венеры по меридиану. Там же приводились факты, доказывающие отсутствие фазового хода температуры на Венере, что также согласуется с предположениями нашей теории.

Полеты советских автоматических станций серии «Венера» принесли и первую прямую информацию о ветрах в атмосфере этой планеты (Кержанович, 1972; Кержанович, Маров, Рождественский, 1972; Кержанович и др., 1972). Методика измерений скорости ветра (Кержанович и др., 1969) состоит в определении доплеровского сдвига частоты радиопередатчика станции, опускающейся на парашюте в атмосфере планеты. Основной сдвиг возникает вследствие относительного движения Земли и Венеры и их суточного вращения. К счастью, это движение известно с очень высокой точностью и может быть исключено. Если станция опускается в подземную точку, которая находится на линии, соединяющей центры Земли и Венеры, то оставшийся доплеровский сдвиг обусловлен ее вертикальным спуском. Однако если станция опускается в точку, отдаленную от подземной, то по отношению к лучу зрения она

будет опускаться под некоторым углом, и если благодаря ветру она испытывает горизонтальные перемещения, то их скорость будет давать свой вклад в сдвиг частоты принимаемого сигнала¹. Скорость же чисто вертикального спуска может быть с хорошей точностью рассчитана, если известны вертикальные профили давления и температуры.

Согласно данным станции «Венера-4» (Кержанович, 1972), в точке ее посадки (ночная сторона планеты, около 500 км к северу от экватора, ближе к утреннему терминатору) в интервале высот 40—50 км дуют ветры со скоростями 40—50 м/с в направлении к экватору. Ниже скорости довольно быстро уменьшаются и находятся в пределах ошибок измерений, которые составляют ± 10 м/с. Данные станции «Венера-7» (Кержанович и др., 1972; Кержанович, Маров, Рождественский, 1972), полученные с помощью модифицированной аппаратуры, показывают, что в интервале высот от 53 до 38 км зональная компонента ветра была в пределах 5—14 м/с. Ниже 38 км скорость ветра не превосходит 4 м/с, что сравнимо с ошибками измерений и обработки. В этом смысле прямые измерения скоростей ветра в точке посадки станции «Венера-7» (станция садилась вблизи экватора и утреннего терминатора), как и в случае станции «Венера-4», не противоречат оценкам, полученным по нашей теории.²

Говоря о ветрах на Венере, нельзя не упомянуть о так называемой четырехдневной циркуляции в атмосфере этой планеты. Впервые она была открыта Буайе и Камишелем (1961) при фотографировании Венеры в ультрафиолетовом свете (см. также Смит, 1967). На общем светлом фоне диска планеты при этом наблюдается темное образование, имеющее часто вид буквы Y или Y', положенной набок, с центральной палочкой, расположенной на экваторе. Это образование обращается вокруг планеты с периодом около 4 суток, что соответствует скоростям ветра около 100 м/с. При этом циркуляция чисто зональна. Время существования указанных образований порядка месяца.

На рис. 7 приводятся фотографии Венеры, сделанные с разными светофильтрами в последовательные промежутки времени. Эти фотографии получены в обсерватории университета штата Нью-

¹ Поперечный доплеровский эффект в отношении v/c меньше продольного, где v — скорость источника сигнала, а c — скорость света. Поэтому при движении по лучу зрения этот эффект несуществен.

² Согласно данным советской автоматической межпланетной станции «Венера-8» (см. газету «Правда» от 10 сентября 1972 г.), садившейся на светлую сторону планеты и далеко от ее подземной точки, в атмосфере на траектории спуска станции ветер достигал 50 м/с в интервале высот 40—60 км и уменьшался до 2 м/с и ниже в пределах нижних 10—12 км над поверхностью планеты. Температура в точке посадки была равна $+470 \pm 8^\circ \text{C}$, т. е. практически не отличалась от температуры поверхности планеты, $+474 \pm 20^\circ \text{C}$, зарегистрированной станцией «Венера-7» для ночного времени суток (Маров и др., 1971). Одним из самых важных научных результатов, полученных станцией «Венера-8», является то, что впервые удалось измерить профиль освещенности по высоте. На поверхности планеты освещенность оказалась небольшой, но все же конечной величиной.

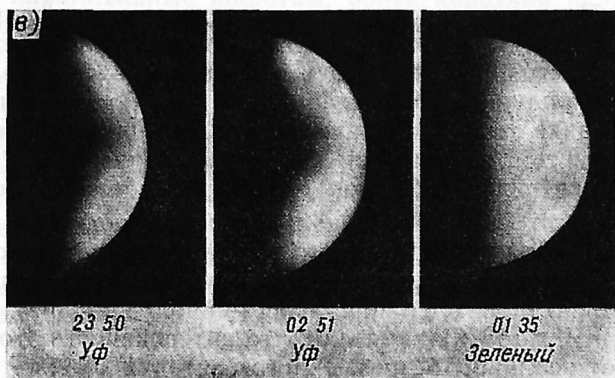
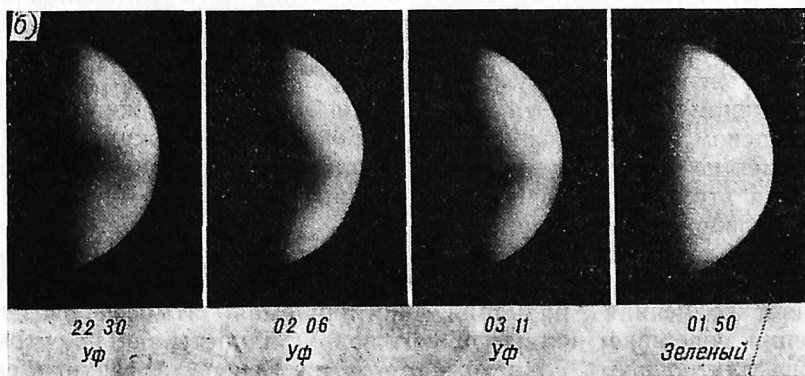
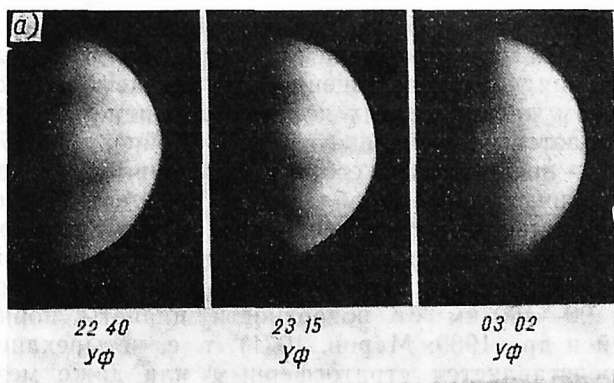


Рис. 7. Фотография Венеры в ультрафиолетовых лучах и в зеленом свете. На фотографиях с ультрафиолетовым фильтром видны темные образования, перемещающиеся со временем. Цифры под отдельными снимками диска планеты — местное время (часы и минуты).

а) 21—22 мая, б) 7—8 июня, в) 13—14 июня 1967 г. Фотография любезно прислана Б. А. Смитом.

Мексико, США, и любезно предоставлены автору доктором Б. А. Смитом. На них четко видны в ультрафиолетовых лучах темные образования и их перемещения со временем по диску планеты. В видимом свете никаких деталей не видно. Радиус Венеры в ультрафиолетовых лучах, согласно Койперу (1971), равен 6145 км, в то время как по его же измерениям в красном свете и в ближней инфракрасной области $r=6100$ км. Койпер считает эту разницу реальной, и тогда оказывается, что ультрафиолетовые темные облака, как еще называют эти образования, примерно на 40—50 км выше видимых желтых облаков. Атмосферное давление на высотах 90—100 км от поверхности планеты порядка 1 мб (Авдеевский и др., 1969; Маров, 1971), т. е. четырехдневная циркуляция представляется стратосферным или даже мезосферным явлением на Венере.

Попытки гидродинамического объяснения четырехдневной циркуляции предпринимались Шубертом и Янгом (1970), Малкусом (1970) и Гиращем (1970). Физическим фактом, легшим в основу этих объяснений, послужил эффект, наблюдаемый Шубертом и Уайтхедом (1969). Эти авторы наблюдали движения ртути в кольцевом сосуде, возникающие при нагревании жидкости движущимся по кругу под дном сосуда пламенем бунзеновской горелки. При этом ртуть начинала закручиваться в направлении, противоположном направлению движения горелки, причем скорость движения жидкости превышала по абсолютной величине скорость горелки. В случае Венеры роль движущегося источника тепла выполняет солнечная радиация, поглощаемая атмосферой. Этот источник совершает полный оборот вокруг планеты за 117 суток — такова длительность солнечных суток на Венере, а верхние слои атмосферы разгоняются в обратном направлении.

Гидродинамическое объяснение этому эффекту может быть следующее. Нагревание жидкости движущимся источником тепла вследствие конечной величины теплопроводности отстает по фазе от движения источника, причем это отставание тем больше, чем дальше слои жидкости от источника. В результате при периодическом источнике тепла развиваются конвективные ячейки, наклоненные по высоте. Возникающие при этом напряжения Рейнольдса таковы, что вертикальный поток горизонтального количества движения $\tau = -\rho u' w'$ (u' и w' — зональная и вертикальная компоненты скорости) направлен вверх. Это вызывает рост с высотой среднего профиля ветра до тех пор, пока вязкие (турбулентные) напряжения не уравновесят напряжения Рейнольдса.

Шуберт и Янг (1970) показали, что интенсивность этого эффекта зависит от величины безразмерного критерия

$$F = \frac{gH\Delta T}{U^2 T}, \quad (14.1)$$

где g — ускорение силы тяжести; H — характерный вертикальный масштаб движений (в данном случае высота однородной атмосферы); U — скорость движения теплового источника, т. е. скорость

движения следа Солнца по поверхности планеты, определяемая ее собственным вращением и обращением планеты вокруг Солнца; ΔT — величина перегрева жидкости или амплитуда суточного хода температуры, отнесенная к характерной температуре среды, т. е. к эффективной температуре атмосферы T_e . Поскольку $gH \approx c_p^2$, а $U \approx \omega r$, то этот критерий можно переписать еще и как

$$F = \frac{1}{\Pi_\omega^2} \frac{\Delta T}{T},$$

или, с учетом (10.3) и (10.4), как

$$F \approx \frac{\pi \Pi_M}{\Pi_\omega^3} = \frac{G \Pi_M^2}{\Pi_\omega^2}. \quad (14.2)$$

Для Венеры величина этого критерия порядка 100, для Земли — 10^{-3} , а для Марса — 0,1. Отсюда Шуберт и Янг (1970) делают вывод, что обсуждаемый эффект может проявляться лишь на Венере. Он мог бы иметь место и на Меркурии, если бы у него была заметная атмосфера. В атмосферах других планет этот эффект несуществен.

В целом теория четырехдневной циркуляции находится еще в зачаточном состоянии, когда недостаток наблюдательных фактов и очевидная сложность явления дают возможность высказывать лишь какие-то простые качественные идеи.

§ 15. ЮПИТЕР И САТУРН

Чисто внешне, если не считать колец и редкости появления пятен, Сатурн очень похож на Юпитер: те же темные пояса и светлые зоны, параллельные широтам, более короткий период вращения экваториальных областей по сравнению с периодом умеренных широт. Значения основного критерия подобия по вращению Π_ω также близки (см. табл. 3).

Ветры на Юпитере на уровне облаков по движению пятен регулярно наблюдаются уже свыше 100 лет. Сводка наблюдений до 1957 г. имеется в книге Пика (1958) (см. также Мороз, 1967). Она была критически продолжена до 1966 г. Чэпманом (1969). Зная распределение периодов вращения по широтам, можно оценить среднюю кинетическую энергию зональных движений в предположении, что атмосфера охвачена ими равномерно на глубину, характеризующую величиной M . Эту энергию можно подсчитать по формуле

$$E = \frac{\pi^4 r^4}{45 t_0^3} M \sum_i \cos^3 \vartheta_i \Delta t_i^2, \quad (15.1)$$

которая получается, если учесть, что скорость i -той зоны относительно среднего вращения планеты с периодом t_0 равна $v_i = \Delta \omega_i r \cos \vartheta_i = 2\pi r \cos \vartheta_i \Delta t_i t_0^{-2}$. Здесь ϑ_i — средняя (в градусах)

ширина полосы или зоны с центральной широтой ϑ_i , Δt_i — разница между наблюдаемым периодом и t_0 . Производя суммирование по всем полосам и зонам, находим $E = 8 \cdot 10^{27} M \text{ эрг} \approx 10^{28} M \text{ эрг}$, где M в г/см^2 . Почти 90% этой величины обеспечивается экваториальной полосой и северным умеренным течением С.

Согласно Морозу (1967), давление на уровне облаков порядка 1,5—2,5 атм. Считая, что движениями охвачен слой атмосферы толщиной, равной по крайней мере высоте одной однородной атмосферы, получим оценку снизу величины $M = p/g > 10^3 \text{ г/см}^2$. Таким образом, полная кинетическая энергия циркуляции $E > 2 \cdot 10^{31} \text{ эрг}$.

Отметим, что оценка E по (8.1) при неучете вращения дала бы лишь $E \approx 4 \cdot 10^{28} \text{ эрг}$, т. е. роль вращения действительно определяющая.

Даже полученная снизу оценка для энергии E позволяет провести ряд других полезных оценок с самых общих позиций, поскольку известен полный приток энергии к атмосфере $Q = 4\pi r^2 \sigma T \approx \approx 1 \cdot 10^{25} \text{ эрг/с}$.

Оценим, прежде всего, величину $\beta\eta$, которую с помощью (7.7) и (3.4) можно записать так:

$$\beta\eta = \frac{2EU}{Qr}, \quad (15.2)$$

т. е. произведение меры упорядоченности потока на к. п. д. атмосферы мы выражаем через более привычные и наблюдаемые величины. Средняя скорость видимых по диску движений порядка 30 м/с. Тогда $\beta\eta > 2$. Поскольку обычно $\eta \ll 1$ и для больших M величина $\eta \approx M^{-1/2}$ (см. § 10), то должно быть $\beta \gg 2$, или $\tau_U \gg \beta r / 2U = = 7 \cdot 10^9 \text{ см}$; $3 \cdot 10^3 \text{ см/с} \approx 1 \text{ мес}$. Большие значения времени жизни на Юпитере характерны даже для мелких деталей. Согласно Пику (1958), мелкие пятна прослеживаются на диске планеты многими неделями, месяцами и даже годами, что свидетельствует об очень низкой интенсивности турбулентности в атмосфере планеты.¹

Большее отношение к вопросу о характерном «времени жизни» циркуляции могут иметь типичные периоды в изменении широты полос и зон на Юпитере, которые можно рассматривать как периоды крупномасштабных погодных явлений. Таблица таких периодов, составленная Фокасом, приведена в книге Мороза. Из нее следует, что продолжительность этих периодов в основном 12—16 лет, или $(4 \div 5) \cdot 10^8 \text{ с}$, в том числе и для экваториальной зоны, где наблюдаются наибольшие скорости. Однако и это время может оказаться существенно меньше времени жизни циркуляции $\tau_U = E/\eta Q$. Действительно, если мы примем по аналогии с Землей к. п. д. $\eta = 10^{-2}$, а это, по всей вероятности, сильное завышение для

¹ Наблюдаемые иногда быстрые изменения формы или цвета отдельных областей планеты, вероятно, связаны с конденсационной неустойчивостью облачных систем, вызываемых небольшими изменениями температуры (Мороз, 1967), что не имеет прямого отношения к гидродинамической устойчивости потока.

