

*М. Николе*

# АЭРОНОМИЯ

*Перевод с английского*

Б. А. Багаряцкого, А. Д. Данилова  
и В. Г. Истомина

*с предисловием*

С. М. Полоскова

ИЗДАТЕЛЬСТВО •МИР•

*Москва 1964*

Аэрономия — новый раздел геофизики, посвященный строению и свойствам верхней атмосферы Земли, включая физико-химические процессы, происходящие под действием солнечного излучения. Книга М. Николе, председателя секции аэрономии Международного геофизического союза, представляет собой первую в мировой литературе монографию по аэрономии.

Книга открывается обзором вертикального строения атмосферы. Затем следуют две главы, описывающие условия в атмосфере до высоты 100 км. Все остальные главы посвящены атмосфере на высотах больше 100 км; рассмотрены элементарные фотохимические реакции, влияние излучения Солнца, физические условия в верхних слоях атмосферы и ее химический и ионный состав. Существенной частью книги являются многочисленные таблицы и графики, отражающие современное состояние сведений о верхней атмосфере.

Книга представляет большой интерес для всех лиц, интересующихся физикой верхней атмосферы Земли. Богатый табличный и графический материал делает книгу ценным справочником для указанного круга читателей.

*Редакция литературы  
по астрономии и геофизике*

ПРЕДИСЛОВИЕ  
К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Аэрономия — молодая наука. Ее рождение по существу совпадает с началом систематических исследований верхней атмосферы Земли с помощью ракет и искусственных спутников. Предметом аэрономии является верхняя часть земной атмосферы, расположенная над тропосферой. Здесь проходит граница раздела между метеорологией и аэрономией. Основной задачей аэрономии, таким образом, является изучение тех основных физических характеристик и тех основных физических и физико-химических процессов, которые определяют состояние этой части земной атмосферы и изменение ее состояния со временем.

Главными физическими характеристиками атмосферы являются так называемые структурные параметры, т. е. давление, плотность, температура и состав газа (нейтральный и ионный), в свою очередь зависящие от основных физических агентов, воздействующих на атмосферу. Известно, что главным агентом является Солнце, точнее говоря, солнечные излучения: фотонное и корпускулярное. Из сказанного очевидно, что развитие аэрономии невозможно без достоверных данных о структурных параметрах атмосферы и достоверных данных о солнечных излучениях. Поэтому аэрономия получила прочные основы лишь в результате тех исследований на ракетах и спутниках, которые стали возможны лишь в эпоху космических исследований, в которых Советский Союз с самого начала этих исследований играет ведущую роль.

Книга известного бельгийского ученого М. Николе «Аэрономия» является первой попыткой дать систематическое изложение этой новой науки. Автору книги

принадлежит много важных теоретических результатов в физике верхней атмосферы, и поэтому, несмотря на справочный характер книги (за рубежом эта книга выходит как том известного издания «Handbuch der Physik»), на ней сказывается влияние научных взглядов автора. Достаточно указать, например, что многие основные термины аэронавтики были предложены М. Николе на основе определенных физических принципов и в настоящее время приняты повсеместно.

Книга построена очень логично и с единой точки зрения, а именно: вслед за основными понятиями и определениями, данными во введении, идут главы, содержащие все новые сведения (к началу 1962 г.) о структурных параметрах атмосферы (состав, плотность, давление, температура), описывающие состояние верхней атмосферы и физические условия и физико-химические процессы, определяющие это состояние. При этом рассмотрены с достаточной подробностью элементарные процессы, возникающие в верхней атмосфере под воздействием тех или иных агентов и приводящие к наблюдаемому состоянию верхней атмосферы.

Нельзя не отметить, что М. Николе принадлежат важнейшие работы относительно этих процессов; в частности, большую важность представляют его работы о роли гелия в верхней атмосфере. М. Николе, исходя из теоретических предположений, еще до проведения прямых экспериментов предвидел важнейшее значение гелия в физике верхней атмосферы. Им была оценена роль гелия еще в то время, когда гелий в верхней атмосфере не был исследован не только с количественной, но и качественной стороны.

В настоящее время в советских и зарубежных ракетных и спутниковых исследованиях эти соображения Николе не только нашли подтверждение, но уже начато изучение поведения состава и термобарических параметров верхней атмосферы в зависимости от фазы 11,5-летнего цикла солнечной активности. Надежно установлено общее «оседание» атмосферы при переходе к годам спокойного Солнца; в частности, установлено, что область атмосферы, где гелий преобладает, для различных фаз солнечного цикла начинается на разных высотах.

Нет нужды в предисловии давать подробное изложение содержания этой книги. Читатель сам может убедиться в том, что эта книга написана свежо и ясно. Ее интересно будет прочесть и неспециалисту, она же явится полезным справочником для лиц, работающих в этой новой отрасли науки.

И в заключение необходимо отметить следующее.

Перевод осуществлен с первого авторского рукописного варианта. Естественно, что при дальнейшей работе над рукописью автор внесет ряд улучшений.

Нельзя не отметить, что автор очень внимательно изучил и использовал все доступные ему в момент написания книги исследования, в том числе советские, и продолжает следить за всеми новейшими достижениями.

Разумеется, к моменту издания нашего перевода будут получены новые или дополнительные результаты, не нашедшие своего отражения в книге. Однако нам представляется целесообразным быстрее издание этой интересной книги в том виде, как она есть, и по возможности еще до ее выхода в свет за рубежом.

*С. М. Полосков*

## I. ВВЕДЕНИЕ

### 1. Вводные замечания

Эту книгу правильнее было бы назвать «Введением в аэрономию», поскольку эта наука пока переживает период своего детства. Непрерывное накопление новых наблюдательных данных, получаемых при помощи ракет и искусственных спутников, препятствует слишком большой детализации, и для ясного понимания предмета требуется скрупулезный анализ различных физических параметров. Несмотря на то что теперь стали возможны прямые измерения, значительные усилия должны быть направлены также на получение аэрономической информации косвенными методами.

Нам потребуются намного более надежные данные, прежде чем можно будет свести воедино результаты различных наблюдений и получить взаимосогласованную картину всех физических параметров верхней атмосферы. Например, визуальные и фотографические наблюдения серебристых облаков, метеоров и полярных сияний все еще используются для анализа происходящих явлений. Вместе с тем при наблюдениях с земли излучения ночного неба и полярных сияний используются спектрографические методы, дающие существенный вклад в дело изучения физических параметров верхней атмосферы. Другим примером косвенного метода исследования является изучение ионосферы путем зондирования ее радиоволнами с поверхности Земли.

Начиная с 1945 г. большое значение приобрело применение зондирующих ракет, а затем (1957 г.) искусственных спутников и тех новых методов, которые стали возможны благодаря этим исследовательским средствам. Анализ результатов позволил получить информацию о физических условиях в тех областях, которые

двадцать лет назад казались недоступными. Изучение эффектов диссоциации и ионизации, являющихся основными феноменами в аэрономии, и вызывающих их причин становится все более важным и ведет к дальнейшему прогрессу в этой области науки.

Хотя наблюдательные методы и играют существенную роль в аэрономии, следует заметить, что крайне важными являются также экспериментальные и теоретические результаты изучения (в лаборатории.—*Перев.*) собственно физических процессов, идущих в высоких слоях атмосферы. Фактически мы все еще весьма далеки от знания точных значений коэффициентов поглощения, диссоциации, сечений ионизационно-рекомбинационных процессов и т. п., и экспериментальные исследования здесь сильно отстают от теоретических изысканий. Во многих случаях приходится применять метод «аэрономической дедукции» для того, чтобы получить приближенные величины коэффициентов скоростей некоторых процессов, плохо изученных в лабораторных условиях. Прогресс аэрономии ограничивается невысоким качеством этих экспериментальных данных, и результаты наблюдений не могут быть правильно интерпретированы. Подобные ограничения, по существу, приводят к тому, что приходится говорить скорее о введении в изучение аэрономии, нежели о самой аэрономии. Такие явления, как свечение ночного неба, полярные сияния и корпускулярная радиация (радиационные пояса), в книге рассматриваться не будут.

## 2. Плотность атмосферы

Число исследований выше 100 км, проведенных при помощи ракет, очень мало; однако много данных о плотности атмосферы на высотах от 200 до 1500 км было получено по торможению искусственных спутников, что позволило вычислить плотности до высоты 2000 км.

Плотность атмосферы меняется по вертикали в соответствии с законами гидростатики. Средние величины ясно показывают, что изменения плотности с высотой на малых и на предельно больших высотах существенно

различны. Порядки величин таковы (см. также рис. 1):

Высота, км	0	100	150	400	700	1500
Плотность, г/см <sup>3</sup>	$10^{-3}$	$10^{-9}$	$10^{-12}$	$10^{-14}$	$10^{-16}$	$10^{-18}$

Эти цифры показывают, что падение плотности в области выше 100 км на протяжении нескольких сотен км

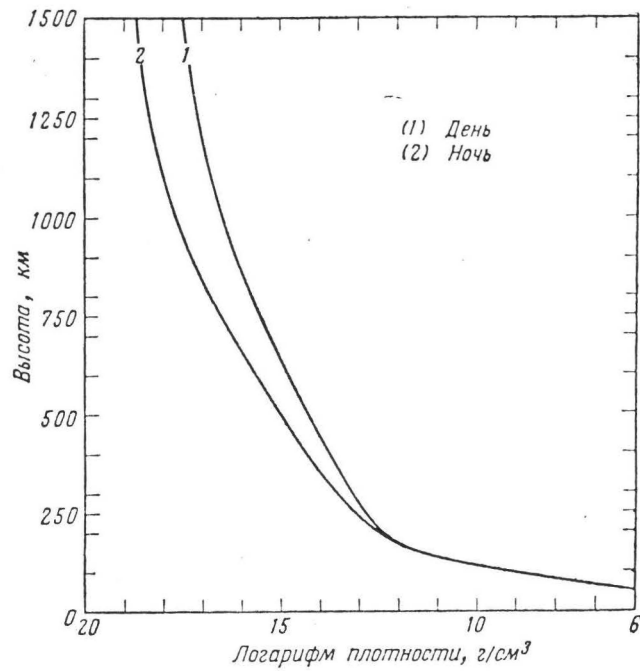


Рис. 1. Средняя зависимость плотности атмосферы от высоты (1) днем и (2) ночью. Выше 200 км начинается медленное падение плотности с высотой. Там же начинают проявляться и суточные вариации плотности.

мало по сравнению с ее изменением в первых 100 км атмосферы. Между 0 и 100 км изменение плотности выражается фактором  $10^6$ , тогда как от 400 до 700 км и от 700 до 1500 км плотность падает всего в 100 раз.



Значение плотности атмосферы  $\rho$  определяется уравнением гидростатики

$$\rho = -\frac{1}{g} \frac{d\rho}{dz}, \quad (1.1)$$

где  $p$  — атмосферное давление,  $g$  — ускорение силы тяжести на высоте  $z$ .

В случае идеального газа давление  $p$  связано с температурой  $T$  следующим законом:

$$p = nkT, \quad (1.2)$$

где  $n$  — концентрация (число молекул в единице объема) и  $k$  — постоянная Больцмана.

Общее уравнение может быть записано в следующем виде:

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} - \frac{dm}{m} = -\frac{dz}{kT/mg}, \quad (1.3)$$

так как

$$\rho = nm. \quad (1.4)$$

Формула (1.3) показывает, что падение плотности в  $10^6$  раз при температуре  $273^\circ \text{K}$  происходит на протяжении  $100\text{--}110$  км, что приблизительно соответствует фактически наблюдаемой картине, однако медленное падение плотности на больших высотах требует высоких температур, порядка  $1500^\circ \text{K}$ , а на предельно больших высотах — еще и низких значений молекулярного веса. Например, плотность порядка  $10^{-16} \text{ г/см}^3$  на высоте  $700$  км соответствует концентрации атомов кислорода около  $4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ . Плотность порядка  $10^{-18} \text{ г/см}^3$  на высоте  $1500$  км приводит к следующим значениям концентраций:

$$\begin{aligned} \text{водорода } n(\text{H}) &= 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} \\ \text{гелия } n(\text{He}) &= 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} \\ \text{кислорода } n(\text{O}) &= 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3} \end{aligned}$$

Таким образом, если плотность известна, становится возможной оценка температуры, связанной с различными значениями концентрации на самых больших высотах.

