

Очевидно, что в данном случае получаемая из наблюдений «эквивалентная толщина слоя газа» уже не имеет такого простого физического смысла, как в случае применимости формулы (20.43). Пользуясь полученным выражением для величины  $r_v(\mu, \mu_0)$ , можно определить эквивалентную ширину линии поглощения по формуле

$$W(\mu, \mu_0) = \int [1 - r_v(\mu, \mu_0)] dv. \quad (20.49)$$

Так как коэффициент поглощения в линии  $\alpha_v$  пропорционален концентрации поглащающих молекул  $n$ , то формула (20.49) дает зависимость  $W$  от  $n$  (точнее говоря, от  $n/\alpha$ ). Поэтому сравнение наблюденного и теоретического значений  $W$  позволяет найти концентрацию молекул  $n$  в атмосфере планеты.

Если применить формулу (20.49) к разным линиям молекулярной полосы, то можно получить относительные числа молекул на разных вращательно-колебательных уровнях. Допуская, что вследствие столкновений устанавливается больцмановское распределение молекул по возбужденным уровням, можно найти температуру газа. Таким способом Чемберлен и Койпер по полосам поглощения CO<sub>2</sub> определили температуру в атмосфере Венеры, оказавшуюся равной 285 К. При указанном определении температуры использовалось выражение (20.48) для величины  $r_v(\mu, \mu_0)$ . Иными словами, делалось предположение, что молекулы и крупные частицы перемешаны в атмосфере в постоянном отношении. По-видимому, это предположение приближенно справедливо, так как зависимость эквивалентной ширины полосы CO<sub>2</sub> от фазы, вычисленная на его основе, согласуется с аналогичной зависимостью, полученной из наблюдений.

Формула (20.48) справедлива лишь при изотропном рассеянии света. Этот случай важен главным образом потому, что к нему можно приближенно свести случай анизотропного рассеяния, который более соответствует реальным атмосферам. Указанная возможность основана на том, что поле излучения при произвольной индикаторисе рассеяния (усредненное по азимуту) похоже на поле излучения при сферической индикаторисе рассеяния в атмосфере с другими значениями параметров  $\lambda$  и  $\tau_0$ . В случае анизотропного рассеяния получена также точная формула для величины  $r_v$ , обобщающая формулу (20.48) (см. [3]).

Для расчета спектров планет необходима как теория многократного рассеяния света, так и теория молекулярных спектров. Вопросы образования спектров молекул, содержащихся в планетных атмосферах, изложены в книге Р. Гуди [8].

## § 21. Строение планетных атмосфер

**1. Температуры планет.** При изучении планет, кроме рассмотренных выше наблюдений в оптической области спектра, производятся также и другие наблюдения. Среди них очень важны наблюде-

ния с целью измерения температур планет. Прежде чем сообщить результаты таких измерений, мы выясним, какие значения температур должны ожидаться на планетах.

Предположим, что солнечные лучи освещают абсолютно черную пластинку, расположенную перпендикулярно к ним. Если  $L$  — светимость Солнца и  $r$  — расстояние пластиинки от центра Солнца, то освещенность пластиинки равна

$$E = \frac{L}{4\pi r^2}. \quad (21.1)$$

Пластиинка поглощает солнечное излучение и переизлучает его по закону Планка с температурой  $T_1$ , определяемой из условия

$$E = \sigma T_1^4. \quad (21.2)$$

Так как

$$L = 4\pi r_{\odot}^2 \sigma T_e^4, \quad (21.3)$$

где  $r_{\odot}$  — радиус Солнца и  $T_e$  — его эффективная температура, то из приведенных формул получаем

$$T_1 = T_e \left( \frac{r_{\odot}}{r} \right)^{1/2}. \quad (21.4)$$

По формуле (21.4) могут быть вычислены значения температуры  $T_1$  для разных планет. Эти значения  $T_1$  содержатся в последнем столбце табл. 26. В двух предыдущих столбцах таблицы даны значения расстояния  $r$  в астрономических единицах и освещенности  $E$  в кал/см<sup>2</sup> мин (приведенное в таблице значение  $E$  для Земли представляет так называемую солнечную постоянную).