глубокой атмосферы Юпитера, поскольку $\eta \sim M^{-1/2}$, то будем иметь $E = \eta Q \tau_V = 10^{25} \text{ эрг/с} \cdot 4 \cdot 10^8 \text{ с} \cdot 10^{-2} = 4 \cdot 10^{31} \text{ эрг}$, т. е. величину, сравнимую с нашей оценкой снизу для полной кинетической энергии атмосферной циркуляции планеты.

Гораздо большие значения энергии движений, следовательно, и глубины атмосферы, захватываемой ими, как и времени жизни циркуляции, можно получить при использовании функции $f_1(\Pi_\omega)$ вида (10.5). Это было сделано автором (Голицын, 1970б). Однако ввиду гипотетичности зависимости (10.5) подробно на этом мы останавливаться не будем.

Обратимся к Сатурну. Период вращения экваториальной зоны шириной $\pm 20^\circ$ близок к 10 ч 15 мин, а периоды для широт выше $\pm 30^\circ$ близки к 10 ч 40 мин. Тогда по формуле (15.1) можно оценить кинетическую энергию видимых движений относительно средних широт. Она оказывается примерно $10^{29} M$ эрг, т. е. величина численного коэффициента при M на порядок больше, чем это было для Юпитера. Такое различие удивительно. Действительно, записывая выражение для полной кинетической энергии в общем виде

$$E = 2\pi B_0 f(\Pi_\omega, \dots) \sigma c_p^{-1} T_e^{1/2} r^3 \quad (15.3)$$

(в (8.1) вводится T_e) и считая отношение функцией $f(\Pi_\omega, \dots)$ порядка единицы для обеих планет из-за близости их значений Π_ω , получаем, что для Юпитера полная кинетическая энергия должна быть примерно в 5 раз больше, чем для Сатурна. Отсюда, сравнивая оценки E по видимым движениям, получаем, что атмосфера Сатурна охвачена движениями на глубину по массе, примерно в 50 раз меньшую, чем на Юпитере, хотя имеются данные (Мороз, 1967), что давление на уровне облачного слоя Сатурна также порядка 1 атм.

В такой ситуации нельзя исключать, что атмосферная динамика Сатурна чем-то существенно отличается от динамики Юпитера. Поэтому в функциях $f(\Pi_\omega, \dots)$, хотя аргументы Π_ω близки, другие факторы, помеченные точками, могут быть совсем разными, и тогда отношение этих функций для двух планет сильно отличается от единицы.

Достоверно известно лишь одно существенное различие между Юпитером и Сатурном. У первого имеется сильное магнитное поле порядка 10 Гс, а у Сатурна все попытки обнаружить это поле ни к чему пока не привели. По-видимому, оно очень мало или его нет совсем. На возможную важность гидромагнитных явлений, по крайней мере, для достаточно глубоких слоев атмосферы Юпитера неоднократно обращал внимание Хайд (см. его обзор, 1969, где есть и большая библиография). Поэтому, может статься, что именно Сатурн является «нормальной» быстро вращающейся планетой с точки зрения атмосферной динамики, а в атмосфере Юпитера интенсивные движения затруднены гидромагнитными взаимодействиями. Если это так, то, не будь у Юпитера магнитного поля,

видимые движения в его атмосфере могли бы иметь большие скорости, что уменьшило бы разницу в значениях массы атмосферы, охваченной движениями.

Юпитер и Сатурн представляют большой интерес и как чисто гидродинамические объекты. Можно назвать три важные гидродинамические проблемы для этих планет, ждущие своего решения. Это экваториальное ускорение, полосатая структура дисков планет и природа Большого красного пятна Юпитера. Все эти проблемы подробно обсуждались Хайдом (1966, 1969).

Для объяснения экваториального ускорения требуется найти механизм переноса углового момента из умеренных широт в низкие. Как показали Хайд (19706) и Старр (1971), такой механизм могут обеспечить лишь несимметричные возмущения зонального потока, однако, какова может быть природа таких возмущений, пока неясно.

Сюда близко примыкает проблема объяснения полосатой структуры дисков Юпитера и Сатурна. Эта структура, несомненно, является отражением структуры атмосферной циркуляции и каких-то ее неустойчивостей. Впервые обратили на это внимание Хесс и Пановский (1951). Стоун (1967, 1970) пытался искать новые типы бароклинной неустойчивости в зональном потоке, в том числе и негеострофические, однако применимость этих результатов к реальности, естественно, всегда под вопросом.

Весьма интересна работа Ингерсолла и Каззи (1969), которые вычислили относительные скорости термического ветра, используя наблюдаемые величины градиентов альбедо, и нашли очень хорошее согласие с наблюдаемым распределением скоростей по меридиану. Найдено, что светлые зоны должны быть теплее темных полос. Эти результаты не согласуются с предположением о монотонном изменении инсоляции с широтой как единственном источнике энергии течений.

В этой связи любопытна гипотеза Барсилона и Гираща (1970) о том, что полосатая структура Юпитера отражает изменение концентрации конденсирующихся веществ с широтой. При этом из-за неравномерного по меридиану выделения тепла конденсации изменяется влажноадиабатический градиент, что вызывает термический ветер, наблюдаемый как изменения периодов вращения с широтой. Результаты Барсилона и Гираща (1970) согласуются с результатами Ингерсолла и Каззи (1969).

Обширную библиографию имеет вопрос о природе Большого красного пятна (БКП) на Юпитере. Это пятно было открыто Хуком (1665). На фотографии Юпитера (см. рис. 1) оно расположено в южном полушарии.

В течение XVIII и большей части XIX веков БКП было малозаметным, по-видимому, из-за малого контраста, но около ста лет назад оно резко потемнело. Обычно БКП имеет эллиптическую форму, простираясь по долготе на 20—40 тыс. км и по широте на 5—10 тыс. км. За последние сто лет период вращения БКП нерегулярно изменялся. Он отличался от периода вращения умерен-

ных широт, так что суммарная разница за сто лет оказалась порядка 6π , т. е. за это время БКП примерно трижды обошло диск планеты. Гипотезы о вулканическом его происхождении или о том, что это остров, плавающий в уплотненной атмосфере, выдвигавшиеся до середины XX века, по разным причинам неудовлетворительны (см. Мороз, 1967). Хайд (1961) выдвинул новую гипотезу, согласно которой БКП представляет собой так называемую колонну Тейлора — возмущение в геострофическом потоке, создаваемое неровностью на твердой поверхности планеты. Эта гипотеза оживленно обсуждалась в течение 60-х годов (обзор литературы можно найти у Хайда, 1969), однако она сталкивается с той же трудностью: скорость вращения твердого тела планеты приходится считать неравномерной.

Наши оценки характеристик циркуляции для Юпитера указывают, что время жизни циркуляции должно быть очень большим. Оценки τ_U с функцией $f_1(\Pi_\omega)$ по (10.5) дают (Голицын, 1970б), что τ_U может быть порядка миллионов лет. Поэтому можно предположить, что БКП является просто большим атмосферным вихрем. Тогда оно не должно быть постоянной особенностью планеты. Такая гипотеза свободна от ряда недостатков предыдущих гипотез (см. ее обсуждение Саганом, 1971б), однако слишком обща и не объясняет вариации разных периодов в форме и положении БКП.

Наиболее полная до сих пор гидродинамическая теория БКП, объясняющая большинство деталей его вариаций формы, смещений по долготе и широте и т. п., была предложена Стриттом, Рингермэйкером и Веронисом (1971). Авторы выдвинули гипотезу, что в недрах планеты плавают большое скопление сконденсировавшегося вещества, например твердого водорода. Тогда над ним будет колонна Тейлора. Всякие вертикальные перемещения этого скопления будут приводить к таянию или нарастанию БКП, вследствие чего будет меняться и его форма. Горизонтальные перемещения вследствие сохранения углового момента скопления будут приводить к колебаниям относительно его среднего положения. Плотность этого скопления практически равна плотности окружающей среды, и оно ведет себя, как поплавков внутри расслоенной жидкости. Впервые такой поплавок был изобретен Декартом, поэтому данная теория БКП известна как гипотеза о поплавке Декарта. Несмотря на всю привлекательность этой теории, природа такого возможного скопления вещества глубоко в недрах планеты остается неясной, поскольку результаты Трубицына (1972) определенно указывают на невозможность конденсации водорода в твердую фазу.

В области БКП существует циклоническая циркуляция газовых масс, которая была очень эффектно прослежена Ризом и Смитом (1968) по движению небольшого пятнышка по диску Юпитера. На рис. 8 жирными точками нанесены положения этого пятнышка относительно самого БКП. Цифры около точек — даты для января 1966 г., когда наблюдалась эта картина. Используя эти данные,

Хесс (1969) оценил, что средняя завихренность внутри БКП, определяемая по величине циркуляции, равна 10^{-5} с^{-1} , а соответствующее число Россби близко к 0,08. Значения обеих величин порядка таковых для крупномасштабных движений в земной атмосфере.

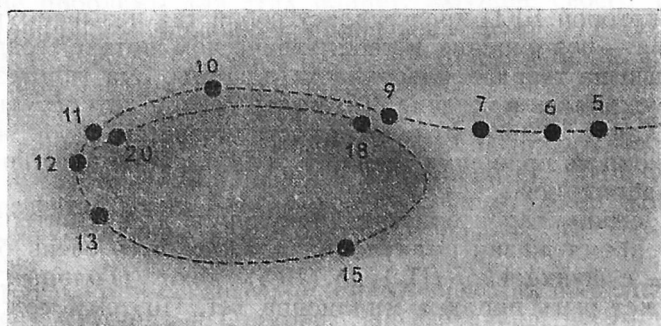


Рис. 8. Циркуляция в области Большого красного пятна на Юпитере, прослеженная по движению небольшого пятна по диску планеты.

Цифры около точек, изображающих положение пятна, — даты наблюдений для января 1966 г. Фотография из статьи Риза и Смита (1968).

§ 16. СОЛНЦЕ

Солнце, источник энергии для всех атмосферных движений, само обладает широким спектром движений на видимой поверхности своего диска. Мы рассмотрим здесь лишь самые крупномасштабные движения, которые метеоролог назвал бы общей циркуляцией. Из крупных метеорологов, интересовавшихся природой движений на Солнце, можно назвать Вильгельма Бьеркнеса. На языке современной метеорологии написана целая глава книги Старра (1968), специально посвященная этой проблеме.

Солнце, ближайшая к нам звезда, имеет радиус видимого диска, равный 696 000 км. Это верхняя граница так называемой фотосферы, излучающей поверхности светила. Ускорение силы тяжести на данном уровне равно $27,4 \text{ м/с}^2$. Основную массу солнечного вещества составляет ионизированный водород — смесь протонов и электронов с некоторой добавкой гелия и в гораздо меньшей степени других более тяжелых элементов. Поэтому принято считать, что молекулярный вес $\mu = 0,6$ (см. де Ягер, 1959). Давление на границе фотосферы порядка 0,05 атм. Солнце испускает мощный поток излучения, температура которого 5750 К.

Фотографии поверхности Солнца, сделанные с большим разрешением, показывают, что там происходят интенсивные мелкомасштабные конвекционные движения, о чем свидетельствуют ячейки (гранулы) неправильной формы, размеры которых порядка 1000 км по горизонтали и время жизни около 10 мин. Глубина конвективной зоны может быть оценена лишь теоретически. Различные мо-

дели Солнца дают для этой глубины значения, находящиеся в пределах 0,1—0,3 радиуса светила. Часто, особенно во время максимумов солнечной активности, на поверхности Солнца видны пятна — неправильной формы образования с размерами во много десятков тысяч километров, температура которых на несколько сот градусов ниже температуры окружающей поверхности. Благодаря более низким температурам поток излучения от них меньше, и пятна кажутся темными в сравнении с остальными областями.

Циркуляция на Солнце наблюдается в виде так называемого дифференциального вращения — угловые скорости вращения атмосферы различны на разных широтах. Основными материалами о движениях в атмосфере Солнца дают наблюдения пятен в предположении, что их перемещения происходят со скоростями движений в самой атмосфере. Отдельные пятна движутся довольно сложным образом, но в среднем их ежедневное смещение по долготе φ зависит от широты ϑ по закону (см. де Ягер, 1959)

$$\varphi = 14^{\circ},38 - 2^{\circ},96 \sin^2 \vartheta, \quad (16.1)$$

или

$$\varphi = 11^{\circ},42 + 2^{\circ},96 \cos^2 \vartheta. \quad (16.1')$$

На вопрос о причинах дифференциального вращения нет твердо установленных взглядов. Первые качественные соображения были высказаны Эддингтоном (1925). Согласно им, центробежные силы собственного вращения Солнца несколько сплющивают его фигуру, а поскольку выделение энергии происходит где-то в центре светила, то эквипотенциальные и изотермические поверхности не совпадают. В результате полюса должны быть несколько горячее экваториальных областей на одной эквипотенциальной поверхности. Отсюда делался вывод о необходимости меридиональной циркуляции, которая благодаря силе Кориолиса должна порождать зональную циркуляцию — дифференциальное вращение. Это очень напоминает старые качественные теории общей циркуляции земной атмосферы (см. Лоренц, 1967), от которых в конце 40-х годов пришлось отказаться. Сами астрономы почувствовали здесь трудности примерно тогда же, когда Опик (1951) и Каулинг (1953) оценили, что скорость таких меридиональных движений на много порядков меньше 1 см/с.

В 50-е годы на основе обработки обширного эмпирического материала стала ясна определяющая роль крупномасштабной атмосферной турбулентности в поддержании наблюдаемого на Земле режима циркуляции (Лоренц, 1967). Было обнаружено, что в области западных ветров средний угловой момент переносится по градиенту угловой скорости ω , т. е. из областей с меньшими значениями ω в области с большими ω . Наиболее резко подчеркнул эту ситуацию Старр (см. его упомянутую книгу), назвав ее «отрицательной вязкостью».

Оказалось, что аналогичная картина наблюдается и на Солнце. Уорд (1966) (см. также Старр, Гилман, 1968; Старр, 1968)

обработал данные Гринвичской обсерватории за 76 лет по движению солнечных пятен и вычислил по ним скорость переноса углового момента. Было найдено, что угловой момент переносится к экватору в обоих полушариях, т. е. вдоль градиента ω_0 . Этот перенос происходит с такой интенсивностью, что если бы он вдруг прекратился, то солнечная атмосфера пришла бы во вращение как твердое тело всего лишь за несколько оборотов Солнца вокруг своей оси, т. е. за несколько месяцев.

В концепции отрицательной вязкости одним из основных является вопрос, откуда черпают энергию сами крупномасштабные вихри, поддерживающие зональную циркуляцию — дифференциальное вращение? Старр (1968) отмечает наличие принципиальной возможности поступления энергии непосредственно от мелкомасштабной конвекции — так называемой «грануляции». Однако физически этот механизм не вполне ясен, и тем более трудно оценить его эффективность как-то количественно. Другая возможность, осуществляющаяся в атмосферах планет, заключается в переносе не кинетической, а потенциальной энергии с последующим ее превращением в кинетическую.