## 3. Температура

Средняя зависимость температуры от высоты до нескольких сот километров показана на рис. 2. Прямые

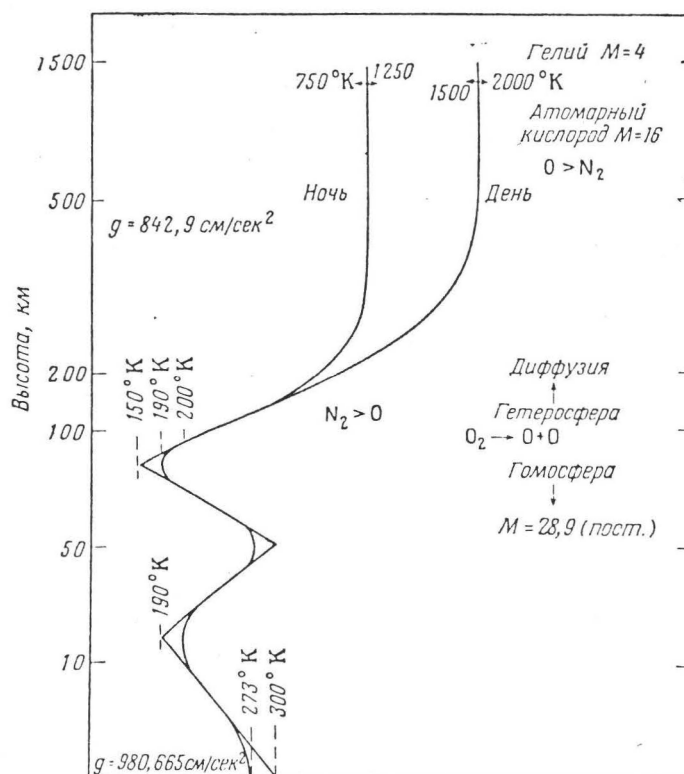


Рис. 2. Вертикальное распределение температуры в области гомосферы и гетеросферы. Средний молекулярный вес газа меняется от  $M = 28,9$  до  $M = 16$  и далее до  $M = 4$ .

измерения температуры могут вестись лишь до некоторого определенного уровня; на больших высотах используются косвенные методы. Многие еще остается сделать, но можно ожидать, что спектрографические измерения или измерения какого-либо иного типа дадут

возможность независимых измерений температуры. До настоящего времени температура определялась по формуле (1.3), с использованием принятого в аэронавтике параметра, называемого *высотой однородной атмосферы*:

$$H = \frac{kT}{Mg}. \quad (1.5)$$

Температура может быть определена, если средний молекулярный вес является постоянным. Ускорение силы тяжести известно, поскольку значение его дается соотношением

$$gr^2 = g_0r_0^2, \quad (1.6)$$

где  $g_0$  и  $g$  — величины ускорения силы тяжести на расстояниях  $r_0$  и  $r$  от центра Земли.

Приняв в качестве стандартного значения ускорения силы тяжести величину  $980,665 \text{ см/сек}^2$ , получим следующее выражение для зависимости  $g$  от высоты между экватором и полюсом:

$$g = \frac{980,6 \pm 2,6}{[1 + (1,573 \pm 0,005) \cdot 10^{-4}z]^2}, \quad (1.6a)$$

где  $z$  — высота в км. В первом приближении можно записать

$$g/g_0 = 1 - 3,146 \cdot 10^{-4}z. \quad (1.6б)$$

В случае постоянной температуры и неизменного среднего молекулярного веса при переходе от поверхности Земли к высоте 1000 км высота однородной атмосферы возрастает на 34%.

Изменение среднего молекулярного веса с высотой является фактором первостепенной важности, который требуется принимать во внимание при анализе данных наблюдений. В том случае, если в азотно-кислородной атмосфере имеет место полная диссоциация  $N_2$  и  $O_2$ , средний молекулярный вес может уменьшиться вдвое. Этого уменьшения среднего молекулярного веса, однако, недостаточно для того, чтобы объяснить медленное падение плотности выше 150 км, поэтому приходится предполагать там еще и высокие температуры.

Для объяснения существующих значений плотностей или концентрации между 750 и 1500 км высота одно-

родной атмосферы должна быть очень большой. Например, высота однородной атмосферы для атомарного кислорода  $H(O)$  должна быть порядка 150 км, что соответствует температуре 2075° К. Такое значение температуры является чрезмерно высоким, и для интерпретации наблюдаемых значений плотности атмосферы между 750 и 1500 км нужно принимать низкие значения среднего молекулярного веса. Таким образом, следует предположить, что на определенных высотах существенную роль начинает играть легкая компонента (гелий), поскольку изменения температуры недостаточно для объяснения вертикального распределения плотности.

#### 4. Молекулярный вес

Если состав атмосферы не меняется, то средний молекулярный вес воздуха остается постоянным. Можно рассмотреть область атмосферы, называемую *гомосферой*, в которой основные составляющие, практически целиком определяющие значение среднего молекулярного веса, входят везде в одинаковой пропорции (см. рис. 2). К гомосфере могут быть применены следующие соотношения:

$$m = \frac{\sum n_i m_i}{\sum n_i} = \text{const} \quad (1.7)$$

и

$$H \sim T/g. \quad (1.8)$$

Компонентой, объемное содержание которой начинает изменяться, является прежде всего молекулярный кислород. Благодаря фотодиссоциации  $O_2$  главной компонентой постепенно становится атомарный кислород, следовательно средний молекулярный вес уменьшается. В области, где процессы диффузии в поле тяготения Земли преобладают над процессами перемешивания, концентрация легких компонент (атомы) возрастает относительно концентрации тяжелых компонент (молекулы), и соотношение (1.8) заменяется на следующее:

$$H \sim T/mg. \quad (1.9)$$

Эта область, где  $mg$  меняется с высотой, соответствует *гетеросфере* (см. рис. 2). Следовательно, любое наблюдаемое увеличение высоты однородной атмосферы определяется совместно возрастанием температуры  $T$  и уменьшением молекулярного веса  $m$ . В разд. 3 и 4 было отмечено, что физические условия на высотах 750—1500 км требуют определенного значения среднего молекулярного веса. Если на высоте 1500 км температура меньше  $1500^\circ\text{K}$ , то наблюдаемые плотности могут объясняться молекулярным весом порядка 4 (гелий), в то время как на высоте 750 км молекулярный вес порядка 16 (атомарный кислород). Но уменьшение значения массы атомов до 1 (водород) требует слишком высоких значений их концентрации. Следовательно, анализ условий в верхней атмосфере требует знания вертикального распределения всех компонент. Составляющие атмосферы, которыми можно пренебречь в области гомосферы, могут играть главную роль в гетеросфере.

## 5. Ионосфера

Понятие *ионосфера* используется, когда предметом исследования являются особенности поведения и распределение заряженных частиц в атмосфере, поскольку некоторая часть атмосферных атомов и молекул всегда является ионизованной. Обычно говорят, что понятие ионосферы включает в себя области  $D$ ,  $E$  и  $F$ , т. е., другими словами, атмосферу от 60 км (начало области  $D$ ) до 400 км (максимум области  $F_2$ ). В настоящее время такое определение не может быть принято, поскольку полное содержание электронов в ионосфере в несколько раз превышает количество электронов в области атмосферы ниже максимума слоя  $F_2$ .

Концентрация электронов увеличивается с высотой, как показано на рис. 3, от значения около  $10^3$  в области  $D$  до  $10^5$  в слое  $E$  и до значения около  $10^6$  в области максимума слоя  $F_2$ . Верхняя граница ионосферы выше максимума слоя  $F_2$  определяется межпланетной средой.

Ионизация вызывается жесткой коротковолновой ультрафиолетовой радиацией, рентгеновским и космиче-

ским излучением; она варьирует с солнечным циклом, и ее поведение связывается с суточными изменениями солнечного излучения. В области *D* ионизация должна вызываться наиболее проникающей радиацией, которая

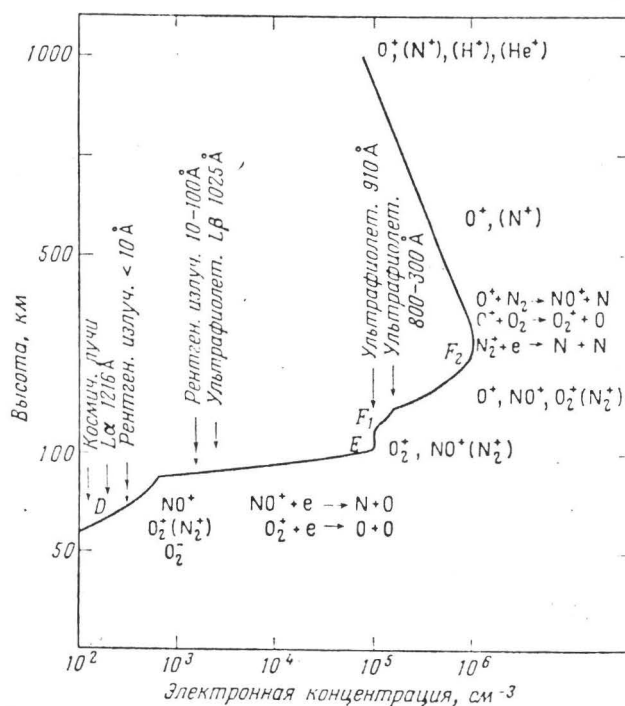


Рис. 3. Средняя зависимость электронной концентрации от высоты для дневного времени и основные ионные компоненты ионосферных областей.

обычно является очень чувствительным показателем солнечной активности. Максимальное значение электронной концентрации в области *E*, лежащей на высотах от 85 до 130 км, составляет 10<sup>5</sup> см<sup>-3</sup>. Здесь ионизация атмосферы обусловлена мягким рентгеновским излучением и длинноволновым ультрафиолетовым излучением.

В области  $E$  присутствуют ионы  $\text{NO}^+$  и  $\text{O}_2^+$ <sup>1)</sup>. В областях  $D$ ,  $E$  и  $F_1$  электронная концентрация достигает максимального значения вблизи местного полудня. Ночью электроны в области  $D$  исчезают, а в областях  $E$  и  $F_1$  их концентрация падает до малых значений порядка  $10^4 \text{ см}^{-3}$ .

В области  $F_2$  электронная концентрация ведет себя очень сложным образом, обнаруживая связь с геомагнитной широтой. Вертикальное распределение электронной плотности выше максимума  $F_2$  не может быть описано только балансом процессов ионизации и рекомбинации, поскольку здесь существенными являются также и процессы диффузии. Ракетные измерения показывают, что преобладающей ионной компонентой вблизи максимума области  $F_1$  является атомарный кислород; следует предполагать, что с возрастанием высоты в конечном итоге происходит замена ионов  $\text{O}^+$ ,  $(\text{N}^+)$  на ионы  $\text{He}^+$  и  $\text{H}^+$  в области распространения свистящих атмосфериков, которые следуют вдоль магнитных силовых линий на расстояниях в несколько земных радиусов.

Возрастание доли заряженных частиц (по отношению к нейтральным частицам) с высотой указывает на важную роль земного магнитного поля в верхней атмосфере. Распределение магнитных силовых линий в пространстве показывает, что геомагнитное поле в первом приближении может быть представлено полем диполя, расположенного в центре земного шара. То обстоятельство, что ось диполя отклонена от оси вращения земного шара на угол около  $11^\circ$ , приводит к различию систем геомагнитных и географических координат. Однако, если для лучшего приближения к наблюдениям вводится эксцентричный диполь, обнаруживается, что магнитная широта, полученная из наблюдений магнитного склонения, отличается от геомагнитной широты, полученной из аппроксимации как центрированного, так и эксцентричного диполей. Недавние исследования

<sup>1)</sup> Как показали недавние измерения, в области  $E$  на высотах 100—120 км в значительных количествах присутствуют ионы металлов  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Ca}^+$ ,  $\text{Mg}^+$  и, возможно,  $\text{Si}^+$ , — *Прим. перев.*

показывают, что полное описание земного магнитного поля может быть сделано только на основе анализа реальных движений заряженных частиц.

## 6. Области атмосферы

Состояние наших знаний о верхней атмосфере в настоящий момент позволяет ввести номенклатуру, которая является полезной при анализе аэрономических явлений. По аналогии с ранее имевшейся номенклатурой, которая основывалась на распределении температуры в атмосфере (тропосфера, тропопауза и стратосфера), Чепмен разработал новую классификацию областей атмосферы, также базирующуюся на вариациях температуры с высотой.

*Тропосфера* — самая нижняя область атмосферы, начинающаяся непосредственно от поверхности Земли, которая является источником нагрева за счет поглощения видимой части спектра солнечного излучения. С увеличением высоты температура падает до тех пор, пока не будет достигнут уровень, называемый *тропопаузой*. Средняя высота тропопаузы изменяется от 18 км над экватором до 8 км над полюсом. Общее распределение температуры вдоль тропопаузы таково, что минимум приходится на экваториальную и максимум — на полярные области. Изменения уровня тропопаузы (5 км) в средних широтах происходят из-за изменений в структуре атмосферы, связанных с областями высокого и низкого давления.

Тропосфера характеризуется отрицательным градиентом температуры (около  $6^\circ$  на 1 км), который приводит к значениям температуры тропопаузы, лежащим между  $190^\circ\text{K}$  (экватор) и  $220^\circ\text{K}$  (высокие широты); для тропосферы характерно постоянство состава основных атмосферных компонент с той точностью, с которой были произведены анализы<sup>1)</sup>.