Вычисление по формуле (21.4) значение  $T_1$  характеризует температуру планеты, лишенной атмосферы, в том случае, когда Солнце находится в зените и планета поглощает все падающее на нее солнечное излучение. Если же угол падения солнечных лучей равен  $\vartheta_0$  и альбедо планеты в видимой части спектра (в которой Солнце излучает основную часть энергии) равно  $A$ , то температура  $T_1$  будет, очевидно, определяться формулой

$$T_1 = T_e \left[ \frac{r_{\odot}^2 (1 - A) \cos \vartheta_0}{r^2} \right]^{1/4}. \quad (21.5)$$

В действительности вследствие вращения планеты вокруг оси и вокруг Солнца угол  $\vartheta_0$  для данного места меняется с течением времени. Поэтому меняется и значение температуры  $T_1$ . При нахождении температуры для данного места и определенного момента времени необходимо также учитывать медленность нагревания и остывания поверхности планеты.

Если планета обладает атмосферой, то для теоретического определения температуры атмосферы и поверхности планеты должна быть решена задача о переносе излучения через атмосферу. Эта

Таблица 26

Значения величин  $E$  и  $T_1$  для разных планет

Планета	$r$	$E$	$T_1$	Планета	$r$	$E$	$T_1$
Меркурий	0,387	12,7	631	Сатурн	9,539	0,0208	128
Венера	0,723	3,64	464	Уран	19,191	0,0052	89
Земля	1,000	1,90	392	Нептун	30,071	0,0021	72
Марс	1,524	0,81	316	Плутон	39,52	0,0012	62
Юпитер	5,203	0,0702	173				

задача будет рассмотрена ниже, а пока заметим, что и в данном случае получаются температуры такого же порядка, как и приведенные в табл. 26. Так как эти температуры гораздо ниже температуры Солнца, то основная часть энергии излучается планетой не в видимой, а в далекой инфракрасной части спектра (в видимой же части спектра почти все излучение планеты представляет собой отраженное излучение Солнца). Точнее говоря, тепловое излучение планеты имеет максимум при длине волны  $\lambda_m$ , определяемой законом смещения Вина

$$\lambda_m T = 0,290 \text{ см} \cdot \text{кельвин}, \quad (21.6)$$

и при температурах, характерных для планет, значения  $\lambda_m$  оказываются порядка 5—50 мкм.

Для измерения потоков теплового излучения планет применяются чувствительные термоэлементы и специальные фильтры, пропускающие излучение в инфракрасной части спектра. При этом используется тот факт, что земная атмосфера имеет «окно прозрачности» в интервале 8—15 мкм. При вычислении температур по измеренным потокам излучения предполагается, что распределение энергии в спектре планеты дается формулой Планка.

Приведем некоторые результаты определения температур планет (подробнее см. [5] и [9]).

Для Меркурия были измерены потоки теплового излучения в зависимости от угла фазы. Это позволило вычислить температуру в подсолнечной точке планеты, которая оказалась равной 613 К. Такая температура хорошо согласуется с значением  $T_1$ , найденным по формуле (21.5) при  $\vartheta_0=0$  и  $A=0,07$ .

Измеренная температура Венеры равна приблизительно 230 К. Особенно интересно то, что нет заметного различия в температурах освещенной и темной полусфер. Так как атмосфера Венеры обладает большой оптической толщиной, то указанное значение температуры относится к внешним слоям атмосферы.

Для Марса получены подробные данные о температурах в различных местах диска и в разное время. Укажем лишь, что температу-

ра подсолнечной точки в перигелии равна 300 и в афелии 273 К. Разница между этими температурами находится в согласии с формулой (21.5) (т. е. с изменением  $T_1$  в зависимости от  $r$ ). Однако сами измеренные значения температуры несколько меньше значений  $T_1$ , найденных по формуле (21.5), что объясняется, по-видимому, наличием атмосферы у планеты.