Как уже говорилось, благодаря влиянию собственного вращения Солнца средняя температура на эквипотенциальных уровнях может быть неодинаковой на всех широтах, что должно приводить к возникновению крупномасштабных движений, переносящих в конце концов тепло к более холодным широтам. Эти обстоятельства позволяют говорить о близости некоторых основных черт атмосферной циркуляции на Солнце и планетах. Поэтому представляет интерес попытаться применить к Солнцу наши достаточно общие соображения о подобии атмосферных циркуляций, которые не требуют детализации картины течений и энергетических превращений. Несколько более подробное, чем здесь, изложение предмета было дано автором ранее (см. Голицын, 1972).

Картину поддержания в среднем стационарной циркуляции на Солнце физически можно представить следующим образом. К солнечной атмосфере подводится поток энергии, равный удельной светимости $q = 6,3 \cdot 10^{10}$ эрг/см²·с. Некоторая его часть затрачивается на поддержание кинетической энергии крупномасштабных движений. Оценить, какова эта часть, одна из главных наших целей.

Другие необходимые параметры включают в себя радиус светила, равный на уровне фотосферы (де Ягер, 1959) $6,96 \cdot 10^{10}$ см, $\mu \approx 0,6$, $\kappa = 5/3$, $c_p \approx 3,5 \cdot 10^8$ см²/с²·К, $g \approx 2,7 \cdot 10^4$ см/с², $\omega = 2,4 \cdot 10^{-6}$ с⁻¹. Значения критериев подобия здесь оказываются следующими: $\Pi_g \approx 5 \cdot 10^{-4}$, $\Pi_\omega \approx 0,14$.

Мы не знаем, до какой глубины простирается циркуляция на Солнце, поэтому не можем оценить массу единичного столба атмосферы M и, следовательно, энергетический критерий подобия Π_M . Наоборот, было бы весьма желательно как-то определить порядок величины M .

Сделаем предположение, что циркуляция захватывает достаточно большие глубины атмосферы Солнца, так что $\Pi_M \ll 1$. Тем са-

мым мы примем гипотезу об автономности циркуляции относительно точного значения этого критерия, а затем проверим справедливость этого предположения на основе полученных с его помощью результатов.

Если $\Pi_g \ll 1$ и $\Pi_M \ll 1$, то можно использовать формулу (10.1) для полной кинетической энергии циркуляции

$$E = 2\pi B_0 f_1(\Pi_\omega) \sigma^{1/2} c_p^{-1/2} q^{1/2} r^3. \quad (16.2)$$

В случае планетных атмосфер $f_1(\Pi_\omega) = 1$, если $\Pi_\omega \ll 1$. Для Солнца $\Pi_\omega = 0,14$, однако здесь ситуация принципиально иная. В атмосферах планет движения вызываются их неравномерным разогревом внешним источником — солнечной радиацией. На Солнце же источник энергии внутренний и крупномасштабная гидротермодинамическая неравновесность, по общему согласию, вызывается собственным вращением светила (хотя мнения о конкретных механизмах создания и реализации этой неравновесности, расходятся). Вращение проявляется в существовании центробежных сил, которые определяют распределение вещества, поэтому следует считать, что для Солнца и звезд функция $f_1(\Pi_\omega)$ при малых Π_ω должна быть пропорциональна Π_ω^2 , т. е. ω^2 . Постоянный член должен быть равен нулю, в отличие от случая планет, так как в неподвижной звезде распределение источников энергии и всех термодинамических величин будет центрально-симметричным и крупномасштабные движения не смогут возникнуть. В результате

$$f_1(\Pi_\omega) \sim a \Pi_\omega^2 \text{ при } \Pi_\omega \ll 1. \quad (16.3)$$

где a — некоторая константа, вероятно, порядка единицы. По аналогии с плотной атмосферой Венеры можно думать, что для Солнца коэффициент использования k формулы (5.4) близок к единице. Для определенности примем $ak^{1/2} = 1$. Тогда формула (16.2) с учетом (10.1) и (16.3) переписывается в виде

$$E = 2\pi \Pi_\omega^2 \sigma^{1/2} c_p^{-1/2} q^{1/2} r^3 = 2\pi \sigma^{3/2} c_p^{-3/2} q^{3/2} \omega^2 r^5. \quad (16.4)$$

Домножим и разделим это выражение на M . Тогда учтя, что $4\pi r^2 M = M_0$ — масса атмосферы, охваченной движениями, получим с учетом (6.9)

$$E = \frac{1}{2} M_0 \omega^2 r^2 \Pi_M. \quad (16.5)$$

Эта формула показывает, что отношение кинетической энергии дифференциального вращения к полной кинетической энергии вращающегося слоя равно величине энергетического критерия подобия Π_M .

Формула (16.4) позволяет оценить полную кинетическую энергию циркуляции атмосферы Солнца. Используя приведенные выше значения параметров, находим, что $E = 1 \cdot 10^{36}$ эрг.

С другой стороны, как и в случае Юпитера и Сатурна (см. § 15), кинетическую энергию видимого дифференциального вращения можно оценить по наблюдательным данным, т. е. по формулам (16.1) или (16.1'), как

$$E = 4\pi r^2 M \cdot \frac{1}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} v^2(\vartheta) \sin^2 \vartheta d\vartheta, \quad (16.6)$$

где $v(\vartheta) = r \sin \vartheta \cdot \Delta\omega$ — отклонение (непрерывное) от скорости вращения полярных областей, равное, согласно (16.1'),

$$\Delta\omega = \frac{2^\circ,96 \cos^2 \vartheta \cdot 2\pi}{360^\circ \cdot 8,64 \cdot 10^4 \text{с}} = 0,6 \cdot 10^{-6} \cos^2 \vartheta \text{с}^{-1}.$$

Подставляя эти выражения в (16.6), получаем $E = 10^8 M$ эрг. Сравнивая эту оценку с предыдущей, находим $M_0 = 10^{28}$ г. Полная масса Солнца $M_0 = 2 \cdot 10^{33}$ г, т. е. в дифференциальном вращении, если его считать однородным по глубине, участвует меньше тысячной доли процента полной массы Солнца. Отсюда $M = M_0/4\pi r^2 = 2 \cdot 10^5$ г/см²; следовательно Π_M , согласно (6.19), равно $7 \cdot 10^{-3} \approx 10^{-2}$, т. е. предположение о его малости оказывается справедливым.

Найденное значение M соответствует давлению $p = Mg = 5,5 \cdot 10^9$ дин/см² = 5500 атм. Можно также оценить глубину атмосферы, охваченной движением. В предположении адиабатичности глубина z оценивается как

$$z = \frac{T_e}{\gamma_a} \left[\left(\frac{p}{p_e} \right)^{\frac{\gamma_a - 1}{\gamma_a}} - 1 \right], \quad (16.7)$$

где $\gamma_a = 8$ К/км — адиабатический градиент температуры, $p_e \approx 0,05$ атм — давление на границе фотосферы, температура излучения которой $T_e \approx 5750$ К (де Ягер, 1959). С помощью (16.7) получаем $z = 7 \cdot 10^4$ км, т. е. атмосфера находится в движении до глубин порядка 0,1 радиуса Солнца. Если же учесть, что интенсивность дифференциального вращения с глубиной может ослабевать (см., например, Ирошников, 1969), то глубина окажется большей. Это согласуется с оценками глубины проникновения конвективной зоны, которая, согласно Койперу (1953), порядка 10—30% радиуса Солнца.

Обратимся теперь к оценкам других характеристик общей циркуляции. Примем для определенности, как и для Земли и Марса, $\beta/2 \approx 1$. Тогда время жизни циркуляции $\tau_U \approx r/U$. Среднее значение скорости $U = (2E/M_0)^{1/2}$, согласно полученным выше оценкам E и M_0 , равно 140 м/с. Поэтому $\tau_U \approx 5,2 \cdot 10^6$ с = 60 дней. Эта оценка согласуется с упомянутыми в начале параграфа результатами Уорда (1966).

Зная величину τ_U , можно оценить среднюю скорость диссипации (генерации) кинетической энергии во всей атмосфере $\epsilon =$

$= E/\tau_0 = 10^{36} \text{ эрг}/5 \cdot 10^6 \text{ с} = 2 \cdot 10^{29} \text{ эрг/с}$. Отсюда на единицу массы имеем $\epsilon = \epsilon/M_0 = 20 \text{ см}^2/\text{с}^3$. Это значение относится к крупномасштабным движениям, а в мелкомасштабной конвекции, проявляющейся в грануляции, ϵ должно быть существенно больше, поскольку там действует другой гораздо более эффективный механизм превращения потенциальной энергии в кинетическую — вертикальная неустойчивость атмосферы, к которой снизу подводится поток энергии.

Имея оценку ϵ и зная полный поток энергии, испускаемой Солнцем $Q = 4\pi r^2 q$, оцениваем величину η — к.п.д. атмосферы по превращению полной подводимой к ней мощности Q в кинетическую энергию крупномасштабных движений. Для Солнца $\eta = \epsilon/Q = 5 \cdot 10^{-5}$, что на два с половиной порядка меньше, чем для атмосферы Земли.

Горизонтальную разность температур, ответственную за общую циркуляцию, можно оценить, согласно формуле (5.3), как $\delta T = \eta T_1/k$. По адиабатической модели на глубине 70 000 км $T \approx 5 \cdot 10^5 \text{ К}$. Для $k = 0,1 \div 1$ получаем $\delta T \approx 250 \div 25 \text{ К}$, причем, как уже говорилось, возможно, k близко к единице, поэтому меньшее значение δT кажется более вероятным. Таким образом, в недрах Солнца, где температура около полумиллиона градусов, разность температур на эквипотенциальной поверхности, по-видимому, составляет всего лишь несколько десятков градусов.

Следует отметить, что мы не предсказываем знак δT , поэтому нельзя сказать, что теплее, полярные или экваториальные области Солнца, хотя концепция несколько более горячих полярных областей физически более понятна. Прямые измерения температуры на краях солнечного диска у полюсов и на экваторе не дают определенного ответа, показывая разброс в величинах измеренной температуры для разных наблюдений в пределах $\pm (10 \div 20) \text{ К}$, что заметно больше ошибок измерений. Представляется, что вероятной причиной разброса данных измерений является турбулентность, т. е. наблюдаются флуктуации температуры, вызываемые турбулентной конвекцией. В этой связи отметим, что в пределах гранулы — элементарной конвективной ячейки — наблюдаются разности температур порядка 100 К (де Ягер, 1959). Поэтому для выделения постоянной разности температур требуются длительные систематические наблюдения. Отметим также, что разность температур δT вовсе не обязана сохраняться постоянной вплоть до видимой поверхности Солнца. Опыт земной атмосферы показывает, например, что вдали от поверхности планеты температуры по меридиану в значительной мере выровнены.

Если наряду с рассмотренным механизмом превращения подводимой к атмосфере энергии в кинетическую, связанным с наличием слабого меридионального градиента температуры, действуют и какие-то другие механизмы, то полученная оценка δT должна быть уменьшена (конечно, если верна наша оценка $E \approx 10^{36} \text{ эрг}$).

Все эти оценки сделаны в пренебрежении магнитными полями на Солнце. Если имеется общее магнитное поле у Солнца, то оно

из-за гидромагнитных взаимодействий должно тормозить движение, и тогда полученное здесь значение E следует считать оценкой сверху. Поэтому оценки глубин проникновения, к. п. д. η и δT также окажутся максимальными. Генерация локальных магнитных полей тоже требует затрат энергии, что снова уменьшает интенсивность циркуляции, не говоря уже о локальных гидромагнитных взаимодействиях. Последние, как отмечает Старр (1968), вероятно, и являются тем основным механизмом, который в отсутствие твердой поверхности в недрах Солнца осуществляет баланс общего момента количества движения в циркуляции. Однако какие-то количественные оценки всех этих эффектов пока затруднительны.

ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В АТМОСФЕРАХ ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

§ 17. ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ НА МАРСЕ И ВЕНЕРЕ

До сих пор, рассматривая атмосферную динамику (за исключением первой половины § 11), мы не учитывали взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью. Это взаимодействие осуществляется через пограничный слой, в котором резко до нуля падает скорость, а температура стремится к температуре поверхности. Через пограничный слой осуществляется обмен теплом, импульсом и моментом импульса между атмосферой и твердым телом планеты. Знание вертикальных профилей ветра в пограничных слоях необходимо и в чисто практических целях — для осуществления мягкой посадки на поверхность других планет. Мы ограничимся рассмотрением лишь ближайших к Земле планет — Марса и Венеры, поскольку у больших планет если и есть твердая поверхность, то она должна находиться очень глубоко.

Теория пограничного слоя атмосферы разработана достаточно полно, причем основные ее успехи связаны с последовательным применением соображений подобия и размерности. Современная теория атмосферного пограничного слоя ведет свое начало с работ Обухова (1946) и Мони́на — Обухова (1953, 1954). Их подробное изложение вместе с обзором экспериментальных данных можно найти в книге Мони́на и Яглома (1965, гл. 4), а также в книге Зилитинкевича (1970), специально посвященной одному этому вопросу. Именно эти работы мы будем иметь далее в виду при кратком изложении основных теоретических представлений, не оговариваясь каждый раз специально. В земных условиях, как в атмосфере, так и в аэродинамических трубах, собран обширный эмпирический материал, подтверждающий выводы теории.

В пограничном слое атмосферы можно выделить три различных подслоя, процессы в которых определяются разными факторами. Во-первых, это очень тонкий слой, непосредственно прилегающий к поверхности почвы, где существенны молекулярные процессы обмена. Толщина его определяется толщиной вязкого под-

слоя или средней высотой шероховатости поверхности. Наиболее важным следствием существования этого слоя является то, что в нем могут быть заметные скачки температуры. Ниже мы вернемся к их подробному рассмотрению.

Следующий, наиболее хорошо изученный, приземный слой, где приближенно постоянны турбулентные потоки импульса $\tau = -\rho u'w'$ и тепла $q_T = c_p \rho \overline{w'T'}$, где u' , w' и T' — пульсации горизонтальной и вертикальной компонент скорости и температуры, ρ — плотность атмосферы. В земных условиях его толщина порядка нескольких десятков метров. В этом слое наблюдаются основные резкие изменения вертикальных профилей ветра и температуры. Выше него до высоты примерно 1 км в земной атмосфере выделяют планетарный пограничный слой, или, как его иначе называют, слой Экмана, в котором температура и модуль скорости ветра мало меняются по сравнению с приземным слоем, но вектор скорости ветра поворачивает с высотой вследствие изменения баланса между градиентом давления, ускорением Кориолиса и вязкими членами (напряжениями Рейнольдса).

Для земной атмосферы основным направлением исследований является получение оценок турбулентных потоков импульса и тепла по данным измерений профилей средней скорости $u(z)$ и температуры $T(z)$ для приземного слоя или по данным о скорости геострофического ветра U_g и о перепаде потенциальной температуры $\delta\theta$ для планетарного пограничного слоя атмосферы¹. Для других планет представляет интерес получить хотя бы грубые оценки хода вертикальных профилей средней скорости и температуры в их пограничных слоях. Для этого мы располагаем необходимыми данными, имея, прежде всего, оценки средних скоростей ветра U , полученные в предыдущей главе.

