

- 132. J. S. Helman, H. C. Siegmann, Sol. State Comm. 13, 891 (1973).
- 133. N. Muller, W. Eckstein, W. Heiland, W. Zinn, Phys. Rev. Lett. 29, 1651 (1972).
- 134. F. Meier, D. T. Pierce, K. Sattler, Sol. State Comm. 16, 401 (1975).
- 135. E. Garwin, F. Meier, D. T. Pierce, K. Sattler, H. C. Siegmann, Nucl. Instr. and Meth. 120, 483 (1974).
- 136. K. Sattler, H. C. Siegmann, AIP Conf. Proc. 10, 1274 (1973).
- 137. K. Sattler, H. C. Siegmann, в кн. Труды Международной конференции по магнетизму (МКМ-73), т. 5, М., «Наука», 1974, стр. 139.
- 138. V. W. Hughes, R. L. Long, M. S. Lubell, M. Posner, W. Raith, Phys. Rev. A5, 195 (1972).
- 139. H. Steidl, E. Reichert, H. Deichsel, Phys. Lett. 17, 31 (1965).
- 140. K. Jost, J. Kessler, Phys. Rev. Lett. 15, 575 (1965).
- 141. M. Wilmers, R. Hang, U. Deichsel, Zs. angew. Phys. 27, 204 (1969).
- 142. P. S. Farago, H. C. Siegmann, Phys. Lett. 20, 279 (1966).
- 143. M. V. McGusker, L. L. Hatfield, G. K. Walters, Phys. Rev. A5, 177 (1972).
- 144. U. Heinzmann, J. Kessler, J. Lorenz, Phys. Rev. Lett. 25, 1325 (1970).
- 145. G. Baum, U. Koch, Nucl. Instr. and Meth. 71, 189 (1969).
- 146. L. A. Vredevoe, R. E. De Wames, Phys. Rev. 176, 684 (1968).
- 147. H. C. Siegmann, Phys. Rept. C17, 39 (1975).
- 148. F. Meier, W. Eib, D. T. Pierce, Sol. State Comm. 16, 1089 (1975).
- 149. K. Sattler, H. C. Siegmann, Zs. Phys. B20, 289 (1975).
- 150. S. F. Alvarado, W. Eib, F. Meier, D. T. Pierce, H. C. Siegmann, J. P. Remeika, Phys. Rev. Lett. 34, 319 (1975).
- 151. S. F. Alvarado, W. Eib, H. C. Remeika, ibid. 35, 860.
- 152. О. Б. Соколов, В. К. Финашкин, Е. А. Туров, в кн. Всесоюзная конференция по физике магнитных явлений. Тезисы докладов, Баку, «Элм», 1975, стр. 25.
- 153. E. L. Garwin, D. T. Pierce, H. C. Siegmann, Helv. Phys. Acta 47, 393 (1974).
- 154. D. T. Pierce, F. Meier, P. Zürcher, Phys. Lett. A51, 465 (1975).

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ВЕРХНИХ АТМОСФЕР
ВЕНЕРЫ И МАРСА

М. Н. Изаков

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	295
2. Общая картина структуры атмосфер планет земной группы	296
3. Экспериментальные данные о верхних атмосферах Венеры и Марса	301
а) Венера (301). б) Марс (305).	
4. Основы теоретического описания верхней атмосферы	310
а) Система уравнений для описания структуры и динамики верхней атмосферы (311). б) Элементарные процессы, определяющие источники энергии и состав верхней атмосферы (315). в) Эффективность тепловыделения (321).	
5. Теоретические модели структуры и динамики верхних атмосфер Марса и Венеры	323
а) Модели теплового режима и динамики термосферы (323). б) Модели теплового режима мезосферы (327). в) Модели состава атмосферы (328). г) Модели ионосферы (331). д) Экзосфера и диссипация газов из атмосферы (334). е) Воздействие солнечного ветра на атмосферу (335).	
6. Заключение	337
Цитированная литература	338

1. ВВЕДЕНИЕ

Верхней атмосферой планеты называют область атмосферы, структура и динамика которой (распределение температуры, плотности, состава и ветров) определяются прямым поглощением солнечной радиации. Многообразие и сложность процессов, происходящих в верхних атмосферах, обусловили выделение их изучения в особый раздел геофизики и астрофизики — аэрономию, использующую аппарат почти всех разделов физики и некоторых разделов химии.

Изучение верхних атмосфер имеет как практический, так и теоретический интерес. Знание характеристик заряженных компонентов верхней атмосферы (составляющих ионосферу планеты) необходимо для совершенствования радиосвязи и радионавигации (в том числе космической); знание характеристик нейтральной верхней атмосферы необходимо для определения траекторий и времени существования искусственных спутников планет и траекторий входа космических аппаратов (КА) в атмосферы. Выяснение механизмов передачи влияния солнечной активности через верхнюю атмосферу в тропосферу является одной из важных задач в проблеме солнечно-земных связей. Сравнительное изучение верхних атмосфер различных планет, в частности — диссипации газов из атмосфер, помогает в выяснении проблемы эволюции планетных атмосфер.

Ввиду большой изменчивости верхних атмосфер (в основном связанной с солнечной активностью), приходится проводить многочисленные

эксперименты при различных условиях и строить модели, описывающие вариации структуры и динамики в зависимости от определяющих факторов. Среди информации об атмосферах Венеры и Марса, полученной за последние годы с помощью КА, значительное место занимают данные об их верхних атмосферах. Одновременно проводились наземные наблюдения и теоретические расчеты моделей, помогавших интерпретировать экспериментальные данные, а также прогнозировать атмосферные условия при запусках КА.

В настоящем обзоре суммированы и критически проанализированы имеющиеся экспериментальные данные о верхних атмосферах Марса и Венеры и теоретические модели, построенные для их описания. Отмечены неясности и противоречия, остающиеся при таком описании, и связанные с этим проблемы.

В гл. 2 приведены средние высотные распределения основных структурных параметров атмосфер Марса, Венеры и Земли и указаны основные определяющие их факторы. В гл. 3 рассмотрены экспериментальные данные о верхних атмосферах Венеры и Марса. В гл. 4 описан теоретический аппарат, применяемый для описания верхних атмосфер, а также основные происходящие там атомно-молекулярные процессы. В гл. 5 рассмотрены теоретические модели структуры и динамики верхних атмосфер в сравнении с экспериментальными данными. Для читателей, использующих данные о верхних атмосферах, интересны в основном гл. 2, 5 и, отчасти, гл. 3 для понимания точности и надежности экспериментальных данных. Для тех, кто интересуется методами теоретического описания верхних атмосфер, применяемыми при этом допущениями и упрощениями и проблемами, имеющимися в этой области, будут полезны гл. 4, 5.

Данные о верхних атмосферах накапливаются очень быстро; они содержатся в весьма большом количестве статей, из которых в настоящем обзоре упомянут лишь некоторый минимум, а также в ряде обзоров, вышедших за последние годы¹⁻⁹. Некоторые данные, содержащиеся в этих обзорах, уже устарели. Видимо, через некоторое время устареют и данные, содержащиеся в настоящем обзоре, тем более, что во время его написания к Венере летят советские КА «Венера-9» и «Венера-10», а к Марсу — американские КА «Викинг-1» и «Викинг-2». Однако автор надеется, что большинство содержащихся в обзоре сведений установлено надежно и что обзор будет полезен как тем, кто использует данные о верхних атмосферах, так и тем, кто принимает участие в дальнейшем развитии планетной астрономии.

2. ОБЩАЯ КАРТИНА СТРУКТУРЫ АТМОСФЕР ПЛАНЕТ ЗЕМНОЙ ГРУППЫ

Известно, что планеты земной группы — Венера, Земля и Марс — сравнительно близки по ряду астрономических параметров, влияющих на атмосферные характеристики (расстояние от Солнца, размеры, масса) и резко отличаются от Юпитера и других планет-гигантов (см. таблицу). В то же время между ними есть ряд существенных различий: быстрое вращение вокруг оси Земли и Марса и медленное обратное вращение Венеры, приводящее к длительности солнечных суток на Венере, равной примерно 118 земных суток; малый эксцентриситет орбиты Венеры и малый наклон ее экватора к плоскости орбиты, приводящие к отсутствию сезонных вариаций в ее атмосфере, и — большой эксцентриситет орбиты Марса; мощная магнитосфера Земли и много более слабые магнитосферы Венеры и Марса. Хотя поток солнечной радиации на Венере почти вдвое больше, а на Марсе — более чем вдвое меньше, чем на Земле, но большое альбе-
до

	Венера	Земля	Марс	Юпитер
Среднее расстояние от Солнца, а. е.	0,723	1	1,524	5,203
Период обращения, земные сутки	224,7	365,26	687,0	4332,6
Эксцентриситет орбиты	0,0068	0,0167	0,0934	0,0484
Радиус средний, км	6050	6370	3385	~ 70 000
Масса, земные массы	0,814	1	0,107	317,4
Плотность, г/см ³	5,25	5,52	3,97	1,33
Ускорение силы тяжести на поверхности, см/сек ²	878	978	372	2300—2700
Угол наклона экватора к плоскости орбиты, град	0—2°	23°27′	23°57′	3°4′
Солнечные сутки	118 зем. суток	23,93 час	24,62 час	9,93 час
Солнечный поток, эрг/см ² ·сек (отн. земного)	2,66·10 ⁶ 1,91	1,39·10 ⁶ 1	6·10 ⁵ 0,428	5,14·10 ⁴ 0,037
Альбе́до интегральное сферическое	0,77	0,29—0,35	0,26	0,45—0,50
Основной атмосферный компонент	CO ₂	N ₂ , O ₂	CO ₂ , Ar	H ₂
Среднее давление у поверхности, атм	100	1,0	6,0·10 ⁻³	—
Средняя температура у поверхности	750 °K	290 °K	210 °K	—
Равновесная температура T _p	228	251	218	105

Данные в основном по работе ¹⁰; некоторые уточнены по последним источникам.

на Венере и малое на Марсе уменьшают влияние этого различия, так что равновесные температуры довольно близки (см. таблицу). С другой стороны, структурные параметры нижней атмосферы резко отличаются: атмосфера Венеры гораздо более горячая и плотная, чем атмосфера Земли, а атмосфера Марса — гораздо более холодная и разреженная. Наконец, атмосферы Марса и Венеры состоят в основном из углекислого газа, а атмосфера Земли — из азота и кислорода. Такие различия указывают на различие путей эволюции атмосфер. Сравнение температуры у поверхности и равновесной температуры показывает наличие парникового эффекта, особенно сильного на Венере и менее сильного на Земле.

Рассмотрим распределения температуры атмосферы T по высоте h на Венере, Земле и Марсе (рис. 1). Эти распределения отражают специфику различных атмосферных слоев и используются для введения терминов, обозначающих эти слои. Заметим сразу, что на рис. 1 приведены средние, наиболее вероятные распределения, построенные по данным разной точности и надежности; эти данные будут рассмотрены ниже. Как видно из рис. 1, на всех рассматриваемых планетах нижний слой атмосферы, — тропосфера, — характеризуется уменьшением температуры с высотой. Тепловой режим тропосферы определяется конвективным переносом тепла в атмосферу от поверхности планеты, нагреваемой видимой и инфракрасной солнечной радиацией, значительная часть которой проходит сквозь атмосферу. Выше тропопаузы существенным становится радиационный перенос (в связи с увеличением длины пробега инфракрасных фотонов из-за уменьшения плотности), градиент температуры уменьшается и температурный профиль постепенно становится изотермическим. На Земле температура снова растет с высотой до $h \approx 50$ км, где имеется максимум

$T \approx 270\text{--}290^\circ\text{K}$ (возникающий за счет поглощения ближнего ультрафиолета озоном). Область примерно от $h = 11\text{--}16$ до $h = 50\text{--}55$ км называется стратосферой. Затем на высотах от $50\text{--}55$ до $80\text{--}90$ км (эта область называется мезосферой) T снова уменьшается до $T_{85} \approx 170\text{--}230^\circ\text{K}$. На Марсе и Венере (где нет указанного максимума вследствие малого содержания озона) удобно всю область преобладания радиационного переноса назвать мезосферой (хотя в некоторых работах ее называют стратосферой, а в работе ¹¹ для Венеры введены как стратосфера, так и мезосфера, разделенные небольшим максимумом температуры, полученным в расчетах;

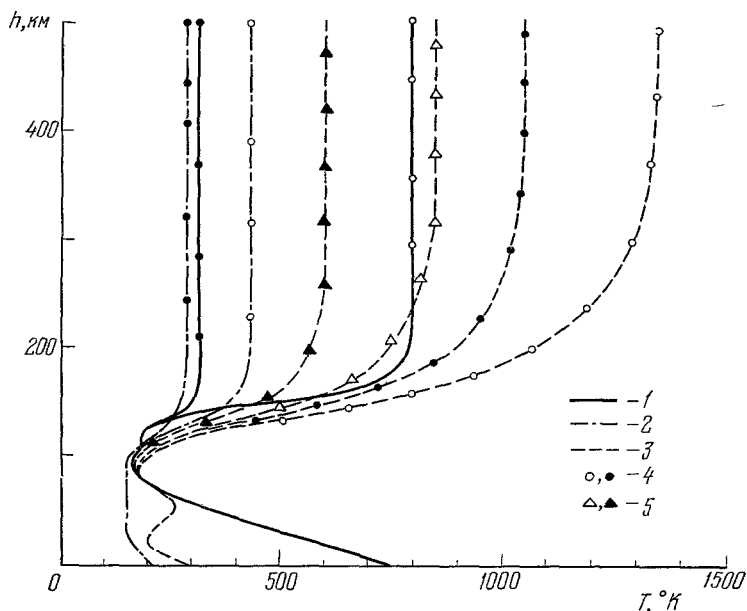


Рис. 1. Профили температуры в атмосферах Венеры (1), Марса (2) и Земли (3) при высокой (4) и низкой (5) солнечной активности, днем (светлые значки) и ночью (темные значки).

см. ниже рис. 22.) На Марсе она расположена примерно между 30 и 70 км, а на Венере примерно между 50 и 125 км. Равновесная температура T_p равна температуре вблизи мезопаузы (верхней границы мезосферы), откуда инфракрасные фотоны уходят в космос (ср. таблицу и рис. 1).

Выше мезопаузы температура снова растет с высотой и затем ее профиль $T(h)$ становится изотермическим. Эта область называется термосферой. Ее тепловой режим определяется поглощением ультрафиолетовой и рентгеновской солнечной радиации и отводом энергии теплопроводностью вниз в мезосферу. Инфракрасное излучение в верхней термосфере пренебрежимо мало, так как столкновения молекул столь редки, что не успевают эффективно возбуждаться их вибрационные уровни, с которых испускаются инфракрасные фотоны (явление так называемой вибрационной релаксации). Наконец, на высотах, где длина свободного пробега l больше шкалы высоты H_n ($1/H_n = -d \ln n/dh$; n — концентрация частиц) расположена экзосфера — внешняя область атмосферы, где атомы движутся практически без столкновений, и те из них, которые при последнем столкновении вблизи термопаузы (или основания экзосферы, расположенного на высоте, где $l = H$) получили скорость, большую критической, уходят из атмосферы (так называемый процесс термической диссипации), а остальные движутся по баллистическим траекториям и затем возвра-

щаются на термопаузу. Основание экзосферы расположено в среднем на высоте около 500 км на Земле, около 210—250 км на Венере и около 180—230 км на Марсе.

Из рис. 1 видно также, что в термосфере тепловой режим столь изменчив, что удобно провести несколько профилей, соответствующих высокому и низкому уровням солнечной активности, а также и дневным и ночным условиям, тогда как в ниже лежащих слоях изменения сравнительно невелики и достаточно провести одну среднюю кривую.

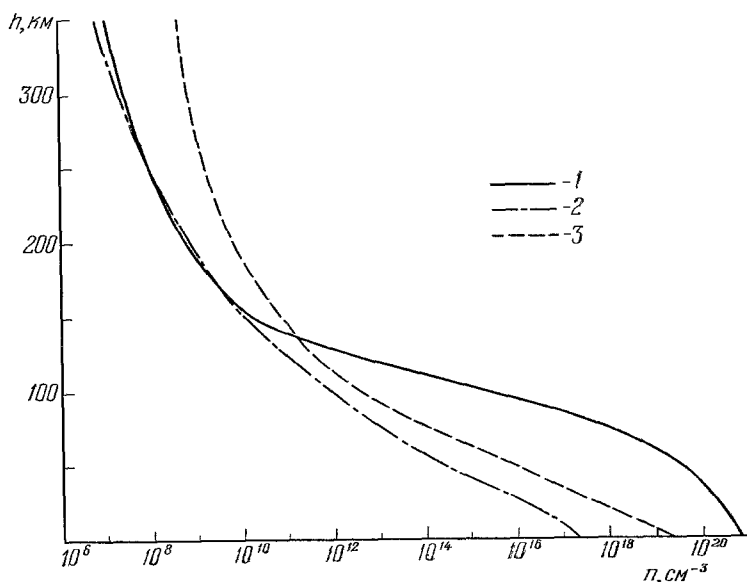


Рис. 2. Профили концентрации нейтральных частиц днем при высокой солнечной активности в атмосферах Венеры (1), Марса (2) и Земли (3).

На рис. 2 сопоставлены для Земли, Марса и Венеры высотные профили концентрации, которая уменьшается с высотой экспоненциально, в соответствии с барометрической формулой

$$n(h) = n(h_0) \frac{T(h_0)}{T(h)} \exp \left(- \int_{h_0}^h \frac{Mg}{R_0 T} dh' \right), \quad (1)$$

где R_0 — универсальная газовая постоянная, M — молекулярный вес, g — ускорение силы тяжести, h — высота. Экспоненциально, по формулам, аналогичным (1), уменьшаются с высотой также плотность и давление.

Из рис. 1, 2 видно, что весьма большие различия в структуре нижних атмосфер (много более плотная и горячая тропосфера Венеры по сравнению с земной и много более холодная и разреженная тропосфера Марса) уменьшаются в верхних атмосферах, так что концентрации на всех трех планетах близки на высотах 120—150 км.

Состав атмосфер Марса и Венеры, как уже указывалось, характеризуется преобладанием CO_2 , а атмосферы Земли — преобладанием N_2 и O_2 . В земной атмосфере вследствие турбулентного перемешивания состав не меняется с высотой (относительные концентрации $n_k/n = \text{const}$, и моле-

кулярный вес $M = \sum_k M_k n_k / n = \text{const}$) от поверхности до высоты $h_T = 105 \pm 5$ км (гомопауза или турбопауза; область постоянного состава на $h < h_T$ — гомосфера; область переменного состава на $h > h_T$ — гетеросфера). В гомосфере концентрация каждого компонента распределена с высотой по барометрической формуле со шкалой высоты H_k , определяемой средним молекулярным весом

$$\frac{1}{H_k} = \frac{Mg}{R_0 T} + \frac{d \ln T}{dh},$$

в то время как в гетеросфере происходит диффузионное разделение компонентов, в результате которого каждый из них распределяется по барометрической формуле со шкалой высоты

$$\frac{1}{H_k} = \frac{M_k g}{R_0 T} + \frac{d \ln T}{dh},$$

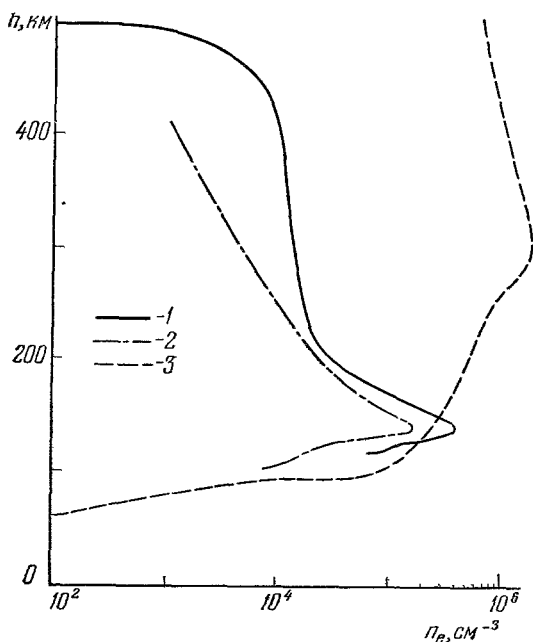


Рис. 3. Профили электронной концентрации в дневной ионосфере при высокой солнечной активности на Венере (1), Марсе (2) и Земли (3).

т. е. концентрации тяжелых компонентов убывают с высотой быстрее чем легких. Имеются косвенные данные (см. ниже, раздел в) гл. 5), что в атмосферах Марса и Венеры тоже имеются гомосфера и гетеросфера, однако высоты гомопаузы известны пока лишь ориентировочно. Изменение состава верхней атмосферы происходит также вследствие фотодиссоциации: начиная с некоторых высот в атмосфере присутствует атомный кислород O , а на Марсе и Венере — также CO .

Коротковолновые солнечные фотоны с длинами волн короче $900\text{--}1000 \text{ \AA}$ производят ионизацию атмосферных частиц, создавая ионосферу планеты. Ионосфе-

ры Марса и Венеры сходны между собой и существенно отличаются от ионосферы Земли (рис. 3). Ионосфера Земли более мощная и протяженная, с концентрациями (днем, при высокой солнечной активности) до $(1\text{--}3) \cdot 10^6$ электронов и ионов в см^3 в главном максимуме, расположенном в среднем на высоте около 300 км. Наоборот, ионосферы Марса и Венеры занимают гораздо более узкий интервал высот, имеют главный максимум на дневной стороне на высоте $140\text{--}150$ км, где концентрация электронно-ионных пар порядка 10^5 см^{-3} . На ночной стороне Венеры концентрация в главном максимуме (расположенном примерно на той же высоте, что и на дневной стороне) порядка 10^4 см^{-3} . В ночной ионосфере Марса концентрация примерно $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Эти различия объясняются, во-первых, различием состава нейтральной атмосферы и, во-вторых, наличием мощной магнитосферы Земли в противоположность примерно в 10^4 раз более слабым магнитосферам Марса и Венеры (см. раздел е) гл. 5).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ВЕРХНИХ АТМОСФЕРАХ ВЕНЕРЫ И МАРСА

а) Венера

Важную роль для описания верхней атмосферы Венеры сыграли измерения параметров ее нижней атмосферы, в частности, установление преобладания CO_2 ($97 \pm 3\%$) с помощью газоанализаторов, работавших на КА «Венера-4—6»^{12, 13}, а также измерения температуры и давления на КА «Венера-4—8»^{2, 14–17} и плотности и температуры на «Маринер-5 и 10»^{18–23}, которые позволили построить высотные профили температуры и плотности до высоты около 90 км (см. рис. 1, 2) и установить, что вплоть до этой высоты температура мало различается на дневной и ночной сторонах планеты и мало изменяется со временем.

Первыми измерениями в верхней атмосфере Венеры были рефракционные измерения при покрытии Венерой звезды Регула, по которым были определены, хотя и с небольшой точностью, на высоте 120 км концентрация $n = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, шкала высоты $H = 6 \pm 2 \text{ км}$ и $T = 190–380^\circ \text{K}$ ^{24, 25}.

Ряд данных о верхней атмосфере был получен на КА «Венера-4» и «Венера-6», осуществившим спуск в атмосфере Венеры 18.10.1967 г. и 16.5.1969 г., а также на «Маринер-5» и «Маринер-10», пролетевших мимо Венеры соответственно 19.10.1967 г. и 5.2.1974 г.