Измеренные температуры Юпитера и Сатурна в подсолнечных точках равны приблизительно 150 и 125 К соответственно. Температуры планет, более далеких от Солнца, определяются неуверенно.

**2. Радиоизлучение планет.** Для выяснения физических условий на планетах большое значение имеет исследование радиоизлучения планет. Радиоизлучение различных длин волн идет к нам от разных атмосферных слоев, что позволяет судить об изменении физических условий с глубиной в атмосфере. Для некоторых длин волн в радиодиапазоне атмосфера может быть совершенно прозрачной, хотя она и непрозрачна в оптической области спектра. По радиоизлучению этих длин волн можно получить сведения о невидимой для нас поверхности планеты. К настоящему времени радиоастрономическими методами наиболее подробно изучены Венера и Юпитер. Такое изучение привело к ряду важных и неожиданных результатов.

Особенно интересен тот факт, что для Венеры в сантиметровом диапазоне получается очень высокая яркостная температура — порядка 600 К. Эта температура гораздо выше той, которая находится по потоку излучения в инфракрасном участке спектра (и равной, как мы знаем, примерно 230 К). По-видимому, радиоизлучение Венеры имеет тепловую природу, так как оно не обнаруживает систематических изменений и не содержит значительной поляризованной компоненты. Объяснение столь высокой температуры, определяемой по радиоизлучению, состоит в том, что она относится к поверхности планеты; нагревание же поверхности вызвано так называемым «парниковым эффектом» (о котором речь будет ниже).

В миллиметровом диапазоне температура Венеры оказывается порядка 300—400 К. Согласно указанной интерпретации она относится к средним слоям атмосферы.

Радиоизлучение Юпитера является очень сложным. При  $\lambda < 3$  см яркостная температура составляет примерно 140 К, т. е. она близка к температуре, находимой по излучению в инфракрасной области спектра. На этом основании излучение Юпитера при  $\lambda < 3$  см можно считать тепловым. Однако наблюдения радиоизлучения Юпитера в интервале от 3 см до 70 см показали, что поток этого излучения в единичном интервале частот слабо зависит от длины волны. Между тем поток теплового излучения (при постоянной температуре и постоянных размерах источника) должен быстро убывать с ростом длины волны, так как интенсивность теплового излучения определяется формулой (18.1). Поэтому был сделан вывод о нетепловом характере радиоизлучения Юпитера в рассматриваемом

диапазоне. Трудно допустить, что это излучение является тепловым и идет к нам от слоев с разной температурой, так как при  $\lambda=70$  см яркостная температура равна 30 000 К, т. е. очень велика.

Предположение о нетепловой природе излучения Юпитера в интервале длин волн от 3 до 70 см подтверждается следующими важными фактами: 1) поток этого излучения меняется с течением времени, 2) это излучение линейно поляризовано (на волне 31 см степень поляризации около 30%, а электрический вектор примерно параллелен экватору планеты), 3) размеры излучающей области приблизительно в три раза превосходят оптический диаметр Юпитера. Последний из этих фактов заслуживает особого внимания, так как он лежит в основе представления о радиационных поясах Юпитера (подобных радиационным поясам Земли, открытым при помощи искусственных спутников). Предполагается, что радиационные пояса образуются благодаря захвату заряженных частиц магнитным полем планеты и наблюдаемое дециметровое радиоизлучение Юпитера является магнитотормозным излучением электронов.

Наблюдения также показывают, что от Юпитера идет сильное спорадическое радиоизлучение. Всплески радиоизлучения продолжительностью порядка 1 с обнаруживаются на волнах, равных нескольким десяткам метров. Это излучение поляризовано и возникает в некоторых локальных источниках. Для объяснения спорадического радиоизлучения Юпитера предлагаются такие же механизмы, как и для объяснения спорадического радиоизлучения Солнца, т. е. магнитотормозное излучение электронов и собственные колебания плазмы.