Рассмотрим сначала приземный слой. Зная среднюю скорость U , мы можем оценить динамическую скорость, называемую также скоростью трения $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$. В земной атмосфере в зависимости от ее температурной стратификации величина $u_*/U \approx 2-5\%$ (первая цифра относится к сильной устойчивости — росту потенциальной температуры с высотой, наблюдаемому обычно ночью, вторая — к сильной неустойчивости — конвекции, происходящей днем летом). На величину второго параметра, на турбулентный поток тепла q_T , имеется очевидное ограничение сверху — он не может превышать q — величину притока энергии на единицу площади поверхности. Для Земли даже в условиях развитой конвекции отношение $q_T/q \approx 0,1$. При устойчивой стратификации, когда атмосфера теплее поверхности земли, $q_T < 0$, т. е. поток тепла направлен к почве, и модуль отношения q_T/q обычно в несколько раз или даже на порядок меньше, чем днем. В атмосферах Марса и Вене-

¹ Потенциальная температура связана с обычной температурой соотношением $d\theta(z)/dz = dT(z)/dz + \gamma_a$. Если бы энтропия атмосферы была постоянной, что соответствует адиабатическому ее перемешиванию, когда $dT/dz = -\gamma_a$, то потенциальная температура оставалась бы постоянной величиной.

ры нет оснований ожидать слишком уж существенных отклонений от закономерностей, выполняющихся для земной атмосферы. К тому же качественно можно оценить, в какую сторону такие отклонения могли бы действовать на этих планетах.

Таким образом, перед нами стоит в некотором смысле обратная по сравнению с земными нуждами задача: имея какое-то представление о турбулентных потоках импульса и тепла, надо оценить толщину пограничного слоя и определить ход профилей средней скорости и температуры.

Согласно общей теории, структура турбулентности и ход средних профилей в температурно-стратифицированном приземном слое определяются следующими параметрами: $q' = q_T / c_p \rho$ — нормированным турбулентным потоком тепла; $u_* = \sqrt{\tau / \rho}$ — динамической скоростью и параметром плавучести $g\beta$, где g — ускорение силы тяжести, β — коэффициент объемного расширения, равный для идеального газа T_0^{-1} , где T_0 — характерная температура среды. Из этих параметров можно построить масштаб длины

$$L = - \frac{u_*^3}{\kappa g \beta q'}, \quad (17.1)$$

обычно называемый масштабом Монина — Обухова, и масштаб температуры

$$T_* = \frac{q'}{\kappa u_*}, \quad (17.2)$$

где κ — постоянная Кармана. Вертикальные профили средней скорости и потенциальной температуры являются универсальными функциями безразмерной высоты $\zeta = z/L$:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[f_u \left(\frac{z}{L} \right) - f_u \left(\frac{z_0}{L} \right) \right], \quad (17.3)$$

$$\theta(z) = \theta_0 + T_* \left[f_\theta \left(\frac{z}{L} \right) - f_\theta \left(\frac{z_0}{L} \right) \right], \quad (17.4)$$

где z_0 — высота шероховатости поверхности, θ_0 — значение потенциальной температуры на уровне $z = z_0$. Для универсальных функций f_u и f_θ имеем следующие выражения, получаемые из соображений подобия и размерности:

$$f_u(\zeta) = f_\theta(\zeta) = \begin{cases} \ln \zeta + \beta \zeta, & 0 < \zeta, \\ \ln |\zeta| + \beta' \zeta, & \zeta_1 \leq \zeta < 0, \\ a + C \zeta^{-\alpha}, & \zeta < \zeta_1. \end{cases} \quad (17.5)$$

Согласно тщательной статистической обработке обширного эмпирического материала, проведенной Зилитинкевичем и Чаликовым (1968) (см. также Зилитинкевич, 1970): $\kappa = 0,43$; $\beta = 9,9$; $\beta' = 1,45$; $\zeta_1 = -0,16$; $a = 0,24$ и $C = 1,25$.

Формулы (17.3)—(17.5) верны для приземного слоя, где можно пренебречь изменением с высотой турбулентных потоков τ и q_T . Монин и Обухов (1954) именно с этой точки зрения дают следующую оценку толщины приземного слоя:

$$H_{\text{п}} < \frac{\alpha u_*^2(0)}{lU_g}, \quad (17.6)$$

где $\alpha = \frac{u_*^2(0) u_*^2(l)}{u_*^2(0)}$ — относительное изменение напряжения тре-

нения τ , l — параметр Кориолиса, U_g — скорость геострофического ветра, т. е. скорость ветра в свободной атмосфере. Для земной атмосферы при $\alpha = 20\%$ и $u_* / U = 5\%$ получаем $H = 50$ м. Для Марса при том же значении α получаем $H \approx 100 \div 150$ м, так как параметр Кориолиса имеет практически ту же величину, а средние скорости ветра в 2—3 раза больше земных. Для медленно вращающейся Венеры и для экваториальных областей Земли и Марса, где параметр Кориолиса $l = 2\omega \sin \theta$ мал, за толщину приземного, точнее пограничного, слоя можно принять высоту, на которой скорость ветра сравнивается со скоростью в свободной атмосфере. Обычно, как будет видно ниже, эта толщина порядка нескольких единиц масштаба Монина — Обухова.

Остановимся вкратце на планетарном пограничном слое, который можно определить для Земли и Марса. Здесь уже становится существенным действие силы Кориолиса. Толщину этого слоя можно определить как

$$L_* = \frac{z u_*}{l}. \quad (17.7)$$

Для Земли $L_* \approx 1$ км, для Марса — в 2—3 раза больше. Угол поворота ветра с высотой зависит от безразмерного параметра стратификации $\mu = L_* / L = \chi^3 \beta T_* / l u_*$. В земных условиях полный угол поворота ветра с высотой порядка нескольких градусов при конвекции и доходит приблизительно до 40° при сильной устойчивости. Аналогичные цифры можно ожидать и для Марса.

Вернемся к приземному слою. В формулы (17.3) и (17.4) с учетом (17.5) входит неизвестный для других планет параметр — высота динамической шероховатости поверхности планеты z_0 . К счастью, он входит под знаком логарифма, поэтому для наших целей достаточно будет хотя бы приближительной оценки порядка его величины. Согласно табл. 1.1 книги Зилитинкевича (1970), в земных условиях для суши в среднем $z_0 \approx 1$ см, для пустыни $z_0 \approx 0,01 \div 0,1$ см, даже для леса $z_0 \approx 1$ м. Имея в виду, что поверхность Марса и Венеры ближе всего к пустыне и что поверхность Марса может быть довольно неоднородной, примем $z_0 \approx 1$ см, хотя вероятны и значения, на порядок меньшие.

Зная профили скорости и температуры, можно определить параметр локальной гидростатической устойчивости атмосферы —

число Ричардсона, отношение конвективного и динамического факторов в генерации турбулентности

$$Ri = g\beta \frac{d\theta/dz}{(du/dz)^2} =: \zeta \varphi(\zeta), \quad (17.8)$$

где универсальная функция $\varphi(\zeta)$ определяется как

$$\varphi(\zeta) = \frac{\zeta z}{u_*} \frac{du}{dz} = \frac{\zeta}{T_*} \frac{d\theta}{dz}. \quad (17.9)$$

При этом считается, что коэффициенты турбулентного обмена для импульса K и тепла K_T , вводимые согласно равенствам

$$\tau = \rho K \frac{du}{dz}, \quad q_T = -\rho c_p K_T \frac{d\theta}{dz},$$

одинаковы. Отметим, что при сильной устойчивости это заведомо не так, и тогда в формулу (17.8) в знаменатель правой части ввести множитель $\alpha = K_T/K$ — обратное турбулентное число Прандтля, который при устойчивости становится меньше единицы. При сильной неустойчивости этот множитель больше единицы, довольно быстро приближается к 3 или даже 4 (Зилитинкевич, 1970). Универсальные функции для скорости и температуры также будут отличаться на этот множитель ($f_u = \alpha f_\theta$). Ввиду большой неопределенности ряда других факторов и ориентировочного характера наших оценок мы здесь этот эффект учитывать не будем.

Коэффициент турбулентного перемешивания $K = \chi u_* L Ri$ в приземном слое выражается следующими формулами:

$$K = \chi u_* z, \quad |L| \rightarrow \infty, \quad (17.10)$$

$$K = \frac{\chi u_* z}{1 + \beta z/L}, \quad |L| < \infty, \quad (17.11)$$

$$K = \frac{3\chi u_* z}{C} \left(\frac{z}{L}\right)^{3/2}, \quad \tau = \frac{z}{L} < \tau_1. \quad (17.12)$$

Первая из них относится к нейтральной стратификации, наблюдаемой в утренние и вечерние часы, когда профиль температуры близок к адиабатическому, $|q_T| \rightarrow 0$ и силы плавучести несущественны, вторая — к условиям устойчивости и слабой неустойчивости, третья — к конвекции.

В табл. 8 для Марса, Венеры и Земли (для сравнения) приведены значения параметра плавучести $g\beta$, динамической скорости u_* (равной 3% от средней по атмосфере скорости ветра), нормированного турбулентного потока тепла $|q'_T|$ для условий свободной конвекции ($q_T/q = 0,1$) и соответствующих значений масштаба температуры T_* и длины Монина — Обухова — L .

Для Марса были взяты условия на экваторе в период солнцестояния, рассчитанные Лиови и Минцем (1969), где $U = 20$ м/с. Эти условия являются предельными по величине потока солнечного тепла, приходящего к поверхности. Вследствие большого раз-

пообразия скоростей ветра на планете можно ожидать также и сильных вариаций в значениях динамической скорости u_* , следовательно, и величин T_* и $|L|$.

Данные табл. 8 показывают, что основные параметры, определяющие структуру приземного слоя, динамическая скорость и особенно масштаб температуры T для всех трех планет существенно различаются из-за сильного различия основных атмосферных параметров и в первую очередь плотности. Поэтому приземный слой на каждой планете должен обладать своими хорошо выраженными особенностями, к рассмотрению которых мы сейчас и перейдем.

Таблица 8

Параметры приземного слоя для условий конвекции

Планета	$g\beta$ см.(К·с ²)	u_* см/с	q_T К·см/с	T_* К	$-L$ м
Марс	1,7	100	600	14	20
Венера	1,2	3	0,08	0,01	900
Земля	3,3	50	7	0,3	100

Марс

Динамическая и особенно термическая структура нижней части атмосферы Марса была довольно подробно рассмотрена Гиращем и Гуди (1968). Для разных широт, сезонов и времени суток они численно рассчитали вертикальные профили температуры и режим конвекции для модели атмосферы с $p_s = 5$ мб. С помощью выведенной ими формулы, совпадающей, по сути дела, с формулой термического ветра, была получена оценка средней скорости ветра $U = 40$ м/с. Однако вертикальные профили среднего ветра в рассматриваемой ими модели не могли быть найдены, и авторы ограничились лишь очень грубой оценкой чисел Ричардсона для различных условий. Отметим, что их численная оценка величины q_T в полдень на экваторе того же порядка, что и наша ($q_T = 0,1q$).

В условиях конвекции «логарифмический + линейный закон» для профилей ветра и температуры (17.5) можно принимать до значений $\xi_1 = -0,16$, т. е. при $L = -20$ м до высоты 3,2 м от поверхности планеты. При этом ($z_0 = 1$ см)

$$u(z) = 2,3 \left[\ln(100z) - \frac{z}{14} \right],$$

$$\theta(z) \approx T(z) - T_0 + 14 \left[\ln(100z) - \frac{z}{14} \right],$$

где $u(z)$ выражено в м/с, а z — в метрах. На высоте 3,2 м $u = 13$ м/с, а $\Delta T = T(0) - T(3,2) \approx 70$ К. Таким образом, на протяжении слоя атмосферы толщиной всего 3 м скорость достигает почти полови-

ны своего характера для свободной атмосферы значения, а скачок температуры (здесь разница между обычной температурой T и потенциальной $\theta = T + \gamma_a z$, где для Марса $\gamma_a \approx 5$ К/км, не играет никакой роли) достигает 70 К. Резкие, хотя и меньшие, изменения температуры днем в самом нижнем слое атмосферы найдены Гиращем и Гуди (1968). Отметим, что таких резких изменений, как у нас, они и не могли получить, так как шаг по вертикали в численном счете ими принимался равным 100 м.

На возможность существования резких изменений температуры указывал также Гиффорд еще в 1956 г. (см. также Мороз, 1967, § 2, 4), который привел пример измерений температуры летом в полдень в пустыне Гоби. Согласно этим измерениям, разность температур между поверхностью почвы и воздухом на высоте 2 м достигает 20 К. Однако при сильных неустойчивостях вступает в игру неравноправность обмена теплом и импульсом: обратное турбулентное число Прандтля α при этом стремится (при $z/L \approx 2$) к 3, что снижает соответственно резкость изменений температуры. Возрастание α происходит довольно быстро и уже при $\xi = -0,2$, т. е. там, где у нас $z \approx 3$ м, $\alpha \approx 2$, а тогда скачок температуры будет не 70, а 35 К. Для высот, больших 3 м, необходимо пользоваться последней из формул (17.5), описывающей режим свободной конвекции. При этом средняя скорость асимптотически приближается к своему предельному значению скорости ветра в свободной атмосфере. При $|\zeta| \approx 5$, т. е. $z = 100$ м, скорость достигает примерно 90% своей величины при $|\zeta| \rightarrow \infty$. Коэффициент турбулентного обмена быстро растет с высотой. Для $z = 100$ м, согласно (17.12), получим $K = 4 \cdot 10^6$ см²/с, что можно сопоставить с оценкой Гираща и Гуди (1968) $K = 10^8$ см²/с для нижнего километрового слоя, полученной численно в тех же условиях экваториального полудня, поскольку $K \sim z^{1/3}$ и $10^{1/3} \approx 20$.

При устойчивой стратификации (ночь) примем $L = 150$ м, $T_* = 2$ К. Тогда скорость в 20 м/с будет достигаться на высоте около 120 м, а перепад температуры при этом будет порядка 40 К. Коэффициент турбулентного обмена K , вычисленный по (17.11), будет порядка 40 К. Коэффициент турбулентного обмена K , вычисленный по (17.11), будет порядка 10^5 см²/с. Согласно Гиращу и Гуди (1968), при таком значении K для установления температурного режима существенными должны быть эффекты радиационного затухания флуктуаций температуры (см. Гуди, 1964; Голицын, 1963, 1964). Это должно приводить к уменьшению q'_T и T_* , т. е. к увеличению L и, тем самым, к уменьшению перепада температуры для заданного интервала высот.

Выше уровня 100 м действие силы Кориолиса уже следует учитывать, т. е. начинается планетарный пограничный слой, о котором говорилось ранее.

Рассмотрим еще вопрос о скачке температуры в молекулярном подслое, прилегающем непосредственно к самой поверхности. Этот вопрос довольно подробно исследован в технике, но на важность

его в метеорологии, по-видимому, впервые обратил внимание Злигиневич (1970). Соображения подобия устанавливают, что этот скачок должен быть функцией числа Рейнольдса. Согласно эмпирическим данным, приведенным в его книге, величина этого скачка при числе Праудтля порядка единицы может быть описана формулой

$$\delta\theta = 0,2T_* \text{Re}_0^{0,45}, \quad (17.13)$$

где $\text{Re}_0 = 30 u_* z_0 / \nu$ — число Рейнольдса для этого подслоя. Для разреженной атмосферы Марса $\nu \approx 10 \text{ см}^2/\text{с}$, и если $z_0 = 1 \text{ см}$, то $\text{Re}_0 = 300$. Тогда, согласно (17.13), скачок температуры в полдень на экваторе равен 30 К. Если $z_0 = 0,1 \text{ см}$, то $\delta\theta = 10 \text{ К}$. Таким образом, если в полдень на экваторе температура поверхности достигает значений $T = \sqrt{2}T_* = 310 \text{ К}$, то уже на высоте 3 м она может быть на много десятков градусов меньше.