С помощью ультрафиолетовых фотометров и спектрометров, работавших на КА «Венера-4, 6», «Маринер-5, 10» измерялись высотные профили интенсивности свечения в некоторых спектральных линиях и полосах в верхней атмосфере планеты, по которым с некоторой точностью определялись концентрации ряда атмосферных компонентов.

При этом приборы измеряли интегральную (вдоль луча зрения) интенсивность в данной линии (полосе) $I_\lambda^h(h)$. В принципе по $I_\lambda^h(h)$, решив интегральное уравнение, можно найти объемную светимость $i_\lambda^h(h)$, причем, если слой газа имеет большую оптическую толщину, надо учесть многократное поглощение и испускание фотонов; затем по $i_\lambda^h(h)$ можно рассчитать концентрации излучающих частиц n_h , если известны механизмы их возбуждения, причем одна линия может возбуждаться несколькими механизмами (резонансное рассеяние солнечной радиации, фотодиссоциация и фотоионизация с возбуждением, возбуждение ударами фотоэлектронов, возбуждение при диссоциативной рекомбинации). Ввиду того, что нахождение $n_h(h)$ по $I_\lambda^h(h)$ не только сложно, но и отягощено большой ошибкой, в большинстве работ поступали так. Сначала по какой-либо модели задавались высотные профили концентраций $n_h(h)$, по ним рассчитывались $i_\lambda^h(h)$ и $I_\lambda^h(h)$ и, сравнивая расчетные профили $I_\lambda^h(h)$ с экспериментальными и варьируя параметры модели $n_h(h)$, добивались наилучшего соответствия. Правда, при этом решение неоднозначно, так как один и тот же профиль $I_\lambda^h(h)$ можно получить, варьируя либо профиль температуры $T(h)$, либо граничное значение концентрации $n_h(h_0)$, однако удается получить концентрации с точностью до фактора 2—3, а иногда и точнее (см., например, ниже рис. 9, 10).

По измерениям рассеянной радиации в линии лайман-альфа водорода 1216 Å на КА «Венера-4, 6» было получено распределение водорода в ночной экзосфере Венеры: от $n_H = 300 \text{ см}^{-3}$ на планетоцентрическом расстоянии $r = 6900 \text{ км}$, до $n_H = 1,5 \text{ см}^{-3}$ на $r = 22\,100 \text{ км}$ (рис. 4); шкала высоты этого профиля соответствовала температуре ночной экзосферы $T_{\infty H} \approx 300^\circ \text{K}$ ^{26, 27}.

Аналогичные измерения на КА «Маринер-5» на дневной стороне планеты дали профиль $n_H(h)$, по верхней части которого получалась $T_{\infty d} \approx 650^\circ \text{K}$ при умеренной солнечной активности, соответствующей $F_{10,7} =$

$= 120^{\circ}$)* ²⁸⁻³⁰, а на «Маринере-10» — $T_{\infty} \approx 400^{\circ}\text{K}$ при низкой солнечной активности, соответствующей $F_{10,7} = 75$ ³⁶. Экстраполяция экспериментальных данных дает на основании экзосферы $n_{\text{H}}(210) \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Нижняя часть профиля $n_{\text{H}}(h)$, полученного по измерениям на «Маринере-5» на высотах $h < 3000 \text{ км}$, имела вдвое меньшую шкалу высоты H , чем его верхняя часть; предлагались различные объяснения этого, ни одно из которых не было полностью удовлетворительным (наличие большого количества дейтерия, двухтемпературной смеси газов и др. ³¹⁻³⁴), так что сам этот факт был подвергнут сомнению ³⁵.

По интенсивности свечения в линии атомного кислорода 1304 Å концентрация атомного кислорода была оценена от одного до нескольких процентов концентрации CO_2 на высоте $135\text{--}140 \text{ км}$; задача осложняется большой оптической толщиной ($\tau \sim 10^2$) и некоторой неопределенностью в знании характеристик механизмов возбуждения (эта линия возбуждается при резонансном рассеянии солнечных фотонов, ударами фотоэлектронов и в некоторой степени — при диссоциативной рекомбинации CO_2^+) ³⁷⁻⁴⁰.

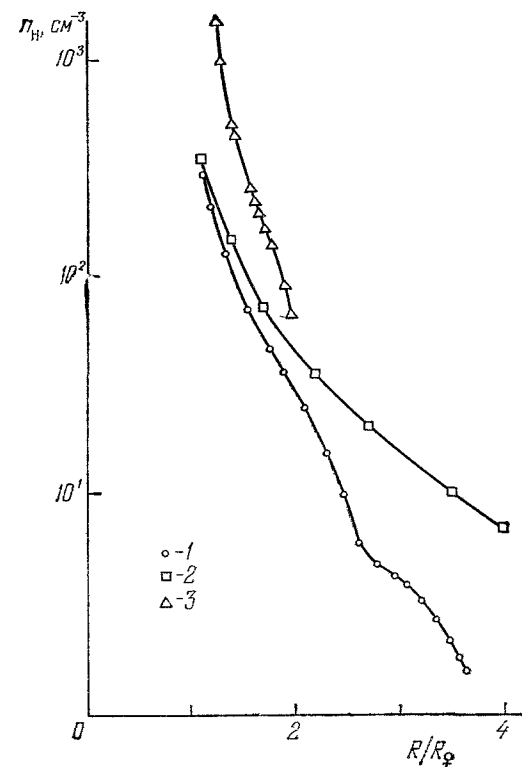


Рис. 4. Профили концентрации водорода в атмосфере Венеры по данным измерений на «Венере-4» (1), «Венере-6» (2) и «Маринере-5» (3).

По отсутствию регистрации свечения 1304 Å на ночной стороне Венеры на КА «Венера-4», с учетом чувствительности прибора, был сделан вывод, что на высоте $h \approx 300 \text{ км}$ при зенитном угле Солнца $\chi \approx 107^{\circ}$ концентрация $n_0(300) \leq 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ^{26, 27}. Однако Стрикленд возразил, что концентрация могла быть большей, а отсутствие свечения могло объясняться тем, что ввиду большой оптической толщи фотоны не проникают на эту высоту при данном зенитном угле ⁴⁰.

На дневной стороне Венеры свечение 1304 Å измерялось также на ракете, запущенной у Земли на высоту 150 км , причем интенсивность примерно от половины диска получилась равной 11 килорэлей в полете $5.12.1969 \text{ г.}$ и $5,7$ килорэлей ($5,7 \cdot 10^9 \text{ фотонов/см}^2\text{сек}$) в полете $25.1.1971 \text{ г.}$ ⁴¹⁻⁴⁴. На «Маринере-10» лимбовая интенсивность 1304 Å равнялась 17 килорэлей ³⁶. Оцененная по этим данным концентрация кислорода на дневной стороне Венеры составляет от нескольких до десяти процентов концентрации CO_2 на высоте $135\text{--}140 \text{ км}$.

*) За индекс солнечной активности часто берется $F_{10,7}$ — величина потока радиоизлучения Солнца на волне $10,7 \text{ см}$, который удовлетворительно коррелирует с ультрафиолетовым солнечным потоком, нагревающим верхнюю атмосферу, и с числом солнечных пятен. Этот поток изменяется от $F_{10,7} = 65\text{--}75$ (в ед. $10^{-22} \text{ вт/м}^2\text{Гц}$) при низкой, до $F_{10,7} \approx 200\text{--}250$ при высокой солнечной активности.

На КА «Маринер-10» была измерена также интенсивность свечения в линии гелия $584 \text{ \AA}$, которая оказалась равной $0,61$ килорэлей. По этой величине было оценено, что концентрация гелия на высоте 200 км порядка 10^5 см^{-3} ³⁶. Кроме того, на «Маринере-10» были зарегистрированы эмиссии CO (4-я положительная система полос в области $1480 \text{ \AA}$, 55 килорэлей), C ($1657 \text{ \AA}$, 30 килорэлей), а также Ag (867 и $1048 \text{ \AA}$), Ne ($740 \text{ \AA}$), Ne^+ ($304 \text{ \AA}$) и сильная неидентифицированная эмиссия в области $1500\text{--}1600 \text{ \AA}$ ³⁸.

Данные о профиле электронной концентрации $n_e(h)$ в ионосфере Венеры были получены путем просвечивания атмосферы радиоволнами при заходе КА за планету и выходе из-за нее.

Радиолуч, проходя сквозь атмосферу, изменяет частоту, фазу и амплитуду. Нейтральные и заряженные компоненты по-разному влияют на показатель преломления; при использовании радиоволн двух частот легко разделить эти влияния. Большинство данных о ионосфере было получено по изменению сдвига фазы при прохождении радиоволн сквозь ионосферу. Коэффициент преломления на данной высоте, зависящий от n_e , получается из интегрального уравнения, причем обычно делается ряд упрощающих предположений (сферическая симметрия ионосферы, отсутствие многолучевого распространения и др. ^{21, 22, 46}). В результате упрощений ошибка определения $n_e(h)$ довольно значительна: в лучшем случае — порядка десятков процентов, а при неблагоприятных условиях она достигает порядка величины ^{47, 48}.

Профили электронной концентрации, полученные методом радиопросвечивания на КА «Маринер-5» ^{21, 22, 49, 50} (рис. 5) показывают, что в дневной ионосфере имеется максимум на высоте $h = 142 \text{ км}$, где $n_{e \text{ max}} = (5,5 \pm 0,5) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и дополнительный максимум на $h \approx 125 \text{ км}$, где

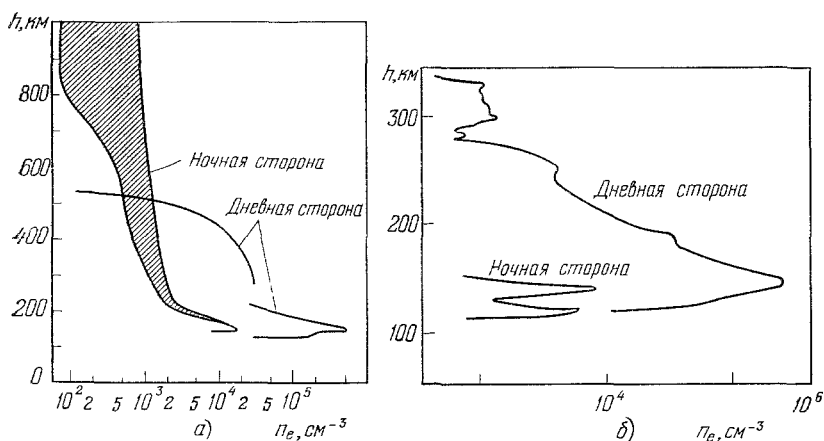


Рис. 5. Распределение электронной концентрации в ионосфере Венеры.

а) Высокая солнечная активность (по данным «Маринера-5»), б) низкая солнечная активность (по данным «Маринера-10»).

$n_e = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Выше главного максимума n_e уменьшается вплоть до 200 км со шкалой высоты $H = 28 \text{ км}$. Эта шкала высоты соответствует температуре 630 °K ^{51, 52}, что хорошо согласуется с температурой, найденной по шкале высоты для верхней части профиля концентрации водорода. На высотах примерно $200\text{--}400 \text{ км}$ шкала высоты электронов гораздо больше, что, очевидно, связано с присутствием легких ионов. На высоте около 500 км обнаружен резкий спад n_e — «плазмонпауза» (от $n_e \sim 10^4$ до $n_e \lesssim 10^2 \text{ см}^{-3}$), наличие которого можно объяснить поджатием ионосферы солнечным ветром ^{21, 22, 46}. Ночная ионосфера имела максимум примерно на той же высоте, что и дневная, причем $n_{e \text{ max}} = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, затем до

высоты около 200 км n_e уменьшалась с постоянной шкалой высоты, а затем вплоть до высоты порядка 10 000 км, n_e оставалась в пределах 10^2 — 10^3 см $^{-3}$.

Профиль $n_e(h)$, измеренный при низкой солнечной активности при пролете «Маринер-10»²³ (рис. 5), имеет главный максимум $n_{e\max} = 3 \cdot 10^5$ см $^{-3}$ на высоте $h = 145$ км, дополнительные максимумы примерно на 180 и 240 км; замечается плазмопауза вблизи 350 км, но менее резко выраженная, чем в эксперименте на «Маринер-5». В ночном профиле обнаруживается

два пика: один на высоте 140 км с $n_e \approx 10^4$ см $^{-3}$ и другой, отделенный от первого глубоким минимумом, с несколько меньшей n_e на высоте 120 км.

Движения в мезосфере Венеры, на высотах 65—75 км были сначала зарегистрированы по движению характерных облачных деталей, различимых на снимках, сделанных с Земли в ближнем ультрафиолете, в диапазоне 3500—3700 Å⁵³⁻⁵⁶, а затем более детальная их картина получена на телевизионных снимках через фильтр с эффективной длиной волны $\lambda \approx 3550$ Å при пролете «Маринер-10» у Венеры⁵⁷. С учетом этих данных картина движений на уровне облачного слоя Венеры такова (рис. 6): атмосфера здесь вращается сильно обгоняя вращение планеты: линейная скорость поверхности Венеры относительно линии планета — Солнце — около 4 м/сек (что соответствует солнечным суткам, равным около 118 зем-

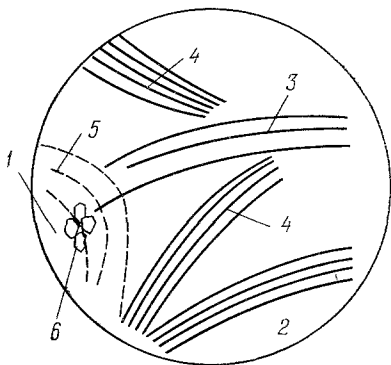


Рис. 6. Схема ветров в мезосфере Венеры, полученная по телевизионным снимкам в ультрафиолете с «Маринера-10».

1 — подсолнечная область, 2 — полярная область, 3 — приэкваториальные пояса, 4 — спиральные полосы, 5 — волны, 6 — конвективные ячейки.

ных суток), а зональная (направленная вдоль параллелей) компонента скорости мезосферы вблизи экватора $v_\phi \approx 99$ —100 м/сек (что соответствует обороту вокруг планеты примерно за 4 суток). Зональная компонента скорости растет с увеличением широты, достигая на широте 50° около 200 м/сек; на этой широте меридиональная компонента скорости равна примерно 10 м/сек. Линии тока расходятся от экватора к полюсу. Облачные детали указывают на присутствие конвективных ячеек в экваториальной области и (еще более развитых) в области вокруг подсолнечной точки. Эти движения, по-видимому, имеют место и в самом облачном слое: действительно, высотный профиль ветра, полученный на «Венере-8»¹⁷, указывает рост скорости примерно от 50 до 80 м/сек на высотах от 40 до 50 км.

Для объяснения поразительного факта быстрого вращения мезосферы Венеры был выдвинут ряд гипотез⁵⁸⁻⁶¹. Согласно наиболее разработанной гипотезе это вращение развивается таким образом⁶⁰. В результате нагревания атмосферного газа солнечной радиацией возникают конвективные ячейки, в которых газ поднимается в подсолнечной и опускается в противосолнечной точках. При этом основная часть тепла выделяется вблизи нижней границы слоя, а вверх тепло переносится теплопроводностью; вследствие конечной величины теплопроводности нагревание верхних слоев отстает по фазе от нагревания нижних. Это приводит к тому, что изотермы и конвективные ячейки оказываются наклоненными в сторону, противоположную движению источника относительно газа. В результате возникает вертикальный поток горизонтальной компоненты импульса, вызывающий рост с высотой горизонтальной средней скорости в направлении вращения планеты. Шуберт и Янг, проведя численные расчеты упрощенной модели⁶⁰, показали, что действительно за счет описанного эффекта скорость в мезосфере Венеры может расти с высотой, достигая величин, близких к наблюдаемым. Проанализировав безразмерные критерии, определяющие решение задачи, они также заключили, что такое вращение не может возникать на Марсе и на Земле.

6) М а р с

Атмосфера Марса (как и Венеры) состоит преимущественно из CO_2 (до 65—95 %, как было установлено путем сопоставления различных экспериментальных данных ^{6, 8, 10}). По данным масспектрометра на «Марс-7» в атмосфере Марса присутствует 25÷35 % инертного газа, вероятнее всего аргона ⁶². Из малых компонентов присутствуют: CO (относительная объемная концентрация $n_{\text{CO}}/n_{\text{CO}_2} \approx 2 \cdot 10^{-3}$), O_2 ($\sim 10^{-3}$), H_2O ($\sim 10^{-3}$); по косвенным данным могут также присутствовать N_2 ($5 \cdot 10^{-3}$ — $5 \cdot 10^{-2}$), H_2 ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$).

Разреженная нижняя атмосфера Марса (среднее давление у поверхности $p_0 = 6,0$ мбар ^{45, 87}) подвержена большим температурным вариациям (суточным и сезонным, в результате которых температура у поверхности изменяется в пределах 150—290 °K). Изменчивы также вертикальные профили $T(h)$, причем иногда вертикальный градиент температуры близок к адиабатическому, а во время пылевых бурь профиль $T(h)$ на высотах 0—30 км иногда становится почти изотермическим. Изменчивая нижняя атмосфера, в которой, очевидно, присутствуют большие ветры и турбулентность ^{63, 64}, должна оказывать существенное динамическое воздействие на верхнюю атмосферу (есть косвенные доказательства этого факта; см. ниже).

Большое количество экспериментальных данных о верхней атмосфере Марса было получено на КА «Маринер» и «Марс». Данные об ультрафиолетовых атмосферных эмиссиях, полученные с помощью фотометров на «Марсах» ^{65—69} и спектрометров на «Маринерах» ^{70—74}, позволили рассчитать вертикальные профили концентраций ряда атмосферных компонентов, по их шкале высоты определить температуру, а также выяснить роль некоторых физических и фотохимических процессов, идущих в верхней атмосфере. На рис. 7 приведены спектры, полученные на «Маринер-9» с указанием идентифицированных эмиссий.

По свечению атмосферы в линии лайман-альфа водорода 1216 Å были рассчитаны вертикальные профили атомов водорода для августа 1969 г., по данным «Маринер-6 и 7» ⁷⁵ и для января 1972 г. по данным «Марс-3» ^{65, 66, 69} (рис. 8). Температура экзосферы, соответствующая этим распределениям, $T_\infty = 300$ — 350 °K. Заметные различия в n_H (в 1,5 раза на высоте 250 км) авторы ^{65, 66} объяснили большими вариациями n_H в атмосфере

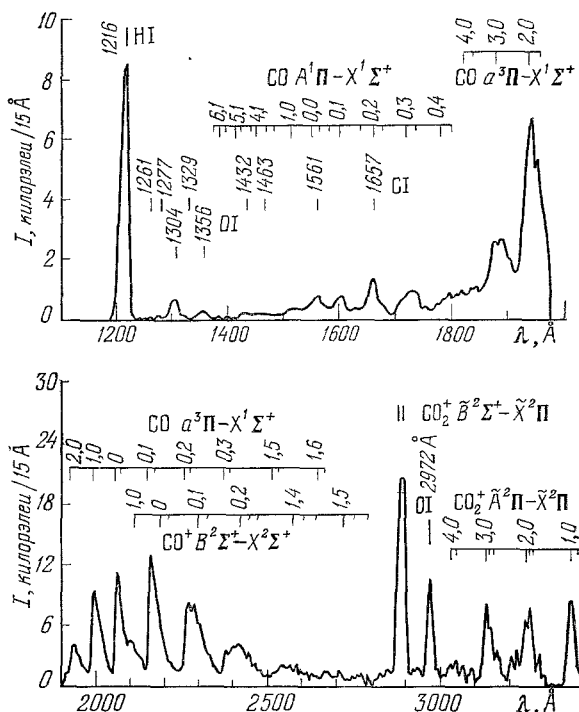


Рис. 7. Ультрафиолетовые спектры свечения атмосферы Марса по измерениям на «Маринере-9».

Марса, так как атомный водород в атмосфере появляется в основном при фотодиссоциации H_2O , а с помощью инфракрасных спектрометров были найдены вариации содержания H_2O на Марсе в пределах примерно от 10 до 70 мкм осажженной воды ^{76, 77}.

Для оценки концентрации атомного кислорода использовались линии 1304, 1356 и 2972 Å ^{37-39, 78}. В большинстве этих работ оценивалась относительная концентрация кислорода на высоте ионосферного максимума, т. е. на высоте 135—140 км; эта величина лежит в пределах $n_0(135) = (0,5—3\%) n_{CO_2}$, т. е. $n_0 = 5 \cdot 10^7—8 \cdot 10^8$ см⁻³. По результатам «Марс-6» $n_0(100) = (2—8) \cdot 10^9$ см⁻³ ⁶⁷. В значительной степени эти расхождения

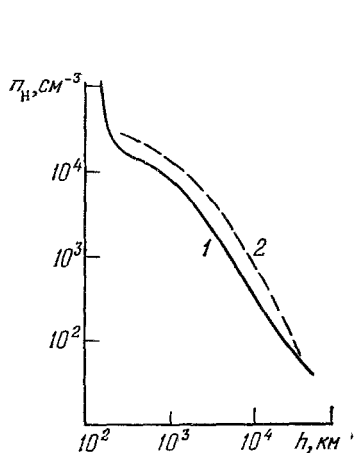


Рис. 8. Профили концентрации атомного водорода в атмосфере Марса.

1 — данные «Марса-3», 2 — данные «Маринера-6 и 7».

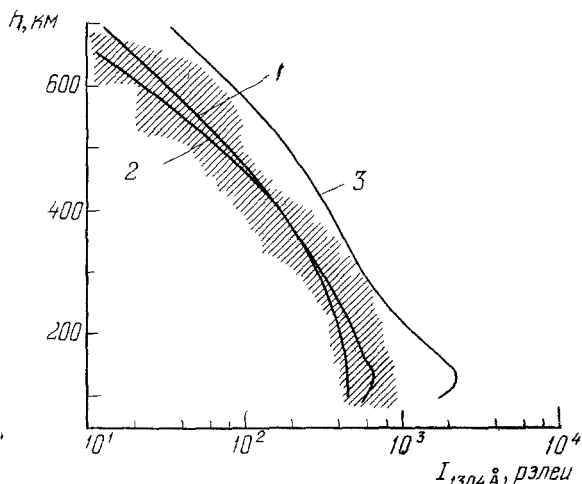


Рис. 9. Интенсивность эмиссии кислорода $\lambda 1304$ Å для $\chi_{\odot} = 44^\circ$ в зависимости от высоты по измерениям на «Маринере-6 и 7» (заштрихованная область).

Кривые — по моделям Мак-Элроя 1 — при $n_0(125) = 5 \cdot 10^7$, $T_{\infty} = 435$ °K, 2 — при $n_0(125) = 1 \cdot 10^8$, $T_{\infty} = 364$ °K, 3 — при $n_0(125) = 6 \cdot 10^8$, $T_{\infty} = 364$ °K.

отражают влияние ошибок измерений, неопределенностей в характеристиках процессов (см. об этом выше в связи с измерениями на Венере), и неоднозначности определения профиля $n_0(h)$ при подборе модели (см., например, рис. 9, из которого видно, что профили интенсивности $I_{1304}(h)$, измеренные на «Маринере-6 и 7» одинаково хорошо описываются при $n_0(125) = 5 \cdot 10^7$, $T_{\infty} = 435$ °K или $n_0(125) = 1 \cdot 10^8$, $T_{\infty} = 364$ °K). Однако при оценке этих расхождений не следует забывать, что в значительной степени они могут отражать действительные вариации концентрации кислорода, прежде всего в зависимости от зенитного угла Солнца и солнечной активности, как это следует из теоретических моделей.