*Стратосфера* — область, лежащая над тропопаузой, характеризующаяся возрастанием температуры до макси-

<sup>1)</sup> Этот вопрос подробно рассмотрен в книге: Б. А. Миртов, Газовый состав атмосферы Земли и методы его анализа, Изд-во АН СССР, М., 1961. — *Прим. перев.*



мального значения около  $270^\circ\text{K}$  вблизи 50 км (область, называемая *стратопазузой*). После того как де Бор около 1900 г. обнаружил изменение температурного градиента

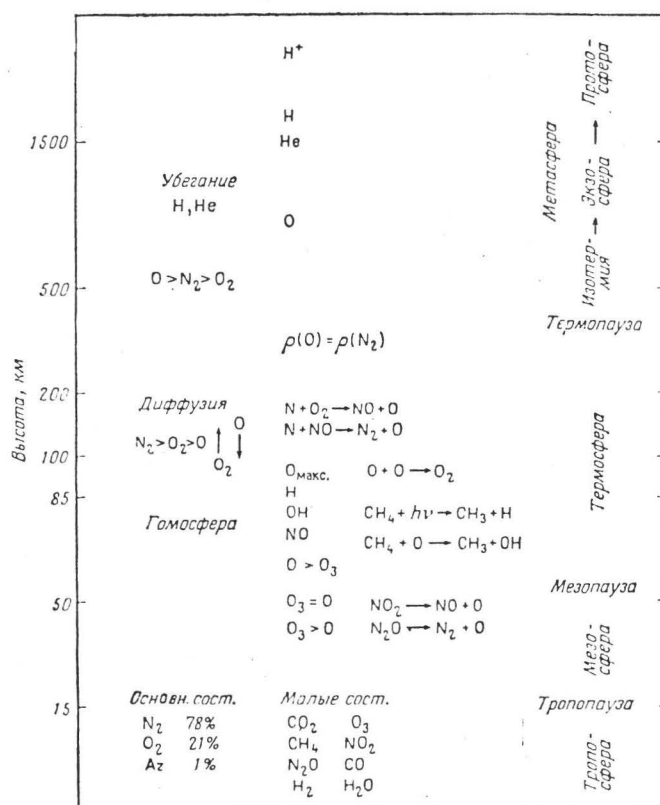


Рис. 4. Классификация различных областей атмосферы и распределение по высоте основных и малых атмосферных составляющих.

в стратосфере, было широко распространено мнение, что стратосфера — это спокойная область с устойчивой стратификацией, в которой могут развиваться и быть существенными процессы диффузии. В действительности в стратосфере имеется турбулентность, и различ-

ные наблюдения подтвердили факт ее перемешивания. Однако общая циркуляция в стратосфере пока не изучена; существенной особенностью ветров в стратосфере является смена направлений от западного (зимой) к восточному (летом). Экваториальная стратопауза в противоположность тропопаузе не является тем уровнем, на котором зимой температура меньше, чем в области полярной стратопаузы. По этой причине скорости ветра выше 25 км увеличиваются. Температура верхней стратосферы в высоких широтах подвержена сезонным вариациям, поэтому высота стратопаузы должна меняться ( $50 \pm 5$  км), как и ее температуры ( $270 \pm 20^\circ \text{K}$ ).

Хотя в стратосфере преобладает перемешивание, существенную роль в ее тепловом балансе играют аэрономические реакции, влияющие на содержание малых составляющих атмосферы, таких, как озон. Фактически в области стратопаузы в освещенной Солнцем атмосфере концентрация атомарного кислорода того же порядка, что и концентрация озона.

Над стратопаузой располагается область, называемая *мезосферой*, в которой аналогично тропосфере существует отрицательный градиент температуры. На высоте около  $85 \pm 5$  км мезосфера ограничивается областью минимума температуры — *мезопаузой*. Так как направление термического ветра в мезосфере противоположно его направлению в стратосфере, скорость восточного ветра летом и западного зимой в мезосфере должна быть максимальной. Атмосферные условия в области мезопаузы должны соответствовать условиям в области тропопаузы.

Ионосфера отличается от стратосферы и термосферы тем, что в ней под действием ультрафиолетовой радиации идут процессы окисления и диссоциации многоатомных молекул. Здесь играют важную роль химические реакции, что подтверждается существованием эмиссий ночного неба. Первые три нижние области атмосферы Земли (термосфера, стратосфера и мезосфера) являются, во-первых, гидродинамически тождественными, а во-вторых, составляют единую область — область неизменного среднего молекулярного веса, называемую *гомосферой*. Однако механизмы получения и потери тепла для

этих трех областей атмосферы не одинаковы. Например, главным источником тепла для тропосферы является поверхность Земли, тогда как баланс тепла в стратосфере связан с поглощением ультрафиолетовой радиации Солнца и излучением самой атмосферы в инфракрасной области.

Выше мезопаузы атмосфера существенно меняется. В атмосфере появляется положительный градиент температуры, приводящий к значениям температуры свыше  $1000^{\circ}\text{K}$ ; постоянной и существенной компонентой атмосферы становится атомарный кислород. Градиент температуры зависит от поглощенной энергии ультрафиолетового излучения Солнца и от полной кинетической энергии вертикального столба атмосферы, которая уменьшается с высотой. Область выше мезопаузы называется *термосферой*. Поскольку градиент температуры связывается с поглощением ультрафиолетового излучения, область возрастания температуры должна иметь предел, называемый *термопаузой*.

То обстоятельство, что градиент температуры зависит от получаемой солнечной энергии, ведет к определенным следствиям. Поскольку баланс тепла связан с изменениями получаемой солнечной энергии, априори должны существовать суточные вариации температуры, вариации день ото дня, сезонные и географические, годовые и одиннадцатилетние вариации. К тому же температура и ее градиент должны зависеть от наиболее существенных процессов передачи тепла: конвекции, излучения и теплопроводности. Наконец, анализ условий в термосфере должен учитывать изменение среднего молекулярного веса (и состава. — *Перев.*) с высотой, происходящее вследствие процессов диффузии.

Необходимо различать возможные пути нагрева земной атмосферы Солнцем: наиболее важным агентом является «постоянно действующее» ультрафиолетовое излучение, дополнительные эффекты могут быть связаны с возмущениями на Солнце; наконец, некоторое нагревание возможно за счет теплопроводности из самых внешних областей земной атмосферы.

Поскольку процессы диффузии ведут к обогащению атмосферы легкими составляющими (атомами) по срав-

нению с тяжелыми составляющими (молекулами), можно предположить, что основной компонентой выше некоторого определенного уровня являются атомы. Если единственными составляющими атмосферы являлись бы кислород и азот, можно было бы предположить, что нейтральная атмосфера простирается до той границы, где сила тяжести становится равной центробежной силе. Однако, помимо кислорода и азота, существуют также атомарный водород и гелий, и, поскольку падение их абсолютных концентраций с высотой происходит гораздо медленнее, они должны преобладать выше определенного уровня. Однако атомы водорода и гелия должны ускользать из земной атмосферы, если они находятся в области *экзосферы*, т. е. там, где атомы не испытывают достаточного числа соударений друг с другом. В этом случае статическое уравнение не применимо и необходимо рассматривать динамические процессы, учитывающие поток уходящих частиц атмосферы.

Другими словами, переход от изотермического слоя над термопаузой к экзосфере не должен изменять вертикального распределения такой компоненты, как атомарный кислород, которое всегда дается статическим уравнением. По этой причине гелий становится преобладающей по сравнению с атомарным кислородом компонентой на высотах порядка 1000 км. Тем не менее его вертикальное распределение (как и вертикальное распределение водорода) имеет иной характер из-за возможности убегания атомов. Следовательно, между термопаузой и *протосферой*, как называется по терминологии Чепмена самая внешняя часть земной атмосферы, должна располагаться промежуточная переходная область, в которой все еще играют важную роль нейтральные компоненты. Для этой промежуточной области вводится специальное наименование *метасфера*. По существу высота нижней границы метасферы не должна быть постоянной, так как уровень термопаузы варьирует в течение дня и день ото дня в зависимости от нагревания атмосферы ультрафиолетом.

Метасфера может быть определена как область, где кончается слой нейтральных частиц. Однако ясно, что

деление между атмосферой, в которой преобладают нейтральные частицы, и ионизированной атмосферой требует в свою очередь специального определения, связанного с концентрацией и плотностью или каким-либо другим параметром частиц. В настоящее время едва ли возможно четко различить, где кончается метасфера и начинается протосфера. В дальнейшем по мере увеличения наших знаний о верхней атмосфере Земли появится необходимость в расширении номенклатуры ионосферы.

## II. СОСТАВ ГОМОСФЕРЫ

### 1. Введение

Абсолютные измерения концентраций основных компонент гомосферы — азота и кислорода — проводились в течение довольно долгого времени, однако, что их содержание не изменяется, утверждать с полной определенностью нельзя. Важным признаком гомосферы является постоянство среднего молекулярного веса воздуха, так как благодаря перемешиванию (по крайней мере если речь идет об основных компонентах) состав не меняется от поверхности Земли до некоторой высоты.

Средний молекулярный вес воздуха определяется содержанием в нем следующих компонент: молекулярного азота (78% по объему), молекулярного кислорода (21%) и аргона (1%). Если требуется более высокая точность, необходимо учитывать также наличие двуокиси углерода (0,03%). Таким образом, гомосфера может в основном считаться газом, состоящим из следующих компонент:  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $Ar$  и  $CO_2$ .

### 2. Основные постоянные составляющие

Сведения о главных постоянных составляющих атмосферы приведены в табл. 1 с учетом их среднего изотопного состава. Полное число молекул, содержащихся в  $1 \text{ см}^3$  при стандартных давлении (760 мм рт. ст.) и температуре ( $0^\circ \text{C}$ ), равно  $2,687 \cdot 10^{19}$  (число Лошмидта). Это значение плотности дает содержание в вертикальном столбе  $2,15 \cdot 10^{25}$  молекул/см<sup>2</sup>, т. е. дает высоту однородной атмосферы около 8 км при стандартном значении ускорения силы тяжести  $980,665 \text{ см/сек}^2$ .

Следует заметить, что значение среднего молекулярного веса  $M = 29$  не слишком отличается от молекулярного веса азота  $M = 28$ . Эта разница — около 3,5% —

Таблица 1

## Основные компоненты гомосферы

Элемент	$M$	$\frac{m}{10^{-24}} \text{ з}$	% по объему	$n_0$	$h_0$	$n_0 H_0$
$N_2$	28,022	46,507	$78,084 \pm 0,004$ <sup>1)</sup>	$2,098 \cdot 10^{19}$	$6,244 \cdot 10^5$	$1,678 \cdot 10^{25}$
$O_2$	32,009	53,123	$20,946 \pm 0,002$	$5,629 \cdot 10^{18}$	$1,675 \cdot 10^5$	$4,501 \cdot 10^{24}$
Ar	39,960	66,333	$0,934 \pm 0,001$	$2,510 \cdot 10^{17}$	$7,469 \cdot 10^3$	$2,007 \cdot 10^{23}$
$CO_2$	44,024	73,063	$0,030 \pm 0,003$	$8,87 \cdot 10^{15}$	$2,64 \cdot 10^2$	$7,09 \cdot 10^{21}$
Воздух	28,973	48,084	100,00	$2,687 \cdot 10^{19}$	$7,997 \cdot 10^5$	$2,149 \cdot 10^{25}$

## Пояснения к табл. 1

$M$  — средний молекулярный вес в физических атомных единицах массы ( $M(O^{16}) = 16\ 000$ );

$m$  — средняя масса молекулы;

$n_0$  — число молекул в  $1 \text{ см}^3$  при стандартном давлении и температуре: 760 мм рт. ст. и  $273,16^\circ \text{ К}$ ;

$h_0$  — в см (атмо-см), при  $2,687 \cdot 10^{19}$  молекул на  $1 \text{ см}^3$ ;

$n_0 H_0$  — число молекул на  $1 \text{ см}^2$  вертикального столба, где  $H_0 = kT/mg$ ,  $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$ ,  
 $T = 273,16^\circ \text{ К}$ ,  $m = 48,08 \cdot 10^{-24} \text{ з}$ ,  $g = 980,665 \text{ см/сек}^2$ .

<sup>1)</sup> E. G l u e s k a u f, Compendium of Meteorology, Ed. T. E. Malone, Amer. Meteorol. Soc., Boston, 1951, p. 3.

определяет малое различие в поведении  $N_2$  в гомосфере и гетеросфере. Следовательно, процессы диффузии должны оказывать незначительное влияние на вертикальное распределение молекулярного азота во всей атмосфере, и оно должно зависеть от распределения температуры. Молекулярные веса кислорода и аргона значительно отличаются от среднего молекулярного веса воздуха, и поведение этих газов в гомосфере существенно отличается от их поведения в гетеросфере.

### 3. Инертные газы

Изучение особенностей поведения и распределения инертных газов приводит к интересным для аэрономии заключениям. Так как атомы этих газов не вступают в химические реакции в гомосфере и гетеросфере, они могут быть использованы в качестве индикаторов. Наиболее важные сведения об инертных газах приведены в табл. 2. Заметим прежде всего, что космическая распространенность инертных газов, убывающая от гелия к аргону, не имеет ничего общего с их земной распространенностью. В самом деле, наиболее распространенный земной инертный газ — аргон, однако его атомный вес  $M = 40$  не соответствует атомному весу нормального аргона в периодической таблице элементов  $M = 36$ , так как земной аргон образовался при радиоактивном распаде элементов земной коры и мантии. Неон в атмосфере более распространен, чем гелий, который, как и аргон, образуется в процессе радиоактивного распада. Эти различные аномалии могут связываться с атмосферными эффектами.