Все это показывает, что микрометеорология экваториальных областей должна быть весьма своеобразной. В умеренных широтах, особенно в зимнем полушарии, значения q_* , следовательно и T_* , должны быть заметно меньше и температурные изменения не должны быть столь резкими.

Венера

Приведенные в табл. 7 значения параметров пограничного слоя q'_* , T_* и L для атмосферы Венеры следует рассматривать как предельные, T_* — максимальным, а L — минимальным, поскольку они вычислены в предположении, что весь поток прямой солнечной радиации q достигает поверхности планеты. При этом $T_* \sim \gamma q$, а $L \sim (\nu q)^{-1}$, где γ — доля потока радиации, достигающая поверхности. Отметим сразу же, что если величина γ мала, то $L \rightarrow \infty$, что соответствует чисто нейтральной стратификации, т. е. профиль скорости будет логарифмическим, а потенциальная температура — постоянной по высоте, поскольку $T_* \rightarrow 0$, т. е. $T(z) = T_0 - \gamma_* z$.

Оценим сначала, на какой высоте скорость, вычисленная по формуле $u(z) = (u_*/\kappa) \ln(z/z_0)$, сравнивается со средней скоростью 5 м/с. Эта высота оценивается по формуле $z = z_0 \exp(\kappa u/u_*)$. Отсюда при $z_0 = 1 \text{ см}$ и $u_*/U = 0,03$ (цифра, соответствующая нейтральной стратификации) получаем высоту около километра. Впрочем, эта оценка очень чувствительна как к величине z_0 , так и особенно u_* , поэтому ее следует рассматривать как сугубо порядковую.

Рассмотрим предельный случай, которому соответствуют значения u_* , T_* и $-L$, приведенные в табл. 7. Если $-L = 900 \text{ м}$, то в режиме конвекции скорость будет достигать своего предельного значения в свободной атмосфере при $|\zeta_*| \approx 5$, т. е. $z \approx 4,5 \text{ км}$. Однако отклонения температуры от адиабатического профиля вследствие малости T_* не превысят 1° . Ночью эти отклонения должны быть еще меньше.

Коэффициент вертикального турбулентного обмена на высоте 1 км будет $K \approx \kappa u_* z \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$.

Основной характеристикой турбулентности, именно флуктуаций скорости и турбулентного перемешивания, служит величина ϵ — скорость диссипации кинетической энергии. В предыдущих двух главах были предложены общие формулы и даны оценки ϵ , так сказать, в глобальном масштабе, в среднем по всей атмосфере. Пример земной атмосферы показывает, что диссипация распределяется по высоте очень неравномерно: на нижний километровый пограничный слой приходится, согласно современным оценкам (Зилитинкевич, 1970; Лоренц, 1967), от $1/2$ до $2/3$ всей диссипации. Поэтому в пограничном слое, особенно в его нижней части, приземном слое, величина ϵ может быть существенно больше, а в основной массе атмосферы — заметно меньше величины нашей глобальной оценки ϵ . Характер изменений величины ϵ в зависимости от стратификации и высоты описан, например, в книге Моница и Яглома (1965, гл. 4). Отметим, что при сильно неустойчивой стратификации ϵ постоянно с высотой в слое конвекции, а при близкой к нейтральной и устойчивой стратификациях падает с высотой, как z^{-1} . Однако поскольку такие основные характеристики турбулентности, как среднеквадратичная разность флуктуаций скорости в двух точках и коэффициент турбулентного перемешивания, пропорциональны $\epsilon^{1/2}$, то в первом приближении неравномерность распределения ϵ по высоте не должна играть очень большой роли.

Для Земли $\epsilon = 4 \text{ см}^2/\text{с}^3$, для Марса, согласно Лиови и Минцу (1969), $\epsilon = 10 \div 20 \text{ см}^2/\text{с}^3$, для Венеры по формулам § 8 $\epsilon \approx \approx 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}^3$. Поэтому на Марсе флуктуации скорости и перемешивание в среднем в 1,5 раза интенсивней, чем на Земле, а на Венере — на порядок ниже.

Практический интерес представляют также оценки флуктуаций температуры в атмосферах планет, поскольку эти флуктуации вызывают флуктуации показателя преломления радиоволн. Поэтому радиосигнал, проходящий через атмосферу планеты, будет испытывать флуктуации амплитуды и фазы.

Для определения интенсивности температурных флуктуаций Обухов (1949а) ввел среднюю скорость выравнивания меры неоднородности температурного поля N , определяемую как

$$N = K \overline{\left(\frac{\partial T}{\partial x_i}\right)^2} \quad (18.1)$$

по аналогии с определением Рэлея скорости диссипации ϵ (см. Ландау, Лифшиц, 1954). Поэтому величину N часто называют просто температурной диссипацией. Для медленно вращающихся планет $K \sim 0,1 Ur$ и $\partial T/\partial x_i \sim \delta T/r$. Таким образом, величина N может быть оценена по формулам § 8.

Интенсивность температурных флуктуаций определяется структурной постоянной C_T^2 , вводимой равенством

$$D_T(a) = \overline{(\Delta_a T)^2} = C_T^2 N \epsilon^{-1/2} a^{1/2} = C_T^2 a^{1/2}, \quad (18.2)$$

где $D_T(a)$ — структурная функция температуры, т. е. средний квадрат разности температуры для двух точек, разделенных расстоянием a ; $C_2^2 \approx 3$ (см. Монин, Яглом, 1967, § 23). Зная N и ϵ , можно определить C_T^2 .

Показатель преломления n для $|n-1| \ll 1$ имеет вид $n = 1 + \beta_1 p/T$, где β_1 — постоянная, определяемая составом. Для воздуха $\beta_1 = 0,08$ К/атм, для CO_2 , $\beta_1 = 0,13$ К/атм. Флуктуации показателя преломления определяются как $\delta n = -\beta_1 p \delta T/T^2$, поскольку флуктуации давления незначительны (см. Татарский, 1967). Если температурные флуктуации описываются формулой (18.2), то аналогичная формула будет верна и для флуктуаций показателя преломления. Поэтому соответствующая структурная характеристика C_n^2 также может быть оценена через внешние параметры (Голицын, 1970б). При этом для земной атмосферы получается оценка, правильная по порядку величины. Это побудило автора совместно с Гурвичем (1971) применить аналогичные соображения для оценки флуктуаций амплитуды сигнала «Маринера-5» с длиной волны 13 см, прошедшего через атмосферу Венеры, при выходе его из-за диска планеты. Расчет дал величину флуктуаций уровня сигнала порядка наблюдавшейся при измерениях. Аналогичные величины интенсивности флуктуаций наблюдались и при заходе «Маринера-5» (Клиоре и др., 1967), как это было показано Гурвичем (1969).

§ 19. ПЫЛЬНЫЕ БУРИ НА МАРСЕ

Когда в ноябре 1971 г. к Марсу приблизились межпланетные автоматические станции «Маринер-9» и затем «Марс-2» и «Марс-3», оказалось, что вся планета покрыта сплошным облаком пыли, сквозь которое неясно просматривалось лишь несколько самых высоких гор и кратеров. Сообщения об этом появились во всех газетах. На рис. 3 и 4 мы уже приводили снимки отдельных областей планеты, полученные во время пыльной бури.

Буря у всех естественным образом ассоциируется с ветрами, поэтому долг метеорологов и специалистов по физике атмосферы — ответить на вопрос, что же такое пыльная буря; как она может зародиться и что этому способствует или препятствует; как она развивается и почему в конце концов затухает. Явление это необычайно сложное, и разработка теории пыльных бурь будет продолжаться многие годы. С целью привлечения внимания исследователей атмосферы в заключительном параграфе книги будет дан краткий обзор результатов наблюдений пыльных бурь на Марсе и будут изложены некоторые качественные соображения (см. Голицын, 1973) о вероятных механизмах зарождения, развития и затухания этих бурь. Эти соображения во многом базируются на материале, уже изложенном в данной книге (см., например, § 13, 17 и 18), что служит дополнительным оправданием обсуждения этого вопроса.

Описание развития пыльной бури 1971 г. по данным наземных астрономических наблюдений Марса сделано Кэйпенем и Мартином (1972), а по данным «Маринера-9» — Лиови и др. (1972); см. также популярную статью автора «Пыльные бури на Марсе» в сборнике «Человек и стихия» (Гидрометеиздат, 1973).

Пыльные бури большой интенсивности на Марсе известны только для времен великих противостояний, когда Марс усиленно наблюдается, а бури препятствуют наблюдениям. Известно (Гластоун, 1968), что во время великих противостояний Марс находится вблизи перигелия, тогда в его южном полушарии конец весны — начало лета. При этом инсоляция максимальная и больше средней на 20% из-за вытянутости орбиты. Еще в 1909 г. Антониади (см. Гластоун, 1968) высказал идею, что хотя желтые облака, состоящие, по предположению, из частичек пыли, встречаются и в другие времена, наиболее интенсивные из них должны развиваться в перигелийные противостояния.

Данные о желтых облаках, наблюдавшихся на Марсе, были собраны Гиффордом (1964). Они указывают, что наиболее интенсивные из них, действительно, наблюдались во времена великих противостояний 1892, 1924 и 1956 гг. К этому списку мы можем добавить 1971 г.

Однако не каждое великое противостояние сопровождается бурей. Так, в списке Гиффорда отсутствуют облака для противостояний 1909 и 1939 гг., хотя большие облака наблюдались для противостояний 1907, 1911 и 1941 гг., когда Марс был не очень далек от своего перигелия.

Между соседними великими противостояниями Марса проходит 15 или 17 лет. За это время Марс еще 7 или 8 раз бывает вблизи своего перигелия. Однако в этот момент Марс или слишком далек от Земли, или находится на дневном небе, т. е. его астрономические наблюдения невозможны. Поэтому связь бурь с великими противостояниями является результатом выборки наблюдений.

Таким образом, представляется, что нахождение Марса вблизи перигелия является необходимым, но далеко не достаточным условием для зарождения и развития бури. Различная длительность, интенсивность и пространственный масштаб разных бурь указывают на важность локальных и общих метеорологических условий в марсианской атмосфере во время зарождения и развития бури. Однако тот факт, что бури зачастую охватывают практически всю планету, говорит о том, что существуют какие-то механизмы обратной связи, способствующие глобальному распространению пыли, коль скоро пыльное облако достигло некоторого достаточно большого размера. К сожалению, мы пока знаем слишком мало о Марсе и хорошо понимаем, что вследствие сложности рельефа структура марсианских ветров должна быть очень разнообразной, что описание глобальной пыльной бури — земная метеорология не знает подобных проблем — требует учета слишком многих, в том числе и пока неизвестных или плохо понятых и ма-

лоизученных факторов в их сложном и часто далеко не ясном взаимодействии. Среди этих факторов, очевидно, должны быть рассмотрены вопросы подъема пыли в атмосферу и структуры ветра в приповерхностном слое атмосферы, распространения пыли в атмосфере, поглощения пылью солнечной радиации и изменения вследствие этого температурного режима в атмосфере, что в свою очередь меняет ветер и т. д. Поэтому представляется, что в этой трудной ситуации даже какие-то простые качественные соображения об отдельных этапах бури могут иметь некоторую пользу.

Остановимся прежде всего на вопросах сдувания пыли с поверхности и подъема ее в воздух. Известны два качественно различных механизма этого процесса (их обсуждение для марсианских условий дано, например, в работах Гиффорда (1964), Сагана и Поллака (1969) и Сагана, Веверки и Гираща (1971)). Первым из них является сальтация, изученная Багнолдом (1941). При некотором напряжении ветра τ , зависящем от скорости ветра и его вертикального градиента, частицы определенного размера a начинают приходить в движение: они поднимаются в воздух до некоторой высоты, переносятся ветром, но затем выпадают под действием силы тяжести.

Падение частиц описывается уравнением Стокса — Каннингема, которое учитывает конечность отношения длины свободного пробега к размеру частицы (его использовал для марсианских условий Андерсон, 1967).

Расчет зависимости радиуса поднимаемых частиц от напряжения трения τ , точнее от скорости трения $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$, был произведен Саганом и Поллаком (1969) для давлений на поверхности Марса 5 и 15 мб. При $p_s = 5$ мб, когда пороговое значение $u_* = 4$ м/с, начинают подниматься частицы радиусом около 200 мкм. Более мелкие частицы не поднимаются, поскольку они целиком погружены в вязкий подслон, толщина которого $\propto 1/u_*$ (см. Ландау, Лифшиц, 1954; Монин, Яглом, 1965), и турбулентное напряжение трения на них не действует; более крупные и тяжелые частицы поток не может поднять, поскольку подъемная сила пропорциональна поверхности частицы, а сила тяжести пропорциональна их объему. При значениях u_* больше порогового поднимаются частицы более крупные и более мелкие. Так, при $u_* = 6$ м/с поднимаются частицы радиусом от 50 до 1000 мкм. С увеличением давления пороговое значение u_* уменьшается, и при $p_s = 15$ мб оно несколько меньше 2 м/с.

Сравнительно крупные частицы, падая на поверхность, могут обмениваться импульсом с более мелкими частицами и поднимать их в атмосферу. Вследствие турбулентного перемешивания мелкие медленно выпадающие частицы могут распространяться до больших высот. Эффективность такого механизма введения мелких частиц в атмосферу количественно практически не изучена. Вместе с тем этот вопрос представляется одним из центральных для понимания зарождения и развития бури.

Определение характера поведения значений u_* в марсианских условиях может быть произведено, если известны скорости ветра в свободной атмосфере (см. § 13, 17). Согласно § 17, значение u_* определяется скоростью ветра U и составляет 2—5% от U в зависимости от стратификации: в условиях сильной устойчивости значения u_* меньше, а при сильной неустойчивости — свободной конвекции — больше. Строение приземного слоя марсианской атмосферы было рассмотрено нами в § 17. На основе приведенных данных, пользуясь типичными значениями ветров, полученными Лиови и Минцем (1966) для модели с $p_s = 5$ мб, можно вычислить характерные значения u_* в м/с для зимы и лета в средних широтах:

Зима	3
Лето:	
утро, вечер	1
полдень	2
полночь	1

Поскольку мы пока не знаем среднего уровня поверхности на Марсе, встает вопрос, как изменятся значения среднего по атмосфере ветра при изменении среднего значения p_s . Согласно § 10, $U \sim M^{-1/2} = (g/\bar{p}_s)^{1/2}$, где g — ускорение силы тяжести. Поэтому при прочих равных условиях $u_* \sim \bar{p}_s^{-1/2}$, т. е. при современных оценках $\bar{p}_s = 6 \pm 2$ мб (Клиоре и др., 1972), приведенные значения u_* можно считать верными для всех значений \bar{p}_s с ошибкой, не превышающей 25%.