Очень трудно определить концентрацию CO. Зарегистрированные эмиссии — полосы Камерона ($a^3\Pi - X^1\Sigma$) и 4-я положительная система полос ($A^1\Pi - X^1\Sigma$) рождаются в основном в процессах диссоциации с возбуждением CO_2 электронами и фотонами (поэтому профили этих эмиссий имеют шкалу высоты, равную шкале высоты CO_2 , а не CO). Томас ³⁸, проанализировав распределение интенсивности по колебательным уровням, сделал оценку, что концентрация CO по отношению к CO_2 на высоте 135 км равна примерно 0,3—1%.

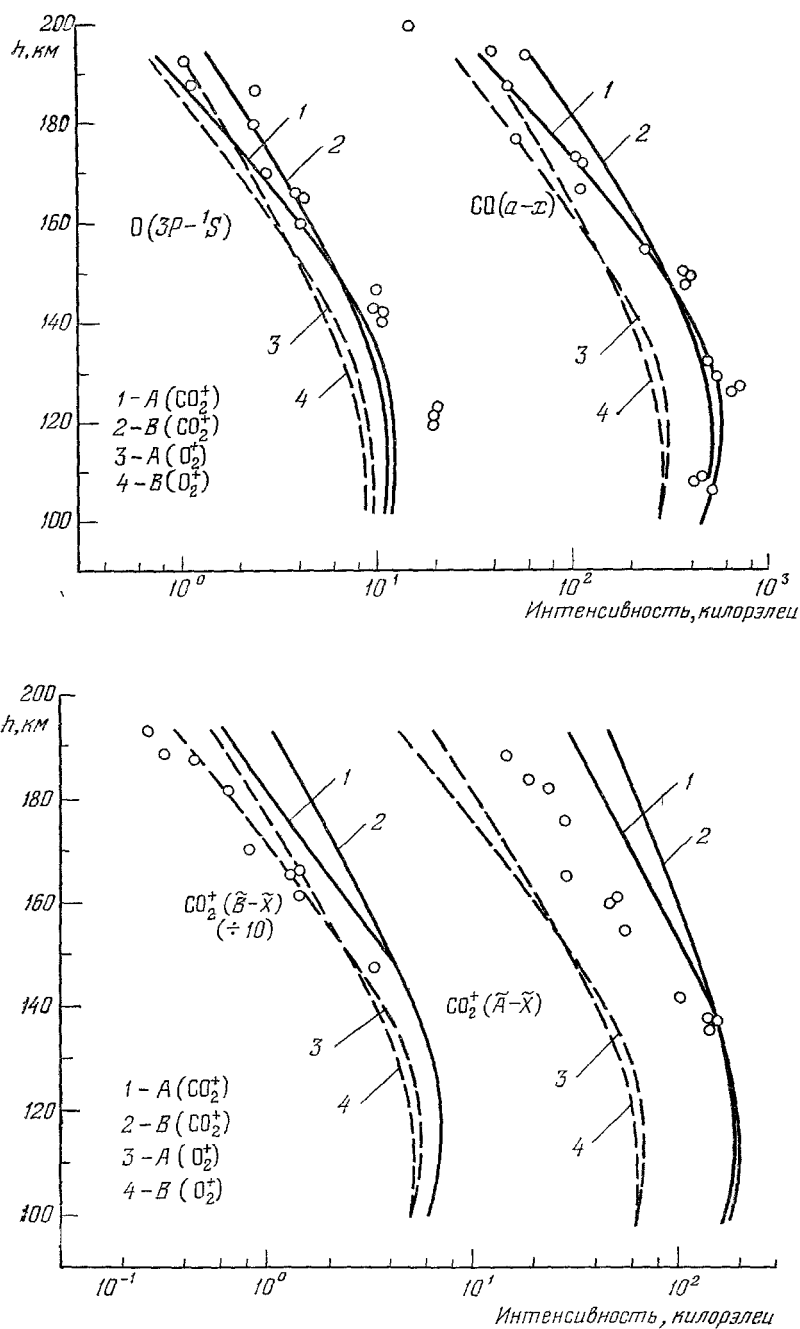


Рис. 10. Интенсивность УФ эмиссий на Марсе по экспериментам и моделям. Модели 1—4 при различных допущениях о процессах рекомбинации и преобладающих ионах⁸².

По эмиссиям углерода в линиях 1561 и 1657 Å было оценено ⁷⁹, что концентрация его атомов на высотах 150—200 км порядка $n_c \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$.

По отсутствию эмиссий азота в спектрах, полученных на «Маринер-6 и 7» и с учетом чувствительности прибора было показано, что возможно присутствие в атмосфере Марса 0,5—5,0% азота (в зависимости от условий перемешивания; более вероятно — ближе к нижнему пределу) ^{80, 81}.

По эмиссиям иона CO_2^+ ($A^2\Pi_u - X^2\Pi_g$) и ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Pi_g$) оценивалась концентрация этого иона на высотах 130—200 км ^{82, 83}. Был сделан вывод (с учетом данных радиопросвечивания об электронной концентрации), что ион CO_2^+ составляет около 30%, а ион O_2^+ — около 70% полного количества ионов.

Как уже отмечалось, высотные профили эмиссии в полосе Камерона имеют шкалу высоты CO_2 . По измерениям на «Маринер-6 и 7» отсюда была получена шкала высоты $H_{\text{CO}_2} = 19 \pm 4,5 \text{ км}$, соответствующая $T_\infty = 335 \pm 75 \text{ °K}$. Правда, с учетом других эмиссий был сделан вывод, что наилучшее значение $T_\infty \approx 350 \text{ °K}$ ⁸².

Аналогичные измерения на «Маринер-9» дали возможность проследить за вариациями H_{CO_2} , а значит, и T_∞ , за период около месяца, в течение которого индекс солнечной активности менялся в пределах $F_{10,7} = 109—145$ ⁷³. В этих данных выявляются следующие факты, существенные для понимания теплового режима термосферы: интенсивность эмиссии CO ($a - X$) хорошо коррелирует (коэффициент корреляции 0,8) с $F_{10,7}$ (рис. 11, а), тогда как H_{CO_2} , а следовательно, и T на высоте 150—200 км

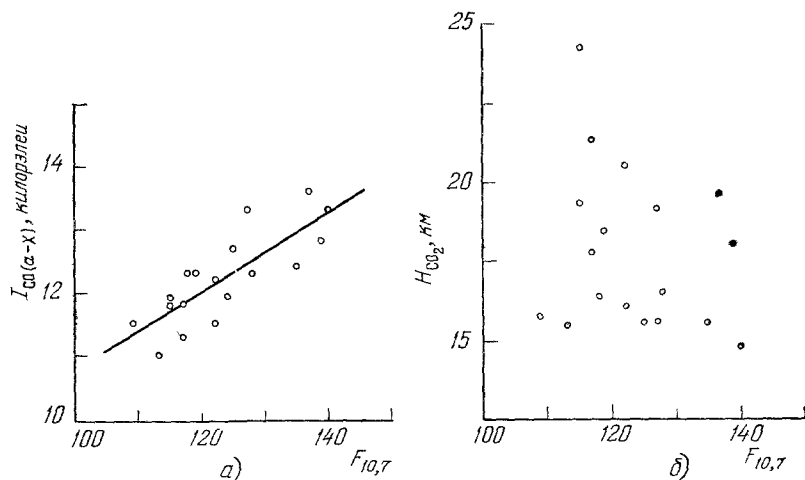


Рис. 11. Интенсивность эмиссии в полосе CO ($a - X$) (а) и шкала высоты CO_2 (б) в зависимости от индекса солнечной активности $F_{10,7}$.

не зависят явно от $F_{10,7}$, хотя и испытывает весьма сильные вариации (рис. 11, б), изменяясь от 14,8 до 24,3 км при среднем значении 17,8 км (что соответствует изменениям T (150—200) от 270 до 445 °K при среднем значении 325 °K. В то же время согласно модели ⁸² при указанном изменении $F_{10,7}$ шкала высоты должна изменяться лишь на 2 км. Мы обсудим эти факты несколько ниже.

Опыты по радиопросвечиванию на «Маринер-4, 6, 7 и 9» и «Марс-2-6» позволили измерить профили электронной концентрации $n_e(h)$ в ионосфере Марса ⁸⁴⁻⁹⁵. Несколько таких профилей, полученных на КА «Марс-2, 4 и 6» изображены на рис. 12. На рис. 13 изображены вариации высоты главного ионосферного максимума h_{max} , концентрации электронов в главном

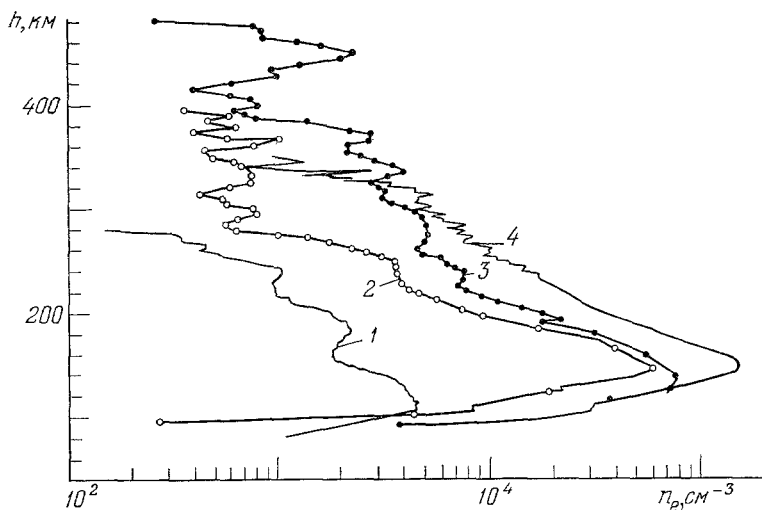


Рис. 12. Профили электронной концентрации в ионосфере Марса по радиопросвечиванию с КА «Марс-2, 4 и 6»

1 — ночной ($\chi_{\odot} = 127^{\circ}$, 10.2.1974 г.), 2 — вечерний ($\chi_{\odot} = 82^{\circ}$, 10.2.1974 г.), 3 — вечерний ($\chi_{\odot} = 72^{\circ}$, 12.3.1974 г.), 4 — дневной ($\chi_{\odot} = 50^{\circ}$, 18.12.1971 г.).

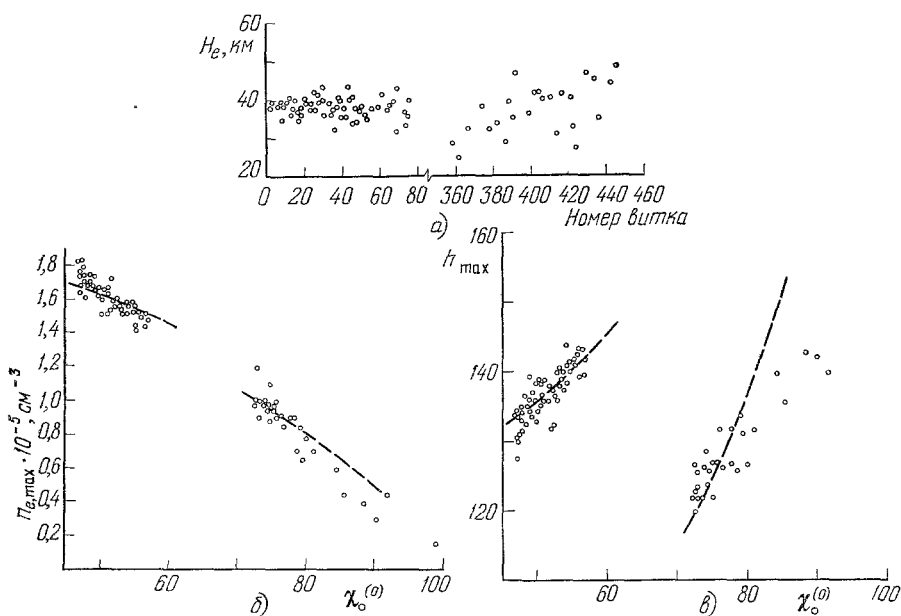


Рис. 13. а) Изменение шкалы высоты электронов над ионосферным максимумом со временем; б) зависимость электронной концентрации в ионосферном максимуме от зенитного угла Солнца; в) зависимость высоты ионосферного максимума от зенитного угла Солнца.

Значки — эксперимент, пунктирные линии — модель.

максимуме $n_{e \max}$ и шкалы высоты электронов H_e над максимумом за период работы «Маринер-9» (первые 80 витков; ноябрь — декабрь 1971 г., последующие; май — июнь 1972 г.) Данные радиопросвечивания показывают, что в главном ионосферном максимуме, расположенном на высоте от 120 до 150 км (в зависимости от зенитного угла Солнца и уровня солнечной активности) электронная концентрация днем (при $\chi \approx 50^\circ$) равна примерно

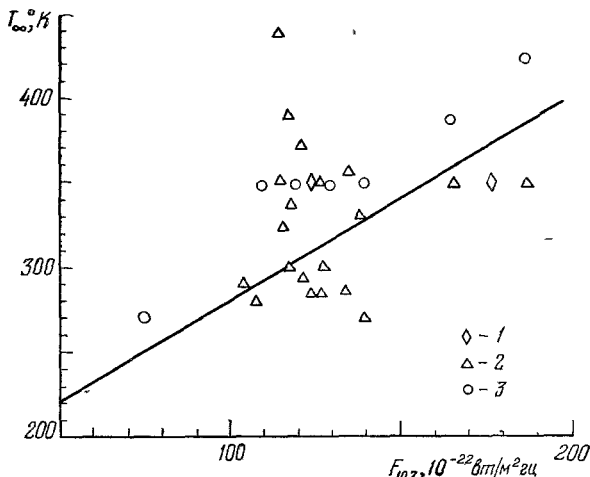


Рис. 14. Температура верхней термосферы Марса T_∞ в зависимости от солнечной активности.

1 — по шкале высоты водорода, 2 — по шкале высоты CO_2 , 3 — по шкале высоты плазмы.

$(1-2) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, вблизи терминатора — $(4-8) \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, ночью (при $\chi = 127^\circ$) $n_e = 4,6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. На ряде профилей заметен дополнительный максимум, лежащий на 20—30 км ниже основного. Из рис. 13 видно, что если $n_{e \max}$ и $h_{\max}$ изменяются в согласии с теоретической моделью (штриховая линия; правда, согласие ухудшается при больших χ), то изменения H_e более сложны: в первый период изменений H_e не сильно изменялась около практически неизменного среднего значения $H_c \approx 38 \text{ км}$ (примерно также вела себя шкала высоты CO_2 ; см. рис. 11), несмотря на то, что уровень

солнечной активности заметно менялся ($F_{10.7} = 109-145$). Во второй период виден заметный рост H_e (примерно от 25 до 50 км), в то время как было $F_{10.7} \approx 100-170$. Эти факты можно объяснить так. Если суммировать данные о температуре (рис. 14)⁹⁶, определенной по шкалам высот водорода, электронов и CO_2 по экспериментам на «Маринер-4, 6, 7 и 9» при солнечной активности, изменявшейся от $F_{10.7} = 75$ до $F_{10.7} = 190$, то зависимость T_∞ от $F_{10.7}$ становится очевидной: при низкой солнечной активности была $T_\infty \approx 250-270^\circ \text{ К}$, а при высокой $T_\infty \approx 350-400^\circ \text{ К}$. Эту зависимость можно описать формулой: $T_\infty \approx 1,2 F_{10.7} + 160$, не забывая, что ввиду малого количества данных коэффициенты требуют уточнения (все же эта зависимость, по нашему мнению, точнее, чем предложенная в работе⁹⁷). В то же время из рис. 14 видно, что в конце 1971 г. (когда было $F_{10.7} \approx 100-140$) эта зависимость как бы смазывалась. Это можно объяснить влиянием дополнительного источника тепла. Таким источником, как отмечено в⁷⁴, могла быть диссипация пришедших из тропосферы гравитационных волн, особенно интенсивных ввиду наличия в этот период глобальной пылевой бури на Марсе.

4. ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Разнообразие и сложность процессов, происходящих в верхней атмосфере, приводят к использованию многочисленных упрощений при построении ее моделей. Полезно сначала рассмотреть общую постановку проблемы, что поможет затем оценить упрощения, используемые при расчете конкретных моделей.

а) Система уравнений для описания структуры и динамики верхней атмосферы

Верхняя атмосфера планеты есть многокомпонентная смесь разреженных газов, подверженная периодическому воздействию коротковолновых солнечных фотонов, вызывающих фотодиссоциацию, фотоионизацию и ряд других процессов, приводящих в конечном счете к нагреванию газа, изменению его состава, возникновению в нем движений⁹⁸⁻¹⁰⁴. При этом, поскольку концентрация частиц n экспоненциально уменьшается с высотой, увеличивается среднее время свободного пробега $\tau_0 \approx (n\sigma v_T)^{-1}$ (σ — сечение столкновений, v_T — средняя тепловая скорость), равное по порядку величины времени установления равновесия по поступательным степеням свободы. Время установления равновесия по колебательным степеням свободы молекул на несколько порядков больше. Еще много больше характерные времена для некоторых химических реакций. В результате действия ряда процессов на больших высотах имеет место отклонение от локального термодинамического равновесия, что выражается в различии температур ионов, электронов и нейтральных частиц^{104, 105, 159, 207, 210}, и, возможно, в некотором различии температур нейтральных компонентов на Марсе и Венере¹⁰⁶, в отличии при некоторых условиях вибрационной температуры азота от кинетической (поступательной)¹⁰⁷; в постоянном присутствии химически-активных компонентов (таких, как O, O₃ и др.) и частиц с возбужденными метастабильными энергетическими уровнями^{99, 104, 108}; наконец, в отклонении от закона Кирхгофа и отличии собственного излучения атмосферы на термосферных высотах от планковского^{11, 109, 110}.

Полное описание такой системы возможно с помощью системы модифицированных уравнений Больцмана для каждого компонента атмосферы (с интегралами столкновений как для упругих, так и для неупругих процессов) и уравнения переноса радиации¹⁰⁰⁻¹⁰³. Однако такое описание не только слишком сложно, но и слишком детально: в ряде задач нужно знать не всю функцию распределения, а лишь ее моменты, описывающие макроскопические параметры атмосферы.

До значительных высот в термосфере (пока длина свободного пробега молекул l много меньше шкалы высоты H , а время свободного пробега много меньше характерного времени рассматриваемой задачи) тепловой режим, состав и движения верхней атмосферы можно описывать системой гидродинамических уравнений типа Навье-Стокса¹⁰¹⁻¹⁰³. Эта система получается из уравнений Больцмана путем последовательного умножения их на массы, импульсы и энергии частиц и интегрирования по пространству скоростей^{111, 112}. Правда, в верхней термосфере (где число Кнудсена $K = l/H$ лежит примерно между $0,2 \leq K < 1$), строго говоря, нужно пользоваться уравнением Больцмана, так как при этих условиях в приближении Навье — Стокса вектор потока тепла и тензор вязких напряжений определяются с некоторой ошибкой; впрочем, эта ошибка здесь не очень существенна, так как потоки массы, импульса и энергии столь велики, что за малые характерные времена устанавливается диффузионное равновесие, изотермический температурный профиль и однородное по высоте поле скоростей (см. раздел а) гл. 5). Кроме того, сравнение теории с некоторыми экспериментами в разреженных газах показывает, что уравнения Навье — Стокса пригодны для довольно больших значений K (почти до $K \approx 1$)²³⁹. Используется также другой путь описания верхней атмосферы — с помощью уравнений 13-моментного приближения Грэда^{100, 240}, причем допускается, что они справедливы до больших значений K , чем уравнения Навье — Стокса. Однако из некоторых работ можно заключить, что уравнения более высоких приближений, так же как и уравнения

Навье — Стокса, справедливы лишь при достаточно малых K , возможно, давая более детальное описание некоторых эффектов ^{241, 242}. Описание экзосферы (где $K > 1$) проще потому, что здесь можно использовать бесстолкновительное уравнение Больцмана ²¹².

В системе уравнений Навье — Стокса уравнения непрерывности для каждого из компонентов атмосферы имеют вид

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \operatorname{div}(n_k \mathbf{v}_k) = P_k - L_k, \quad (2)$$

где n_k , $\mathbf{v}_k$ — концентрация и скорость частиц компонента, k , t — время, P_k , L_k — скорость появления и исчезновения частиц k в химических и фотохимических реакциях (см. раздел б) гл. 4); поток частиц $n_k \mathbf{v}_k$ складывается из переноса частиц массовой скоростью газа $\mathbf{v} = \rho^{-1} \sum \rho_k \mathbf{v}_k$ (ρ — плотность), диффузионной скоростью $\mathbf{V}_k$, а ниже гомопаузы — также турбулентными вихрями $\mathbf{v}'_k$, т. е.

$$n_k \mathbf{v}_k = n_k \mathbf{v} + n_k \mathbf{V}_k + \overline{n'_k \mathbf{v}'_k}. \quad (3)$$

Диффузионный поток запишем в приближении малого компонента и пренебрегая диффузией по горизонтали по сравнению с массовым переносом:

$$n_k \mathbf{V}_k = -D_k n_k \left[\frac{\partial \ln n_k}{\partial r} + \frac{M_k g}{R_0 T} + (1 + \alpha) \frac{\partial \ln T}{\partial r} \right], \quad (4)$$

где D_k — коэффициент диффузии (для заряженного компонента — коэффициент амбиполярной диффузии ^{243, 244}), α — фактор термодиффузии ¹¹²; M_k — молекулярный вес компонента k , r — вертикальная координата. Турбулентный поток частиц можно представить в виде ^{113, 114}.

$$\overline{n'_k \mathbf{v}'_k} = -D_T n_k \left(\frac{\partial \ln n_k}{\partial r} + \frac{\bar{M} g}{R_0 T} + \frac{\partial \ln T}{\partial r} \right), \quad (5)$$

где D_T — коэффициент турбулентного перемешивания, $\bar{M}$ — средний молекулярный вес, $\bar{M} = n^{-1} \sum_k M_k n_k$. В атмосфере Земли D_T определялся экспериментально ^{115–118}, а для Марса и Венеры имеются лишь оценки его величины (см. раздел в гл. 5). Сравнение (4) и (5) показывает, что в то время как молекулярная диффузия стремится распределить каждый компонент в соответствии с его шкалой высоты H_k (как это имеет место в гетеросфере, где $D_k > D_T$), турбулентное перемешивание стремится распределить все компоненты с одной шкалой высоты $\bar{H}$, определяемой средним молекулярным весом $\bar{M}$ (как это имеет место в гомосфере, где $D_T > D_k$). Гомопауза расположена на высоте, где $D_k = D_T$, на Земле — $h_T = 105 \pm 10$ км; на Марсе и Венере высоты гомопаузы известны пока приблизительно (см. раздел в) в гл. 5).

Уравнение движения удобно записать для всего нейтрального газа, просуммировав уравнения движения для компонент, в результате чего получается:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) + \operatorname{grad} p - \operatorname{div} \mathbf{\Pi} = \rho \mathbf{g} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}_{ni} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}), \quad (6)$$

где p — давление, $\mathbf{\Pi}$ — тензор вязких напряжений, ρ — плотность, $\mathbf{v}$, $\mathbf{v}_i$ — скорости нейтральных частиц и ионов, $\mathbf{v}_{ni}$ — частота нейтрал-ионных столкновений ^{245, 246}, $\mathbf{g}$ — вектор ускорения силы тяжести,

$$\Pi_{\alpha\beta} = \eta \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\alpha} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_\gamma}{\partial x_\gamma} \delta_{\alpha\beta} \right),$$

η — коэффициент вязкости.