**3. Модели планетных атмосфер.** Результаты наблюдений планет в разных участках спектра (видимом, инфракрасном и радиодиапазоне) служат основой для построения моделей планетных атмосфер. Такие модели разрабатывались для ряда планет (Венеры, Марса, Юпитера). Здесь в виде примера мы лишь кратко рассмотрим модель атмосферы Венеры.

При разработке модели планетной атмосферы задается некоторая схема строения атмосферы, ее химический состав и механизм переноса энергии. В результате расчета определяется распределение плотности и температуры в атмосфере. Это позволяет вычислить оптические глубины в атмосфере для разных частот, а затем и интенсивности выходящего из атмосферы излучения в разных участках спектра. Сравнение теоретических и наблюденных интенсивностей излучения дает возможность сделать проверку рассчитанной модели.

Для атмосферы Венеры наиболее вероятной считается парниковая модель, сущность которой заключается в следующем. Солнечное излучение, падающее на атмосферу, частично ею отражается, а частично пропускается (вообще говоря, после многократных рассеяний, которые были рассмотрены в § 19). Прошедшее через атмосферу солнечное излучение нагревает поверхность, и от нее идет теп-

ловое излучение в далекой инфракрасной области спектра. Однозначная оптическая толщина атмосферы в инфракрасной области спектра очень велика. Поэтому значительная часть инфракрасного излучения идет от атмосферы обратно к поверхности, благодаря чему она еще более нагревается. В результате процесса переноса излучения устанавливается равновесное состояние, при котором энергия теплового излучения, выходящего из атмосферы наружу, равна энергии солнечного излучения, падающего на поверхность планеты. Подобные процессы происходят в парниках и оранжереях (в которых, однако, стекло не столько поглощает идущее от почвы тепловое излучение, сколько преграждает конвекцию).

Легко найти приближенное распределение температуры в атмосфере. Так как поглощение инфракрасного излучения в атмосфере происходит в молекулярных полосах, то зависимость коэффициента поглощения от частоты является очень сложной. Для простоты мы введем средний коэффициент поглощения и ему соответствующую оптическую глубину  $\tau$ . Количество энергии, падающей на поверхность планеты от Солнца, обозначим через  $E_1$ . Это количество энергии в виде инфракрасного излучения переносится через атмосферу наружу. Будем считать, что в атмосфере осуществляется локальное термодинамическое равновесие. Тогда зависимость температуры  $T$  от оптической глубины  $\tau$  будет определяться формулой

$$\frac{ac}{4} T^4 = E_1 \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau \right), \quad (21.7)$$

написанной по аналогии с формулой (4.16), полученной в приближении Эддингтона в теории фотосфер. Мы заменили лишь поток излучения в звездной фотосфере  $\pi F$  на поток излучения в планетной атмосфере  $E_1$ .

Если оптическую толщину атмосферы обозначить через  $\tau_1$ , то температура поверхности планеты будет равна

$$T_1 = \left[ \frac{4E_1}{ac} \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau_1 \right) \right]^{1/4}. \quad (21.8)$$

Разумеется, формула (21.8) весьма груба и она лишь иллюстрирует действие «парникового эффекта». На самом деле при рассмотрении переноса излучения через атмосферу следует учитывать зависимость коэффициента поглощения от частоты, определяемую заданием химического состава и физических условий (т. е. температуры и плотности). Необходимо также принимать во внимание возможность конвективного переноса энергии в атмосфере.

На рис. 27 изображена схема парниковой модели атмосферы Венеры, причем стрелками указаны те области атмосферы, от которых идет к наблюдателю излучение в разных участках спектра. От облаков идет к нам диффузно-отраженное солнечное излучение в видимой части спектра и собственное инфракрасное излучение атмосферы. Радиоизлучение на миллиметровых волнах идет от под-

облачных слоев атмосферы, а на сантиметровых волнах — от поверхности планеты.