Сравнивая полученные данные с результатами Сагана и Поллака (1969), видим, что значения u_* летом в 2—4 раза ниже порогового значения u_* . Казалось бы, более благоприятны зимние условия, однако в холодные сезоны, как и ночью, сцепление между частицами может увеличиваться благодаря намерзанию водного инея, и поэтому условия для подъема пыли в зимнем полушарии малоблагоприятны. Это подтверждается и данными Гиффорда (1964), которые показывают практическое отсутствие облаков в холодное время года.

Таким образом, подъема пыли следует ожидать около полудня, но не при всех условиях, а при локальных превышениях u_* , взятого здесь равным 40 м/с, примерно в 2 раза. Можно указать на ряд факторов, благоприятствующих подъему пыли и при меньших скоростях. Это, во-первых, турбулентные порывы. Для приземного слоя атмосферы их статистические характеристики хорошо изучены. Отношение среднеквадратичного значения пульсаций скорости σ_u к u_* (см. Зилитинкевич, 1970) равно 2—2,5, что составляет 10% от средней скорости. Распределение вероятностей для пульсаций скорости более или менее близко к нормальному. Это значит, что увеличение скорости на 10%, а следовательно, и u_* встречается

довольно часто. Могут иметь место и более сильные порывы, хотя они менее вероятны¹.

Заметное увеличение u_{*} может происходить при резком изменении структуры подстилающей поверхности, именно при увеличении высоты шероховатости z_0 . Этот факт изучался в земных условиях (см. Лайхтман, 1970). Приближенное аналитическое решение задачи было получено Радикевичем (1971). Последний подсчитал, что при изменении z_0 в 10 раз значение τ вдали от границы, разделяющей области с разными z_0 , увеличивается примерно на 30%, вблизи же границы τ меняется резко². В области вблизи границы раздела появляются вертикальные скорости (восходящие при увеличении z_0), достигающие нескольких сантиметров в секунду. Полевые измерения, произведенные при гораздо более резких изменениях z_0 , указывают и на большие изменения τ (примерно в 3 раза; см. Шир, 1972).

Другим механизмом заноса пыли в атмосферу являются пыльные смерчи, так называемые «пыльные дьяволы». Этот механизм обсуждался Саганом и Поллаком (1969) и Саганом, Веверкой и Гиращом (1971). Условия образования пыльных дьяволов изучались Райаном и Кэрролом (1970) в пустыне Мохэв в Южной Калифорнии. Они образуются при несильном ветре в условиях большого перегрева поверхности почвы, т. е. сильной неустойчивости атмосферы. Для Марса такие условия выполняются наилучшим образом вблизи перигелия в полуденные часы. Появлению пыльных дьяволов на Марсе должна способствовать возможность существования в летнем полушарии в полуденные часы резких скачков температуры между поверхностью почвы и атмосферой. Как показано в § 17, эти скачки могут достигать 30 К.

К сожалению, количественные оценки эффективности пыльных дьяволов по подъему пыли не производились ни экспериментально, ни теоретически. Эта эффективность, очевидно, зависит и от количества пыли на поверхности, которая может быть поднята в атмосферу. Однако последнее является скорее ареоморфологическим, чем метеорологическим фактором. В настоящее время нельзя

¹ В работе Хесса (1973), пересчитавшего данные Багнолда (1941) о величине порогового значения скорости трения $u_{*п}$ для марсианских условий, показано, что значения $u_{*п}$ почти в 2 раза меньше принятых Саганом и Поллаком (1969). Так, при $\rho_s = 5$ мб, по Хессу, $u_{*п} = 2,5$ м/с, а у предыдущих авторов — 4 м/с. Это заметно повышает вероятность начала подъема пыли в атмосферу, не требуя слишком больших значений скорости ветра. Автор благодарен С. Хессу за присылку препринта своей работы.

² Последний рисунок статьи Лиови и др. (1972) можно проинтерпретировать как подтверждение этого эффекта в марсианских условиях. На этом рисунке имеются два фотоснимка одной и той же области Марса, снятой с борта «Маринера-9» в разное время. На одном из них центральная часть области скрыта диффузным низким облаком — локальной пыльной бурей. На другом снимке, полученном через несколько недель после первого, отчетливо видно, что часть поверхности, ранее скрытая бурей, обладает гораздо более грубым мелкомасштабным рельефом, чем окружающая ее территория, открытая и ранее. Автор благодарен К. Лиови, приславшему препринт своей статьи и обратившему внимание на этот снимок.

исключать (см. Саган, Веверка и Гираш, 1971), что именно пыльные дьяволы могут оказаться основным механизмом, поставляющим в марсианскую атмосферу большое количество мелкой и долговисящей пыли, поскольку в них вертикальные скорости порядка горизонтальных и достигают для земных условий нескольких метров в секунду.

Проведенное обсуждение показывает, что подъем сколько-нибудь значительных количеств пыли в атмосферу требует одновременного выполнения ряда условий. Наилучшие возможности, вероятно, представляются вблизи перигелия. Это позволяет понять факт редкости наблюдений желтых облаков на Марсе и корреляции их появления с великими противостояниями.

Но допустим, что пыльное облако достигло достаточно больших размеров и концентрация пыли в нем стала достаточно велика, так что для описания движения такого облака над подстилающей поверхностью надо учитывать обратное влияние пыли на динамику потока. Характер турбулентных потоков, содержащих тяжелую примесь, был изучен Баренблаттом (1955). Одним из основных его результатов является то, что в случае нейтральной стратификации профиль средней скорости стационарного и однородного по горизонтали потока модифицируется (ср. § 17) и стремится с высотой к виду

$$u(z) = \frac{u_*}{\alpha \omega} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (19.1)$$

Безразмерный параметр ω определяется, как

$$\omega = \frac{v}{\alpha \chi u_*}, \quad (19.2)$$

где v — скорость выпадения частиц, α — отношение коэффициентов турбулентного обмена для примеси и количества движения, равное приблизительно единице. Для достаточно мелких частиц $v < \alpha \chi u_*$, т. е. $\omega < 1$, и тогда формулу (19.1) можно интерпретировать так, что присутствие пыли в потоке приводит к эффективно уменьшению постоянной Кармана χ . При этом градиенты скорости вблизи поверхности становятся более резкими, что облегчает сдувание и подъем больших количеств пыли.

Для мелких частиц размером в несколько микрон $\omega \ll 1$. Существует предельное стационарное распределение пыли по высоте, которое дается формулой

$$n(z) = n(z_1) \left(\frac{z}{z_1} \right)^{-1},$$

где n — концентрация пыли, а индекс 1 относится к некоторой высоте вблизи дна. При неограниченном запасе пыли на подстилающей поверхности поток стремится к этому предельному насыщению, которое тем больше, чем меньше ω . При ограниченном запасе пыли значение концентрации пыли внизу меньше, но оно асимптотически стремится к предельному с ростом высоты z . Аналогич-

ных закономерностей можно ожидать и для температурно-стратифицированного потока, хотя соответствующей теории пока не имеется¹.

Это свойство турбулентных потоков собирать и нести в себе большое количество пыли представляется одним из механизмов, способствующих саморазвитию пыльной бури. Распространение уже поднятой пыли до больших высот, например до высоты однородной атмосферы H , осуществляется путем турбулентного перемешивания. Оценим, какая величина коэффициента турбулентного перемешивания необходима для подъема пыли на высоту H за время t . Используя формулу $K \sim H^2/t$, при $H=10$ км и $t=10^5$ с (1 сутки) получаем $K \sim 10^7$ см²/с = 10^3 м²/с. Такая величина представляется вполне разумной для дневных условий на экваторе, но несколько меньшей оценок коэффициента турбулентного перемешивания, данных Гирашем и Гуди (1968) и автором (см. Голицын, 1969).

Горизонтальное перемешивание характеризуется гораздо большими коэффициентами. Для распространения пыли за три дня на 1000 км требуется $K \approx 3 \cdot 10^{10}$ см²/с = $3 \cdot 10^6$ м²/с, что вполне согласуется с предыдущими оценками § 18 (см. также Голицын, 1968, 1970б). Такое значение K на порядок выше, чем использованное в численных экспериментах Лиови и Минца (1969), которое названо ими малым, с чем можно согласиться. Впрочем, этот вопрос также требует дальнейшей проработки.

Но, допустим, что пыль поднялась над какой-то достаточно обширной площадью. Измерения в условиях глобальной бури (Мороз, Ксанфомалити, 1972; Хэнел и др., 1972; Чейз и др., 1972; Клиоре и др., 1972) показывают, что поверхность планеты днем в среднем на 20—30 К холоднее, чем в отсутствие бури, вертикальные профили температуры близки к изотермии, благодаря чему атмосфера в общем теплее. Это можно понять, если принять, что значительная часть солнечной радиации поглощается самой запыленной атмосферой. К сожалению, оптические свойства марсианской пыли пока неизвестны, и оценки величины поглощения могут быть лишь косвенными (см. работу Гинзбурга, 1973). В этой связи полезно привести измерения поглощения солнечной радиации в условиях сильно запыленной атмосферы в пустыне Каракум (Кондратьев, Васильев, Гришечкин, 1971). Условия здесь характеризуются авторами наличием сильной дымки. При этом атмосферное поглощение заметно увеличивается, достигая примерно 20—25% от полной величины прямой солнечной радиации.

¹ Такая теория в последнее время разработана Г. И. Баренблаттом и автором в статье, отправленной в середине 1973 г. для публикации в «I. Atm. Sci.». Одним из ее выводов является то, что в случае устойчивой стратификации концентрация пыли $n(z)$ экспоненциально убывает для высот, больших масштаба Монина—Обухова (17.1), а в случае свободной конвекции величина $n(z)$ ростом z стремится к некоторой постоянной. Это помогает понять, почему пыльные бури всегда начинаются вблизи периода максимальной инсоляции поверхности Марса, когда вероятность появления сильной конвекции наибольшая.

Примем, что и для пыльного облака еще не очень больших размеров имеет место понижение температуры в нижней его части. Простые оценки амплитуд возникающих при этом ветров можно дать, следуя Гиразу и Сагану (1971).

Для небольших масштабов L число Россби $Ro = U/lL$, где $l = 2\omega \sin \vartheta$ — параметр Кориолиса, больше единицы (число Россби является мерой отношения нелинейных членов в уравнениях движения к силе Кориолиса). Тогда ускорение Кориолиса играет подчиненную роль и при грубых оценках им можно пренебречь. Уравнения движения с давлением в качестве независимой переменной можно записать как:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial h} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad (19.3)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial h} = R'T, \quad (19.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial h} - w = 0, \quad (19.5)$$

где роль вертикальной скорости играет величина $w = dh/dt$, $h = \ln(p/p_s)$, $\varphi = gz$ — геопотенциал, R' — газовая постоянная, T — температура. Если задать изменение температуры ΔT на некотором расстоянии L , то из этой системы можно оценить скорость возникающих при этом движений. С помощью (19.5) убеждаемся, что первые два члена в (19.3) одного порядка. Поэтому из него и из (19.4) следует, что

$$U^2 \sim \Delta \varphi = R'\Delta T \Delta h. \quad (19.6)$$

При этом предполагается, что изменения температуры по вертикали и по горизонтали одного порядка. Учет нестационарных членов и, например, круговой симметрии распределения температур введет лишь дополнительные положительные члены в (19.3) того же порядка, что и $U^2 L^{-1}$. Пусть $\Delta T = 10$ К и $\Delta h = 1/2$, т. е. движения происходят лишь до среднего уровня атмосферы, где температура в облаке сравнивается с температурой остальной атмосферы (ниже — она меньше, а выше — больше). Тогда, согласно (19.6), $U \sim (1/2 R' \Delta T)^{1/2} = 30$ м/с.

Зная U , из условия $Ro > 1$ можно оценить ограничения на $L < U/l$. Для широты $\vartheta = 30^\circ$ имеем $L < 400$ км. Поскольку в нижней центральной части облака атмосфера холоднее, там движения нисходящие, а по краям облака — восходящие. Возникновение заметных скоростей ветра и характер циркуляции при этом должны способствовать выносу пыли на периферию облака и ее дальнейшему сдуванию и подъему на его краях. Ночью картина распределения температур, а следовательно, и скоростей обратная, но вследствие краткости летних ночей можно полагать, что в среднем за сутки пыльное облако будет расти.

Согласно приведенным выше оценкам времени распространения пыли, благодаря горизонтальному турбулентному перемешиванию облако может достигнуть размеров порядка 500 км за немногие сутки. При больших размерах для определения ветров уже необходимо учитывать силу Кориолиса, т. е. движение будет определяться в основном балансом между градиентом давления и ускорением Кориолиса. При локальных изменениях поля температур меняется и поле давления, следовательно, меняется и ветер. Компонента геострофического ветра, возникающая вследствие изменения поля температур, называется термическим ветром. Уравнения термического ветра имеют вид (Гиращ, Саган, 1971):

$$\frac{\partial u}{\partial h} = - \frac{R'}{f} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (19.7)$$

$$\frac{\partial v}{\partial h} = \frac{R'}{f} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (19.8)$$

или в векторных обозначениях

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial h} = - \frac{R'}{f} \nabla_H T \cdot \mathbf{k}, \quad (19.9)$$

где \mathbf{k} — единичный вектор, направленный вверх.

Из этих уравнений следует, что термический ветер меняется с высотой, дует вдоль изотерм, причем так, что более холодный воздух остается в южном полушарии справа ($l < 0$). В результате у поверхности возникает циклонический вихрь. Изменение скорости — термический ветер — можно оценить, согласно (19.9), как

$$\Delta U \sim \frac{R'}{f} \frac{\Delta h \Delta T}{L}. \quad (19.10)$$

Подставляя сюда $\Delta h = 1/2$, $\Delta T = 30$ К, $L = 10^3$ км, $f = 7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, получаем $\Delta U \sim 40$ м/с. В верхней части тропосферы, где направление градиента температуры обратное, должен возникнуть антициклонический вихрь.

Согласно расчетам Лиови и Минца (1969), летом в южном полушарии Марса господствуют умеренные юго-восточные ветры со скоростями 10—20 м/с. Если наши оценки справедливы, то движения, возникающие при развитии бури, должны существенно менять общую структуру ветра.

Таким образом, пылевое облако достаточно больших размеров и плотности вследствие поглощения прямой радиации заметно нарушает температурный режим марсианской атмосферы, приводя к появлению довольно сильных ветров, которые в свою очередь должны поднимать в атмосферу новые количества пыли. Нам представляется, что это один из вероятных крупномасштабных механизмов обратной связи между полем ветра и количеством пыли в атмосфере, способствующих саморазвитию бури и достиже-

нию его глобальных масштабов.¹ К сожалению, пока не известны поглощательные свойства пыли в диапазоне прямой солнечной радиации и нет количественной теории подъема пыли с поверхности в атмосферу — это лишь некоторые наиболее принципиальные звенья процесса — не приходится думать о каком-либо количественном описании процесса развития бури во времени и пространстве. Очевидно, такое описание потребовало бы расчетов на самых мощных ЭВМ.

Наблюдения показывают, что по достижении глобальных размеров буря в конце концов затухает, т. е. пыль снова оседает на поверхность, хотя возможны временные и даже неоднократные усиления бури, как это проследил Лио в 1924 г. (см. Койпер, 1961). Необходимость затухания понять нетрудно. При достижении пыльным облаком глобального масштаба температурные контрасты в атмосфере сглаживаются и, следовательно, ветер утихает. Однако если выпадение частиц происходит над разными участками поверхности неравномерно, то возможно снова временное обострение температурных контрастов и усиление ветров.