Уравнения движения для ионов и электронов аналогичны (6) с добавлением в правой части силы Лоренца $\pm en_{i,e} (\mathbf{E} + (1/c) [\mathbf{v}_{i,e} \mathbf{B}])$, где e — заряд электрона, $\mathbf{E}$ — электрическое поле, c — скорость света, $\mathbf{B}$ — магнитное поле планеты), и заменой v_{ni} на соответствующие частоты столкновений ^{243, 244, 247}. Последний член в (6) существен на планете, имеющей значительное магнитное поле, которое, воздействуя на ионы, может вызывать отличие скорости дрейфа $\mathbf{v}_i$ от скорости ветра $\mathbf{v}$.

Если используется система координат, вращающаяся с планетой (что более удобно для локальных задач, тогда как для глобальных задач удобнее невращающаяся система), то в правой части (6) добавляется сила Кориолиса — $2\rho [\boldsymbol{\omega} \mathbf{v}]$ ($\boldsymbol{\omega}$ — угловая скорость вращения планеты); центробежная сила на планетах земной группы мала и обычно включается в $\mathbf{g}$ (которое при этом становится функцией широты).

Уравнение баланса энергии для нейтрального газа, получаемое суммированием уравнений для компонентов, можно записать в виде

$$\rho \left[\frac{\partial (c_v T)}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) (c_v T) \right] - \nabla (\kappa \nabla T) + p \operatorname{div} \mathbf{v} - \Pi : \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{r}} \right) = Q_s - \\ - Q_{IR} + Q_{ch} + \frac{1}{4} \rho v_{ni} (v_i - v)^2 + \frac{3}{4} k \rho v_{ni} (T_i - T) + 3k \rho v_{ne} \frac{m_e}{m} (T_e - T); \quad (7)$$

здесь $c_v = \rho^{-1} \sum c_{vk} \rho_k$; k — постоянная Больцмана, κ — коэффициент теплопроводности, Q_s — источник тепла за счет поглощения солнечной ультрафиолетовой радиации, Q_{IR} — сток тепла за счет инфракрасного излучения атмосферы, Q_{ch} — источник тепла за счет химических реакций, T_e , T_i — электронная и ионная температуры, v_{ne} — частота нейтрал-электронных столкновений, m_e — масса электрона, m — средняя масса нейтральных частиц (приблизительно равная средней массе ионов).

Аналогичные уравнения можно записать для электронного и ионного газов ^{244, 248–250}. Источником тепла для электронного газа служит передача ему энергии в процессе термализации фотоэлектронов. Электронный газ значительную часть тепла передает ионам, а ионный газ — нейтральному; поэтому в значительном диапазоне высот в термосфере $T_e > T_i > T^{104, 105, 159, 207, 210, 248–250}$.

Возможность рассмотрения одного уравнения баланса энергии для нейтрального газа обусловлена тем, что, как правило, температуры нейтральных компонентов T_k различаются пренебрежимо мало. Однако возможны некоторые исключения: по оценке ¹⁰⁶ на Марсе и Венере температуры легких компонентов, водорода и гелия заметно (на $50–100^\circ$) отличаются от температуры CO_2 ; для расчета таких эффектов используются уравнения баланса энергии для отдельных компонентов.

В гомосфере в уравнение (7) добавляется градиент теплового потока q_T за счет турбулентной теплопроводности ^{118–120}:

$$q_T = -\rho c_p D_T \left(\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{g}{c_p} \right) \quad (8)$$

и источник тепла за счет диссипации турбулентной энергии ¹²⁰:

$$\epsilon_T = \frac{D_T g \rho}{\text{Ri}_c T} \left(\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{g}{c_p} \right), \quad (9)$$

где Ri — число Ричардсона. По оценке ¹²⁰ (при допущении критического значения $\text{Ri}_c \approx 0,2$) преобладает влияние ϵ_T , но, согласно ²⁵², $\text{Ri}_c \approx 1$ и влияние q_T на тепловой режим сильнее, чем ϵ_T .

Источник тепла за счет поглощения солнечной ультрафиолетовой радиации Q_s , при концентрациях поглощающих компонентов n_k , распределенных по барометрической формуле (1), может быть представлен

В ВИДЕ ^{104, 121}

$$Q_s(r, \chi) = \sum_k \int \varepsilon(\lambda, r) F_{\lambda\infty} \sigma_k n_k \exp \left[- \sum_k \sigma_k n_k H_k \operatorname{Ch}(\chi, X) \right] d\lambda, \quad (10)$$

где $F_{\lambda\infty}$ — спектральный поток солнечной радиации на границе атмосферы, σ_k — сечение поглощения фотонов частицами k -й компоненты, λ — длина волны фотонов, $\operatorname{Ch}(\chi, X)$ — функция Чэпмена, учитывающая кривизну атмосферных слоев ^{104, 122}, χ — зенитный угол Солнца, $X = r/H$ (r — планетоцентрический радиус), ε — эффективность тепловыделения, т. е. доля энергии фотона, переходящая в тепло (см. раздел в) гл. 4).

Инфракрасный сток тепла в атмосферах Земли, Марса и Венеры происходит практически полностью за счет излучения фотонов в 15-микронной полосе CO_2 и для оптически тонкого слоя может быть представлен в виде ¹²³

$$Q_I = h\nu n n_{\text{CO}_2} \eta_v \exp \left(- \frac{h\nu}{kT} \right) F(x), \quad (11)$$

где $h\nu$ — энергия фотона, η_v — параметр вибрационной релаксации (функция температуры), $F(x)$ — экранирующая функция

$$F(x) = 1 - (1 + x) e^{-x}, \quad x = (10^9/n_{\text{CO}_2}) [1 + (A/n\eta_v)],$$

A^{-1} — радиационное время жизни полосы. Максимум Q_{IR} лежит вблизи мезопазузы и его величина быстро убывает как на больших, так и на меньших высотах. Выражение (11) удовлетворительно аппроксимирует ИК сток в термосфере, однако при расчете теплового режима мезосферы необходимо учитывать многократное излучение и поглощение ИК фотонов путем решения уравнения переноса радиации ^{11, 110} (см. раздел б) гл. 5). ИК сток, отводя в космос тепло приходящее как сверху, так и снизу, облегчает детальное рассмотрение теплового режима термосферы и мезосферы. Источник Q_{ch} может стать заметным лишь в верхней мезосфере ²⁵¹.

Хотя поглощение ультрафиолетовой солнечной радиации является основным источником тепла в термосфере, возможны также дополнительные источники. Во-первых, за счет диссипации атмосферных гравитационных волн, приходящих из нижней атмосферы; этот источник замечен на Земле, и имеются также косвенные данные, что он может быть существенным на Марсе, особенно во время глобальных пылевых бурь. Во-вторых, за счет энергии, передаваемой в атмосферу от потока плазмы солнечного ветра; этот источник существен на Земле, особенно в высоких широтах и при геомагнитных возмущениях; его величина на Марсе и Венере еще не исследована.

При описании глобальных вариаций структуры верхней атмосферы (т. е. вариаций с горизонтальными масштабами, равными радиусу планеты r_0 , вертикальными масштабами, равными или большими шкалы высоты H и временными масштабами порядка суток и больше) система уравнений допускает дальнейшее существенное упрощение ^{102, 103}. Для этого уравнения приводятся к безразмерному виду с учетом указанных масштабов, рассчитываются значения безразмерных критериев (чисел Маха M , Рейнольдса Re и Струхала S) по модельным значениям структурных параметров и принимается во внимание квазигоризонтальность движений, т. е. тот факт, что отношение вертикальных v_r и горизонтальных v_h скоростей $v_r/v_h \sim H/r_0 \ll 1$ (что подтверждено модельными расчетами, а для Земли — также экспериментами). Затем проводится сравнительная оценка членов уравнений и отбрасываются члены, имеющие порядок 10^{-2} и меньше по сравнению с основными. В результате в уравнениях непрерывности оказываются существенными лишь вертикальные компоненты

диффузионных потоков, а в уравнении энергии — лишь вертикальная компонента потока тепла за счет теплопроводности, кроме того, в уравнении энергии существенно упрощается член Π : $\partial \mathbf{v} / \partial \mathbf{r}$, описывающий работу вязких сил, который выражается в виде $\eta [(\partial v_\varphi / \partial r)^2 + (\partial v_\theta / \partial r)^2]$ (v_φ , v_θ — зональная и меридиональная компоненты скорости, r — планетоцентрический радиус, φ — долгота, θ — дополнение широты). В горизонтальных проекциях уравнения движения сильно упрощается вид тензора вязких напряжений, и уравнения становятся эквивалентными уравнениям пограничного слоя; например, уравнение для зональной компоненты v_φ принимает вид

$$\rho \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \theta} + \frac{v_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi v_\theta}{r} \operatorname{ctg} \theta \right) = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\eta \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{2} \rho v_{ni} (v_{i\varphi} - v_\varphi). \quad (12)$$

Аналогичный вид имеет и уравнение для v_θ .

Вертикальная проекция уравнения движения (для движений с масштабами $L \geq H$ и таких, что $M^2 \ll 1$) переходит в уравнение квазистатики:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho g. \quad (13)$$

Из уравнения (13) и уравнения состояния в форме Клапейрона

$$p = nkT \quad (14)$$

следует барометрическая форма (1).

Подчеркнем, что из (13) не следует, что можно пренебречь вертикальной скоростью v_r , как это делалось в ряде моделей. Вертикальная скорость играет важную роль, создавая дополнительный источник и сток тепла при адиабатическом сжатии и расширении газа в гравитационном поле. При расчетах v_r определяется в основном уравнением непрерывности^{195, 196}.

Граничные условия для системы уравнений, описывающих структуру и динамику верхней атмосферы, задаются на верхней границе исходя из отсутствия потоков энергии, импульса и массы на бесконечность (в уравнениях непрерывности для легких газов учитывается их диссипация из атмосферы); на нижней границе обычно задаются эмпирические значения структурных параметров.

б) Элементарные процессы, определяющие источники энергии и состав верхней атмосферы

Коротковолновые (ультрафиолетовые и рентгеновские) солнечные фотоны, поглощаясь в атмосфере, вызывают фотодиссоциацию и фотоионизацию атмосферных атомов и молекул, в том числе с возбуждением квантовых энергетических уровней получающихся частиц. Энергия возбуждения либо высвечивается, либо (с метастабильных уровней) передается другим частицам в процессе ударной дезактивации. Продукты диссоциации могут снова ассоциировать в процессе тройных столкновений (или с гораздо меньшей вероятностью при радиативной ассоциации), но этот процесс имеет заметную вероятность на достаточно малых высотах (в мезосфере), поэтому продукты диссоциации сначала диффундируют из термосферы в мезосферу. Многие продукты диссоциации химически весьма активны, поэтому в верхней атмосфере протекает целый ряд химических реакций. Так как энергия фотонов, поглощаемых в термосфере, достигает нескольких сотен электрон-вольт, из которых на акт фотоионизации тратится

примерно $10-12$ эв, и так как практически весь избыток энергии уносится выбитым фотоэлектроном (вследствие $m_i \gg m_e$), последний при столкновении с частицами может вновь ионизовать их (рождая вторичные, третичные и т. д. электроны), диссоциировать и возбуждать; в этих процессах электроны теряют энергию и термализуются. Образовавшиеся ионы реагируют с нейтральными частицами и исчезают при рекомбинации с электронами.

В описанных процессах часть энергии поглощенного фотона переходит в тепло, что и служит основным источником нагревания верхней атмосферы. Эти процессы определяют также нейтральный и ионный состав верхней атмосферы.

Рассмотрим конкретные процессы, происходящие в атмосферах Марса и Венеры, состоящих преимущественно из CO_2 .

Поток солнечной ультрафиолетовой радиации с длиной волны $\lambda \leq 2500 \text{ \AA}$, поглощаемый в верхней атмосфере и вызывающий перечисленные выше процессы, состоит из континуума и линий (возникающих в фотосфере, хромосфере и короне Солнца) и существенно изменяется с солнечной активностью, причем амплитуда вариаций сильно увеличивается с уменьшением λ ^{124, 125}. Величина этого потока в различных спектральных интервалах измерялась многократно на ракетах и спутниках и по этим данным строилась зависимость $F_{\lambda\infty}(\lambda)$ (рис. 15) для различных

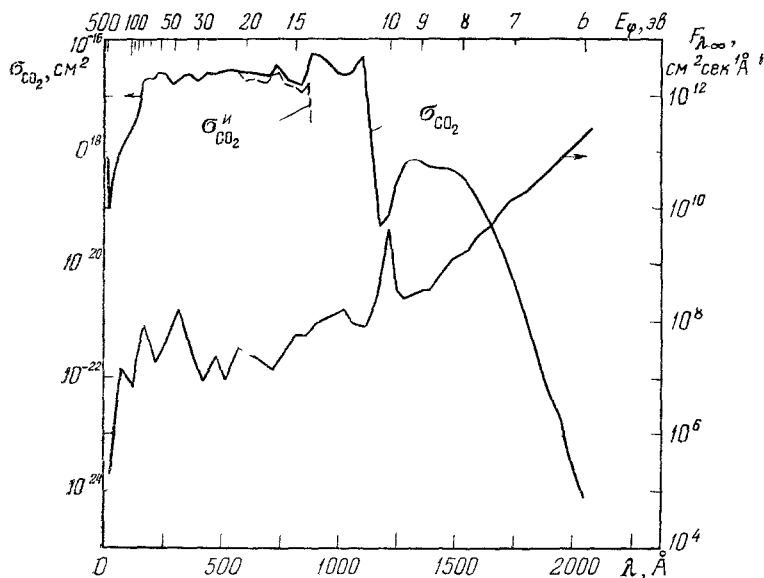


Рис. 15. Зависимость спектрального солнечного потока $F_{\lambda\infty}$ (фотонов/ $\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{\AA}$), усредненного на интервале $50 \text{ \AA}$, сечения поглощения CO_2 σ_{CO_2} и сечения фотоионизации $\sigma_{\text{CO}_2}^i$ от длины волны λ и энергии фотонов E_{ph} .

уровней солнечной активности¹²⁶⁻¹³⁰. Однако высказывалось опасение¹²⁹, что из-за экспериментальных трудностей зависимость $F_{\lambda\infty}(\lambda)$ известна со значительной ошибкой. Ее уточнение весьма важно для большинства задач аэронавтики.

Сечение поглощения радиации молекулами CO_2 , измерявшееся в лаборатории¹³¹⁻¹³⁴, очень велико ($\sigma_{\text{CO}_2} \sim 10^{-17} \text{ см}^2$) в диапазоне $\lambda \approx 150-1000 \text{ \AA}$ и все еще велико ($\sim 10^{-19} \text{ см}^2$) примерно до $\lambda \approx 1600 \text{ \AA}$ (см. рис. 15, где нанесено также сечение ионизации $\sigma_{\text{CO}_2}^i(\lambda)$ по лабораторным измерениям¹³⁵).

Поглощение фотонов в интервале длин волн 2274—902 Å происходит в процессе диссоциации



Фотоны с $2274 \geq \lambda > 1670$ Å вызывают образование молекулы и атома в основных состояниях CO ($X^1\Sigma^+$) и O (3P) (канал 1 на рис. 16, 17);

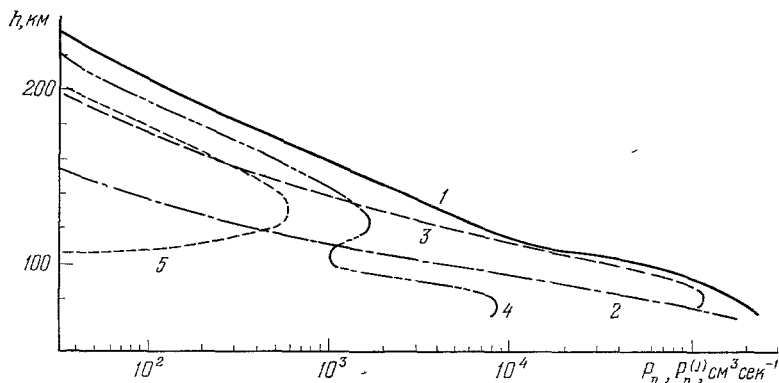
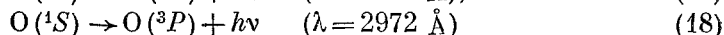
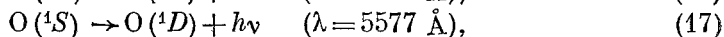
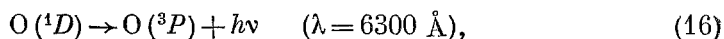


Рис. 16. Полная скорость фотодиссоциации CO_2 в атмосфере Марса P_D и скорости фотодиссоциации с возбуждением по различным каналам $P_D^{(j)}$ при зенитном угле Солнца $\chi_\odot = 0$.

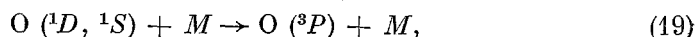
$$1 - P_D, \quad 2 - P_D^{(1)}, \quad 3 - P_D^{(2)}, \quad 4 - P_D^{(3)}, \quad 5 - \sum_j P_D^{(j)} \quad (j \geq 4).$$

фотоны с $1670 \geq \lambda > 1286$ Å образуют CO (X) и O (1S) (канал 2); фотоны с $\lambda \leq 1286$ Å образуют CO (X) и O (1S) (канал 3), причем квантовый выход реакции близок к единице ¹³⁶⁻¹⁴¹. Более коротковолновые фотоны могут возбуждать также некоторые уровни CO ($a^3\Pi$, $a'^1\Sigma^+$, $d^3\Delta$, $e\Sigma^-$), однако вероятности возбуждения этих каналов ($j \geq 4$) малы ^{142, 143}, очевидно, из-за несохранения спина, так что вклад в скорость фотодиссоциации незначителен (рис. 16), а в энергосодержание — пренебрежимо мал (рис. 17) ¹⁴⁴, однако эти вероятности нуждаются в уточнении для лучшего описания атмосферных эмиссий.

Большую роль в энергетике верхней атмосферы играют частицы в метастабильных состояниях, образующиеся при фотодиссоциации с возбуждением (а также при других рассматриваемых ниже процессах). Так, энергия метастабильных уровней O (1D) и O (1S) может либо высвечиваться при следующих переходах:



(с весьма большими радиационными временами жизни $\tau_R = A^{-1}$, A — коэффициент излучения Эйнштейна: τ_R (16) = 120 сек; τ_R (17) = 0,74 сек, τ_R (18) = 12 сек); либо переходит в кинетическую энергию частиц и в конечном счете — в тепло (частично, также в колебательную энергию молекул) в процессе ударной дезактивации или тушения:



где M — любая частица (на Марсе и Венере — в основном CO_2); коэффициенты $k_{\text{CO}_2}^{\text{O}(^1D)} = 2,1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$; $k_{\text{CO}_2}^{\text{O}(^1S)} = 2,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3/\text{сек}$ ¹⁴⁵⁻¹⁴⁷.

Относительная эффективность указанных двух путей зависит от высоты z . Так, например, доля возбужденных частиц, испытавших дезактивацию, равна

$$\Phi_j(z) = \frac{\sum k_{\alpha}^j n_{\alpha}}{A_j + \sum k_{\alpha}^j n_{\alpha}}. \quad (20)$$

Состояние CO ($a^3\Pi$) тоже метастабильно, однако, его радиационное время жизни столь мало ($\tau_p = 7,5 \cdot 10^{-3}$ сек), что его энергия практически полностью высвечивается на всех высотах, давая систему полос Камерона. Энергия состояний CO ($a'\Sigma^+$, $d^3\Delta$, $e^3\Sigma^-$) высвечивается при разрешенных переходах в состояние CO ($a^3\Pi$).

Скорость фотодиссоциации CO_2 по отдельным каналам и суммарную скорость можно представить в виде

$$P_D(z) = \sum P_D^{(j)}(z) = n_{\text{CO}_2}(z) \sum_j \int_0^{\lambda_{\text{max}}^j} \sigma_D^{(j)}(\lambda) \frac{F_{\lambda\infty}}{h\nu} \exp\left[-\sum_{\alpha} \sigma_{\alpha} n_{\alpha} H_{\alpha} \text{Ch}(\chi, X)\right] d\lambda. \quad (21)$$

Рассчитанные таким образом зависимость $P_D^{(j)}(z)$ и $P_D(z)$ для Марса ¹⁴⁴ приведены на рис. 16, из которого видно, что на высотах, больших

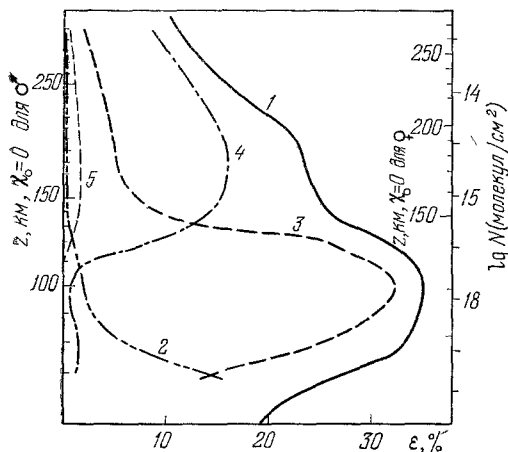


Рис. 17. Эффективность тепловыделения при фотодиссоциации в атмосфере Марса и Венеры: ε_D — полная, $\varepsilon_D^{(j)}$ — по отдельным каналам.

1 — ε_D , 2 — $\varepsilon_D^{(1)}$, 3 — $\varepsilon_D^{(2)}$, 4 — $\varepsilon_D^{(3)}$, 5 — $\sum_j \varepsilon_D^{(j)}$ ($j \geq 4$).

много быстрее, чем (23): $k_{24} = 10^{-33}$ см⁶сек⁻¹ ¹⁵¹. В этих условиях возникает проблема объяснения преобладания CO_2 в атмосферах Марса и Венеры, которая обсуждается ниже.

Фотоны с длинами волн, меньшими 902 Å, производят фотоионизацию



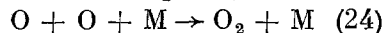
примерно 130 км, преобладает вклад канала 3, на высотах примерно 130—70 км — канала 2, а на высотах, меньших 70 км — канала 1, причем из ³⁷, где получена зависимость, близкая к описываемой, видно, что $P_D(h)$ монотонно растет с уменьшением высоты вплоть до поверхности планеты. При большой скорости фотодиссоциации CO_2 на Марсе и Венере обратные процессы протекают медленно. Так, радиативная ассоциация



имеет скорость $k_{22} \sim 10^{-20}$ см³сек⁻¹ ^{148, 149}. Ассоциация в тройных соударениях



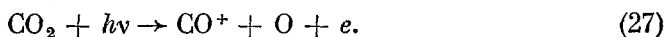
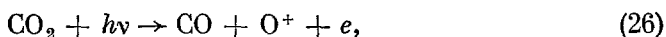
имеет скорость $k_{23} = 10^{-35} - 10^{-37}$ см⁶сек⁻¹ ¹⁵⁰. При этом существенно то, что реакция



а фотоны с длинами волн, меньшими 716 Å, 687 Å и 640 Å — ионизацию с возбуждением иона до уровней соответственно $A^3\Pi_u$, $B^2\Sigma_u^+$, $C^2\Sigma_g^+$. Данные о парциальных сечениях для отдельных каналов реакции (25) в зависимости от длины волны фотона получены различными методами в работах ¹⁵²⁻¹⁵⁵. Согласно ¹⁵⁴ относительные сечения ионизации с возбуждением уровней X , A , B , C равны при $\lambda = 584$ Å соответственно 22,6; 29,1, 44,8 и 4,3 %, а при $\lambda = 304$ Å — соответственно 9,5, 10,5; 10,4 и 6,0 %. Отношение сечений ионизации с возбуждением уровней A и B равно 0,69 по измерениям энергетического спектра выбитых фотоэлектронов ¹⁵⁴, но равно 2,7 по измерениям интенсивности флуоресценции ¹⁵⁵. Это различие объяснено тем, что часть молекул переходит из состояния B в A из-за взаимосвязи этих близлежащих уровней ¹⁵⁴.