Гелий образуется при радиоактивном распаде урана и тория в земной коре и мантии. Можно показать<sup>1)</sup>, что скорость образования атомов гелия (альфа-частиц) порядка  $1,75 \cdot 10^6$  атом/сек на  $1 \text{ см}^2$  земной поверхности. Даже если считать, что заметная часть образованных атомов не в состоянии проникнуть в атмосферу Земли, число  $10^6$  атом/см<sup>2</sup>·сек должно правильно представлять порядок величины скорости процесса поступления атомов

<sup>1)</sup> M. Nicolet, Ann. Geophys., 13, 1 (1957).



Таблица 2

## Инертные газы

Атом (все изотопы)	Доля в воздухе по объему	$n_0$	$n_0 H_0$	$h_0$ , атмо-см
He <sup>1)</sup>	$(5,24 \pm 0,004) \cdot 10^{-6}$	$1,408 \cdot 10^{14}$	$1,13 \cdot 10^{20}$	4,19
Ne	$(1,818 \pm 0,004) \cdot 10^{-5}$	$4,886 \cdot 10^{14}$	$3,89 \cdot 10^{20}$	14,56
Ar	$(9,34 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$	$2,510 \cdot 10^{17}$	$2,01 \cdot 10^{23}$	$7,47 \cdot 10^3$
Kr	$(1,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-6}$	$3,063 \cdot 10^{13}$	$2,45 \cdot 10^{19}$	0,91
Xe <sup>2)</sup>	$(8,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-8}$	$2,338 \cdot 10^{12}$	$1,87 \cdot 10^{18}$	0,07

## .Пояснения к табл. 2

$n_0$  — концентрация (атом/см<sup>3</sup>) при стандартном давлении и температуре;

$n_0 H_0$  — полное число атомов на 1 см<sup>2</sup> при стандартном давлении и температуре.

<sup>1)</sup> E. Glüeskauf, F. A. Paneth, Proc. Roy. Soc., A185, 69 (1946).

<sup>2)</sup> Suess, Urey, Rev. Mod. Phys., 28, 53 (1956).

гелия в атмосферу. Следовательно, все имеющееся в атмосфере количество гелия (см. табл. 2) образовалось за относительно короткий период

$$t(\text{He}^4) = \frac{1,13 \cdot 10^{20}}{3,15 \cdot 10^{13}} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ лет.}$$

Таким образом, если предположить, что скорость поступления гелия в атмосферу не менялась, весь атмосферный гелий за время существования Земли должен был полностью обновиться по крайней мере 1000 раз. Отсюда можно заключить, что происходит быстрая утечка гелия из верхних областей земной атмосферы. Легко понять, что утечка может происходить из-за возможных высоких температур на уровне термопаузы, где скорости (некоторой части) атомов гелия могут превышать скорость убегания.

Для неона не известно аналогичного механизма образования в процессе радиоактивного распада; с другой стороны, трудно объяснить, как Земля смогла удержать первоначально имевшийся в ней неон. Если имеющийся сейчас в атмосфере неон захвачен из космического пространства, то его полное содержание в атмосфере соответствует потоку  $3500 \text{ атом/см}^2 \cdot \text{сек}$  в течение  $3 \cdot 10^9$  лет. С учетом отношения космических распространенностей неона и водорода соответствующий поток атомов водорода на границе атмосферы Земли должен быть не менее  $10^7 \text{ атом/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Следует заметить, что поток, который необходим для объяснения различных аэрономических явлений, превышает эту величину.

Земной аргон образуется из радиоактивного изотопа калия  $\text{K}^{40}$  в результате захвата его ядром электрона из  $\text{K}$ -оболочки атома ( $\text{K}$ -захват). Атмосферный аргон представляет собой только часть радиогенного аргона; полное содержание аргона в атмосфере соответствует тому количеству, которое могло образоваться в течение  $200 \cdot 10^6$  лет (4,5 миллиарда лет назад<sup>1)</sup>). Однако, если рассматривается только образование аргона в земной коре, его атмосферное содержание равно приблизительно  $2/3$  полного количества аргона, образовавшегося в течение

<sup>1)</sup> M. Nicolet, Bull. Acad. Sci. Belgique, 42, 482 (1956).

первых  $2 \cdot 10^9$  лет после образования Земли. В любом случае атмосферный аргон может быть радиогенного происхождения. Однако, поскольку невозможно учесть процессы переноса из мантии, трудно установить, какая часть атмосферного аргона возникла в мантии. Тем не менее возможно, что имелось достаточно времени для того, чтобы большая часть атмосферного аргона возникла непосредственно после образования Земли; таким образом, аргон является одной из первичных компонент земной атмосферы.

Замечательное постоянство концентрации инертных газов в гомосфере указывает на быстрое перемешивание. Если с достаточной точностью определить отношения  $\text{Ne}/\text{N}_2$ ,  $\text{Ne}/\text{N}_2$  и  $\text{Ar}/\text{N}_2$  выше 100 км, можно будет сделать важные заключения о проблеме диффузии (Ne, Ar) и относительно утечки гелия. Изучение изотопного состава гелия ( $\text{He}^4 : \text{He}^3$ ), неона ( $\text{Ne}^{20} : \text{Ne}^{21} : \text{Ne}^{22}$ ), аргона ( $\text{Ar}^{36} : \text{Ar}^{38} : \text{Ar}^{40}$ ), криптона и ксенона должно помочь понять пути их образования. Известно, что аргон, неон, криптон и ксенон содержатся в одинаковых пропорциях в атмосфере, природных газах и горных породах, однако их изотопный состав в этих источниках различен.

#### 4. Молекулярные примеси

Двуокись углерода была отнесена выше к основным компонентам наряду с молекулярным азотом и кислородом; ее содержание в атмосфере составляет около  $3 \cdot 10^{-4}$ . Прочие молекулы, имеющиеся в атмосфере, являются действительно малыми составляющими; к ним относятся даже пары воды, играющие важную роль в тропосфере. В настоящее время невозможно получить исчерпывающую картину поведения (и состава. — *Перев.*) малых молекулярных примесей в гомосфере, поскольку было проведено очень мало спектроскопических наблюдений и требуются дальнейшие измерения. В табл. 3 приведен перечень молекулярных примесей в гомосфере, которые являлись предметом изучения. Хотя работа промышленности и влияет на содержание двуокиси угле-

Таблица 3

## Молекулярные примеси

Молекула	Содержание по объему	Примечания
CO <sub>2</sub>	$3 \cdot 10^{-4}$	Малые вариации (слабо изменчиво)
H <sub>2</sub> O	$10^{-2} - 10^{-5}$	Количество переменно, в особенности в тропосфере
CH <sub>4</sub>	$1,5 \cdot 10^{-6}$	Довольно постоянно, перемешан в тропосфере
N <sub>2</sub> O	$5 \cdot 10^{-7}$	Приблизительно постоянно, перемешан в тропосфере
H <sub>2</sub>	$5 \cdot 10^{-7}$	По всей вероятности, перемешан в тропосфере
O <sub>3</sub>	от $10^{-8}$ до $10^{-7}$	Максимум относительной концентрации в стратосфере
CO	$5 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-7}$	Переменно
NO <sub>2</sub>	$5 \cdot 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-8}$	Переменно, действие NO

рода, ее глобальное содержание в атмосфере представляется однородным<sup>1)</sup>. Это происходит потому, что в атмосфере имеет место эффективное перемешивание CO<sub>2</sub> еще до того, как она попадает в воду океанов. В инфракрасных спектрах в области около 2 мк могут быть обнаружены полосы C<sup>13</sup>O<sub>2</sub><sup>2)</sup>, соответствующие отношению C<sup>12</sup>/C<sup>13</sup> ≈ 89. Это отношение не остается постоянным; преобладание тех или иных изотопов углерода обусловливается биологическими процессами. Представляется весьма полезным изучение вариаций изотопного состава с высотой, которые могут вызываться эффектами химических реакций.

<sup>1)</sup> C. D. Keeling, *Tellus*, 12, 200 (1960).

<sup>2)</sup> L. Goldberg, in *The Earth's as a Planet*, ed. G. Kuiper, Univ. of Chicago Press, 1954, chap. 9.

Атмосферный метан распределен в тропосфере однородно<sup>1)</sup>, несмотря на то что его образование связано с биологическими процессами. Метан вносится в атмосферу на уровне поверхности Земли, и время его существования составляет менее 100 лет<sup>2)</sup>. На уровне тропопauses метан может очень быстро окисляться. На высоте 50 км, где содержание  $\text{CH}_4$  в вертикальном столбе составляет  $3 \cdot 10^{16}$  молекул/см<sup>2</sup>, среднее время жизни метана должно быть порядка 40 лет, если принять коэффициент скорости реакции окисления<sup>3)</sup> равным по порядку величины  $10^{-6}$  сек<sup>-1</sup>. Для того чтобы поддержать нормальное распределение, на нижней границе мезосферы должен существовать поток порядка  $10^{11}$  атомов водорода на 1 см<sup>2</sup> в 1 сек. Следовательно, должно быть изучено образование в мезосфере таких молекулярных компонентов, как OH, H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и т. д.; важной проблемой является также перенос этих компонент вниз (в стратосферу) и вверх (в термосферу).

Молекулы N<sub>2</sub>O также образуются на уровне поверхности Земли. Однако эти молекулы подвержены постоянной фотодиссоциации ультрафиолетовым излучением Солнца, достигающим тропосферы. Излучение, проникающее в стратосферу, в состоянии диссоциировать около  $3 \cdot 10^{10}$  молекул/см<sup>2</sup>·сек; все имеющееся в атмосфере количество N<sub>2</sub>O должно полностью обновляться каждые 20 лет. Следовательно, между стратосферой и тропосферой должны существовать процессы вертикального переноса, поставляющие в стратосферу молекулы CH<sub>4</sub> и N<sub>2</sub>O, которые диссоциируют там вследствие процессов окисления и под действием солнечного ультрафиолета соответственно.

Наблюдаемые вариации концентрации NO<sub>2</sub> могут объясняться промышленными эффектами (загрязнением атмосферы промышленными предприятиями). Однако NO<sub>2</sub> может образовываться также в результате фотодис-

<sup>1)</sup> L. Goldberg, *Astrophys. J.*, 113, 567 (1951); A. H. Nielsen, M. Megeotte, *Ann. Astrophys.*, 15, 134 (1952).

<sup>2)</sup> G. E. Hutchinson, in *The Earth's as a Planet*, ed G. Kuiper, Univ. of Chicago Press, 1954, chap. 8.

<sup>3)</sup> D. R. Bates, A. E. Witherspoon, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 112, 101 (1952).

социации  $N_2$  и  $O_2$ ; короткопериодические вариации  $NO_2$  могут вызываться наличием или отсутствием солнечного излучения в нижней тропосфере, поскольку солнечная радиация эффективно действует на  $NO_2$  вплоть до поверхности Земли.

Важно отметить то обстоятельство, что молекулы  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$  и  $NO_2$ , а также двухатомные молекулы, являющиеся продуктами их диссоциации, играют важную роль в химии мезосферы. Развитие новых исследований, касающихся поведения многоатомных молекул и продуктов их диссоциации в мезосфере, представляется весьма важным для обнаружения возможных эффектов при анализе проблем ионосферы и термосферы.

### 5. Изотопный состав

Хотя изучение изотопного состава атмосферных компонент началось только недавно<sup>1)</sup>, на этом пути появляются интересные возможности для решения целого ряда аэрономических проблем.

Изотопы водорода присутствуют в атмосфере как в составе молекул водяного пара, так и в составе молекул водорода. Присутствие в атмосфере молекулы  $HDO$  обнаруживается по спектроскопическим наблюдениям, в частности по идентификации основной  $\nu_2$ -полосы в области солнечного спектра около 3,67 мк. Для отношения концентраций  $H/D$  обычно принимается величина порядка 6700, полученная из анализа водопроводной воды. Поскольку вода существует в различных формах и субстанциях, отношение  $H/D$  является переменным. В самом деле, процессы конденсации и испарения ведут к разделению изотопов, которое будет пропорционально разности давлений паров. Например, пары воды над океанами должны содержать меньше дейтерия, чем поверхностные слои воды, поскольку  $H_2O$  испаряется быстрее, чем  $H^1H^2O$ . Аналогичным образом пары воды над континентом постоянно обедняются дейтерием, потому что тяжелая вода удаляется дождем из влажного воздуха более интенсивно, чем обыкновенная. Известно,

<sup>1)</sup> A. O. Nier, Science, 121, 737 (1955).

что изотопное фракционирование имеет место и при образовании воды из льда (содержание дейтерия в последнем увеличивается).

Следует заметить, что проблема отношения  $\text{H}^1\text{H}^2/\text{H}_2^1$  для молекул водорода не аналогична той же проблеме для водяных паров и что детальный анализ весьма сложен. Принимая во внимание, что относительное обилие дейтерия в атмосферах звезд очень мало, интересно пересмотреть вопрос о присутствии  $\text{H}_2$  и  $\text{HD}$  в земной атмосфере.