Парниковая модель атмосферы Венеры в общих чертах подтверждается наблюдательными данными, полученными при запусках космических аппаратов к этой планете (советских «Венер» и американских «Маринеров»). При таких запусках установлено, что температура поверхности планеты около 730 К, давление вблизи поверхности около 90 атм и основным компонентом атмосферы является углекислый газ (97%). Верхняя граница облачного слоя расположена на высоте около 70 км, а нижняя — на высоте примерно

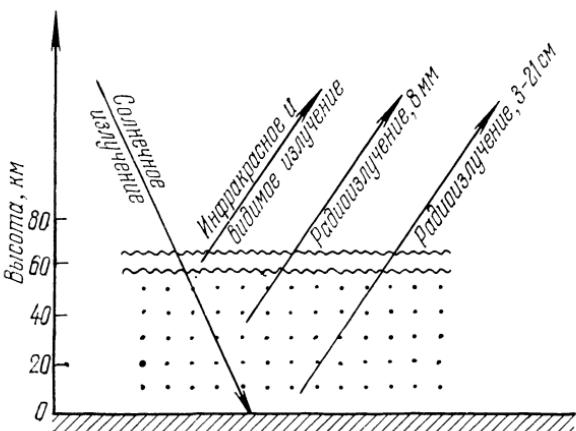


Рис. 27

50 км. Ниже аэрозоль присутствует в незначительных количествах. Оптическая толщина облаков в видимом участке спектра равна 30—50. Несмотря на это, освещенность поверхности составляет величину порядка 5% освещенности верхней границы атмосферы, что объясняется малой ролью истинного поглощения в атмосфере (т. е. малостью величины  $1 - \lambda$ ). Так как альбедо поверхности невелико (примерно 0,1—0,2), то мы видим, что заметная часть падающего на Венеру излучения Солнца идет на нагревание поверхности. Для объяснения этих данных, а также результатов различных наземных наблюдений разработан ряд вариантов парниковой модели (подробнее см. [10]).

**4. Верхние слои атмосферы.** В земной атмосфере выше облаков находятся почти чисто газовые слои. Естественно считать, что так обстоит дело и в случае других планет, покрытых облаками (в частности, Венеры и Юпитера). Изучение газовых слоев может производиться разными методами. Одним из них является поляриметрический метод, уже упоминавшийся ранее. При рассеянии на молекулах излучение становится поляризованным, причем при углах рассеяния, близких к  $90^\circ$ , степень поляризации близка к единице. Поэтому из сравнения наблюденной поляризации света планеты

с поляризацией, обусловленной рассеянием на молекулах, можно сделать заключение о роли газового слоя в рассеянии излучения. Таким путем найдено, что для Венеры оптическая толщина газового слоя в видимой части спектра очень невелика (не больше 0,03). Для Юпитера поляризационные исследования затруднены тем, что его угол фазы меняется лишь от 0 до  $12^\circ$ . Тем не менее удалось установить, что оптическая толщина газового слоя в полярных областях больше, чем на экваторе. Подробные результаты исследования планет поляриметрическим методом содержатся в статье Дольфюса [5].

Значительно более ценные результаты дает спектроскопический метод изучения планетных атмосфер. Как уже говорилось, путем сравнения теоретических и наблюденных эквивалентных ширин линий могут быть найдены концентрации молекул в атмосфере и ее температура. Отметим также, что указанным путем можно определить и давление в атмосфере. Такая возможность связана с тем, что эквивалентная ширина линии зависит не только от концентрации рассматриваемых молекул, но и от концентрации всех частиц в атмосфере (т. е. от давления), так как столкновения частиц с молекулами влияют на коэффициент поглощения в линии. Определение давления делалось для атмосферы Венеры по полосам  $\text{CO}_2$ . Однако не вполне ясно, к какому уровню атмосферы надо отнести полученные результаты. Сначала думали, что молекулярные полосы возникают лишь в надоблачном газовом слое, но они образуются и в облаках, где происходит истинное поглощение света в линии и рассеяние на крупных частицах. В таком случае определение оптических свойств надоблачного слоя спектроскопическим методом сильно усложняется.