Уровни A и B высвечиваются, давая полосы ($A - X$) и ($B - X$), тогда как с уровня C практически все молекулы распадаются на O^+ и CO в результате преддиссоциации ¹⁵⁶.

Фотоны с длинами волн, меньшими 548 и 600 Å, производят диссоциативную ионизацию:



В этих реакциях, согласно экспериментам ^{157, 158}, фотоны с $\lambda = 584$ Å производят около 4 % ионов O^+ и около 2 % ионов CO^+ от полного числа ионов; фотоны с $\lambda = 304$ Å — 18 % O^+ и 12 % CO^+ и фотоны с $\lambda = 44$ Å — 17 % O^+ и 10 % CO^+ .

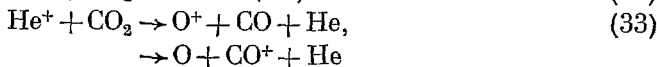
Выбитые при фотоионизации фотоэлектроны, унеся практически всю энергию $E = h\nu - I_{CO_2} - W_{CO_2}^{(j)}$ (I_{CO_2} — потенциал ионизации, $W_{CO_2}^{(j)}$ — энергия возбуждения j -го уровня иона), расходует ее как в упругих столкновениях (в основном с электронным газом), так и в неупругих (в процессах возбуждения, диссоциации и ионизации частиц электронным ударом). Зная сечения этих процессов ^{159, 160}, можно вычислить энергетический спектр электронов $n_e(E)$ ⁸⁰, электронную температуру T_e ^{159, 161}, долю энергии фотонов, переходящую в тепло при фотоионизации (или эффективности тепловыделения) ε_n ¹⁵⁹ (см. ниже раздел в) гл. 4). Энергетический спектр электронов на Марсе на высоте 187 км, рассчитанный при ряде упрощений ⁸⁰, обнаруживает резкий спад (больше, чем на порядок) вблизи $E = 7$ эв, т. е. вблизи порога возбуждения электронных уровней CO_2 .

Ионный состав в ионосферах Марса и Венеры существенно изменяется в результате весьма быстрых ионно-молекулярных реакций:



Скорости реакций согласно ¹⁶²⁻¹⁶⁴ равны $k_{28} = 1,6 \cdot 10^{-10}$, $k_{29} = 1,0 \cdot 10^{-10}$, $k_{30} = 5 \cdot 10^{-11}$, $k_{31} = 1,2 \cdot 10^{-9}$ см³ сек⁻¹.

Кроме того, в ночной ионосфере существенны реакции с участием легких ионов, такие, как



со скоростями $k_{32} = 3 \cdot 10^{-9}$, $k_{33} = 1,2 \cdot 10^{-9}$ см³ сек⁻¹ ^{165, 166}.

Исчезновение ионов и электронов в ионосферах Венеры и Марса происходит в основном в реакциях диссоциативной рекомбинации:



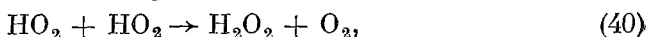
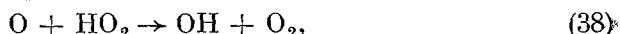
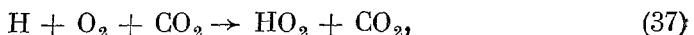
и аналогичных реакциях легких ионов. Скорости этих реакций весьма велики, $\alpha \sim 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$. Например, при комнатной температуре $\alpha_{34} = 3,8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$, $\alpha_{35} = 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ ^{167, 168}. С ростом электронной температуры они уменьшаются: $\alpha \sim T^{-k}$ ($k = 1/2 \div 3/2$), а с ростом колебательного возбуждения ионов — увеличиваются ¹⁶⁹; последнее существенно потому, что при ионно-молекулярных реакциях в ионосфере могут образовываться колебательно-возбужденные молекулярные ионы.

При диссоциативной рекомбинации энергия, равная разности потенциала ионизации и энергии диссоциации, $I_h - D_h$, переходит частично в энергию возбуждения, частично — в кинетическую энергию образовавшихся частиц и затем в тепло. Эта энергия значительна (так как $I_{\text{CO}_2} = 13,6 \text{ эв}$, $I_{\text{O}_2} = 12,1 \text{ эв}$; $D_{\text{CO}_2} = 5,45 \text{ эв}$, $D_{\text{O}_2} = 5,10 \text{ эв}$) и в различных каналах весьма различная ее доля переходит в тепло. Относительные вероятности этих каналов для реакции (35) были измерены в работе ¹⁷⁰, согласно которой они равны: 0,5 для $\text{O} (^3\text{P})$, 0,45 для $\text{O} (^4\text{D})$ и 0,05 для $\text{O} (^1\text{S})$. В работе ¹⁷¹ получено, что в реакции (34) примерно 5% молекул CO образуются в состоянии $\text{A}^1\Pi$, а остальные — в состоянии $\text{X}^1\Sigma$.

Для объяснения наблюдаемого в атмосферах Марса и Венеры преобладания CO_2 (при уловии его быстрой фотодиссоциации и медленной рекомбинации) был предложен ряд реакций, в которых водородосодержащие и хлоросодержащие компоненты катализируют объединение CO и O ^{6, 7, 172-179}. Основная реакция:



обладающая довольно высокой скоростью $k_{36} = 9 \cdot 10^{-13} \exp(-500/T)$ ¹⁸⁰. Входящий в эту реакцию гидроксил образуется в цикле реакций:



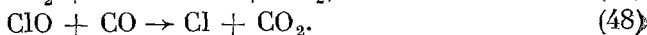
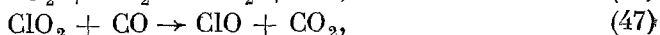
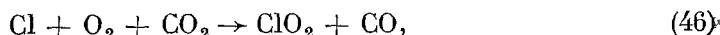
Исходный для реакций (37), (39), (42) атомарный водород появляется на Марсе в основном при фотодиссоциации воды:



а на Венере — при фотодиссоциации соляной кислоты, обнаруженной в спектроскопических экспериментах в облаках Венеры ¹⁸¹,



причем получившийся хлор также оказывает каталитическое воздействие ^{172, 173}.



Здесь перечислены лишь основные реакции; при расчетах моделей состава для Марса и Венеры ¹⁷²⁻¹⁷⁹ (см. также раздел в) гл. 5) использовалось от 20 до 50 реакций.

Для уточнения картины нейтрального и ионного состава атмосфер Марса и Венеры необходимы дальнейшие лабораторные исследования скоростей реакций, рассматриваемых в настоящем разделе.

в) Эффективность тепловыделения

Рассмотрение элементарных процессов в верхней атмосфере показывает, что лишь некоторая доля энергии поглощенного фотона переходит в тепло. Эта доля энергии (называемая эффективностью тепловыделения или эффективностью нагревания) является функцией длины волны фотона λ и высоты h , причем функция эта различна при поглощении фотона, вызывающего фотодиссоциацию или фотоионизацию ¹²¹.

Более просто рассчитывается эффективность тепловыделения при фотодиссоциации $\varepsilon_D(\lambda, h)$ ¹⁴⁴. Учитывая, что число актов фотодиссоциации в 1 см³ в секунду дается формулой (21) и что в каждом акте диссоциации с возбуждением (в каждом канале j) в тепло переходит часть энергии фотона, равная $\varepsilon_D^{(j)}$, источник тепла за счет фотодиссоциации можно записать в виде

$$Q_S(z) = \sum_j Q_S^{(j)} = n_{\text{CO}_2}(z) \sum_j \int_0^{\lambda_D} \varepsilon_D^{(j)}(\lambda, z) \sigma_D^{(j)} F(\lambda, z) d\lambda. \quad (49)$$

Хотя формально интегрирование осуществляется от 0 до порога диссоциации λ_D , рассмотрение конкретной зависимости $\sigma(\lambda)$ показывает, что достаточно интегрировать по спектральному интервалу примерно от 600 до 2000 Å.

Чтобы получить выражения для $\varepsilon_D^{(j)}(\lambda, h)$, надо учесть, что энергия фотона передается в тепло двумя путями ($\varepsilon_D^{(j)} = \varepsilon_{D_I}^{(j)} + \varepsilon_{D_{II}}^{(j)}$). Во-первых, избыток энергии фотона над энергией диссоциации и возбуждения переходит в кинетическую энергию образующихся частиц и затем, при их столкновениях, в тепло, т. е.

$$\varepsilon_{D_I}^{(j)}(\lambda) = \frac{h\nu - E_D - W_j}{h\nu} \varphi_j(\lambda), \quad (50)$$

где W_j — энергия уровня, возбуждаемого в j -м канале, φ_j — фактор уменьшения эффективности тепловыделения за счет возбуждения при диссоциации CO₂ колебательно-вращательных уровней CO, энергия которых затем высвечивается в виде инфракрасных фотонов (по оценкам ¹⁴⁴ φ_j увеличивается от $\varphi_j \approx 1/2$ при $\lambda > 1007$ Å до $\varphi_j \approx 1$ при $\lambda > 1286$ Å). Во-вторых, часть энергии возбуждения метастабильных уровней переходит в тепло при ударной дезактивации, т. е. если в j -м канале возбуждается, например, уровень O(¹D), то

$$\varepsilon_{D_{II}}^{(j)} = \frac{W_{O(^1D)} \sum_k k_{O(^1D)}^k n_k}{h\nu (A_{O(^1D)} + \sum_k k_{O(^1D)}^k n_k)} \psi, \quad (51)$$

где $k_{O(^1D)}^k$ — коэффициент ударной дезактивации уровня O(¹D) частицами сорта k , ψ — фактор, учитывающий переход части энергии в колебательные степени свободы CO₂ с последующим высвечиванием (по оценкам значения ψ лежат в пределах между 0,6 и 1,0). Для каналов, в которых возбу-

ждается уровень $O(^1S)$, выражение аналогично (51), но несколько более громоздко. Вообще говоря, следует учесть, что энергия, затраченная на диссоциацию CO_2 , перейдет в тепло при ассоциации CO и O , однако оценки показывают, что в термосфере этим источником можно пренебречь, так как ассоциация эффективна в мезосфере, куда диффундируют CO и O .

На рис. 17 показана функция $\varepsilon_D = \sum_j \varepsilon_D^j$, рассчитанная для атмосферы из CO_2 , в зависимости от полного числа частиц в столбе единичного сечения на пути фотонов $N = nH \text{ Ch}(\chi, X)$, а также в зависимости от высоты на Марсе и Венере (для $\psi = 1$, $\chi_\odot = 0$; для других значений χ нужно рассчитывать N и находить $\varepsilon_0(N)$). Видно, что ε_D изменяется от $\varepsilon_D \approx 0,3$ на высоте 100—120 км до $\varepsilon_D \approx 0,2$ на высоте 200 км. Видно также изменение с высотой вклада различных каналов. По приближенным оценкам, без учета зависимости от z , в работе ¹⁸² получено $\varepsilon_D \approx 0,3$.

Рассчитать эффективность тепловыделения при фотоионизации ε_u очень сложно ¹²¹, так как часть энергии фотона переходит в тепловую энергию частиц газа при многих процессах. Во-первых, это происходит при ударной дезактивации метастабильных уровней ионов, заселенных при фотоионизации и возбуждении. Во-вторых, фотоэлектроны, унося практически весь избыток энергии фотона над энергией фотоионизации и возбуждения, тратят затем эту энергию на ионизацию, диссоциацию и возбуждение частиц (причем также возбуждаются метастабильные уровни), а часть энергии передают при упругих столкновениях электронам ионосферы, от которых часть энергии передается нейтральному газу. В-третьих, часть энергии, пошедшей на ионизацию, переходит в тепловую энергию при диссоциативной рекомбинации ионов.

Подробный расчет ε_u еще не проведен, имеются лишь приближенные оценки, применявшиеся при построении моделей термосферы ^{82, 159, 183–188}. Генри и Мак-Элрой ¹⁵⁹ получили

$\varepsilon_u \approx 0,6$, однако рассмотрение их допущений показывает, что эта величина завышена. Шимицу ¹⁸² получил $\varepsilon_u = 0,45$ при преобладании иона O_2^+ и $\varepsilon_u = 0,1$ при преобладании CO_2^+ . Стюарт ⁸² при наиболее вероятных предположениях рассчитал среднее $\varepsilon \approx 0,2–0,3$. Стюарт и Хоган ¹⁸⁸ подбирали среднее ε эмпирически (так, чтобы согласовать модельную шкалу высоты электронов над ионосферным максимумом с экспериментальной) и получили $\varepsilon \approx 0,3$. Для уточнения теоретических моделей структуры термосферы необходимы более точные расчеты ε_u , для которых требуются лабораторные измерения характеристик ряда указанных выше элементарных процессов.

На рис. 18 изображен источник тепла за счет поглощения солнечной ультрафиолетовой радиации в атмо-

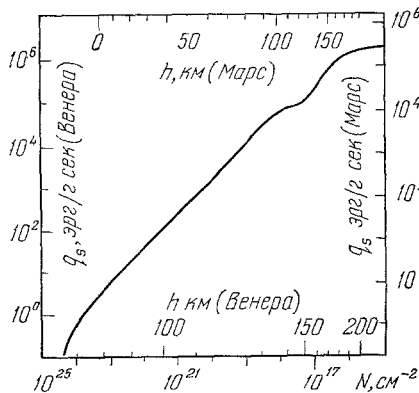


Рис. 18. Источник тепла за счет поглощения солнечной УФ радиации в атмосферах Марса и Венеры $q_s = Q_s/\rho$ (при умеренно высокой солнечной активности ($F_{10,7} = 144$) и эффективности тепловыделения $\varepsilon = 1$) в зависимости от полного числа молекул на пути луча N .

Высоты h даны для $\chi_\odot = 0$.

сферах Марса и Венеры ¹⁸⁹ на единицу массы, $q_s = Q_s/\rho$, при умеренно-высокой солнечной активности (соответствующей $F_{10,7} = 144$), при $\varepsilon = 1$ (т. е. значения, указанные на графике, следует умножить на выбранные значения ε); высоты для Марса и Венеры указаны для $\chi_\odot = 0$.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ ВЕРХНИХ АТМОСФЕР МАРСА И ВЕНЕРЫ

Как было показано выше (в гл. 3), для расчета структуры и динамики термосферы нужно решать систему гидродинамических уравнений с источниками тепла и частиц, а в мезосфере к ним нужно добавить уравнение переноса радиации. Ввиду сложности полной задачи строился ряд упрощенных моделей, причем использовались следующие основные упрощения. Во-первых, рассчитывался тепловой режим или состав без учета их взаимосвязи, причем недостающие параметры задавались по эмпирическим данным. Во-вторых, полная пространственно-трехмерная и нестационарная задача заменялась одномерной (стационарной или нестационарной) или двумерной. В-третьих, линеаризовались гидродинамические уравнения путем пренебрежения адвективными членами.

а) Модели теплового режима и динамики термосферы

При решении уравнения баланса энергии необходимо знать состав атмосферы, поэтому модели, построенные до уточнения состава по прямым экспериментам¹⁹⁰⁻¹⁹², существенно отличаются от последующих.

После того как было экспериментально установлено, что в атмосферах Марса и Венеры до больших высот преобладает CO_2 , был рассчитан ряд

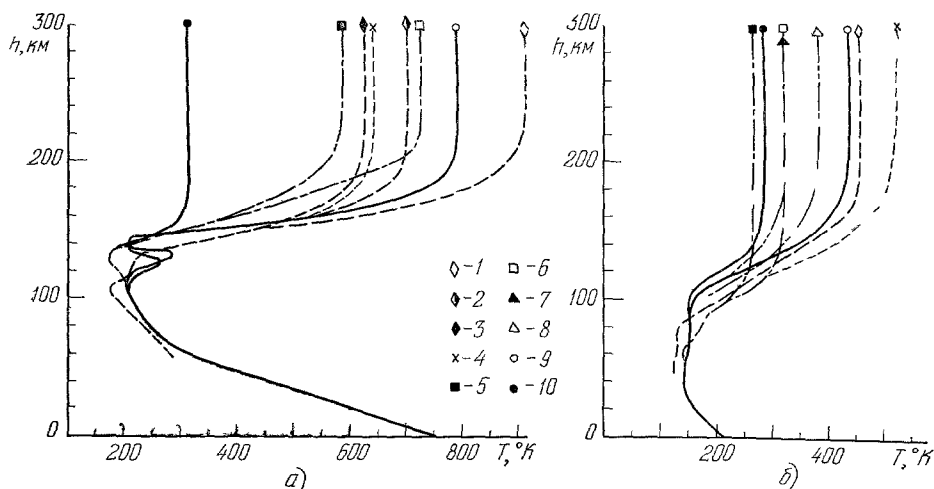


Рис. 19. Распределения температуры по высоте в атмосферах Венеры (а) и Марса (б). Модели¹⁸⁷ для высокой (1), средней (2) и низкой (3) солнечной активности. модели⁷⁹ для умеренно-высокой солнечной активности (4), модели¹⁹³ для $\epsilon = 0,25$ (5) и для $\epsilon = 0,45$ (6), модели⁸² с преобладанием CO_2 (7) и O_2 (8), модели^{196, 198} для умеренно-высокой солнечной активности, дневной максимум (9), ночной минимум (10).

моделей^{182-187, 193}, в которых вертикальный профиль температуры $T(h)$ в термосфере из чистого CO_2 (рис. 19) находился путем интегрирования стационарного одномерного уравнения баланса энергии, а профиль концентрации — по барометрической формуле. На нижней границе по каким-либо данным задавалась температура мезопаузы, а на верхней — отсутствие потока тепла. Источник тепла Q_s рассчитывался по приближенным значениям ϵ (как описано в разделе в) гл. 4); изменение Q_s с солнечной

активностью учитывалось упрощенно путем умножения $F_{\lambda\infty}$ на некоторый масштабный фактор. Для получения среднего профиля использовалось значение $Q_s^* = (1/2)Q_s$ ($\chi = 60^\circ$). Сравнение так полученных профилей с профилями, полученными в двумерных моделях, показывает, что при использовании Q_s^* получается температура, близкая к температуре вблизи терминатора, или к средней между суточным максимумом и минимумом температуры; это оправдывает использование одномерных моделей при исследовании некоторых эффектов. Различия между профилями $T(h)$, полученными в одномерных моделях, являются в основном следствием различий в учете Q_s .

Вертикальный профиль температуры $T(h)$, рассчитанный в работе ⁸³, содержит значительный градиент температуры в верхней термосфере. Этот результат нуждается в подтверждении, так как расчет сложен и может содержать большую ошибку (по интегральной вдоль луча зрения интенсивности эмиссии $I_\lambda^k(h)$ рассчитывается объемная светимость $i_\lambda^k(h)$, по ней — профиль концентрации $n_k(h)$ и по нему — $T(h)$). Если этот градиент реален, то он может указывать на наличие значительного потока тепла от солнечного ветра через магнитосферу в атмосферу, передаваемого, например, магнитогидродинамическими волнами или потоками частиц, проникающими в магнитосферу.

В модели ¹⁰⁶, при решении системы уравнений баланса энергии для отдельных компонент, получено, что температуры водорода и гелия могут отличаться в меньшую сторону от температуры CO_2 примерно на 50°K на Марсе и более чем на 100°K на Венере, причем это отличие сильно зависит от допущения о концентрациях легких газов и о величине турбулентного перемешивания в нижней термосфере.

Попытки описания суточных вариаций в термосферах Марса и Венеры в рамках пространственно-одномерных нестационарных моделей сделаны в работах ^{106, 182}; сравнение их результатов с двумерными моделями показывают, что учет в этих моделях горизонтального переноса тепла ветрами приводит к завышению суточных вариаций.

Для учета взаимосвязи теплового режима и ветров в термосфере строились пространственно-двумерные модели путем численного интегрирования уравнений движения, энергии и непрерывности. В модели Дикинсона для Венеры ¹⁸⁴ использовались уравнения, линеаризованные путем пренебрежения адвективными членами (вида $\nabla\nabla\psi$). В моделях Изакова и Морозова для Венеры ¹⁹⁵ и Марса ¹⁹⁶ использовались нелинейные уравнения. Модели ^{195, 196} строились для умеренно-высокой солнечной активности, соответствующей $F_{10.7} \approx 150$, при эффективности тепловыделения $\varepsilon = 0.3$. Двумерное приближение (пренебрежение меридиональным растеканием) ограничивает применимость модели экваториальной термосферой в период равноденствия. Делались и еще некоторые упрощения (атмосфера из чистого CO_2 , постоянство коэффициентов κ и η), которые, по оценкам, не искажают существенно искомую картину. Сначала рассчитывались одномерные распределения параметров, которые затем использовались как начальные условия при интегрировании пространственно-двумерной системы по времени до установления стационарного режима (в невращающейся системе координат с фиксированной осью планета — Солнце), достигавшегося за несколько земных суток. На рис. 19, 20 сплошными кривыми изображен вариант модели термосферы Венеры, вращающейся с периодом 4 земных суток, и штриховыми — невращающейся термосферы (шкалы v_θ и v_φ смещены на 100 м/сек , что примерно равно скорости вращения).

Распределение температуры в верхней термосфере (на высоте 200 км) характеризуется большим различием между температурой в подсолнечной

точке (около 800 °K) и в противосолнечной (около 300 °K). При этом если горизонтальные скорости полагались равными нулю, то различие было еще больше (около 920° и 150°), что указывает на существенное влияние ветров на тепловой режим. Как указывалось выше, по экспериментальным

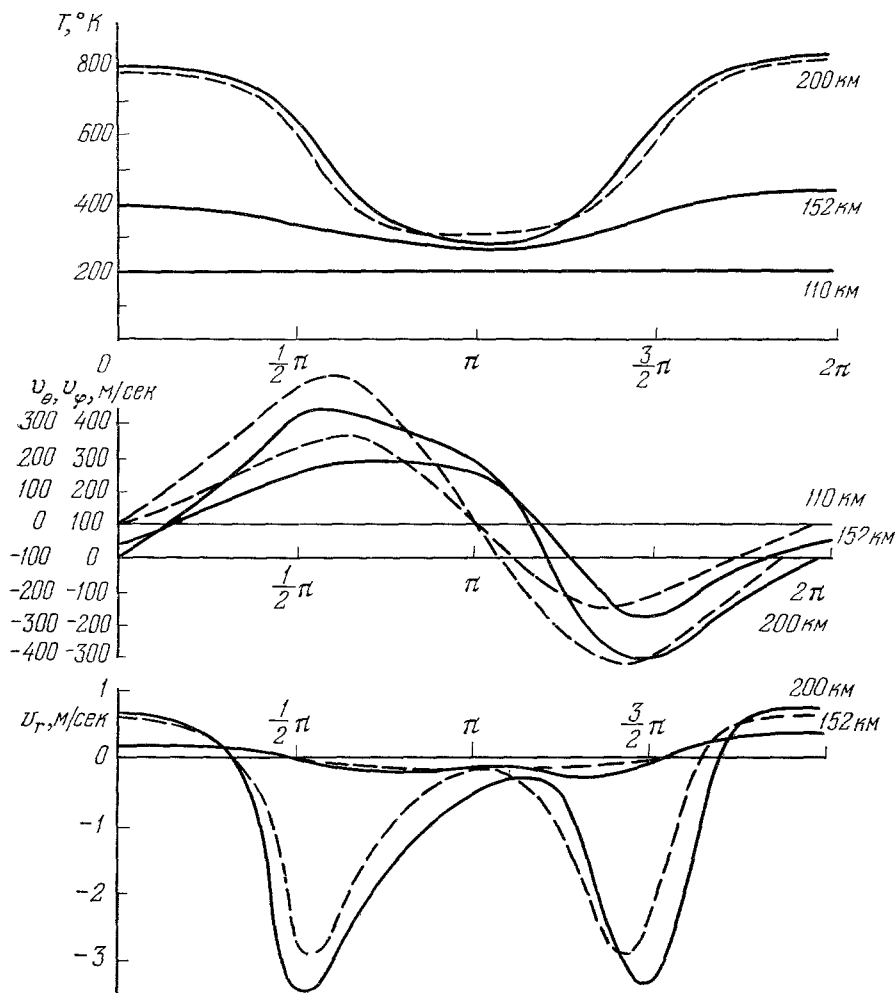


Рис. 20. Модель термосферы Венеры, вращающейся с периодом 4 земных суток (сплошные кривые) и не вращающейся (штриховые).