Исследования трития  $\text{H}^3$ , выполненные после открытия дейтерия, показали, что тритий присутствует в атмосфере в ничтожнейших концентрациях, однако условия, определяющие содержание его в атмосфере, меняются, так как началась эра термоядерных взрывов<sup>1)</sup>.

В самом деле, полупериод жизни трития составляет около 12 лет, и его искусственное образование нарушает равновесие трития чисто космогенного происхождения. В частности, отношения  $\text{H}^1\text{H}^3\text{O}/\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}^1\text{H}^3/\text{H}_2$  связаны как с быстротой разделения изотопов, так и с вариациями образования трития искусственным путем. Наконец, баланс распределения зависит от прямого обмена между воздухом (атмосферой) и морской водой.

Распад трития, сопровождающийся испусканием электрона и нейтрино, приводит к образованию стабильного изотопа гелия  $\text{He}^3$ . Поскольку имеет место утечка  $\text{He}^4$  из атмосферы, несомненно, что  $\text{He}^3$  живет в атмосфере меньше, чем  $\text{He}^4$ .

Анализ солнечного спектра указывает, что атом  $\text{C}^{13}$  является достаточно распространенным для того, чтобы обнаруживалась полоса  $\text{C}^{13}\text{O}_2$  в области  $\sim 2$  мк. Концентрация этой молекулы соответствует концентрации ее в приземном воздухе, поскольку  $\text{C}^{13}$  составляет около 1% естественного углерода. Фактическое отношение изотопов  $\text{C}^{12}/\text{C}^{13}$  в углекислоте воздуха — порядка 89. Однако это отношение подвержено заметным вариациям<sup>2)</sup>, указывающим, что колебания отношения  $\text{C}^{12}/\text{C}^{13}$  в из-

<sup>1)</sup> См., например, W. F. Libby, Proc. Nat. Acad. Sci., 42, 365 (1956).

<sup>2)</sup> H. Craig, J. Geol., 62, 115 (1954).

вестиях и бикарбонатах морской воды на 6—7% больше, чем в воздухе. Другие характерные вариации обязаны эффектам дискриминации изотопов; все вариации являются результатом одновременного взаимодействия литосферы, атмосферы и биосферы. Тем не менее мы все еще не имеем никакого представления относительно поведения изотопов углерода выше тропосферы.

Радиоактивный углерод  $C^{14}$ , порождаемый космическими лучами, образуется также и при термоядерных взрывах. Поскольку этот изотоп имеет период полураспада около 5570 лет, он используется для определения продолжительности существования продуктов биосферы. Большие пропорции  $C^{14}$  в океанах указывают на перенос  $CO_2$  из воздуха в морскую воду. Кроме того, относительная концентрация  $C^{14}$  в  $CH_4$ , соответствующая нормальному распределению в живой органической материи, показывает, что метан является биогенным продуктом.

Относительные распространенности трех стабильных изотопов кислорода в воздухе известны достаточно хорошо. Обычное значение отношения концентраций изотопов  $O^{16}/O^{17}$  равно  $2670 \pm 20$ , а для  $O^{16}/O^{18}$  равно  $490 \pm 10$ . Полосы молекул  $O^{16}O^{17}$  и  $O^{16}O^{18}$  были обнаружены 25 лет назад в теллурическом спектре; в настоящее время молекулярные константы известны достаточно хорошо<sup>1)</sup>. Изотоп  $O^{18}$  обнаруживается также в спектре  $CO_2$  в области 2 мк.

Относительные концентрации  $O^{18}$  подвержены заметным вариациям. Атмосферный кислород, участвующий в биосферном цикле, является продуктом фотосинтеза; конкурирующую роль играют процессы дыхания. Поэтому должно анализироваться распределение  $O^{18}$  как в гидросфере ( $H_2O^{16}/H_2O^{18}$ ), так и в воздухе ( $O^{16}O^{16}/O^{16}O^{18}$  и  $CO^{16}O^{16}/CO^{16}O^{18}$ ) и в литосфере.

Относительная концентрация  $O^{18}$  максимальна в воздухе (0,2039%). Принимая эту величину за единицу, получим следующие относительные концентрации  $O^{18}$ <sup>2)</sup>:

<sup>1)</sup> Babcock, Herzberg, *Astrophys. J.*, 108, 67 (1948).

<sup>2)</sup> Lane, Dole, *Science*, 123, 574 (1956).



Воздух . . . . .	1,000
Пресная вода . . . . .	0,972
Морская вода . . . . .	0,978
Кислород фотосинтеза:	
пресная вода . . . . .	0,976 (15 %)
морская вода . . . . .	0,983 (85 %)
среднее . . . . .	0,982

Эти величины являются средними значениями; в частности, концентрация  $O^{18}$  в пресной воде ( $H_2O^{16}/H_2O^{18}$ ) меняется в пределах 4% в зависимости от температуры и источника водяных паров. Более того, имеется весьма отчетливая корреляция между концентрациями дейтерия и кислорода-18, указывающая на то, что тяжелые изотопы по сравнению с легкими более чувствительны к вариациям, которые пропорциональны разностям давления паров. Следовательно, содержание  $O^{18}$  в пресной воде зависит от предыстории водяных паров.

Атмосферный кислород своим происхождением отчасти обязан фотодиссоциации водяных паров под действием ультрафиолетового излучения Солнца. Полное содержание кислорода в атмосфере соответствует скорости фотодиссоциации  $10^{13}$  молекул  $H_2O$  в  $1\text{ см}^2$  за  $1\text{ сек}$  в течение  $3 \cdot 10^9$  лет. Известно, что в области спектра, вызывающей фотодиссоциацию воды ( $\lambda < 2400\text{ \AA}$ ), Солнце дает достаточное число фотонов, а именно  $10^{13}$  фотон/см<sup>2</sup>·сек. Процесс фотодиссоциации  $H_2O$  лимитируется присутствием  $O_2$  и  $O_3$ , поглощающими существенную часть нужной радиации, и образование кислорода из  $H_2O$  уменьшается до величины, меньшей, чем 10% от первоначально указанной.

Однако фотосинтез и процессы дыхания — важные процессы, указывающие на существование очень быстрого цикла реакций, как это доказывается соотношениями между изотопами кислорода. Когда рассматривается связь между гидросферой и атмосферой, не должно сбрасываться со счетов влияние биосферы.

Поскольку отношение концентраций  $O^{18}/O^{16}$  не является малым, может быть проведен изотопный анализ в области термосферы с целью определения вариаций, обязанных процессам диффузии в поле тяготения Земли. В высшей степени важно знать вертикальное распреде-

ление соотношения  $O^{18}/O^{16}$  от уровня  $\sim 100$  км до возможно больших высот.

Некоторые замечания относительно изотопного состава инертных газов (см. табл. 4) были сделаны в предыдущих разделах. Тем не менее следует заметить, что

Таблица 4

Обилие изотопов составляющих атмосферы

Элемент	Символ	Масса	Содержание, %	Обилие, $см^{-2}$
Водород	H <sup>1</sup>	1,008	99,985	Переменно (H <sub>2</sub> O, CH <sub>4</sub> , H <sub>2</sub> ...)
	H <sup>2</sup>	2,015	0,015	
	H <sup>3</sup>	3,017	$5 \cdot 10^{-8}$	
Гелий	He <sup>3</sup>	3,017	$1,25 \cdot 10^{-4}$	$1,41 \cdot 10^{14}$
	He <sup>4</sup>	4,004	100	$1,13 \cdot 10^{20}$
Углерод	C <sup>12</sup>	12,004	98,9	$7,00 \cdot 10^{21}$
	C <sup>13</sup>	13,0075	1,1	$7,8 \cdot 10^{19}$
	C <sup>14</sup>	14,008	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$8,5 \cdot 10^9$
Азот	N <sup>14</sup>	14,0075	99,635	$1,67 \cdot 10^{25}$
	N <sup>15</sup>	15,005	0,365	$6,12 \cdot 10^{22}$
Кислород	O <sup>16</sup>	16,000	99,759	$4,49 \cdot 10^{24}$
	O <sup>17</sup>	17,0045	0,0374	$1,68 \cdot 10^{21}$
	O <sup>18</sup>	18,00	0,2039	$9,18 \cdot 10^{21}$
Неон	Ne <sup>20</sup>	19,999	90,92	$3,54 \cdot 10^{20}$
	Ne <sup>21</sup>	20,999	0,257	$1,00 \cdot 10^{18}$
	Ne <sup>22</sup>	21,999	8,82	$3,43 \cdot 10^{19}$
Аргон	Ar <sup>36</sup>	35,975	0,337	$6,76 \cdot 10^{21}$
	Ar <sup>38</sup>	37,975	0,063	$1,26 \cdot 10^{20}$
	Ar <sup>40</sup>	39,975	99,600	$2,00 \cdot 10^{23}$

в этом направлении должны и далее вестись работы, которые будут способствовать решению проблем аэронавтики. Для полного понимания поведения инертных газов в атмосфере необходимо изучить эффекты, происходящие в области от тропосферы вплоть до термосферы.

### III. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ГОМОСФЕРЕ

#### 1. Введение

Двадцать лет назад общепринятой являлась точка зрения, согласно которой состав воздуха в стратосфере должен меняться с высотой, поскольку пробы на гелий и кислород, взятые выше 20 км, показывали отклонение от полного перемешивания в сторону установления частичного диффузионного разделения. Однако в настоящее время надежно подтверждено одинаковое относительное содержание гелия в стратосфере и на уровне земли.

Относительное обилие газов, которые являются химически достаточно инертными, также не должно меняться в области ниже термосферы. Наблюдаемое фиктивное «разделение» некоторых составляющих обязано своим происхождением трудностям, связанным с забором проб. Данные о составе атмосферы до 150 км указывают, что гомосфера определенно простирается в область мезопаузы. Другими словами, средний молекулярный вес меняется в области нижней термосферы из-за частичной диссоциации молекулярного кислорода, а выше 100 км — вследствие диффузионного разделения.

Возвратившись к описанию атмосферы и состава ее основных компонент (гл. I, табл. 1), можно, используя формулы (1.3)—(1.7), определить средние условия в гомосфере, чтобы получить отсюда порядок величин различных физических параметров.

Если ввести градиент высоты однородной атмосферы  $\beta \equiv dH/dz$ , то из (1.3) могут быть получены следующие соотношения:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{1}{\beta} \frac{dH}{H}, \quad (3.1)$$

$$\frac{d(\rho g)}{\rho g} = \frac{1+\beta}{\beta} \cdot \frac{dH}{H}. \quad (3.2)$$

Эта процедура используется при описании вертикального распределения давления и плотности в зависимости от предположенного закона изменения  $\beta$ . Однако следует помнить, что высота однородной атмосферы  $H = kT/mg$  — величина, имеющая определенный физический смысл. Это необходимо, чтобы избежать ошибок, которые могут возникнуть, когда  $H$  рассматривается просто как параметр, изменяющийся с высотой по некоторому закону. Для приближенного представления удобно предположить, что градиент высоты однородной атмосферы постоянен в определенном интервале высот. Если  $\beta = \text{const}$ , то интегрирование (3.1) и (3.2) дает соотношения

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{H}{H_0}\right)^{-\frac{1}{\beta}}, \quad (3.3a)$$

$$\frac{\rho g}{\rho_0 g_0} = \left(\frac{H}{H_0}\right)^{-\frac{1+\beta}{\beta}}, \quad (3.3b)$$

где  $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $g_0$  и  $H_0$  обозначают соответствующие величины на высоте  $z = 0$ .

Разложение (3.3) в ряд демонстрирует отличие от случая изотермической атмосферы. Выражения (3.3) могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{p}{p_0} = \exp - \left\{ \frac{z}{\frac{1}{2}(H+H_0)} \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{H-H_0}{H+H_0} \right)^2 + \dots \right] \right\} \quad (3.4)$$

и

$$\frac{\rho g}{\rho_0 g_0} = \exp - \left\{ \frac{(1+\beta)z}{\frac{1}{2}(H+H_0)} \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{H-H_0}{H+H_0} \right)^2 + \dots \right] \right\}. \quad (3.5)$$

Наконец, интегрирование статического уравнения (1.1) приводит к формуле для полного числа молекул в вертикальном столбе

$$\int_z^\infty n dz = \left(\frac{g}{g_0}\right) nH \approx nH. \quad (3.6)$$

## 2. Численные значения параметров между 30 и 100 км

Вычисления давления  $p$ , плотности  $\rho$  и полной концентрации  $n(M)$  были сделаны с использованием постоянных градиентов высоты однородной атмосферы в определенных интервалах высот. Их значения были приняты положительными между 30 и 40 и 40 и 45 км, нулевыми между 45 и 55 км, отрицательными между 55 и 70 км, 70 и 85 км и положительными от 85 до 100 км. Соответствующие значения высот однородной атмосферы, значения давления, плотности и полной концентрации через 2,5 км приведены во втором столбце табл. 5.