Очень важные сведения о строении верхних слоев планетных атмосфер можно получить также путем наблюдения покрытия звезд планетами. При надвижении планеты на звезду происходит постепенное ослабление блеска звезды, вызванное прохождением ее излучения через все более и более плотные слои планетной атмосферы. Очевидно, что по наблюдаемой кривой изменения блеска звезды можно найти зависимость плотности в атмосфере от высоты.

Как показывают элементарные расчеты, уменьшение блеска звезды при прохождении ее излучения через планетную атмосферу вызывается в основном не поглощением света в атмосфере, а явлением дифференциальной рефракции. Параллельные звездные лучи, падающие на планетную атмосферу, вследствие рефракции в ней расходятся. Поэтому для земного наблюдателя освещенность  $E$  от звезды во время покрытия ее планетной атмосферой будет меньше освещенности  $E_0$  от звезды вне покрытия (рис. 28).

Найдем отношение  $E/E_0$ . Пусть  $r$  — расстояние от центра планеты, на котором прошел бы звездный луч при отсутствии рефракции. Вследствие рефракции путь луча в атмосфере искривляется и при выходе из атмосферы он составляет некоторый угол  $\delta$  с первоначальным лучом. Если расстояние между двумя лучами до вхож-

дения в атмосферу равно  $dr$ , то для земного наблюдателя оно будет, очевидно, равно

$$dy = \left(1 - l \frac{d\delta}{dr}\right) dr, \quad (21.9)$$

где  $l$  — расстояние от планеты до Земли (заметим, что  $d\delta/dr < 0$ ). Так как

$$E_0 dr = E dy, \quad (21.10)$$

то для искомого отношения интенсивностей получаем

$$\frac{E_0}{E} = 1 - l \frac{d\delta}{dr}. \quad (21.11)$$

Величина  $\delta$  в зависимости от  $r$  дается теорией рефракции. Как известно, траектория луча в атмосфере определяется уравнением

$$n(r') r' \sin \vartheta = r, \quad (21.12)$$

где  $\vartheta$  — угол между лучом и радиусом-вектором и  $n(r')$  — показатель преломления на расстоянии  $r'$  от центра планеты. Пользуясь

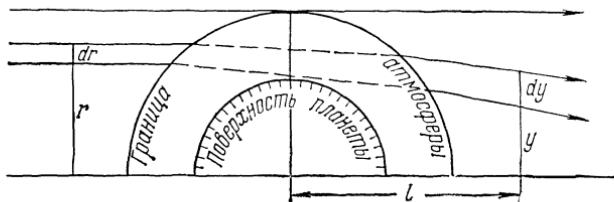


Рис. 28

уравнением (21.12), можно получить следующую формулу для величины  $\delta$ :

$$\delta = 2 \int_1^{n(r_0)} \operatorname{tg} \vartheta \frac{dn}{n}, \quad (21.13)$$

где  $r_0$  — наименьшее расстояние луча от центра планеты.

При вычислении величины  $\delta$  примем, что плотность в верхних слоях атмосферы убывает с увеличением  $r'$  по экспоненциальному закону, т. е.

$$\rho(r') = \rho(R) e^{-\beta(r'-R)}, \quad (21.14)$$

где  $\beta$  — некоторая постоянная и  $R$  — радиус верхней границы облачного слоя. Тогда показатель преломления может быть представлен в виде

$$n(r') = 1 + b e^{-\beta(r'-R)}, \quad (21.15)$$

где  $b$  — постоянная, пропорциональная величине  $\rho(R)$ .