Температура T , горизонтальные скорости v_ϕ , v_θ , вертикальная скорость v_r в зависимости от углов ϕ , θ , отсчитываемых от подсолнечной точки и противосолнечной (для вращающейся термосферы угол ϕ отсчитывается в экваториальной плоскости в сторону вращения). Шкала скорости v_ϕ сдвинута относительно шкалы v_θ на 100 м/сек (приблизительно на величину скорости вращения).

данным $T_\infty \approx 400$ °K при $F_{10,7} = 75$ и $T_\infty = 650$ °K при $F_{10,7} = 120$, так что модельное значение $T_\infty \approx 800$ для $F_{10,7} = 150$ хорошо согласуется с этими данными.

Заметим, что температура атмосферы Венеры на высотах около 130 км по данным¹⁹⁵ (рис. 19) по-видимому завышена из-за неточного расчета инфракрасного стока тепла; здесь точнее профиль температуры согласно¹¹ (рис. 226).

Картина ветров в верхней термосфере характеризуется растеканием газа примерно от подсолнечной точки к противосолнечной с горизонтальными

скоростями до 300—400 м/сек, максимальными вблизи терминатора. При отсутствии вращения имеется обратное течение на высотах 120—130 км со скоростями около 10 м/сек, так что общая циркуляция термосферы представляет собой замкнутый вихрь. При наложении вращения вихрь смещается в сторону вращения (особенно вблизи противосолнечной точки) и несколько искажается. Газ поднимается на дневной стороне

с вертикальными скоростями около 0,5 м/сек и опускается вблизи терминатора и на ночной стороне со скоростями до 3,5 м/сек, максимальными вблизи терминатора. В модели Дикинсона¹⁹⁴ при некотором сходстве с описанной моделью имеются существенные отличия в распределении ветров, являющиеся, видимо, следствием линеаризации уравнений.

Аналогичная модель для Марса¹⁹⁶ показывает, что при отсутствии ветров (штриховые кривые на рис. 21) нагревание происходило бы от восхода до захода Солнца, тогда как при наличии ветров (сплошные кривые) амплитуда суточной вариации температуры уменьшается, так что T_∞ изменяется примерно от 280 до 430 °К (рис. 19, 21) при $F_{10,7}=150$, а максимум и минимум сдвигаются на более ранние часы. Горизонтальная проекция ветра ночью направлена в сторону вращения планеты и ее величина достигает 100 м/сек, а днем — в сторону, противоположную вращению и достигает 150 м/сек, вертикальная проекция ветра направлена днем вверх, а ночью вниз и достигает 1 м/сек.

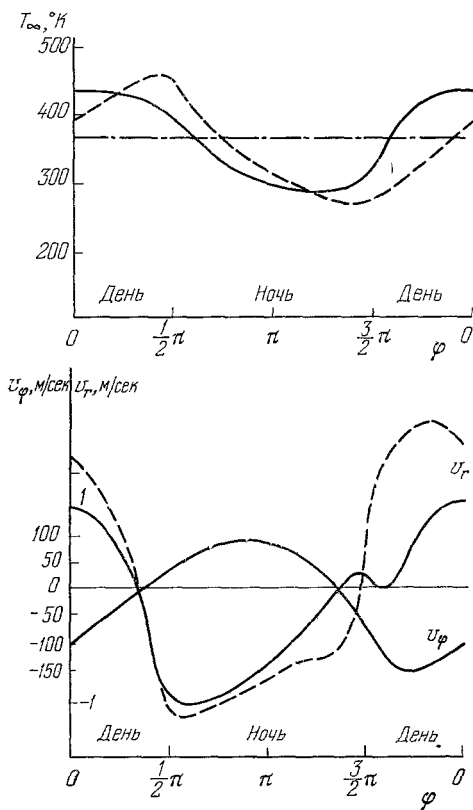


Рис. 21. Модель термосферы Марса. Сплошные кривые — с учетом горизонтальных скоростей v_ϕ , штриховые — без учета v_ϕ .

Таким образом, теоретические модели термосфер, несмотря на использованные при их расчетах упрощения, позволили получить распределения температуры, которые в верхней части удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями T_∞ , а в нижней — с моделями мезосферы. Показано, что ветры существенно влияют на тепловой режим, уменьшая амплитуду суточных вариаций, особенно сильно — в более медленно вращающейся термосфере Венеры. Правда, согласие T_∞ с экспериментальными значениями достигнуто при полуэмпирическом задании Q_s , при котором ошибки в $F_{\lambda\infty}$ и в ϵ могут взаимно маскироваться.

Для усовершенствования описания теплового режима и динамики термосфер необходимы: измерения спектрального потока солнечной ультрафиолетовой радиации при различной солнечной активности; точные расчеты эффективности тепловыделения; экспериментальное и теоретическое изучение дополнительных источников в термосфере; расчеты пространственно-трехмерных нестационарных моделей термосферы.

б) Модели теплового режима мезосферы

Мезосфера — самая трудная для моделирования область атмосферы. Для ее описания нужно, строго говоря, решать совместно уравнения гидродинамики и переноса радиации, причем последнее осложняется тем, что здесь существенно отклонение от локального термодинамического равновесия, так что функция излучения отлична от планковской. В то же время и экспериментальное изучение структуры мезосферы затруднительно.

В ряде работ, в которых рассчитывались температурные профили на Марсе и Венере, в основном в термосфере, но частично и в мезосфере^{82, 182-187, 193}, охлаждение инфракрасным излучением рассчитывалось обычно в приближении оптически тонкого слоя с учетом вибрационной релаксации (согласно формуле (11)), хотя иногда интегрировалось уравнение переноса радиации при многих упрощениях; в некоторых работах приближенно учитывалось также поглощение инфракрасной солнечной радиации.

В модели мезосферы Венеры Дикинсона^{11, 197} проведен подробный анализ переноса инфракрасной радиации с учетом структуры поглощающих колебательно-вращательных полос CO_2 , изменения формы линий в зависимости от давления и с учетом отклонения от локального термодинамического равновесия. При этом сначала был найден средний глобальный профиль $T(h)$ (в рамках одномерной модели)¹¹ с одновременным расчетом нагревания за счет поглощения инфракрасной солнечной радиации и охлаждения за счет собственного инфракрасного излучения, а затем были рассчитаны отклонения от среднего глобального нагревания и охлаждения¹⁹⁷.

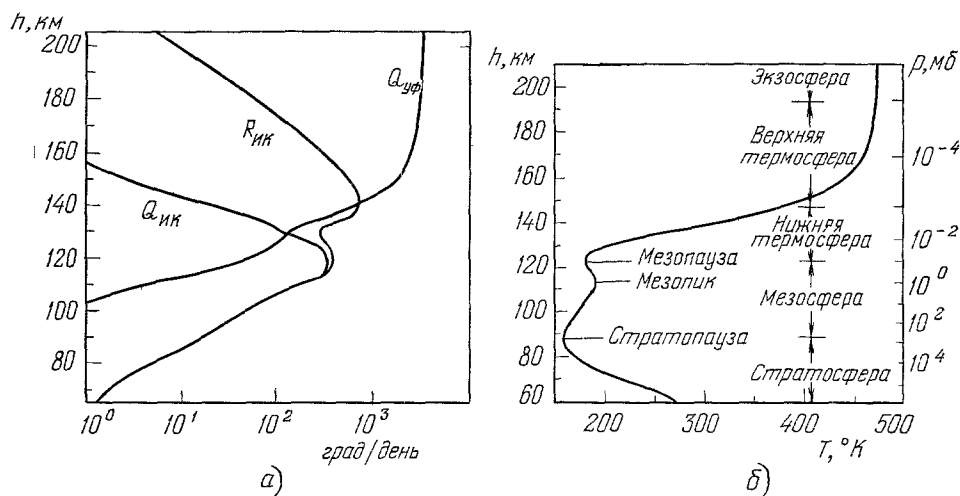


Рис. 22. Высотные профили источников и стоков тепла в мезосфере Венеры (а) и рассчитанный по ним профиль температуры (б) согласно Дикинсону.

$Q_{\text{уф}}$, $Q_{\text{ик}}$ — источники тепла за счет поглощения ультрафиолетовых и инфракрасных солнечных фотонов, $R_{\text{ик}}$ — сток тепла за счет инфракрасного излучения в 15-микронной полосе CO_2 .

Профили глобальных средних скоростей нагревания ИК солнечной радиацией (в основном за счет поглощения в полосах 2,0 и 2,7 $\mu\text{м}$) и охлаждения ИК фотонами (в основном за счет излучения в 15-микронной полосе) вместе с источником нагревания за счет поглощения солнечной ультрафиолетовой радиации показаны на рис. 22, а¹¹. Видно, что скорости нагревания ультрафиолетом и охлаждения собственным ИК излучением

примерно равны на высотах 130—140 км, где их величина достигает нескольких сотен градусов за земные сутки. Видно также, что значительная часть нагревания ИК солнечными фотонами (с максимумом на 115—125 км) компенсируется собственным ИК излучением атмосферы.

Средний глобальный профиль температуры на Венере, рассчитанный в работе¹¹ с учетом этих источников и стоков тепла изображен на рис. 22, б. Мезопауза с температурой около 180 °К расположена на высоте 122 км; на высоте около 87 км расположен минимум температуры 158 °К, названный Дикинсоном стратоспаузой; на высоте 113 км имеется дополнительный максимум (около 190 °К, «мезопик» по Дикинсону).

Приближенный расчет горизонтальных вариаций ИК нагревания и охлаждения¹⁹⁷ (с учетом влияния только изменения солнечного зенитного угла при постоянном вертикальном профиле температуры, соответствующем глобальным средним условиям) показал, что горизонтальные вариации ИК нагревания и охлаждения достигают двух раз; суточные вариации температуры на высотах 111—112 км равны примерно 20°.

Из расчетов Дикинсона следует, что часто применяемая оценка, согласно которой отклонения от локального термодинамического равновесия имеют место на высотах, где $A > n\eta_v$, является весьма неточной. На Венере $A = n\eta_v$ на высоте 86 км, а заметное отклонение от ЛТР начинается лишь с высоты около 125 км, где n на три порядка меньше, чем на 86 км. Это происходит потому, что хотя на высотах, больших 86 км, энергия возбуждения колебательных уровней легче излучается, чем термализуется ($A > n\eta_v$), но длина пробега ИК фотонов все еще мала, так что они многократно поглощаются и переизлучаются, поддерживая заселенность уровней, близкую к равновесной.

в) Модели состава атмосферы

Эмпирические модели состава^{72, 79, 81}, построенные по экспериментальным данным о концентрациях компонентов на некоторой высоте или

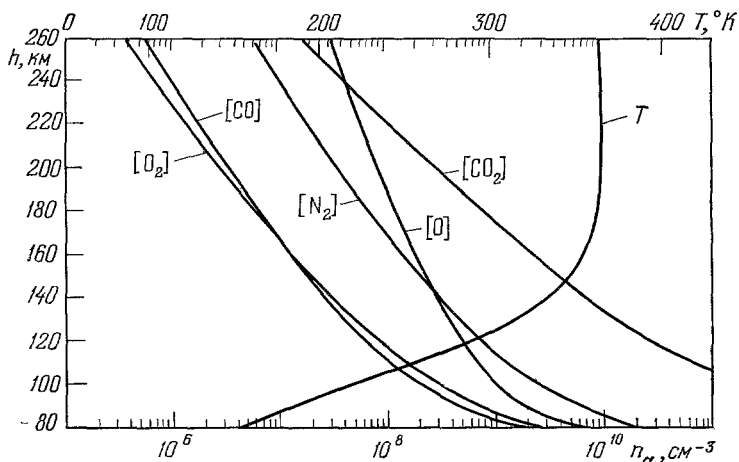


Рис. 23. Модель состава верхней атмосферы Марса.

о полном содержании компонента с использованием модельных профилей температуры и барометрической формулы (пример такой модели для Марса приведен на рис. 23⁶), показали, что как на Марсе, так и на Венере

до больших высот в термосфере концентрация CO_2 превышает концентрацию O . Это является удивительным фактом, так как оценки показали высокую скорость фотодиссоциации CO_2 и малую скорость рекомбинации CO и O . В теоретических моделях ^{37, 198}, которые строились путем численного интегрирования при ряде упрощающих предположений системы уравнений непрерывности (2), были получены концентрации CO и O , близкие к экспериментальным, при допущении очень сильного турбулентного перемешивания, с коэффициентом $D_T = 10^8 - 5 \cdot 10^8 \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$, которое приносит из нижних слоев CO_2 и уносит туда CO и O . На Земле в сходных условиях, на высотах 100—110 км эксперименты дают $D_T \approx 10^6 - 10^7 \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$.

В работе ¹⁹⁹ допускалось, что такой перенос осуществляется крупномасштабными ветрами, которые брались из модели ¹⁹⁴. Однако согласно модели ¹⁹⁵, глобальный термосферный вихрь замыкается уже на высотах 115—130 км, откуда следует, что массовые движения не уносят компоненты в нижние слои атмосферы.

Учет только переноса CO и O в нижние слои атмосферы не решает проблему ее состава: нужно объяснить, как CO и O объединяются в CO_2 , несмотря на то, что реакции (22), (23) много медленнее чем реакция (24)

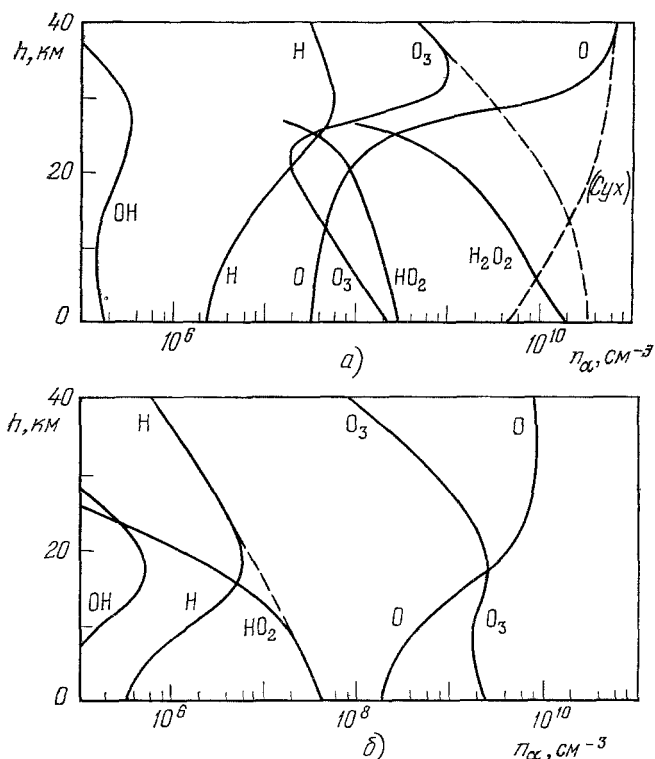


Рис. 24. Концентрации компонентов атмосферы Марса по моделям Паркинсона и Хантёва (а) и Мак-Элроя и Донахью (б).

рекомбинации $\text{O} + \text{O}$. Для объяснения преобладания CO_2 в этих условиях были предложены реакции (36)—(48), в которых водородосодержащие компоненты (а на Венере и хлоросодержащие) катализируют объединение CO и O . С учетом этих реакций, а также других, связанных с ними (всего 40—50 реакций), рассчитывались модели состава атмосферы

Марса ^{174, 175, 177} и надоблачной атмосферы Венеры ^{172, 173, 176, 178, 179}. Между этими моделями имеются существенные различия, отражающие неопределенности в знаниях о составе, причем различаются не только концентрации компонентов, но иногда и характер вертикального профиля; например, на рис. 24 видно существенное различие профилей концентрации озона на Марсе по моделям ^{174, 175}. Эксперименты на «Марс-6» ²⁰⁰ дали профиль, более похожий на модель ¹⁷⁴.

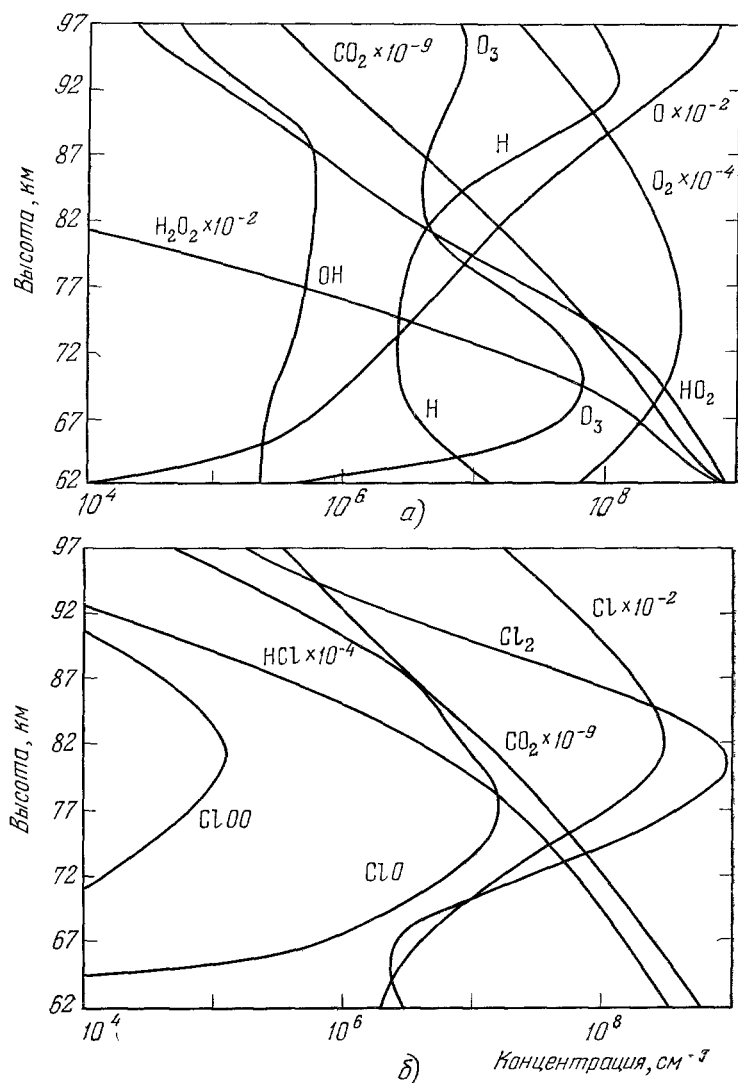


Рис. 25. Модель состава верхней атмосферы Венеры.

Для Марса, даже при учете указанных химических реакций, которые эффективны в нижней атмосфере, хорошее согласие с экспериментами для концентраций в термосфере получалось при высоком значении коэффициента турбулентного перемешивания $D_T = 1,5 \cdot 10^8 \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$ ¹⁷⁵.

Модели надоблачной атмосферы Венеры ^{178, 179} показывают, что если концентрация кислорода на высоте 140 км $n_0(140) \approx 1\%$, то достаточен $D_T \approx 10^7 \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$, а если $n_0(140) \approx 10\%$, то достаточен даже

$D_T \approx 10^6 \text{ см}^2\text{сек}^{-1}$. Однако необходимость согласования данных о водородосодержащих компонентах с данными о диссипации водорода (см. раздел д) в гл. 5) приводит к значениям $D_T \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см}^2\text{сек}^{-1}$; впрочем, это значение удастся уменьшить, если допустить наличие дополнительной петиермической диссипации^{178, 179}. На рис. 25 изображен вариант модели состава верхней атмосферы Венеры, рассчитанный при $D_T = 6 \cdot 10^6 \text{ см}^2\text{сек}^{-1}$ ¹⁷⁹.

Изложенное показывает, что картина состава верхних атмосфер Марса и Венеры и определяющих его процессов содержит еще существенные неясности. Для ее уточнения нужны измерения концентраций ряда компонентов, лабораторные измерения коэффициентов некоторых реакций и расчеты более подробных моделей; решающее значение имели бы измерения интенсивности турбулентного перемешивания.

г) Модели ионосферы

Профили электронной концентрации в дневной ионосфере Марса и Венеры, до высоты в несколько десятков км над максимумом n_e , рассчитывались в работах^{51, 52, 79, 184-187, 201} при условии фотохимического равновесия: так как здесь можно пренебречь диффузией, полагали, что число рождающихся в 1 см³ в секунду в результате фотоионизации электронно-ионных пар равно числу исчезающих в результате рекомбинации $P_{(e, i)} = L_{(e, i)}$, что с учетом преобладания CO₂ и наличия в ионосфере ионов CO₂⁺ и O₂⁺ можно записать в таком виде (обозначения те же, что в формуле (13)):

$$n_{\text{CO}_2} \int_0^{\lambda_{\text{max}}} \frac{F_{\lambda\infty}}{h\nu} \sigma_{\text{CO}_2}^n(\lambda) \exp(-n_{\text{CO}_2} H_{\text{CO}_2} \sigma_{\text{CO}_2}) d\lambda = n_e (\alpha_1 n_{\text{CO}_2^+} + \alpha_2 n_{\text{O}_2^+}). \quad (52)$$

Не уточняя ионный состав, правую часть, с учетом квазинейтральности ($n_e = n_+$), обычно заменяли на

$$L_{(e, i)} = \alpha_{\text{эфф}} n_e^2. \quad (53)$$

Как отмечено в⁹⁶, из (52) и (53) получается, что там, где слой CO₂ оптически тонок и имеет место фотохимическое равновесие, шкала высоты электронов определяется формулой $H_e = 2R_0 T / M_{\text{CO}_2} g$, а не $H_e = 2R_0 T_p / \bar{M}_+ g$ ($T_p = (T_e + T_i)/2$), $\bar{M}_+$ — средний молекулярный вес ионов), как было бы при диффузионном равновесии, что упрощает определение T по H_e .

Полученные, в рассчитанных таким образом моделях^{51, 52} профили $n_e(h)$ (рис. 26) в общих чертах согласуются с экспериментальными профилями; на них виден не только основной максимум, но и прилив несколько ниже его, причем из расчета видно, что основной слой образуется при фотоионизации CO₂ ультрафиолетовой солнечной радиацией, а прилив — при фотоионизации мягкой рентгеновской радиацией. Поэтому основной слой можно считать аналогичным слою F_1 земной ионосферы, а прилив — аналогичным слою E .