Известно, что в различных опубликованных моделях атмосферы имеются существенные отличия. Это происходит как из-за того, что вычисления делаются различными способами, так и вследствие реально существующих вариаций параметров в стратосфере, мезосфере и тропосфере. Можно видеть, что, согласно табл. 5, плотность на высоте 70 км составляет  $10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>, в то время как наблюдения дают значение  $(7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>3</sup>, согласно условиям в мезосфере<sup>1)</sup>. Ввиду этого давление  $3 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., указанное в табл. 5, на высоте 100 км соответствует только порядку величины. Фактически давление на уровне 100 км зависит от условий в мезосфере и в особенности от значения температурного минимума в мезопаузе. Например, если вблизи мезопаузы имеют место вариации температуры порядка 60° К, то давление на высоте 100 км может меняться в 3 раза, в то время как на высоте 70 км условия не меняются. Ракетные наблюдения, которые обнаруживают сезонные и широтные вариации, все еще малочисленны для того, чтобы можно было получить полную картину; для этого требуются одновременные (синоптические) наблюдения. Исходя из данных, приведенных в табл. 5, легко видеть, что значения давления порядка  $10^{-4}$  мм рт. ст. на высоте 100 км и плотности между  $5 \cdot 10^{-8}$  и  $10^{-7}$  г/см<sup>3</sup> на

<sup>1)</sup> Jones, Peterson, Schaefer, Schulte, J. Geophys. Res., 64, 2331 (1959); Stroud, Nordberg, Bandeen, Bateman, Titus, J. Geophys. Res., 64, 1342 (1959); W. W. Kellogg, J. Meteor. (1960).

Таблица 5

Давление, плотность, температура и концентрация  
на высотах от 30 до 100 км

Высота, км	Высота одно- родной атмо- сферы, км	Темпера- тура, °К	Давление, мм рт. ст.	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Концентрация, см <sup>-3</sup>
30	6,95	235,3	9,06	$1,79 \cdot 10^{-5}$	$3,72 \cdot 10^{17}$
32,5	7,20	243,5	6,36	$1,21 \cdot 10^{-5}$	$2,52 \cdot 10^{17}$
35	7,45	251,7	4,52	$8,34 \cdot 10^{-6}$	$1,73 \cdot 10^{17}$
37,5	7,70	260,0	3,25	$5,80 \cdot 10^{-6}$	$1,21 \cdot 10^{17}$
40	7,95	268,2	2,36	$4,08 \cdot 10^{-6}$	$8,50 \cdot 10^{16}$
42,5	8,05	271,4	1,73	$2,95 \cdot 10^{-6}$	$6,14 \cdot 10^{16}$
45	8,15	274,5	1,25	$2,09 \cdot 10^{-6}$	$4,35 \cdot 10^{16}$
47,5	8,15	274,3	0,91	$1,54 \cdot 10^{-6}$	$3,20 \cdot 10^{16}$
50	8,15	274,2	0,67	$1,13 \cdot 10^{-6}$	$2,36 \cdot 10^{16}$
52,5	8,15	273,9	0,49	$8,36 \cdot 10^{-7}$	$1,74 \cdot 10^{16}$
55	8,15	273,7	0,36	$6,15 \cdot 10^{-7}$	$1,28 \cdot 10^{16}$
57,5	7,84	263,3	0,26	$4,67 \cdot 10^{-7}$	$9,72 \cdot 10^{15}$
60	7,54	252,8	0,19	$3,52 \cdot 10^{-7}$	$7,31 \cdot 10^{15}$
62,5	7,23	242,3	0,14	$2,61 \cdot 10^{-7}$	$5,44 \cdot 10^{15}$
65	6,93	232,0	$9,58 \cdot 10^{-2}$	$1,92 \cdot 10^{-7}$	$3,99 \cdot 10^{15}$
67,5	6,62	221,5	$6,62 \cdot 10^{-2}$	$1,39 \cdot 10^{-7}$	$2,89 \cdot 10^{15}$
70	6,32	211,2	$4,50 \cdot 10^{-2}$	$9,90 \cdot 10^{-8}$	$2,06 \cdot 10^{15}$
72,5	6,22	207,7	$3,02 \cdot 10^{-2}$	$6,74 \cdot 10^{-8}$	$1,40 \cdot 10^{15}$
75	6,12	204,1	$2,00 \cdot 10^{-2}$	$4,57 \cdot 10^{-8}$	$9,51 \cdot 10^{14}$
77,5	6,02	200,7	$1,33 \cdot 10^{-2}$	$3,08 \cdot 10^{-8}$	$6,40 \cdot 10^{14}$
80	5,92	197,2	$8,73 \cdot 10^{-3}$	$2,06 \cdot 10^{-8}$	$4,28 \cdot 10^{14}$
82,5	5,82	193,7	$5,70 \cdot 10^{-3}$	$1,37 \cdot 10^{-8}$	$2,84 \cdot 10^{14}$
85	5,72	190,2	$3,69 \cdot 10^{-3}$	$9,00 \cdot 10^{-9}$	$1,87 \cdot 10^{14}$
87,5	5,82	193,4	$2,39 \cdot 10^{-3}$	$5,73 \cdot 10^{-9}$	$1,19 \cdot 10^{14}$

Продолжение

Высота, км	Высота однородной атмосферы, км	Температура, °К	Давление, мм рт. ст.	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Концентрация, см <sup>-3</sup>
90	5,92	196,6	$1,56 \cdot 10^{-3}$	$3,68 \cdot 10^{-9}$	$7,65 \cdot 10^{13}$
92,5	6,02	199,7	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$2,38 \cdot 10^{-9}$	$4,94 \cdot 10^{13}$
95	6,12	202,9	$6,76 \cdot 10^{-4}$	$1,55 \cdot 10^{-9}$	$3,22 \cdot 10^{13}$
97,5	6,22	206,0	$4,50 \cdot 10^{-4}$	$1,02 \cdot 10^{-9}$	$2,11 \cdot 10^{13}$
100	6,32	209,2	$3,02 \cdot 10^{-4}$	$6,70 \cdot 10^{-10}$	$1,39 \cdot 10^{13}$

высоте 70 км требуют величины температурного минимума в области мезопаузы между 130 и 160° К. Следовательно, имеется возможность для существенных вариаций плотности и давления вблизи 100 км. В качестве некоторого верхнего и нижнего пределов давления на высоте 100 км, соответствующих реальным вариациям, может быть принята величина

$$p = (2,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$$

Такие вариации крайне важны, поскольку они влияют на граничные условия, используемые при анализе структуры термосферы.

Следует отметить также, что вариации температуры в области мезосферы должны играть важную роль в хемосфере, где химические реакции зависят от энергии активации.

В табл. 6 даны значения концентраций молекулярного кислорода и азота, а также полное число молекул этих же компонент атмосферы в вертикальном столбе. Эти данные, которые являются необходимыми при рассмотрении различных типов соударений, поглощения солнечной радиации и вообще при обсуждении различных проблем аэронавтики, должны рассматриваться лишь как первое приближение к реально существующим условиям.

### 3. Нижняя термосфера

Когда концентрация атомов кислорода становится сравнимой с концентрацией его молекул, простые предположения, использовавшиеся при исследовании гомо-

Таблица 6

## Концентрация и полное число молекул

Высота, км	$n(N_2), \text{см}^{-3}$	$n(O_2), \text{см}^{-3}$	$n(M)H, \text{см}^{-2}$	$n(N_2)H, \text{см}^{-2}$	$n(O_2)H, \text{см}^{-2}$
30	$2,90 \cdot 10^{17}$	$7,81 \cdot 10^{16}$	$2,58 \cdot 10^{23}$	$2,02 \cdot 10^{23}$	$5,42 \cdot 10^{22}$
32,5	$1,97 \cdot 10^{17}$	$5,29 \cdot 10^{16}$	$1,82 \cdot 10^{23}$	$1,42 \cdot 10^{23}$	$3,81 \cdot 10^{22}$
35	$1,35 \cdot 10^{17}$	$3,64 \cdot 10^{16}$	$1,29 \cdot 10^{23}$	$1,01 \cdot 10^{23}$	$2,71 \cdot 10^{22}$
37,5	$9,42 \cdot 10^{16}$	$2,54 \cdot 10^{16}$	$9,29 \cdot 10^{22}$	$7,25 \cdot 10^{22}$	$1,95 \cdot 10^{22}$
40	$6,53 \cdot 10^{16}$	$1,78 \cdot 10^{16}$	$6,75 \cdot 10^{22}$	$5,27 \cdot 10^{22}$	$1,42 \cdot 10^{22}$
42,5	$4,79 \cdot 10^{16}$	$1,29 \cdot 10^{16}$	$4,95 \cdot 10^{22}$	$3,86 \cdot 10^{22}$	$1,04 \cdot 10^{22}$
45	$3,40 \cdot 10^{16}$	$9,14 \cdot 10^{15}$	$3,55 \cdot 10^{22}$	$2,77 \cdot 10^{22}$	$7,45 \cdot 10^{21}$
47,5	$2,50 \cdot 10^{16}$	$6,72 \cdot 10^{15}$	$2,61 \cdot 10^{22}$	$2,03 \cdot 10^{22}$	$5,48 \cdot 10^{21}$
50	$1,84 \cdot 10^{16}$	$4,95 \cdot 10^{15}$	$1,92 \cdot 10^{22}$	$1,50 \cdot 10^{22}$	$4,04 \cdot 10^{21}$
52,5	$1,36 \cdot 10^{16}$	$3,65 \cdot 10^{15}$	$1,42 \cdot 10^{22}$	$1,10 \cdot 10^{22}$	$2,97 \cdot 10^{21}$
55	$9,98 \cdot 10^{15}$	$2,69 \cdot 10^{15}$	$1,04 \cdot 10^{22}$	$8,14 \cdot 10^{21}$	$2,19 \cdot 10^{21}$
57,5	$7,58 \cdot 10^{15}$	$2,04 \cdot 10^{15}$	$7,62 \cdot 10^{21}$	$5,95 \cdot 10^{21}$	$1,60 \cdot 10^{21}$
60	$5,70 \cdot 10^{15}$	$1,54 \cdot 10^{15}$	$5,51 \cdot 10^{21}$	$4,30 \cdot 10^{21}$	$1,16 \cdot 10^{21}$
62,5	$4,24 \cdot 10^{15}$	$1,14 \cdot 10^{15}$	$3,93 \cdot 10^{21}$	$3,07 \cdot 10^{21}$	$8,26 \cdot 10^{20}$
65	$3,11 \cdot 10^{15}$	$8,38 \cdot 10^{14}$	$2,76 \cdot 10^{21}$	$2,16 \cdot 10^{21}$	$5,80 \cdot 10^{20}$
67,5	$2,25 \cdot 10^{15}$	$6,06 \cdot 10^{14}$	$1,91 \cdot 10^{21}$	$1,49 \cdot 10^{21}$	$4,02 \cdot 10^{20}$
70	$1,61 \cdot 10^{15}$	$4,32 \cdot 10^{14}$	$1,30 \cdot 10^{21}$	$1,02 \cdot 10^{21}$	$2,73 \cdot 10^{20}$
72,5	$1,09 \cdot 10^{15}$	$2,95 \cdot 10^{14}$	$8,72 \cdot 10^{20}$	$6,80 \cdot 10^{20}$	$1,83 \cdot 10^{20}$
75	$7,42 \cdot 10^{14}$	$2,00 \cdot 10^{14}$	$5,82 \cdot 10^{20}$	$4,54 \cdot 10^{20}$	$1,22 \cdot 10^{20}$
77,5	$4,99 \cdot 10^{14}$	$1,34 \cdot 10^{14}$	$3,85 \cdot 10^{20}$	$3,00 \cdot 10^{20}$	$8,09 \cdot 10^{19}$
80	$3,34 \cdot 10^{14}$	$8,98 \cdot 10^{13}$	$2,53 \cdot 10^{20}$	$1,97 \cdot 10^{20}$	$5,32 \cdot 10^{19}$
82,5	$2,21 \cdot 10^{14}$	$5,96 \cdot 10^{13}$	$1,65 \cdot 10^{20}$	$1,29 \cdot 10^{20}$	$3,47 \cdot 10^{19}$
85	$1,46 \cdot 10^{14}$	$3,93 \cdot 10^{13}$	$1,07 \cdot 10^{20}$	$8,35 \cdot 10^{19}$	$2,25 \cdot 10^{19}$
87,5	$9,29 \cdot 10^{13}$	$2,50 \cdot 10^{13}$	$6,39 \cdot 10^{19}$	$5,41 \cdot 10^{19}$	$1,46 \cdot 10^{19}$
90	$5,96 \cdot 10^{13}$	$1,61 \cdot 10^{13}$	$4,52 \cdot 10^{19}$	$3,53 \cdot 10^{19}$	$9,50 \cdot 10^{18}$
92,5	$3,86 \cdot 10^{13}$	$1,04 \cdot 10^{13}$	$2,97 \cdot 10^{19}$	$2,32 \cdot 10^{19}$	$6,25 \cdot 10^{18}$
95	$2,51 \cdot 10^{13}$	$6,76 \cdot 10^{12}$	$1,97 \cdot 10^{19}$	$1,54 \cdot 10^{19}$	$4,14 \cdot 10^{18}$
97,5	$1,65 \cdot 10^{13}$	$4,43 \cdot 10^{12}$	$1,31 \cdot 10^{19}$	$1,02 \cdot 10^{19}$	$2,76 \cdot 10^{18}$
100	$1,09 \cdot 10^{13}$	$2,93 \cdot 10^{12}$	$8,80 \cdot 10^{18}$	$6,87 \cdot 10^{18}$	$1,85 \cdot 10^{18}$



сферы, перестают быть пригодными. Теоретический анализ (см. разд. 2 гл. IV) показывает, что время жизни или время рекомбинации атома кислорода быстро возрастает в области между 85 и 100 км. Например, атомы кислорода при концентрации  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  (что эквивалентно полному числу молекул кислорода, диссоциированных солнечным излучением за 1 сек) должны на высоте 95 км иметь среднюю продолжительность жизни 10 суток. Однако такой максимум в вертикальном распределении не соответствует гидростатическому распределению, и поэтому необходимо учитывать возможность переноса по вертикали (вниз). На уровне мезопаузы время жизни атомов кислорода уменьшается и может составить только величину порядка 1 суток. Можно предположить, что в этих условиях максимум концентрации атомов кислорода будет располагаться между 85 и 100 км, но его мощность должна быть связана с вертикальным переносом, зависящим от изменчивости условий в нижней термосфере. Тем не менее, поскольку концентрация молекулярного кислорода вблизи 100 км составляет величину порядка  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (см. табл. 6) и полная концентрация — порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , то концентрация атомарного кислорода  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  показывает, что гетеросфера должна начинаться где-то выше мезопаузы и должна быть связана с нижней термосферой. Поэтому данные табл. 5 и 6 должны быть прогрессивно изменены, начиная с высоты мезопаузы и вплоть до 100 км, чтобы учесть эффект увеличения концентрации атомарного кислорода по сравнению с другими составляющими.