Пользуясь формулами (21.12) и (21.15), а также учитывая малость величины  $b$  по сравнению с 1, из (21.13) приближенно получаем

$$\delta = b \sqrt{2\pi\beta R} e^{-\beta(r-R)}. \quad (21.16)$$

Это выражение для  $\delta$  мы должны подставить в формулу (21.11). В результате находим

$$\frac{E_0}{E} = 1 + lb\beta^{3/2} \sqrt{2\pi R} e^{-\beta(r-R)}. \quad (21.17)$$

Из наблюдений величина  $E_0/E$  получается в виде функции от времени, которую, при учете обстоятельств покрытия звезды планетой, можно представить в виде функции от расстояния  $y$ . Поэтому и теоретическую зависимость (21.7) между величиной  $E_0/E$  и  $r$  нам следует заменить зависимостью между  $E_0/E$  и  $y$ . Дифференцируя (21.17) по  $y$  и учитывая (21.10), получаем

$$\frac{d}{dy} \left( \frac{E_0}{E} \right) = -\beta \left( \frac{E_0}{E} - 1 \right) \frac{E}{E_0}. \quad (21.18)$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$\frac{E_0}{E} + \ln \left( \frac{E_0}{E} - 1 \right) = -\beta y + \text{const.} \quad (21.19)$$

Из сравнения между собой наблюденной и теоретической зависимостей  $E_0/E$  от  $y$  можно определить значение параметра  $\beta$ . Если считать, что плотность в атмосфере меняется по барометрическому закону, то

$$\beta = \frac{\mu m_H g}{kT}, \quad (21.20)$$

где  $\mu$  — средний молекулярный вес и  $g$  — ускорение силы тяжести в атмосфере. Поэтому при помощи формулы (21.20) по величине  $\beta$  можно найти величину  $\mu$ . Это позволяет составить некоторое представление о химическом составе атмосферы.

Указанный метод изучения верхних слоев планетных атмосфер был применен к Юпитеру и Венере. В 1952 г. Баум и Код наблюдали покрытие Юпитером звезды σ Овна и получили, что  $\beta = 0,12 \text{ км}^{-1}$ . Принимая для Юпитера  $g = 2600 \text{ см/с}^2$  и  $T = 86 \text{ К}$ , они по формуле (21.20) нашли для среднего молекулярного веса значение  $\mu = 3,3$ . Такое низкое значение  $\mu$  можно объяснить тем, что верхние слои атмосферы Юпитера состоят в основном из молекулярного водорода и гелия.

В 1959 г. наблюдалось покрытие Регула Венерой. Сопоставляя между собой наблюденную и теоретическую кривые блеска звезды, Бокулер нашел, что «высота однородной атмосферы» Венеры равна приблизительно 6 км, т. е.  $\beta \approx 0,17 \text{ км}^{-1}$ . Так как для Венеры

$g=850 \text{ см}/\text{с}^2$  и  $T \approx 230 \text{ К}$ , то формула (21.20) дает  $\mu \approx 38$ . Это значение  $\mu$  не сильно отличается от молекулярного веса углекислого газа ( $\mu = 44$ ), который, как мы знаем, является основной составляющей атмосферы Венеры.

#### ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ IV

1. Амбарцумян В. А. Научные труды, т. I.— Ереван, Изд-во АН Арм ССР, 1960.
2. Chandrasekhar S. Radiative Transfer.— Oxford, 1950 (русский перевод: Чандraseкар С. Перенос лучистой энергии.— М.: Изд-во иностр. лит., 1953).
3. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет.— М.: Наука, 1972.
4. Deigtemendjan D. Electromagnetic scattering on spherical polydispersions.— 1969 (русский перевод: Дейтеменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.— М.: Мир, 1971).
5. Planets and Satellites.— Chicago, 1961 (русский перевод: Планеты и спутники.— М.: Изд-во иностр. лит., 1963).
6. Мороз В. И. Физика планеты Марс.— М.: Наука, 1978.
7. Мороз В. И. Физика планет.— М.: Наука, 1967.
8. Goody R. M. Atmospheric radiation.— Oxford, 1964 (русский перевод: Гуди Р. М. Атмосферная радиация.— М.: Мир, 1966).
9. Александров Ю. В. Введение в физику планет.— Киев: Вища школа, 1982.
10. Кузьмин А. Д., Маров М. Я. Физика планеты Венера.— М.: Наука, 1974.