В моделях^{184, 187} при хорошем согласии профилей $n_e(h)$ с экспериментальными для Венеры, получалась для Марса сильно завышенная шкала высоты электронов H_e над максимумом n_e ; причина этого — завышенная T_∞ вследствие завышения ϵ .

При общем удовлетворительном согласии формы расчетных и экспериментальных профилей $n_e(h)$ между ними есть существенное различие: электронная концентрация в максимуме слоя $n_{e, \text{max}}$ по расчету получается: в 1,5—2 раза меньше, чем по экспериментам (см. рис. 26). Отсюда следует,

с учетом (52) (53), что для согласования расчетных $n_{e, \max}$ с экспериментальными нужно либо увеличить в 3—4 раза поток $F_{\lambda\infty}$ (уменьшив во столько же раз ε , чтобы не получить невероятно большие значения T_{∞}); либо во столько же раз уменьшить α^6 , либо предположить, что дополнительным источником ионизации является взаимодействие протонов солнечного ветра с атмосферными частицами⁵². Для выяснения реального механизма нужны дальнейшие исследования всех перечисленных параметров.

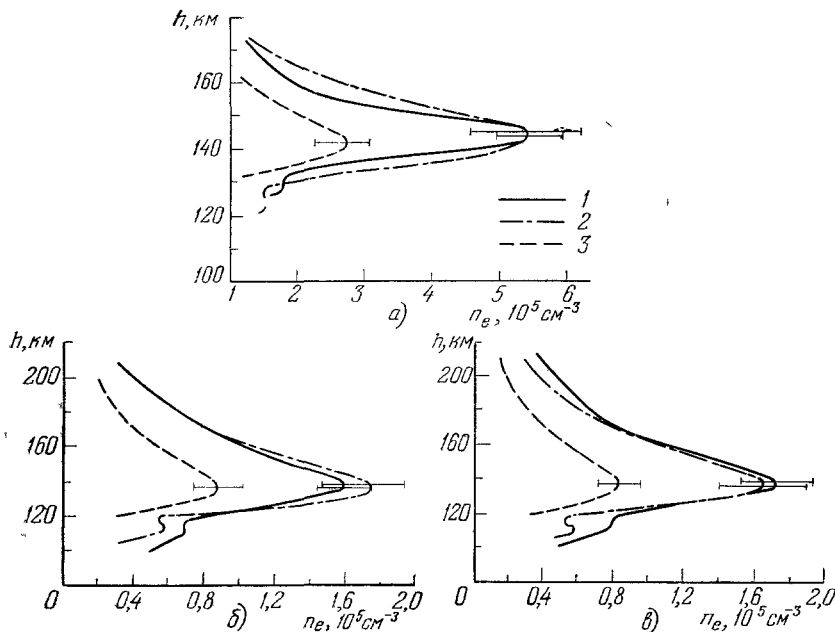


Рис. 26. Профили электронной концентрации на Венере по измерениям на «Маринере-5» (а), на Марсе по измерениям на «Маринере-6» (б) и на «Маринере-7» (в). 1 — эксперимент, 2 — расчет по экспериментальному потоку $F_{\lambda\infty}$, 3 — расчет по $4F_{\lambda\infty}$.

Сравнение экспериментальных и расчетных профилей дает косвенные, но убедительные сведения о нейтральном составе: наилучшее согласие этих профилей получается при атмосфере из чистого CO_2 , а допущение 10% диссоциации CO_2 — или добавление 10% азота или 1% молекулярного кислорода — все это увеличивает отличие расчетных профилей от экспериментальных⁵¹.

Согласно расчетам, проведенным при некоторых допущениях о химических реакциях^{202, 263}, на Марсе существует также аналог земного слоя D — область ниже примерно 20—25 км, простирающаяся до поверхности планеты, где концентрация электронов и отрицательных ионов порядка 10^2 — 10^3 см^{-3} .

Для определения ионного состава на Марсе и Венере надо учесть, что быстрые ионно-молекулярные реакции (28)—(31) переводят CO_2^+ в O_2^+ . Так как ионы O_2^+ появляются в основном в этих реакциях (источник за счет прямой фотоионизации O_2 пренебрежимо мал ввиду малой концентрации последнего) и исчезают в реакции диссоциативной рекомбинации (35), то из условия равновесия получается:

$$\frac{n_{\text{O}_2^+}}{n_{\text{CO}_2^+}} = \frac{(k_{28} + k_{29}) n_0}{\alpha_{\text{O}_2^+} n_e}. \quad (54)$$

Подстановка экспериментальных значений n_O и n_e приводит к преобладанию O_2^+ (рис. 27) ⁷².

Увеличение шкалы высоты электронов на больших высотах (см. рис. 5) указывает на то, что здесь преобладает легкий ион (или легкие ионы): H^+ , H_2^+ или He^+ ²⁰⁴⁻²⁰⁷. Рассчитанное в последнем предположении распределение ионов на Венере приведено на рис. 28 согласно ²⁰⁷.

В работе ²⁰⁸ профиль $n_e(h)$ на Венере, измеренный на «Маринер-10» при малой солнечной активности, удовлетворительно описан в предположении, что на $h \approx 180-240$ км преобладали ионы O^+ , на больших высотах — ионы He^+ , а на меньших — O_2^+ и CO_2^+ .

Рассчитывая ионный состав на Венере, авторы ²⁰⁹ принимали $T_\infty = 350$ °K для высокой солнечной активности (интерпретируя профиль водорода $n_H(h)$, измеренный на «Маринер-5», в рамках двухтемпературной модели и считая, что меньшая шкала высоты относится к термализованным, а большая — к надтепловым частицам); однако согласие рассчитанного профиля $n_e(h)$ с экспериментальным в области ионосферного максимума хуже, чем в моделях в которых принималось $T_\infty = 700$ °K.

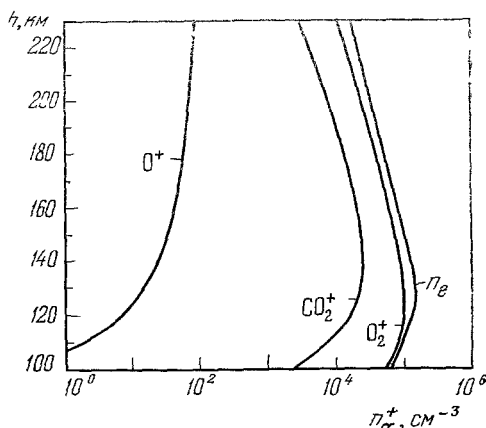


Рис. 27. Модель ионного состава ионосферы Марса.

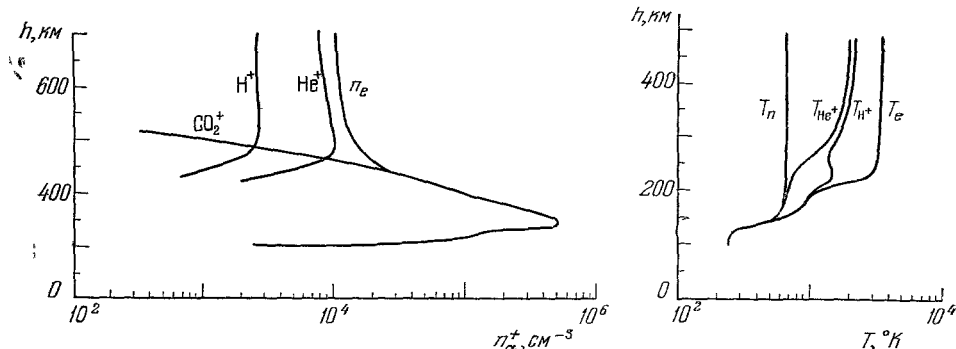


Рис. 28. Ионный состав верхней ионосферы Венеры (а) и температуры T_e , T_i , T_n (б).

Расчеты теплового режима ионосфер Венеры и Марса и распределений электронной и ионной температур проводились путем интегрирования одномерных уравнений баланса энергии для электронов и ионов без учета влияния движений и при ряде других упрощений, в частности, при упрощенном учете передачи энергии от фотоэлектронов к электронному газу ^{159, 207, 210}. Общая картина профилей $T_e(h)$, $T_i(h)$, полученных в этих расчетах, сходна с картиной в земной ионосфере: выше некоторого уровня T_e значительно превосходит нейтральную температуру T , а ионная температура T_i на малых высотах ближе к T , а на больших — приближается к T_e (см. рис. 28). Однако некоторые детали этой картины различны в различных моделях: так, согласно ^{159, 210}, различие между T_e , T_i и T пренебрежимо мало вплоть до высот 180—200 км, а согласно ²⁰⁷ уже на высоте 200 км T_e значительно превышает T .

Оценки, сделанные для ночной ионосферы на Венере показали, что легкие ионы могут переноситься ветром с дневной стороны на ночную (так как при слабом магнитном поле планеты ионы легко увлекаются нейтралами), затем перенесенные таким образом ионы диффундируют вниз, в результате чего устанавливается диффузионно-равновесный профиль легкого иона, а нижняя часть ночной ионосферы (на $h \lesssim 200$ км), где малая шкала высоты указывает на присутствие тяжелого иона, может возникать при реакции перезарядки легких ионов в CO_2 ²¹¹.

Таким образом, для лучшего описания ионосфер нужно уточнить скорость ионообразования (для чего следует уточнить спектральный поток солнечной радиации при различных уровнях солнечной активности), а также скорость рекомбинации ионов с учетом наличия возбужденных частиц. Уточнить ионный состав, включая легкие ионы, учитывать динамические факторы, влияющие на распределение электронов и ионов, исследовать механизмы формирования ночной ионосферы. Исследовать влияние солнечного ветра на ионосферу.

д) Экзосфера и диссипация газов из атмосферы

В экзосфере, где длина свободного пробега частиц больше шкалы высоты, атомы и молекулы движутся практически без столкновений. Те из них, которые при последнем столкновении вблизи термпаузы получили скорость меньшую критической, движутся по баллистическим траекториям и возвращаются обратно в термосферу (баллистическая компонента); некоторое количество движется по эллиптическим орбитам, целиком лежащим в экзосфере (сателлитная компонента); наконец, те, которые при последнем столкновении получили скорость большую критической, за счет молекул, находящихся на высокоэнергетическом хвосте максвелловского распределения, диссипируют из атмосферы (уходящая компонента) ²¹²⁻²¹⁵. За счет термической диссипации атмосферу в заметных количествах могут покидать лишь легкие компоненты, однако имеются также нетермические механизмы диссипации ^{81, 178, 179}.

Учет диссипации газов важен как при изучении современного состава, так и при изучении эволюции планетных атмосфер. Уходящий из атмосферы за счет термической диссипации поток частиц компонента k выражается формулой Джинса, полученной интегрированием максвелловского распределения скоростей по скоростям больше критической:

$$\Phi_k = n_c \frac{v_T}{2\sqrt{\pi}} (1 + \xi_c) e^{-\xi_c}, \quad (55)$$

где $v_T = \sqrt{2kT/m}$ — наиболее вероятная тепловая скорость, $\xi = GmM/krT = v_{\text{esc}}^2/v_T^2 = r/H$, v_{esc} — критическая скорость, G — гравитационная постоянная, r — планетоцентрический радиус, m — масса молекулы, M — масса планеты; индекс c обозначает условия на основании экзосферы, где $l = H$.

Допущения, при которых получена формула (55): что имеется резкая граница на высоте h_c между термосферой и экзосферой, что на ней сохраняется максвелловское распределение, а сразу над ней молекулы движутся без столкновений — упрощают реальную картину. Однако расчеты переходного слоя между земной термосферой и экзосферой (методом Монте-Карло) показали, что уточнения приводят лишь к небольшой поправке к формуле Джинса: уходящий поток водорода (из среды атомарного кислорода) уменьшается на 20—25% по сравнению с этой формулой, а поток гелия — на 3—5% ^{213, 214}.

Хотя уходящий поток в формуле (55) выражен через характеристики на основании экзосферы, h_c , иногда его величина определяется физиче-

скими условиями на более низком уровне h_d , вблизи гомопаузы. Это бывает в том случае, если диффузионная скорость убегающего компонента на этом уровне w_d меньше скорости убегания на критическом уровне w_c ($w_d \approx D_h/H_m$, D_h — коэффициент диффузии уходящего компонента, H_m — шкала высоты основного компонента)²¹⁵. Отсюда следует, что полное описание процесса диссипации возможно лишь в рамках полной модели состава, т. е. путем решения системы уравнений непрерывности для компонентов с учетом молекулярной диффузии, турбулентного перемешивания и химических реакций, а также и с учетом уходящих потоков в верхних граничных условиях.

На Марсе высота основания экзосферы по различным оценкам лежит в пределах $h_c = 180\text{—}230$ км (что может отчасти отражать ее действительные вариации). Величина уходящего потока атомов водорода, рассчитанная по данным измерений рассеянной радиации в линии лайман-альфа водорода, 1216 Å на КА «Маринер-6, 7 и 9» равна $\Phi_H \approx (1,8\text{—}2,0) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$,^{8,74}. С этой величиной удовлетворительно согласуется величина потока, полученная в моделях состава, в которых атомный водород появляется в основном при фотодиссоциации воды и в некоторых последующих реакциях и затем диффундирует в экзосферу, причем убегающий поток определяется диффузионным потоком; в этих моделях $\Phi_H \approx (1,0 \div 1,2) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ^{215, 216}.

На Венере основание экзосферы лежит примерно на высотах $h_c \approx 210\text{—}250$ км. Величина уходящего потока атомов водорода, рассчитанная по измерениям линии 1216 Å на КА «Маринер-5», равна $\Phi_H \approx 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ^{217, 218}. В то же время величина этого потока, рассчитанная по содержанию H_2O , HCl и H_2 у верхней границы облаков, примерно в 100 раз больше, т. е. $\Phi_H \geq 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ²¹⁵. Для объяснения этого расхождения приходится допустить либо большой коэффициент турбулентного перемешивания, $D_T \geq 5 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ (что, впрочем, приводит к занижению концентрации кислорода), либо наличие дополнительной нетермической диссипации водорода^{178, 179}.

Дополнительная нетермическая диссипация возможна за счет следующих механизмов. На Марсе вследствие сравнительно малого гравитационного поля малы критические энергии (для CO, C, N, O, H соответственно 3,49; 1,49; 1,74; 1,99; 0,12 эв); при некоторых реакциях, происходящих в экзосфере, продукты реакции могут получить за счет внутренней энергии кинетическую энергию, большую критической, и покинуть атмосферу^{81, 177}. Это может произойти, например, при диссоциативной рекомбинации: $\text{CO}_2^+ + e \rightarrow \text{CO} + \text{O}$; $\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{O}$. По оценкам Мак-Элроя⁸¹ уходящий поток атомов кислорода за счет этого процесса равен $\Phi_O = (6\text{—}8) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, т. е. составляет около половины потока атомов водорода, и, таким образом, может обеспечить уход атомов кислорода, возникающих при фотодиссоциации воды.

На Венере при реакциях перезарядки и диссоциативной рекомбинации могут получаться атомы водорода с большими скоростями, диссипирующие из атмосферы¹⁷⁹. Кроме того, на Марсе и Венере возможно «выметание» как легких, так и тяжелых ионов из верхней ионосферы потоком плазмы солнечного ветра (см. раздел е) гл. 5).

е) Воздействие солнечного ветра на атмосферу

На Марсе и Венере воздействие на атмосферу солнечного ветра (потока солнечной плазмы) весьма существенно ввиду малости магнитных полей этих планет. Согласно измерениям величина магнитных полей Марса и Венеры — порядка 10^{-4} земного магнитного поля, причем Марс,

видимо, имеет собственный магнитный момент, а магнитное поле Венеры, вероятно, индуцировано при воздействии солнечного ветра на ионосферу^{219–224}.

Картина этого воздействия выяснена еще не полностью, но в основных чертах такова^{225–230}. Плазма солнечного ветра (с концентрациями в несколько частиц в 1 см^3 , замороженным магнитным полем $\bar{B}_{sw} \approx 5–20 \text{ гамм}$ и скоростями около $300–600 \text{ км/сек}$ вблизи Венеры и Марса) поджимает с дневной стороны плазму ионосферы, образуя резкую границу — плазмопаузу или ионопаузу, а с ночной стороны — хвост плазмосферы, причем линии тока солнечного ветра отклоняются так, что он обтекает плазмосферу. Выше по потоку образуется ударная волна, в которой скачком изменяются величины скорости, магнитного поля и температуры солнечного ветра.

Плазмопауза на Венере была обнаружена на высоте около 500 км в экспериментах по радиопросвечиванию на «Маринер-5» (см. рис. 5). Наличие ударной волны вблизи Марса и Венеры подтверждено магнитными и плазменными измерениями на КА «Венера-4 и 6», «Маринер-4 и 5», «Марс-2 и 3»^{231–238}. При этом форма ударной волны удовлетворительно согласуется с рассчитанной в рамках гиперзвуковой газодинамической модели^{223–227}.

Положение плазмопаузы определяется в гидродинамическом приближении из условия баланса динамического давления солнечного ветра и давления ионосферы:

$$\kappa n_{sw} m_{sw} v_{sw}^2 \cos^2(\xi) + \frac{\bar{B}_{sw}^2}{8\pi} = k(n_e T_e + n_i T_i) + \frac{\bar{B}^2}{8\pi}, \quad (56)$$

где n_{sw} , m_{sw} , v_{sw} , $\bar{B}_{sw}$ — концентрация, масса частиц, скорость и магнитное поле в солнечном ветре, $\kappa \approx 0,88$ для рассматриваемого течения, n_e , n_i , T_e , T_i — концентрации и температуры ионосферных электронов и ионов, $\bar{B}$ — магнитное поле в ионосфере; ξ — угол между внешней нормалью к плазмопаузе и скоростью невозмущенного солнечного ветра.

Заметим, что пренебрежение взаимодействием солнечного ветра с нейтральными частицами упрощает реальную картину, так как, хотя сечения взаимодействия частиц солнечного ветра с нейтральными частицами меньше, чем с заряженными, но нейтральных частиц вблизи основания экзосферы много больше, чем заряженных.

Из уравнения (56) с использованием экспериментальных данных о высоте плазмопаузы на Венере, параметрах ионосферы и солнечного ветра было найдено, что величина магнитного поля на Венере на высоте 500 км равна $\bar{B} \approx 20–30 \text{ гамм}$ ²⁰⁷.

Клотье и Даниель²²⁸, задав модель ионосферы и рассчитав распределение по высоте проводимости, индуцированные солнечным ветром токи и их магнитное поле, нашли плазмопаузу как высоту, на которой индуцированное магнитное поле сравнивается с магнитным полем солнечного ветра: получилась высота плазмопаузы около 500 км на Венере и $350–425 \text{ км}$ на Марсе (без учета его собственного магнитного момента). Исходя из этой модели было затем рассчитано²²⁹, что воздействие частиц солнечного ветра на частицы ионосферы, лежащие над плазмопаузой, приводит к «выметанию» последних из атмосферы, и хотя эти потери малы (8 г/сек на Марсе и 12 г/сек на Венере), профили ионосферных ионов и электронов над плазмопаузой сильно искажены по сравнению с барометрическими распределениями.

Бауэр и Хартль²³⁰, приняв, согласно²²⁴, что Марс имеет собственный магнитный момент $M \approx 2,4 \cdot 10^{22} \text{ гс/см}^3$ (магнитное поле на поверхности

$\bar{B}_0 \approx 60$ гамм), путем приближенных оценок получили, что магнитопауза в подсолнечной точке лежит на высоте 990 км (где $\bar{B} \approx 20$ гамм), а на высоте около 300 км имеется плазмопауза, ниже которой ионосферная плазма находится в гидростатическом равновесии и вращается вместе с планетой, а выше — имеются крупномасштабные конвективные токи термализованной плазмы, индуцированные солнечным ветром.

Вопрос о возможности проникновения частиц солнечного ветра в плазмосферу изучен еще недостаточно. Было указано⁹, что гидродинамическое соотношение (5.6), определяющее плазмопаузу, по существу, как непроницаемую для частиц солнечного ветра стенку, является приближенным; в действительности в результате турбулизации плазмы за ударной волной на плазмопаузе могут возникнуть неустойчивости, которые могут вызвать просачивание частиц солнечного ветра в плазмосферу. Исходя из этих представлений в некоторых ионосферных моделях вводился источник энергии на верхней границе ионосферы^{206, 207, 210}. С другой стороны, в работе²²⁹, также из качественного рассмотрения, получено, что при пересечении частицами солнечного ветра плазмопаузы возникают электрические силы, препятствующие их проникновению в плазмосферу и возвращающие их во внешний поток. В модели²²⁹ на верхней границе ионосферы имеется сток за счет «выметания» частиц ионосферы солнечным ветром.

Дальнейшее изучение взаимодействия солнечного ветра с атмосферой необходимо для уточнения верхних граничных условий в теоретических моделях атмосферы и ионосферы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментов, проведенных за последние годы с помощью космических аппаратов, вместе с данными наземных наблюдений доставили сведения о ряде структурных параметров верхних атмосфер — температуре, плотности, составе, электронной концентрации. С использованием этих данных и общих физических законов были рассчитаны модели, которые позволили при некоторых упрощениях описать картину пространственных распределений и временных вариаций структурных параметров, а также выяснить основные факторы и механизмы, определяющие эту картину. Эти модели использовались в дальнейшем при интерпретации экспериментальных данных. Вместе с тем эта картина далеко не полна, в ней имеется ряд неясностей и противоречий, возникают новые проблемы, требующие разрешения.

Для дальнейшего уточнения состава и объяснения преобладания CO_2 до больших высот требуются: уточненные измерения концентраций основных компонентов атмосферы, а также концентраций или полного содержания ряда малых компонентов, таких как H_2 , H , N_2 , O_2 , H_2O , O_3 , Ag ; исследования интенсивности турбулентного перемешивания и высоты турбопаузы; лабораторные исследования скоростей ряда реакций, включая реакции с участием возбужденных частиц.

Для уточнения теплового режима, распределения и вариаций температуры необходимы: уточненные измерения спектрального потока солнечной радиации при различных уровнях солнечной активности; выяснение вклада дополнительных источников тепла, в частности, диссипации атмосферных гравитационных волн, приходящих из нижней атмосферы; расчеты эффективности тепловыделения при поглощении ультрафиолетовых фотонов.

Для уточнения описания ионосферы нужно уточнить скорости ионообразования и рекомбинации ионов, учесть влияние динамических факто-

ров, особенно на структуру ночной ионосферы, исследовать влияние воздействия солнечного ветра.

Для уточнения интерпретации данных экспериментов по измерению атмосферных эмиссий необходимы исследования относительной роли различных процессов возбуждения атмосферных частиц.

Для полного и детального описания структуры и динамики планетных верхних атмосфер важную роль могут сыграть расчеты трехмерных нестационарных моделей, описывающих во взаимосвязи тепловой режим, состав и динамику верхних атмосфер.