В температурном (и ветровом) режиме атмосферы южного полушария особую роль должна играть полярная шапка. В это время года она быстро тает, на что расходуется большое количество тепла из атмосферы, т. е. вблизи поверхности шапки температура атмосферы должна быть около 150 К — температуры таяния твердой углекислоты. Большая разница температур между атмосферой над шапкой и над областями, где лед уже стаял, должна вызывать сильные ветры. Выше над шапкой температура атмосферы может быть значительно больше из-за адвекции тепла и прямого нагрева атмосферы Солнцем. Наблюдения Хэнела и др. (1972) показали наличие сильной температурной инверсии над южной полярной областью. Приток массы углекислого газа в атмосферу при испарении шапки также должен играть свою роль. Указанием на важность и сложность этих процессов мы здесь и ограничимся.

В заключение остается лишь повторить, что создание какой-то количественной теории процесса развития и затухания пыльной бури на Марсе представляется одной из самых трудных задач, когда-либо встававших перед физикой атмосферы, поскольку при этом требуется учет слишком многих факторов, взаимодействующих между собой.

¹ Аналогичную идею о нелинейном взаимодействии пыли, радиации и атмосферных движений, приводящем к разрастанию пыльной бури на Марсе, независимо выказали также Гиращ и Гуди (1972) и Хесс (1973).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Авдучевский В. С., Маров М. Я., Рождественский М. К.
1969. Результаты измерений параметров атмосферы Венеры, полученные советской автоматической станцией «Венера-4».— Космич. иссл., 7, № 2, с. 233—246.
- Александр (Alexander A. F. O'D.)
1962. The Planet Saturn. Faber and Faber, London.
- Андерсон (Anderson A. D.)
1967. Spherical particle terminal velocities in the marlian daytime atmosphere from 0 to 50 km.— J. Geophys. Res., 72, No. 7, p. 1951—1959.
- Ауман, Джиллеспи, Лоу (Aumann H. H., Gillespie C. M., Low F. J.)
1969. The internal powers and effective temperatures of Jupiter and Saturn.— Astrophys. J., 157, p. L69—L73.
- Аш, Шапиро, Смит (Ash M. E., Shapiro I. I., Smith W. B.)
1967. Astronomical constants and planetary ephemerids deduced from radar and optical observations.— Astron. J., 72, No. 3, p. 338—350.
- Аш и др. (Ash M. E. e. a.)
1968. The case for the radar radius of Venus.— J. Atmos. Sci., 25, No. 4, p. 552—555.
- Багнолд (Bagnold R. A.)
1941. The physics of blown sand and desert dunes. Methuen, London.
- Барсблатт Г. И.
1955. О движении взвешенных частиц в турбулентном потоке, занимающем полупространство или плоский открытый канал конечной глубины.— Прикл. матем. мех., 19, № 1, с. 61—88.
- Барсилон, Гираш (Barcilon A., Gierasch P.)
1970. A moist Hadley cell model for Jupiter cloud bands.— J. Atmos. Sci., 27, No. 4, p. 550—560.
- Барти др. (Barth C. A. e. a.)
1971. Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: upper atmosphere data.— J. Geophys. Res., 76, No. 10, p. 2213—2227.
- Берг, Грейзен (Berge G. L., Greisen E. W.)
1969. High resolution interferometry of Venus at 3.12-cm wave-length.— Astrophys. J., 156, No. 3, pt. 1, p. 1125—1134.
- Бергштрал, Грей, Смит (Bergstrahl J. T., Gray L. D., Smith H. J.)
1967. An upper limit for atmospheric carbon dioxide on Mercury.— Astrophys. J., 149, p. 1137—1138.
- Биркгоф (Birkhoff G. D.)
1950. Hydrodynamics. Princeton, Univ. Press. (Биркгоф Г. Гидродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.).
- Блинова Е. Н.
1960. К теории долгосрочного прогноза погоды с учетом вертикальных скоростей и колебания уровня тропопаузы.— В кн.: «Вопросы динамической метеорологии». М., Изд-во АН СССР, с. 12—20.
- Борисенков Е. П.
1963. Сезонные преобразования энергии в атмосфере северного и южного полушарий.— Труды ААНИИ, № 253, с. 109—121.

- Брент (Brunt D.)**
1926. Energy in the Earth's atmosphere.— *Phil. Mag.* 7, No. 2, p. 523—532.
- Буайе, Камисель (Boyer C., Camichel H.)**
1961. Observations photographiques de la planet Venus.— *Ann. Astrophys.*, 24, p. 531—535.
1965. Etude photographique de la rotation de Venus.— *Compt. Rend.*, 260, p. 809—810.
1967. Determination de la vitesse de rotation de taches de Venus.— *Compt. Rend.*, 264, p. 990—992.
- Бэтчелор (Batchelor G. K.)**
1969. Computation of the energy spectrum in homogeneous two-dimensional turbulence — *Phys. Fluids*, 12, Suppl. 11, p. 233—239.
- Вин-Нильсон (Wiin-Nielsen A.)**
1968. On the intensity of the general circulation of the atmosphere.— *Rev. Geophys.*, 6, No. 4, p. 559—579.
- Виноградов А. П. и др.**
1968. Определение химического состава атмосферы Венеры межпланетной станцией «Венера-4». — *ДАН СССР*, 179, № 1, с. 37—40.
1970. Исследование состава атмосферы Венеры на автоматических станциях «Венера-5» и «Венера-6». *ДАН СССР*, 190, № 3, с. 552—555.
- Гаврилин Б. Л., Мирабель А. П., Мошин А. С.**
1972. О спектре энергии синоптических процессов.— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 8, № 5, с. 483—493.
- Гадлей (Hadley G.)**
1735. Concerning the cause of the general trade-winds.— *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 29, p. 58—62.
- Галлей (Halley E.)**
1686. An hystorical account of the trade winds and monsoons observable in the seas between and near the tropics with an attempt to assign the physical cause of said winds.— *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 26, p. 153—168.
- Гинзбург А. С.**
1973. О радиационном режиме поверхности и запыленной атмосферы Марса.— *ДАН СССР*, 208, № 2, с. 295—298.
- Гираш (Gierasch P. J.)**
1970. The four-day rotation in the stratosphere of Venus: a study of radiative driving.— *Icarus*, 13, No. 1, p. 25—33.
- Гираш, Гудн (Gierasch P., Goody R.)**
1968. A study of the thermal and dynamical structure of the martian lower atmosphere.— *Planet. Space Sci.*, 16, No. 5, p. 615—646.
1972. The effect of dust on the temperature of the martian atmosphere.— *J. Atmos. Sci.*, 29, No. 2, p. 400—402.
- Гираш, Гудн, Стоун (Gierasch P., Goody R., Stone P.)**
1970. The energy balance of planetary atmospheres.— *Geophys. Fluid Dynamics*, 1, No. 1, p. 1—13.
- Гираш, Саган (Gierasch P., Sagan C.)**
1971. A preliminary assessment of martian wind regimes. *Icarus*, 14, No. 2, p. 312—318.
- Гиффорд (Gifford F. A.)**
1956. The surface-temperature climate of Mars.— *Astrophys. J.*, 123, No. 1, p. 154—161.
1964. A study of martian yellow clouds that display movements.— *Mon. Weath. Rev.*, 92, No. 10, p. 435—440.
- Гластоун (Glasstone S.)**
1968. *The book of Mars*. NASA Publ.
- Голыцын Г. С.**
1963. Влияние радиационного теплообмена на распространение звука в атмосфере.— *Изв. АН СССР. Сер. геофиз.*, № 6, с. 960—965.
1964. О механизме радиационной теплопроводности.— *Изв. АН СССР. Сер. геофиз.*, № 5, с. 782—786.
1968. Оценки некоторых характеристик общей циркуляции в атмосферах пла-

пет земной группы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 4, № 11, с. 1131—1137.

1969. Оценка параметров пограничных слоев в атмосферах планет земной группы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 5, № 8, с. 775—781.

1970а. Теория подобия для крупномасштабных движений планетных атмосфер.— ДАН СССР, 190, № 2, с. 323—326.

1970b. A similarity approach to the general circulation of planetary atmospheres.— Icarus, 13, No. 1, p. 1—24.

1971. Вывод соотношений теории подобия для общей циркуляции планетных атмосфер на основе анализа системы уравнений гидротермодинамики.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 7, № 9, с. 974—978.

1972. Использование соображений подобия для изучения общей циркуляции на Солнце.— Астрон. ж., 49, № 2, с. 360—366.

1973. On the martian dust storms.— Icarus, 18, No. 1, p. 113—119.

Голлицын, Гурвич (Golitsyn G. S., Gurvich A. S.)

1971. Estimates of refractive index fluctuations in the Venus atmosphere using Mariner-5 data.— J. Atmos. Sci., 28, No. 1, p. 138—140.

Голлицын Г. С., Диккий Л. А.

1966. Собственные колебания планетных атмосфер в зависимости от скорости вращения планеты.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 2, № 3, с. 225—235.

Голлицын Г. С., Зилитинкевич С. С.

1972. Оценки глобальных характеристик циркуляции планетных атмосфер при различных гипотезах о природе диссипации.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 8, № 8, с. 785—798.

Груза Г. В.

1965. Интегральные характеристики общей циркуляции атмосферы. Л., Гидрометеониздат.

Гудн (Goody R. M.)

1964. Atmospheric radiation, Oxford, Univ. Press. (Гудн Р. М. Атмосферная радиация. «Мир», 1966).

Гурвич А. С.

1969. Оценка характеристик мелкомасштабной турбулентности в атмосфере Венеры по флуктуациям радиосигналов межпланетных станций «Венера-4» и «Маринер-5».— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 5, № 11, с. 1172—1178.

Диккий Л. А.

1969. Теория колебаний земной атмосферы. Л., Гидрометеониздат.

Дольфус (Dollfus A.)

1970. New optical measurements of the diameters of Jupiter, Saturn, Uranus and Neptune.— Icarus, 12, No. 1, p. 101—117.

Жарков В. Н., Трубицын В. П., Самсоненко Л. В.

1971. Физика Земли и планет. Фигуры и внутреннее строение. М., «Наука»

Зилитинкевич С. С.

1970. Динамика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеониздат, Л.

Зилитинкевич С. С., Монин А. С.

1971. Турбулентность в динамических моделях атмосферы. Л., «Наука».

Зилитинкевич С. С., Чаликов Д. В.

1968. Определение универсальных профилей ветра и температуры в приземном слое атмосфер.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 4, № 3, с. 294—302.

Зилитинкевич С. С. и др.

1971. Численное моделирование циркуляции атмосферы Венеры.— ДАН СССР, 197, № 6, с. 1291—1294.

Ингерсолл, Каззи (Ingersoll A. P., Kuzzi J. N.)

1969. Dynamics of Jupiter's cloud bands.— J. Atmos. Sci., 26, No. 5, pt. 1, p. 981—985.

Ирвайн (Irvine W. M.)

1968. Monochromatic phase curves and albedos for Venus.— J. Atmos. Sci., 25, No. 4, p. 610—616.

Ирошников Р. С.

1969. Природа дифференциального вращения Солнца.— *Астрон. ж.*, 46, № 1, с. 97—112.
- Каулинг (Cowling T. G.)**
1953. Solar electrodynamics, ch. 8. *In* „The Sun”. Kuiper G. P. (Ed). Chicago, Univ. Press. (Койпер Дж. (ред.). Солнечная система. Т. 1. Солнце. Гл. 8. М., Изд-во иностр. лит., 1957.)
- Кержанович В. В.**
1972. Скорость ветра и турбулентность в атмосфере Венеры, полученные из доплеровских измерений скорости на межпланетных станциях «Венера 4-6».— *Космич. иссл.*, 10, № 2, с. 261—273.
- Кержанович В. В. и др.**
1969. Результаты определения динамики атмосферы Венеры из измерений радиальной скорости АМС «Венера-4».— *Космич. иссл.*, 7, № 4, с. 592—596.
- Кержанович, Маров, Рождественский (Kerzhanovich V. V., Marov M. Ya., Rozhdestvensky M. K.)**
1972. Data on dynamics of the subcloud Venus atmosphere from Venera space probes measurements.— *Icarus*, 17, No. 3, p. 659—674.
- Кержанович В. В. и др.**
1972. Скорость ветра и некоторые характеристики поверхности Венеры, полученные с помощью АМС «Венера-7».— *Космич. иссл.*, 10, № 3, с. 390—399.
- Кибель И. А.**
1957. Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды. М., Физматгиз.
- Клайн (Kline S. J.)**
1965. Similitude and approximation theory. McGraw—Hill, N. Y. (Клайн С. Дж. Подобие и приближенные методы. М., «Мир», 1968.)
- Клиоре и др. (Kliore A. J. e. a.)**
1967. Atmosphere and ionosphere of Venus from the Mariner V S-band radio occultation measurements.— *Science*, 158, p. 1683—1688.
- Клиоре и др. (Kliore A. J. e. a.)**
1972. Mariner 9 S-band martian occultation experiment: initial results on the atmosphere and topography.— *Science*, 175, p. 313—317.
- Койпер (Kuiper G. P.)**
1953. The Sun. Chicago Univ. Press. (Койпер Дж. (ред.) Солнце. М., Изд-во иностр. лит., 1957.)
1961. (Ed.) Planets and Satellites, Chicago Univ. Press. (Койпер Дж. (ред.). Планеты и спутники. М., Изд-во иностр. лит., 1963)
1971. On the nature of the Venus clouds. *In* „Planetary atmospheres”, p. 91—109, C. Sagan et al. (eds). D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland.
- Колмогоров А. Н.**
1941. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса.— *ДАН СССР*, 30, № 4, с. 299—303.
1942. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости.— *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, 6, № 1—2, 56—58.
- Кондратьев К. Я., Васильев О. Б., Гришечкин В. С.**
1971. О спектральном распределении лучистого притока тепла в атмосфере.— *ДАН СССР*, 198, № 5, с. 1070—1071.
- Крейкнан (Kraichnan R. H.)**
1967. Inertial ranges in two-dimensional turbulence.— *Phys. Fluids*, 10, No. 7, p. 1417—1423.
- Кузьмин А. Д., Кларк Б. Дж.**
1965. Измерения поляризации и распределения яркостной температуры Венеры на волне 10,6 см.— *Астрон. ж.*, 42, № 3, с. 595—617.
- Кунг (Kung E. C.)**
1966. Large-scale balance of kinetic energy in the atmosphere.— *Mon. Weather Rev.*, 94, No. 11, p. 627—640.
- Кэйпен, Мартин (Capen C. F., Martin L. J.)**
1972. Mars' great storm of 1971.— *Scy a. Telescope*, 43, No 5, p. 276—279.