#### IV. ДИССОЦИАЦИЯ КИСЛОРОДА

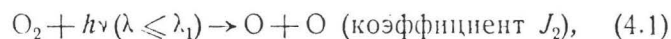
##### 1. Введение

Проблема диссоциации кислорода сильно осложняется тем обстоятельством, что она не может быть решена на основе лишь условий фотохимического равновесия, когда фотодиссоциация молекулярного кислорода автоматически уравнивается рекомбинацией кислородных атомов. Теоретическое рассмотрение показывает, что выше определенного уровня в атмосфере время диссоциации молекулы кислорода становится большим, чем время диффузии молекул, участвующих в фотохимическом равновесии. В результате вертикального переноса молекул кислорода условия фотохимического равновесия оказываются нарушенными.

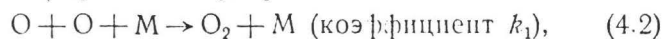
Проблема диссоциации может быть разбита на две части в соответствии с тем, будет ли число молекул больше или меньше, чем число атомов. В первом случае достаточно рассматривать поведение атомов, возникающих в процессе диссоциации и переносимых в более низкие слои. Во втором случае отклонение от фотохимических условий будет связано с переносом молекул в вышележащие слои.

##### 2. Теоретическая задача

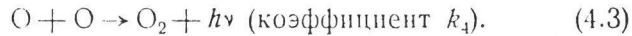
Диссоциация молекулярного кислорода происходит в результате реакции фотодиссоциации, протекающей под действием солнечного излучения



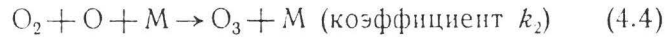
а исчезновение атомов вызывается либо ассоциацией их в процессе тройных соударений



либо может быть результатом двойных соударений, влекущих за собой радиативную ассоциацию

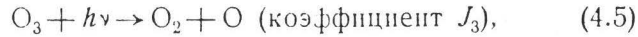


Реакцией (4.3) мы в дальнейшем будем пренебрегать, поскольку в нижней термосфере она не эффективна по сравнению с реакцией (4.2). Однако реакция

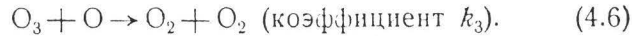


существенна там, где имеется высокая концентрация молекулярного кислорода, т. е. в стратосфере и мезосфере.

Образование озона ведет к процессу его последующего фотолиза



а также к следующей реакции:



Исходя из процессов (4.1) — (4.6), можно написать уравнения, определяющие скорости изменения концентраций  $n(\text{O}_2)$ ,  $n(\text{O})$  и  $n(\text{O}_3)$ :

$$\begin{aligned} \frac{dn(\text{O}_2)}{dt} + n(\text{O}_2)J_2 + k_2n(\text{M})n(\text{O})n(\text{O}_2) = \\ = k_1n(\text{M})n^2(\text{O}_2) + 2k_3n(\text{O})n(\text{O}_3) + n(\text{O}_3)J_3, \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn(\text{O})}{dt} + 2k_1n(\text{M})n^2(\text{O}) + k_2n(\text{M})n(\text{O}_2)n(\text{O}) + \\ + k_3n(\text{O}_3)n(\text{O}) = 2n(\text{O}_2)J_2 + n(\text{O}_3)J_3, \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn(\text{O}_3)}{dt} + n(\text{O}_3)J_3 + k_3n(\text{O})n(\text{O}_3) = \\ = k_2n(\text{M})n(\text{O}_2)n(\text{O}). \end{aligned} \quad (4.9)$$

Эти три уравнения не являются независимыми, если общее число атомов кислорода (свободных и связанных) остается постоянным.

Если мы интересуемся фотохимическим равновесием<sup>1)</sup>, то уравнения (4.7) — (4.9) приводят к соотношениям

$$\frac{n(\text{O}_3)}{n(\text{O})} = \frac{k_2 n(\text{O}_2) n(\text{M})}{J_3 + k_3 n(\text{O})} \quad (4.10)$$

и

$$n^2(\text{O}) = \frac{n(\text{O}_2) J_2}{k_1 n(\text{M}) \left\{ 1 + \frac{k_2 k_3 n(\text{O})}{k_1 [J_3 + k_3 n(\text{O})]} \right\}} \quad (4.11)$$

### 3. Образование озона

Уравнения (4.7) — (4.11) могут быть несколько упрощены в соответствии с теми или иными конкретными условиями в атмосфере. В стратосфере, где образование озона практически не влияет на концентрацию молекулярного кислорода,  $dn(\text{O}_2)/dt = 0$ , и процессом (4.6) в уравнении (4.8) можно пренебречь по сравнению с процессом (4.4). Уравнение (4.9) принимает вид

$$\frac{dn(\text{O}_3)}{dt} = 2n(\text{O}_2)J_2, \quad (4.12)$$

показывая, в какой степени содержание озона в стратосфере может изменяться в условиях фотохимического равновесия. Вводя время  $\tau(\text{O}_3)$ , необходимое для того, чтобы концентрация озона достигла 50% от величины, соответствующей фотохимическому равновесию, мы получим следующее соотношение:

$$\tau(\text{O}_3) = \left[ \frac{k_2 n(\text{M})}{k_3 J_2 J_3} \right]^{1/2}. \quad (4.13)$$

Подробные расчеты дают числовые значения, представленные в табл. 7. Вблизи стратосферы имеет место почти точное фотохимическое равновесие, поскольку течение реакций зависит от положения Солнца. Но ясно, что ниже 30 км время, требующееся для достижения фотохимического равновесия, становится уже достаточно большим, и это приводит к отклонению от равновесных

<sup>1)</sup> Bates, Nicolet, J. Geophys. Res., 55, 301 (1950).

Таблица 7

## Время установления равновесных условий для озона

Высота, км	Солнце в зените, время $\tau$ (O <sub>3</sub> )	Солнце у горизонта, время $\tau$ (O <sub>3</sub> )
50	10 минут	30 минут
45	20 минут	2 часа
40	1 час	8 часов
35	3 часа	2 дня
30	1 день	10 дней
25	1 неделя	4 месяца
20	2 месяца	4 года
15	4 года	60 лет

условий. В нижней стратосфере существует возможность значительных изменений по отношению к условиям фотохимического равновесия. Подобные изменения могут лежать в основе сезонных вариаций содержания озона в стратосфере и быть первопричиной обмена озоном между стратосферой и тропосферой.

Поскольку атмосферный озон в средней стратосфере находится в условиях, не очень далеких от фотохимического равновесия, можно использовать соотношение (4.10) совместно с (4.11) и написать

$$n^2(\text{O}_3) = \frac{k_2}{k_3} n(\text{M}) n^2(\text{O}_2) \frac{J_2}{J_3}, \quad (4.14)$$

если  $k_3 n(\text{O})$  пренебрежимо мало по сравнению с  $J_3$ .

На основании числовых подсчетов можно показать, что максимум концентрации озона находится в стратосфере. Вместе с тем оказывается, что концентрация атомарного кислорода, возрастающая в стратосфере с высотой, становится равной концентрации озона вблизи стратоспаузы. Следовательно, мезосфера характерна тем, что в условиях освещения Солнцем концентрация атомарного кислорода там больше, чем концентрация озона. В этом случае мы можем использовать соотношение (4.9), причем  $n(\text{O})$  в случае достаточно малых интервалов времени можно считать постоянной величиной,

В освещаемой Солнцем атмосфере при  $n(\text{O}) > n(\text{O}_3)$  немедленно достигается равновесие и

$$n(\text{O}_3) = \frac{k_2 n(\text{O}) n(\text{O}_2) n(\text{M})}{J_3 + k_3 n(\text{O})}. \quad (4.15)$$

В условиях неосвещенной атмосферы ассоциация атомов кислорода с молекулами [реакция (4.4)] в нижней части мезосферы происходит чрезвычайно быстро. Следовательно, в мезосфере имеют место изменения количества озона от дня к ночи, приводящие к возникновению значительной концентрации мезосферного озона в темные часы суток. Такое увеличение содержания озона ( $J_3 = 0$  в (4.15)) и уменьшение содержания атомарного кислорода существенно для мезосферных реакций и может быть обнаружено при изучении свечения ночного неба.

#### 4. Время жизни атомарного кислорода

Диссоциация кислорода приобретает стационарный характер выше мезопаузы, когда в группе реакций (4.1)–(4.6) наибольшее значение начинают иметь реакции (4.1) и (4.2). При фотохимическом равновесии имело бы место следующее соотношение:

$$n^2(\text{O}) = \frac{n(\text{O}_2) J_2}{k_1 n(\text{M})}. \quad (4.16)$$

В самом деле, скорость изменения концентрации атомарного кислорода, согласно (4.8), где членами, относящимися к озону, можно пренебречь, выражается так:

$$\frac{dn(\text{O})}{dt} + 2k_1 n(\text{M}) n^2(\text{O}) = 2n(\text{O}_2) J_2. \quad (4.17)$$

После захода Солнца  $J_2 = 0$ , и время рекомбинации кислорода можно определить из следующего выражения:

$$n(\text{O}) = \frac{n_0(\text{O})}{1 + 2k_1 n(\text{M}) n_0(\text{O}) t}, \quad (4.18)$$

где  $n_0(\text{O})$  — концентрация атомарного кислорода при  $t = 0$ . Если за время рекомбинации  $\tau(\text{O})$  принять

время, необходимое для понижения концентрации атомов до 50% первоначального значения, то (4.18) дает

$$\tau(\text{O}) = \frac{1}{2k_1 n(\text{M}) n_0(\text{O})}. \quad (4.19)$$

Принимая численное значение <sup>1)</sup>  $k_1 = 3 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6/\text{сек}$  и взяв значения  $n(\text{M})$  из табл. 6, мы можем подсчитать время жизни кислородного атома; результаты приведены в табл. 8. Из этой таблицы мы видим, что на вы-

Таблица 8

Время жизни атома кислорода

Высота, км	$n(\text{M}), \text{ см}^{-3}$	$\tau_0$	
		$n_0(\text{O}) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$	$n_0(\text{O}) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$
85	$1,9 \cdot 10^{14}$	1 сутки	10 суток
90	$7,7 \cdot 10^{13}$	3 суток	1 месяц
95	$3,2 \cdot 10^{13}$	6 »	2 месяца
100	$1,4 \cdot 10^{13}$	15 »	5 месяцев

соте 85 км может поддерживаться концентрация  $2 \cdot 10^{12}$  атомов кислорода в  $1 \text{ см}^3$ , если образование их идет со скоростью  $8 \cdot 10^{12} \text{ атом}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . Такая скорость обеспечивает образование около  $10^{18} \text{ атом}/\text{см}^2$  по истечении 5 суток, что соответствует полному количеству атомов в вертикальном столбе с основанием на высоте 85 км. Эта скорость образования атомов кислорода может быть обеспечена диссоциацией молекулярного кислорода излучением  $\lambda < 1750 \text{ \AA}$ , если радиационная температура равна  $5000^\circ \text{ К}$ . Таким образом, величину  $10^{13}$  атомов кислорода в  $1 \text{ см}^3$  следует рассматривать как временный максимум концентрации, в то время как величина  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  является легко достижимым значением между 85 и 100 км и может рассматриваться в качестве минимума.

Во всяком случае, мы можем заключить, что атомарный кислород становится в нижней термосфере обязательной составляющей. Но его концентрация будет не

<sup>1)</sup> Reeves, Mannella, Harteck, J. Chem. Phys., 32, 632 (1960).