Дополнение при корректуре. 22 и 25 октября 1975 г. межпланетные автоматические станции «Венера-9 и -10» были выведены на орбиты искусственных спутников Венеры, а отделившиеся от них спускаемые аппараты совершили мягкую посадку и передали изображения поверхности планеты в месте посадки. С помощью этих станций, наряду с исследованиями поверхности и тропосферы, проводились также исследования верхней атмосферы Венеры²⁵³. Данные измерений ультрафиолетовым фотометром рассеянной радиации в линии 1216 Å позволяют найти распределения концентрации водорода и температуру экзосферы. С помощью спектрометра зарегистрирован спектр эмиссий почной атмосферы в диапазоне 3000—8000 Å, что будет способствовать выяснению происходящих в атмосфере процессов. Путем радиопросвечивания получены профили электронной концентрации в ионосфере и профили нейтральной концентрации и температуры в мезосфере. С помощью инфракрасного радиометра измерена температура верхней границы облаков (на дневной стороне — около 233°K, на ночной — на 11—12° выше). Кроме того, получены данные о магнитном поле в окрестности Венеры и об обтекании ее солнечным ветром, подтверждающие ранее полученные данные. Результаты измерений в настоящее время обрабатываются.

Институт космических исследований
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Мороз, УФН 104, 255 (1974).
2. М. Ya. Магов, Icarus 16, 415 (1972).
3. А. Д. Кузьмин, М. Я. Маров, Физика планеты Венера. М., «Наука», 1974.
4. В. А. Коношенков, К. Я. Кондратьев, Новое о Венере и Марсе, Л., Гидрометеоиздат, 1970.
5. К. Я. Кондратьев, А. М. Бунякова, Метеорология Марса, Л., Гидрометеоиздат, 1973.
6. J. C. McConnell, in: Physics and Chemistry of Upper Atmospheres, Dordrecht-Boston, D. Reidel, 1973, p. 309.
7. R. G. Prinn, *ibid.*, p. 353.
8. C. A. Barth, Ann. Rev. Earth and Planet. Sci. 11 (1974).
9. R. C. Whitten, L. Colin, Rev. Geophys. and Space Phys. 12, 155 (1974).
10. В. И. Мороз, Физика планет, М., «Наука», 1967.
11. R. E. Dickinson, J. Atmos. Sci. 29, 1531 (1972).
12. А. П. Виноградов и др., ДАН СССР 179, 37 (1968).
13. А. П. Виноградов, Ю. А. Сурков, В. М. Андрейчиков, *ibid* 190, 552 (1970).
14. В. С. Авдеевский и др., *ibid.* 179, 310 (1968).
15. В. С. Авдеевский, М. Я. Маров, М. К. Рождественский, Космич. исслед. 7, 233 (1969).
16. V. S. Avdeevsky et al., J. Atmos. Sci. 28, 263 (1971).
17. М. Ya. Магов, et al., *ibid.* 30, 1210 (1973).
18. A. Kliore, D. L. Cain, *ibid.* 25, 549 (1968).
19. A. J. Kliore et al., in: Space Research, v. 9, Amsterdam, North-Holland, 1969, p. 712.
20. G. Fjeldbo, A. Kliore et al., Astron. J. 76, 123 (1971).
21. R. Eshleman, Radio Sci. 5, 325 (1970).
22. S. I. Rasool, R. W. Stewart, J. Atmos. Sci. 28, 869 (1971).
23. H. T. Howard et al., Science 183, 1297 (1974).
24. G. de Vaucouleurs, D. H. Menzel, Nature 188, 28 (1960).
25. G. de Vaucouleurs, Icarus 3, 187 (1964).
26. V. G. Kurt, S. B. Dostovalow, E. K. Sheffer, J. Atmos. Sci. 25, 668 (1968).

27. V. G. Kurt, A. S. Smirnov, in: Space Research, v. 11, Brl., Akademie-Verlag, 1971, p. 134.
28. C. A. Barth, J. Atm. Sci. 25, 564 (1968).
29. C. Barth et al., Science 158, 1678 (1967).
30. C. A. Barth et al., J. Geophys. Res. 73, 2541 (1968).
31. C. A. Barth, in: Planetary Atmospheres, Ed. C. Sagan, T. Owen and H. Smith, Dordrecht, D. Reidel, 1971, p. 17.
32. L. Wallace, J. Geophys. Res. 74, 115 (1969).
33. T. M. Donahue, ibid., p. 1128.
34. T. M. Donahue, J. Atmos. Sci. 25, 568 (1968).
35. T. M. Donahue, ibid. 28, 895 (1971).
36. A. L. Broadfoot et al., Science 183, 1315 (1974).
37. M. B. McElroy, J. C. McConnell, J. Atmos. Sci. 28, 879 (1971).
38. G. E. Thomas, ibid., p. 859.
39. D. J. Strickland et al., J. Geophys. Res. 77, 4052 (1972); 78, 4547 (1973).
40. D. J. Strickland, ibid., p. 2827.
41. H. W. Moos et al., Astrophys. J. 155, 887 (1969).
42. H. W. Moos, G. J. Rottman, ibid. 169, L127 (1971).
43. G. J. Rottman, H. W. Moos, J. Geophys. Res. 78, 8033 (1973).
44. H. W. Moos, ibid. 79, 685 (1974).
45. P. M. Woiceshyn, Icarus 22, 325 (1974).
46. К. И. Григнрауз, Т. К. Бреус, Космич. исслед. 7, 871 (1969).
47. J. Pirraglia, S. H. Gross, Planet. and Space Sci. 18, 1769 (1970).
48. P. T. McCormick, R. C. Whitten, ibid. 20, 822 (1972).
49. G. Fjeldbo, et al., J. Geophys. Res. 70, 3701 (1965).
50. G. Fjeldbo, V. R. Eshleman, Radio Sci. 4, 879 (1969).
51. R. W. Stewart, J. Atmos. Sci. 25, 578 (1968).
52. R. W. Stewart, ibid. 28, 1069 (1971).
53. C. Boyer, H. Camichel, Ann. Astrophys. 24, 531 (1961).
54. C. Boyer, Planet. and Space Sci. 21, 1559 (1973).
55. B. Smith, Science 158, 114 (1967).
56. A. Dolfus, in: The Atmospheres of Venus and Mars, N.Y.—L.—P., Gordon and Breach, 1968, p. 147.
57. B. C. Murray et al., Science 183, 1307 (1974).
58. T. Gold, S. Soter, Icarus 14, 16 (1971).
59. R. Thompson, J. Atmos. Sci. 27, 1107 (1970).
60. R. E. Young, G. Schubert, Planet. and Space Sci. 21, 1563 (1973).
61. С. В. Леову, J. Atmos. Sci. 30, 1218 (1973).
62. В. Г. Истомин и др., Космич. исслед. 13, 16 (1975).
63. С. В. Леову, Y. Mintz, J. Atmos. Sci. 26, 1167 (1969).
64. Г. С. Голицын, Введение в динамику планетных атмосфер, Л., Гидрометеозидат, 1973.
65. N. N. Dementjeva et al., Icarus 17, 475 (1972).
66. В. Г. Курт и др., Космич. исслед. 11, 315 (1973).
67. V. G. Kurt et al., Icarus 21, 35 (1974).
68. Ж. Л. Берто и др., Космич. исслед. 13, 42 (1975).
69. С. В. Достовалов, С. Д. Чувакин, ibid. 11, 767 (1973).
70. C. A. Barth et al., Science, 165, 1004 (1969).
71. C. A. Barth et al., J. Geophys. Res. 76, 2213 (1971).
72. C. A. Barth et al., Science 175, 309 (1972).
73. C. A. Barth et al., Icarus 17, 457 (1972).
74. A. I. Stewart et al., ibid., p. 469.
75. D. E. Anderson, C. W. Ford, J. Geophys. Res. 76, 6666 (1971).
76. E. S. Barker et al., Science 170, 1308 (1970).
77. В. И. Мороз, Л. Э. Наджин, Космич. исслед. 13, 33 (1975).
78. J. C. McConnell, M. B. McElroy, J. Geophys. Res. 75, 7290 (1970).
79. M. B. McElroy, J. C. McConnell, ibid., 76, 6674 (1971).
80. A. Dalgarno, M. B. McElroy, Science 170, 167 (1970).
81. M. B. McElroy, Science 175, 443 (1972).
82. A. I. Stewart, J. Geophys. Res. 77, 54 (1972).
83. V. A. Krasnopol'sky, Icarus 24, 28 (1975).
84. A. J. Kliore et al., Science 149, 1243 (1965).
85. G. Fjeldbo, V. R. Eshleman, Planet. and Space Sci. 16, 1035 (1968).
86. A. Kliore et al., Science 166, 1393 (1969).
87. G. A. Fjeldbo, et al., Radio Sci. 5, 381 (1970).
88. A. J. Kliore et al., Science 175, 313 (1972).
89. A. J. Kliore et al., J. Geophys. Res. 78, 4331 (1973).
90. A. J. Kliore et al., Icarus 17, 484 (1972).

91. М. А. Колосов и др., Радиотехн. и электрон. **17**, 2483 (1972).
92. М. А. Колосов и др., *ibid.* **18**, 2009 (1973).
93. М. Б. Васильев и др., Космич. исслед. **13**, 48 (1975).
94. М. А. Колосов и др., *ibid.*, стр. 54.
95. J. S. Hogan, R. W. Stewart, Radio Sci. **7**, 525 (1972).
96. М. Н. Изаков, Космич. исслед. **11**, 761 (1973).
97. R. W. Stewart, J. S. Hogan, Science **165**, 386 (1969).
98. С. Чепмен, в кн. Физика верхней атмосферы, М., Физматгиз, 1963, стр. 13.
99. М. Николе, Аэрономия, М., «Мир», 1964.
100. А. И. Ивановский, А. И. Репнев, Е. Г. Швидковский, Кинетическая теория верхней атмосферы, Л., Гидрометеоиздат, 1967.
101. М. N. Iza kov, Space Sci. Rev. **7**, 579 (1967).
102. М. Н. Изаков, ДАН СССР **177**, 1324 (1967).
103. М. N. Iza kov, Space Sci. Rev. **12**, 261 (1971).
104. P. M. Banks, G. Cockarts, Aeronomy, N.Y.—L., Academic Press, 1973.
105. N. W. Spencer, L. U. Brace et al., J. Geophys. Res. **67**, 157 (1962).
106. J. R. Herman, A Possibility of Multiple Thermospheric Temperatures for Venus and Mars. Report at IAGA Assembly, Moscow, 1971.
107. J. C. G. Walker, цит. в ⁶ сборник, р. 203.
108. А. Д. Данилов, М. Н. Власов, Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере, Л., Гидрометеоиздат, 1973.
109. К. Я. Кондратьев, В. А. Кошапенок, в кн. Проблемы физики атмосферы, т. 8, Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1970, стр. 142.
110. W. R. Kuhn, J. London, J. Atmos. Sci. **26**, 189 (1969).
111. С. Чепмен, Г. Каулинг, Математическая теория неоднородных газов, М., ИЛ, 1960.
112. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд, Молекулярная теория газов и жидкостей, М., ИЛ, 1961.
113. F. D. Colegrove et al., J. Geophys. Res. **70**, 4931 (1965).
114. F. D. Colegrove et al., *ibid.* **71**, 2227 (1966).
115. R. G. Roper, *ibid.*, р. 5785.
116. С. G. Justus, *ibid.* **72**, 1035 (1967).
117. С. G. Justus, R. G. Roper, Meteorol. Monographs **8** (No. 31), 122 (1968).
118. F. S. Johnson, E. M. Wilkins, *ibid.* **70**, 1281, 4063 (1965).
119. F. S. Johnson, B. Gottlieb, Planet. and Space Sci. **18**, 1707 (1970).
120. D. M. Hunten, J. Geophys. Res. **79**, 2533 (1974).
121. М. Н. Изаков, Геомагнет. аэроном. **10**, 283 (1970).
122. S. Chapman, Proc. Phys. Soc. **43**, 483 (1931).
123. J. W. Chamberlain, M. B. McElroy, Science **152**, 21 (1966).
124. Ф. С. Джонсон, в кн. Околоземное космическое пространство, М., «Мир», 1966, стр. 105.
125. Дж. Брандт, П. Ходж, Астрофизика Солнечной системы, М. «Мир», 1967.
126. H. E. Hinteregger, Ann. Geophys. **26**, 547 (1970).
127. M. Ackerman, in: Mesospheric Models and Related Experiments, Dordrecht, D. Reidel, 1971, р. 149.
128. E. V. P. Smith, D. M. Gottlieb, Space Sci. Rev. **16**, 771 (1974).
129. G. Schmidtke, Report at COSPAR Meeting, Varna, 1975.
130. Г. С. Иванов-Холодный, В. В. Фирсов, Геомагнет. и аэроном. **14**, 393 (1974).
131. R. S. Nakata et al., Sci. Light **14**, 54 (1965).
132. M. J. Ogawa, J. Chem. Phys. **54**, 2550 (1971).
133. G. B. Cook et al., *ibid.* **44**, 2935 (1966).
134. L. C. Lee et al., J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer **13**, 1023 (1973).
135. H. Sun, G. L. Weissler, J. Chem. Phys. **23**, 1625 (1955).
136. E. C. Y. Inn, J. M. Heimerl, J. Atmos. Sci. **28**, 838 (1971).
137. J. D. Clark, J. F. Noxon, J. Geophys. Res. **75**, 7307 (1970).
138. C. D. Baulch, W. H. Breckenridge, Trans. Farad. Soc. **62**, 2768 (1966).
139. T. G. Slanger, G. J. Black, J. Chem. Phys. **54**, 1889 (1971).
140. B. H. Mahan, *ibid.* **33**, 959 (1960).
141. G. M. Lawrence, *ibid.* **57**, 5616 (1972).
142. G. M. Lawrence, *ibid.* **56**, 3435.
143. D. L. Judge, L. C. Lee, *ibid.* **57**, 104.
144. А. В. Дембровский, М. Н. Изаков, О. Г. Лисин, Космич. исслед. **13**, 866 (1975).
145. А. М. Правильов, Ф. И. Вилесов, в кн. Успехи фотоники, т. 3, Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1973, стр. 3.
146. R. F. Heidner, D. Husain, Nature (Phys. Sci.) **241**, 10 (1973).
147. R. A. Young, G. Black, J. Chem. Phys. **44**, 3741 (1966).
148. M. A. A. Clyne, B. A. Truch, Proc. Roy. Soc. **A269**, 404 (1962).

149. M. C. Lin, S. H. Bauer, J. Chem. Phys. 50, 3377 (1969).
150. T. G. Slangier, G. J. Black, *ibid.* 53, 3722 (1970).
151. X. И. Шифф, в кн. Лабораторные исследования астрономических реакций, Л., Гидрометеоиздат, 1970, стр. 169.
152. J. L. Bahr et al., J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer 12, 59 (1972).
153. J. A. K. Samson, J. L. Gardner, J. Chem. Phys. 58, 3771 (1973).
154. J. A. K. Samson, J. L. Gardner, J. Geophys. Res. 78, 3663 (1973).
155. L. C. Lee, D. L. Judge, J. Chem. Phys. 57, 4443 (1972).
156. J. H. D. Eland, Intern. J. Mass Spectrom. and Ion Phys. 9, 397 (1972).
157. J. Fryar, R. Browning, Planet. and Space Sci. 21, 809, 1080 (1973).
158. R. J. Van Brunt et al., J. Chem. Phys. 57, 3120 (1972).
159. R. J. W. Henry, M. B. McElroy, *цит. в* ²⁶ сборник, p. 251.
160. T. Sawada et al., J. Geophys. Res. 77, 4812 (1972).
161. M. Shimizu, O. Ashihara, Publ. Astron. Soc. Japan 24, 201 (1972).
162. F. C. Fehsenfeld et al., J. Chem. Phys. 44, 3022 (1966).
163. F. C. Fehsenfeld et al., *ibid.* 45, 23.
164. F. C. Fehsenfeld, D. B. Dunkin et al., Planet and Space Sci. 18, 1267 (1970).
165. F. C. Fehsenfeld, E. E. Ferguson, J. Geophys. Res. 76, 8453 (1971).
166. F. C. Fehsenfeld, J. Chem. Phys. 44, 4087 (1966).
167. М. А. Бионди, *цит. в* ¹⁵¹ сборник, стр. 9.
168. C. S. Weller, M. A. Biondi, Phys. Rev. Lett. 19, 59 (1967).
169. Б. М. Смирнов, Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., Атомиздат, 1974.
170. E. C. Zipf, Bull. Amer. Phys. Soc. 15, 418 (1970).
171. R. A. Gutcheck, E. C. Zipf, J. Geophys. Res. 78, 5429 (1973).
172. R. G. Prinn, J. Atmos. Sci. 28, 1058 (1971).
173. R. Prinn, *ibid.* 29, 1004 (1972).
174. T. D. Parkinson, D. M. Hunten, *ibid.*, p. 1380.
175. M. B. McElroy, T. M. Donahue, Science 177, 986 (1972).
176. M. B. McElroy et al., J. Atmos. Sci. 30, 1437 (1973).
177. D. M. Hunten, Rev. Geophys. Space Phys. 12, 529 (1974).
178. S. C. Liu, T. M. Donahue, Icarus 24, 148 (1975).
179. M. D. Sze, M. B. McElroy, Planet. and Space Sci. 23, 763 (1975).
180. Ф. Кауфман, *цит. в* ¹⁵¹ сборник, стр. 195.
181. P. Connnes, et al., Astrophys. J. 147, 1230 (1967).
182. M. Shimizu, in: Space Research v. 12, Brl., Akademie-Verlag, 1972, p. 293.
183. M. B. McElroy, Astrophys. J. 150, 1125 (1967).
184. M. B. McElroy, J. Geophys. Res. 73, 1513 (1968).
185. M. B. McElroy, J. Atmos. Sci. 25, 574 (1968).
186. M. B. McElroy, J. Geophys. Res. 74, 29 (1969).
187. M. B. McElroy, Ann. Geophys. 26, 643 (1970).
188. R. W. Stewart, J. S. Hogan, J. Atmos. Sci. 26, 330 (1969).
189. М. Н. Изаков, О. П. Красицкий, Геомагнет. и аэрон. 16, 209 (1976).
190. F. S. Johnson, Science 150, 1445 (1965).
191. M. Shimizu, Rept. Ionosph. and Space Res. Japan 20, 271 (1966).
192. G. Fjeldbo, et al., J. Geophys. Res. 71, 2307 (1966).
193. J. S. Hogan, R. W. Stewart, J. Atmos. Sci. 26, 476 (1969).
194. R. E. Dickinson, *ibid.* 28, 885 (1971).
195. М. Н. Изаков, С. К. Морозов, Космич. исслед. 13, 404 (1975).
196. М. Н. Изаков, С. К. Морозов, *ibid.* 14, 476 (1976).
197. R. E. Dickinson, J. Atmos. Sci. 30, 296 (1973).
198. T. Shimazaki, M. Shimizu, Rept. Ionosph. and Space Res. Japan 24, 80 (1970).
199. R. E. Dickinson, E. C. Ridley, J. Atmos. Sci. 29, 1557 (1972).
200. В. А. Краснопольский, В. А. и др., Космич. исслед. 13, 37 (1975).
201. А. С. Вышлов и др., *ibid.*, стр. 249.
202. A. C. Aikin, Icarus 9, 487 (1968).
203. R. C. Whitten et al., Planet. and Space Sci. 19, 243 (1971).
204. P. M. Banks, J. Geophys. Res. 76, 8455 (1971).
205. P. M. Banks, W. I. Axford, Nature 225, 924 (1970).
206. R. C. Whitten, J. Geophys. Res. 75, 3707 (1970).
207. J. R. Herman et al., Planet. and Space Sci. 19, 443 (1971).
208. S. J. Bauer, R. E. Hartle, Geophys. Res. Lett. 1, 7 (1974).
209. S. Kumar, D. M. Hunten, J. Geophys. Res. 79, 2529 (1974).
210. R. C. Whitten, *ibid.* 74, 5623 (1969).
211. M. B. McElroy, D. F. Strobel, *ibid.*, p. 1118.
212. J. W. Chamberlain, Planet. and Space Sci. 11, 901 (1963).
213. R. T. Brinkman, *ibid.* 19, 791 (1971).
214. J. W. Chamberlain, G. R. Smith, *ibid.*, p. 675.

215. D. M. Hunt en, J. Atmos. Sci. 30, 1481 (1973).
216. D. M. Hunt en, M. B. McElroy, J. Geophys. Res. 75, 5989 (1970).
217. M. B. McElroy, D. M. Hunt en, *ibid.* 74, 1720 (1969).
218. J. C. G. Walker et al., *ibid.* 75, 3558 (1970).
219. Ш. Ш. Долгинов и др., Космич. исслед. 6, 561 (1968).
220. Ш. Ш. Долгинов и др., *ibid.* 7, 747 (1969).
221. Ш. Ш. Долгинов и др., в кн. Физика Луны и планет, М., 1972, «Наука», стр. 283.
222. H. S. Bridge et al., Science 158 (3809), 1669 (1967).
223. Ш. Ш. Долгинов и др., ДАН СССР 207, 1296 (1972).
224. Sh. Sh. Dolginov et al., J. Geophys. Res. 78, 4779 (1973).
225. A. J. Dessler, *цит. в* ⁵⁶ сборник, р. 241.
226. J. R. Spreiter, A. Y. Alksne, Ann. Rev. Fluid Mech. 2, 313 (1970).
227. J. R. Spreiter et al., Planet. and Space Sci. 18, 1281 (1970).
228. P. A. Cloutier, R. E. Danielli, *ibid.* 21, 463 (1973).
229. P. A. Cloutier et al., *ibid.* 22, 967 (1974).
230. S. J. Bauer, R. E. Hartle, J. Geophys. Res. 78, 3169 (1973).
231. E. J. Smith et al., Science 149, 1241 (1965).
232. E. J. Smith, Adv. Astronaut. Sci. 25, 103 (1969).
233. К. И. Грингауз и др., Космич. исслед. 6, 411 (1968).
234. К. И. Грингауз и др., *ibid.* 8, 431 (1970).
235. K. I. Gringauz et al., Icarus 18, 54 (1973).
236. О. Л. Вайсберг и др., Космич. исслед. 10, 462 (1972).
237. О. Л. Вайсберг и др., *ibid.* 11, 743 (1973).
238. О. Л. Вайсберг, А. В. Богданов, *ibid.* 12, 279 (1974).
239. Ф. Шерман, Л. Таббот, в кн. Газодинамика разреженных газов, М., 1963, ИЛ, стр. 266.
240. R. W. Schunk, Planet. and Space Sci. 23, 437 (1975).
241. Л. Сирович, в кн. Некоторые вопросы кинетической теории газов, М., «Мир», 1965, стр. 186.
242. H. Grad, Phys. Fluids 6, 147 (1963).
243. Д. А. Фейер, в кн. Физика верхней атмосферы Земли, Л., Гидрометеоиздат, 1971, стр. 168.
244. Г. Ришбет, О. К. Гарриот, Введение в физику ионосферы, Л., Гидрометеоиздат, 1975.
245. P. M. Banks, Planet. and Space Sci. 14, 1105 (1966).
246. P. Stubbe, J. Atmos. and Terr. Phys. 30, 1965 (1968).
247. С. И. Акасофу, С. Чепмен, Солнечно-земная физика, т. 1, М., «Мир», 1974.
248. A. Dalgarno et al., Planet. and Space Sci. 15, 331 (1967).
249. P. M. Banks, J. Geophys. Res. 72, 3365 (1967).
250. J. R. Herman, S. Chandra, Planet. and Space Sci. 17, 815 (1969).
251. E. Hesstvedt, in: Mesospheric Models and Related Experiments, Dordrecht, D. Reidel, 1971, p. 52.
252. F. S. Johnson, J. Atmos. Sci. 32, 1958 (1975).
253. В. С. Авдучевский и др., «Правда» от 21 февраля 1976 г.
О. Л. Вайсберг и др., Письма Астрон. ж. 2, 3 (1976).