- Лайхтман Д. Л.
1970. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеонздат.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.
1954. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат.
- Лейс (Leith C. E.)
1971. Atmospheric predictability and two-dimensional turbulence.—*J. Atmos. Sci.*, 28, No. 2, p. 145—161.
- Лейтон, Мюррей (Leighton R. B., Murrey B. C.)
1966. Behaviour of carbon dioxide and other volatiles on Mars.—*Science*, 153, с. 136—144.
- Ли (Lee T. D.)
1951. Difference between turbulence in a two-dimensional fluid and in a three-dimensional fluid.—*J. Appl. Phys.*, 22, No. 4, p. 524—528.
- Ливви, Минци (Leovy C. B., Mintz Y.)
1966. A numerical general circulation experiment for the atmosphere of Mars. RM-5110-NASA, The RAND Corp.
1969. Numerical simulation of the atmospheric circulation and climate of Mars.—*J. Atmos. Sci.*, 26, No. 6, p. 1167—1190.
- Ливви и др. (Leovy C. B. e. a.)
1972. The martian atmosphere Mariner-9 television experiment progress report.—*Icarus*, 17, No. 2, p. 373—393.
- Лонге-Хиггинс (Longuet-Higgins M. S.)
1968. The eigenfunction of Laplace's tidal equations over a sphere.—*Phil. Trans. Roy. Soc. A262*, No. 1132, p. 511—607.
- Лоренц (Lorenz E. N.)
1967. The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, WMO Publ. (Лоренц Э. Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы, Л., Гидрометеонздат, 1970.)
- Макдональд (MacDonald G. F. J.)
1964. Tidal friction.—*Rev. Geophys.*, 2, No. 3, p. 467—541.
- Малкус (Malkus W. V. R.)
1970. Hadley-Halley circulation on Venus.—*J. Atmos. Sci.*, 27, No. 4, p. 529—535.
- Маров М. Я.
1971. Модель атмосферы Венеры.—*ДАН СССР*, 196, № 1, с. 67—70.
- Маров М. Я. и др.
1971. Предварительные результаты исследования атмосферы Венеры при помощи АМС «Венера-7».—*Космич. иссл.*, 9, № 4, с. 570—579.
- Монин А. С.
1968. Гидродинамическая теория краткосрочного прогноза погоды.—*Успехи физ. наук*, 96, № 2, с. 327—364.
1969. Прогноз погоды как задача физики. М., «Наука».
1972. Вращение Земли и климат. Л., Гидрометеонздат.
- Монин А. С., Обухов А. М.
1953. Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы.—*ДАН СССР*, 93, № 2, с. 223—226.
1954. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы.—*Труды Геофиз. ин-та АН СССР*, № 24 (151), с. 163—187.
- Монин А. С., Яглом А. М.
1965. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука».
1967. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М., «Наука».
- Мороженко А. В.
1972. Некоторые свойства атмосферы Марса во время пылевых бурь.—*Астрон. циркуляр*, № 683, с. 1—4.
- Мороз В. И.
1967. Физика планет. М., «Наука».
- Мороз, Ксанфомалити (Moroz V. I., Ksanfomality L. V.)
1972. Preliminary results of the astrophysical observations of Mars from AIS Mars-3.—*Icarus*, 17, No. 2, p. 408—422.

- Обухов А. М.
1941. О распределении энергии в спектре турбулентного потока.— ДАН СССР, 32, № 1, с. 22—24.
1946. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере.— Труды Ин-та теор. геофиз. АН СССР, 1, с. 95—115.
1949а. Структура температурного поля в турбулентном потоке.— Изв. АН СССР. Сер. геогр. геофиз., 13, № 1, с. 58—69.
1949б. К вопросу о геострофическом ветре.— Изв. АН СССР. Сер. геогр. геофиз., 13, № 4, с. 281—307.
- Окубо А., Озмидов Р. В.
1970. Эмпирическая зависимость коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии в океане от масштаба явления.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 6, № 5, с. 534—536.
- Оорт (Oort A. H.)
1964. On the estimates of the atmospheric energy cycle.— Mon. Weather Rev., 92, No. 11, p. 483—493.
- Опик (Öpik E. J.)
1951. Rotational currents.— Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 111, No. 11, p. 413—425.
- Оринг, Мариано (Ohring G., Mariano J.)
1968. Seasonal and latitudinal variations of the average surface temperature and vertical temperature profiles on Mars.— J. Atmos. Sci., 25, No. 6, p. 673—681.
- Оуэн (Owen T.)
1969. The spectra of Jupiter and Saturn in the photographic infrared.— Icarus, 10, No. 3, p. 355—364.
- Пальмен (Palmén E.)
1959. On the maintenance of kinetic energy in the atmosphere. In „The atmosphere and the sea in motion” (Rossby memorial vol., B. Bolin -ed.), Rockefeller Inst. Press, p. 212—224. (Пальмен Э. О поддержании кинетической энергии в атмосфере.— В кн.: «Атмосфера и океан в движении». М., Изд-во иностр. лит., 1963, с. 127—143.)
- Пальмен, Ньютон (Palmén E., Newton C. W.)
1969. Atmospheric circulation systems. Their structure and physical interpretation. N. Y.— London, Academic Press. (Пальмен Э., Ньютон Ч. Циркуляционные системы атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1973.)
- Пик (Peek V. M.)
1958. The planet Jupiter. Faber and Faber, London.
- Прахакара, Хоган (Prabhakara C. P., Hogan J. S.)
1965. Ozone and carbon dioxide heating in the Martian atmosphere.— J. Atmos. Sci., 22, No. 1, p. 97—106.
- Радикевич В. М.
1971. Трансформация динамических характеристик воздушного потока под влиянием изменения шероховатости подстилающей поверхности.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 7, № 12, с. 1241—1250.
- Райан, Кэррол (Ryan J. A., Carrol J. J.)
1970. Dust devil wind velocities: mature state.— J. Geophys. Res., 75, No. 3, с. 531—542.
- Расул, Стюарт (Rasool S. I., Stewart R. W.)
1971. Results and interpretation of the S-band occultation experiments on Mars.— J. Atmos. Sci., 28, No. 6, p. 869—878.
- Рашке, Бандин (Raschke E., Bandeen W. R.)
1970. The radiation balance of the planet Earth from radiation measurements of the satellite Nimbus II.— J. Appl. Meteorol., 9, No. 2, p. 215—238.
- Риз, Смит (Reese E. J., Smith B. A.)
1968. Evidence of vorticity in the Great Red Spot of Jupiter.— Icarus, 9, No. 3, p. 474—486.
- Ричардсон (Richardson L. F.)
1922. Weather prediction by numerical process, Cambridge, Univ. Press.
1926. Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph.— Proc. Roy. Soc. A110, No. 756, p. 709—737.

- Саган (Sagan C.)
 1971a. The troubles with Venus. In „Planetary atmospheres”, p. 116—132, C. Sagan et al. (eds), D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland.
 1971b. A truth table analysis of models of Jupiter's Great Red Spot.— *Comments Astrophys. Space Phys.*, 3, No. 3, p. 65—72.
- Саган, Веверка, Гираш (Sagan C., Veverka J., Gierasch P.)
 1971. Observational consequences of martian wind regimes.— *Icarus*, 15, No. 2, p. 253—278.
- Саган, Поллак (Sagan C., Pollack J. B.)
 1969. Wind-blown dust on Mars.— *Nature*, 223, No. 5208, p. 791—794.
- Седов Л. И.
 1971. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 7. М., «Наука».
- Синклер и др. (Sinclair A. C. E. e. a.)
 1970. Preliminary results of interferometry observations of Venus at 11.1-cm wavelength.— *Radio Sci.*, 5, No. 2, p. 347—354.
- Смит (Smith B. A.)
 1967. The rotation of Venus: continuing contradictions.— *Science*, 158, p. 114—116.
- Старр (Starr V. P.)
 1968. Physics of negative viscosity phenomena. McGraw-Hill, N. Y. (Старр В. П. Физика явлений с отрицательной вязкостью. М., «Мир», 1971.)
 1971. Some dynamic aspects of the Jovian and other atmospheres.— *Tellus*, 23, No. 6, p. 489—499.
- Старр, Гилман (Starr V. P., Gillman P. A.)
 1968. The circulation of the sun's atmosphere.— *Sci. American*, 218, p. 100—113.
- Стейнбэйкер и др. (Steinbacher R. H. e. a.)
 1972. Mariner 9 science experiments: preliminary results.— *Science*, 175, 21 January, p. 293—294.
- Стоун (Stone P. H.)
 1967. An application of baroclinic stability theory to the dynamics of the Jovian atmosphere.— *J. Atmos. Sci.*, 24, No. 4, s. 390—400.
 1970. On non-geostrophic baroclinic stability. Pt. 2.— *J. Atmos. Sci.*, 27, No. 5, p. 721—726.
- Стритт, Рингермайкер, Веронис (Streett W. B., Ringermacher H. I., Veronis G.)
 1971. On the structure and motions of Jupiter's red spot.— *Icarus*, 14, No. 3, p. 319—342.
- Татарский В. И.
 1967. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука».
- Трубицын В. П.
 1972. К аднабатической модели Юпитера.— *Астроном. ж.*, 49, № 2, с. 420—426.
- Туриков В. Г., Чаликов Д. В.
 1971. Расчеты общей циркуляции атмосферы планеты Венера.— *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 7, № 7, с. 705—721.
- Уорд (Ward F.)
 1966. Determination of the solar-rotation rate from the motion of identifiable features.— *Astrophys. J.*, 145, No. 2, p. 416—425.
- Филлипс (Phillips N. A.)
 1956. The general circulation of the atmosphere: a numerical experiment.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 82, No. 352, p. 123—164.
- Фортус М. И.
 1964. Трехмерная пространственная структура поля геопотенциала.— *Труды ГГО*, № 165, с. 27—39.
- Фьортофт (Fjørtoft R.)
 1953. On the changes in the spectral distribution of kinetic energy for two-dimensional non-divergent flow.— *Tellus*, 5, No. 3, p. 225—230.
- Хайд (Hide R.)
 1961. Origin of Jupiter's Great Red Spot.— *Nature*, 190, p. 895—896.
 1966. On the circulation of the atmospheres of Jupiter and Saturn.— *Planet. Space Sci.*, 14, No. 8, p. 669—675.

1969. Dynamics of the atmospheres of the major planets.— *J. Atmos. Sci.*, 26, No. 5, pt. 1, p. 841—853.
- 1970a. Some laboratory experiments on free thermal convection in a rotating fluid subject to a horizontal temperature gradient and their relation to the theory of the global atmospheric circulation. In „The global circulation of the atmosphere“, p. 196—221, A. Corby (ed.). Publ. by Roy. Met. Soc., London.
- 1970b. Equatorial jets in planetary atmospheres.— *Nature*, 225, p. 254—255.
- Хесс (Hess S. L.)
1969. Vorticity, Rossby number and geostrophy in the atmosphere of Jupiter.— *Icarus*, 11, No. 2, p. 218—219.
1973. Martian winds and dust clouds.— *Plan. Space Sci.*, 21.
- Хесс, Пановский (Hess S. L., Panofsky H. A.)
1951. The atmospheres of the other planets. *Compendium of Meteorology*, p. 391—400. Boston, Amer. Meteorol. Soc.
- Хук (Hooke P.)
1665. A spot in one of the belts of Jupiter.— *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1, No. 1, p. 3.
- Хэнел и др. (Hanel R. A. e. a.)
1972. Infrared spectroscopy experiment on the Mariner-9 mission: preliminary results.— *Science*, 175, 21 January, p. 305—308.
- Чаликов и др. (Chalikov D. V. e. a.)
1971. Numerical experiments on the general circulation of Venus' atmosphere.— *Tellus*, 23, No. 6, p. 483—488.
- Чарни (Charney J.)
1971. Geostrophic turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 28, No. 6, p. 1087—1095.
- Чейз и др. (Chase S. C. e. a.)
1972. Infrared radiometry experiment on Mariner-9.— *Science*, 175, p. 308—309.
- Чэпман (Chapman C. R.)
1969. Jupiter's zonal winds: variation with latitude.— *J. Atmos. Sci.*, 26, No. 5, pt. 1, p. 986—990.
- Шир (Shir C. C.)
1972. A numerical computation of air flow over a sudden change of surface roughness.— *J. Atmos. Sci.*, 29, No. 2, p. 304—310.
- Шуберт, Уайтхед (Schubert G., Whitehead J. A.)
1969. Moving flame experiment with liquid mercury: possible implications for the Venus atmosphere.— *Science*, 163, p. 71—72.
- Шуберт, Янг (Schubert G., Young R. E.)
1970. The 4-day Venus circulation driven by periodic thermal heating.— *J. Atmos. Sci.*, 27, No. 4, p. 523—528.
- Шулейкин В. В.
1968. Физика моря. Изд. 4. М., «Наука».
- Эддингтон (Eddington A. S.)
1925. Circulating currents in rotating stars.— *Observatory*, 48, p. 285.
- Эльзессер (Ellaesser H. W.)
1969. Wind variability as a function of time. *Mon. Weather Rev.*, 97, No. 6, p. 424—428.
- Эртель (Ertel H.)
1942. Ein neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Meteorol. Zs. (Braunschweig)*, 59, Jg., H9, S. 277—281.
- Ягер, де (de Jager C.)
1959. Structure and dynamics of the solar atmosphere. Springer—Verlag, Berlin—Göttingen—Heidelberg. (де Ягер К. Структура и динамика атмосферы. М., Изд-во иностр. лит., 1962.)

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	3
<i>Глава 1. Атмосферы планет и их динамика</i>	6
§ 1. Краткая история исследования движений в атмосферах планет	6
§ 2. Причины и характер атмосферных движений (на примере земной атмосферы)	9
§ 3. Методы исследования динамики планетных атмосфер	16
§ 4. Обзор астрономических и атмосферных параметров планет солнечной системы : : : :	18
<i>Глава 2. Теория подобия для общей циркуляции планетных атмосфер</i>	23
§ 5. Оценки некоторых характеристик общей циркуляции на основе энергетических и термодинамических соображений	23
§ 6. Уравнения гидротермодинамики для общей циркуляции атмосферы. Критерии подобия	27
§ 7. Общие гипотезы подобия для крупномасштабных движений планетных атмосфер	32
§ 8. Медленно вращающиеся планеты с плотной атмосферой	35
§ 9. Медленно вращающиеся планеты с разреженной атмосферой	38
§ 10. Подобие циркуляций с учетом вращения	40
§ 11. Другие оценки глобальных характеристик циркуляции, основанные на различных гипотезах о природе диссипации	41
<i>Глава 3. Применение теории к различным планетам солнечной системы и к солнечной атмосфере</i>	50
§ 12. Земля	50
§ 13. Марс	53
§ 14. Венера	59
§ 15. Юпитер и Сатурн	65
§ 16. Солнце	70
<i>Глава 4. Пограничные слои и турбулентность в атмосферах планет земной группы</i>	77
§ 17. Пограничные слои на Марсе и Венере	77
§ 18. Турбулентность в свободной атмосфере	85
§ 19. Пыльные бури на Марсе	86
Список литературы	96

Георгий Сергеевич Голицын

ВВЕДЕНИЕ В ДИНАМИКУ ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

Отв. редактор *Ф. В. Должанский*

Редактор *В. И. Кузьменко*. Худ. редактор *В. В. Костырев*. Технический редактор *М. И. Брайтмана*. Корректор *Т. Н. Черненко*

Сдано в набор 16/III 1973 г. Подписано к печати 8/X 1973 г. М-11386. Формат 60×90^{1/16}, бумага тип. № 1. Печ. л. 6,5. Уч.-изд. л. 7,27. Тираж 900 экз. Индекс МЛ-112. Заказ № 1344.

Цена 73 коп.

Гидрометеониздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д 23

Типография имени П. Ф. Анохина
Управления по делам издательства, полиграфии и книжной торговли
Совета Министров Карельской АССР,
Петрозаводск, ул. «Правды», 4

104

44
15256

73 к.

96915

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ · 1973