постоянной и должна зависеть от аэрономических условий в нижней термосфере. Положение максимума концентрации будет зависеть от проникновения солнечного излучения, диссоциирующего  $O_2$  в этой области (широтные и сезонные эффекты), и от динамических эффектов, связанных с вертикальным или горизонтальным переносом. Можно полагать, что высота максимума концентрации атомарного кислорода в нижней термосфере будет меняться между 85 и 100 км и что максимальное значение концентрации вряд ли будет достигать  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , хотя и не должно быть ниже, чем  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

#### 5. Атомарный кислород на высоте 100 км

Используя результаты наблюдений, а именно данные измерений давления и плотности молекулярного кислорода, можно получить некоторое представление о физических условиях на высоте около 100 км. Однако для точного определения концентрации атомарного кислорода надежного метода в настоящее время не существует.

Если считать, что на высоте 100 км условия фотохимического равновесия не выполняются и что наиболее важным процессом с точки зрения вопроса о диссоциации является перемешивание, то можно написать следующее соотношение:

$$n(O) = \frac{1}{2} n(N_2) - 2n(O_2)^1. \quad (4.20)$$

Придерживаясь величины давления на высоте 100 км, указанной в табл. 5, т. е.  $p = 3 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$ , мы можем для оценки концентрации атомарного кислорода использовать формулу (4.20), учитывая, впрочем, что концентрация эта может быть переменной. Следует за-

<sup>1)</sup> Это приближенное соотношение. Более точно оно выглядит так:

$$\frac{n(O_2) + \frac{1}{2} n(O)}{n(N_2)} = 0,2681,$$

где величина 0,2681 — отношение концентраций  $n(O_2)/n(N_2)$  на уровне Земли согласно табл. 1. — *Прим. перев.*



метить, что если бы степень диссоциации была больше 35%, то концентрация атомарного кислорода превышала бы концентрацию молекулярного и не очень сильно отличалась бы от значений, соответствующих фотохимическому равновесию. Вероятно, мы окажемся ближе к действительности, если предположим, что на высоте около 100 км концентрация молекулярного кислорода все еще превышает концентрацию атомарного кислорода. Степень диссоциации порядка 25%, по-видимому, является в настоящее время наилучшей цифрой в качестве рабочего варианта. Поскольку, если мы хотим заняться изучением поведения термосферы, нам невозможно уклониться от выбора численных значений, мы приняли для области между 100 и 120 км параметры, приведенные в табл. 9. В любом случае время жизни атома кислорода на высоте 100 км должно быть порядка нескольких месяцев и возрастать с высотой. К такому заключению приводят числовые данные о моле-

Таблица 9а

Пример физических параметров в интервале высот между 100 и 120 км

Высота, км	$H$ , км	$P$ , мм рт. ст.	$T$ , °К	$\rho$ , г/см <sup>-3</sup>
100	6,37	$3,0 \cdot 10^{-4}$	200	$6,6 \cdot 10^{-10}$
105	6,87	$1,4 \cdot 10^{-4}$	216	$2,9 \cdot 10^{-10}$
110	7,37	$6,9 \cdot 10^{-5}$	230	$1,3 \cdot 10^{-10}$
115	7,87	$3,7 \cdot 10^{-5}$	246	$6,5 \cdot 10^{-11}$
120	8,37	$2,0 \cdot 10^{-5}$	262	$3,3 \cdot 10^{-11}$

Высота, км	$n(N_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(O_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(O)$ , см <sup>-3</sup>	$n(M)$ , см <sup>-3</sup>
100	$1,1 \cdot 10^{13}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{13}$
105	$4,7 \cdot 10^{12}$	$9,5 \cdot 10^{11}$	$6,1 \cdot 10^{11}$	$6,3 \cdot 10^{12}$
110	$2,2 \cdot 10^{12}$	$4,4 \cdot 10^{11}$	$2,8 \cdot 10^{11}$	$2,9 \cdot 10^{12}$
115	$1,0 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
120	$5,3 \cdot 10^{11}$	$1,1 \cdot 10^{11}$	$7,0 \cdot 10^{10}$	$7,1 \cdot 10^{11}$

Таблица 9б

Пример физических параметров в интервале высот между 100 и 120 км

Высота, км	$H$ , км	$P$ , мм рт. ст.	$T$ , °К	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
100	6,37	$3,0 \cdot 10^{-4}$	200	$6,6 \cdot 10^{-10}$
105	7,37	$1,4 \cdot 10^{-4}$	231	$2,7 \cdot 10^{-10}$
110	8,37	$7,6 \cdot 10^{-5}$	262	$1,3 \cdot 10^{-10}$
115	9,37	$4,3 \cdot 10^{-5}$	293	$6,5 \cdot 10^{-11}$
120	10,37	$2,6 \cdot 10^{-5}$	324	$3,5 \cdot 10^{-11}$

Высота, км	$n(N_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(O_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(O)$ , см <sup>-3</sup>	$n(M)$ , см <sup>-3</sup>
100	$1,1 \cdot 10^{13}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{13}$
105	$4,5 \cdot 10^{12}$	$9,2 \cdot 10^{11}$	$5,9 \cdot 10^{11}$	$6,0 \cdot 10^{12}$
110	$2,1 \cdot 10^{12}$	$4,3 \cdot 10^{11}$	$2,7 \cdot 10^{11}$	$2,8 \cdot 10^{12}$
115	$1,1 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
120	$5,8 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$7,6 \cdot 10^{10}$	$7,8 \cdot 10^{11}$

кулярной ассоциации, представленные в табл. 8. Следовательно, мы можем считать, что атомы кислорода обладают достаточно большим временем жизни для того, чтобы их вертикальное распределение не слишком отличалось от распределения других составляющих в области 100—120 км. Таким образом, табл. 9 дает пример реальных физических условий, существующих в пограничной области; знание этих условий необходимо для анализа структуры средней и верхней термосферы. Следует отметить, что принятое отношение  $n(O_2)/n(O)$  приводит к средней величине молекулярного веса в области перемешивания, равной  $M = 27$ , что не сильно отличается от  $M(N_2) = 28$ .

Нелишне напомнить, что постановка проблемы диссоциации претерпела значительные изменения за последние десять лет. На смену ограниченной точке зрения, сводившейся к использованию фотохимического равновесия, в основе которого лежало представление

IV. Диссоциация кислорода

Таблица 9в

Пример физических параметров в интервале высот между 100 и 120 км

Высота, км	$H$ , км	$P$ , мм рт.ст.	$T$ , °К	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
100	6,37	$3,0 \cdot 10^{-4}$	200	$6,6 \cdot 10^{-10}$
105	7,87	$1,5 \cdot 10^{-4}$	247	$2,6 \cdot 10^{-10}$
110	9,37	$8,2 \cdot 10^{-5}$	293	$1,2 \cdot 10^{-10}$
115	10,87	$5,0 \cdot 10^{-5}$	340	$6,5 \cdot 10^{-11}$
120	12,37	$3,3 \cdot 10^{-5}$	386	$3,7 \cdot 10^{-11}$

Высота, км	$n(N_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(O_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(O)$ , см <sup>-3</sup>	$n(M)$ , см <sup>-3</sup>
100	$1,1 \cdot 10^{13}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{13}$
105	$4,5 \cdot 10^{12}$	$8,8 \cdot 10^{11}$	$5,6 \cdot 10^{11}$	$5,8 \cdot 10^{12}$
110	$2,0 \cdot 10^{12}$	$4,1 \cdot 10^{11}$	$2,6 \cdot 10^{11}$	$2,7 \cdot 10^{12}$
115	$1,1 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
120	$6,1 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$8,0 \cdot 10^{10}$	$8,1 \cdot 10^{12}$

о солнечном излучении с эффективной температурой 6000° К, пришли представления об отклонениях от фотохимического равновесия<sup>1)</sup>, как более точном выражении реальных условий диссоциации кислорода. Эти отклонения приводят к возрастанию концентрации молекулярного кислорода на высоте 100 км по сравнению с теми значениями, которые вытекали из условий фотохимического равновесия. Поэтому атмосфера атомарного кислорода должна быть отнесена к большим высотам.

<sup>1)</sup> Nicolet, Mange, J. Geophys. Res., 59, 16 (1954).

## V. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ГРАДИЕНТ В ТЕРМОСФЕРЕ

### 1. Введение

Мы уже указывали, что характерной чертой термосферы является очень медленное убывание плотности с высотой. Согласно уравнению (3.2), единственно возможным объяснением этого служит значительное возрастание высоты однородной атмосферы с высотой. Хотя переход от молекулярной атмосферы ( $M = 29$ ) к атомарной ( $M = 16$  или  $14$ ) должен приводить к удвоению значения высоты однородной атмосферы  $H = kT/mg$ , этого оказывается недостаточным, чтобы объяснить большие плотности в верхней атмосфере, поэтому необходимо предположить значительное повышение температуры. Могут быть рассмотрены две возможности: рост температуры с высотой, обязанный существованию температурного градиента вплоть до больших высот, или резкое возрастание температуры в области ниже 200 км, за которым следует уменьшение температурного градиента, постепенно приводящее к изотермической атмосфере.

Когда мы говорим о градиенте температуры, это значит, что мы должны предположить наличие таких физических условий, которые обеспечивали бы приток тепла извне для поддержания градиента. Если подобный температурный градиент существует, то можно показать (см. далее), что он не может возрастать с высотой. Точно так же должна быть отвергнута любая модель атмосферы, требующая постоянного градиента. В термосфере градиент температуры всегда должен убывать с высотой, потому что там отсутствует какой-либо другой путь переноса тепла, могущий сбалансировать поток, обусловленный теплопроводностью.

Можно показать, что нет способов получить плотности, наблюдаемые на высоте 700 км, если температур-

ный градиент вблизи 150 км слишком мал, даже если плотности, наблюдаемые на высоте 200 км, будут примерно совпадать с вычисленными. Причина состоит в том, что абсолютные значения плотности вблизи 200 км не очень чувствительны к градиенту температуры у 150 км, но зависят от граничных условий близ 100—120 км.

Поскольку физические условия в интервале между 100 и 120 км еще не достаточно ясны в силу сложности и разнообразия явлений, целесообразно провести предварительный анализ, который покажет, насколько трудной является оценка физических параметров с достаточной точностью.

Рассматривая снова уравнения (3.3), в которых физическим параметром является локальная высота однородной атмосферы  $H$

$$H = \frac{kT}{mg} = \frac{kT}{mg_a} \left( \frac{a+z}{a} \right)^2, \quad (5.1)$$

мы должны помнить, что основное уравнение будет

$$\frac{d\rho g}{\rho g} = \frac{dn}{n} + \frac{dm}{m} + \frac{dg}{g} = -\frac{1+\beta}{\beta} \frac{dH}{H}, \quad (5.2)$$

так как

$$\frac{dH}{H} = \frac{dT}{T} - \left( \frac{dm}{m} + \frac{dg}{g} \right). \quad (5.3)$$

Если  $T$  постоянно, то можно использовать параметр  $H_n$ , характеризующий изменение концентрации с высотой

$$H_n = -\frac{1}{d(\ln n)/dz}. \quad (5.4)$$

Однако его использование может привести к некорректным выводам, поскольку

$$\begin{aligned} \frac{dH_n}{H_n} &= \frac{dT}{T} - \left[ \frac{dm}{m} + \frac{dg}{g} + \frac{kT}{mg} \frac{d(dT/dz)}{T} \right] \times \\ &\quad \times \left[ \frac{1}{1 + \frac{k}{mg} \frac{d(dT/dz)}{dz}} \right]. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Если это выражение сравнить с (5.3), то можно видеть, насколько усложнена зависимость  $H_n$  от параметров  $T$ ,

$m$  и  $g$ . Параметром  $H_n$  не следует пользоваться там, где градиент температуры велик.

При наличии перемешивания уравнение (5.2) подчинено следующему условию:

$$\frac{d\rho_i g}{\rho_i g} = -\frac{1+\beta}{\beta} \frac{dH}{H}, \quad (5.6)$$

налагаемому на все молекулы  $i$ -го типа.

В случае диффузии уравнение (5.2) подчинено другому условию:

$$\frac{d\rho_i g}{\rho_i g} = -\frac{1+\beta_i}{\beta_i} \frac{dH_i}{H_i}; \quad (5.7)$$

здесь

$$\beta_i m_i = \beta m \quad (5.8)$$

и

$$\beta_i = \frac{k}{m_i} \frac{d(T/g)}{dz}, \quad (5.9)$$

$$\beta = k \frac{d(T/mg)}{dz}. \quad (5.10)$$

Если  $T$  постоянно, (5.9) и (5.10) преобразуются в

$$\beta_i = \frac{kT}{m_i} \frac{d(1/g)}{dz} = \frac{2(a+z)}{a^2} H_{ia}, \quad (5.11)$$

$$\beta = kT \frac{d(1/gm)}{dz} = \frac{2(a+z)}{a^2} H_a \left[ 1 - \frac{a+z}{2m} \frac{dm}{dz} \right]. \quad (5.12)$$

## 2. Условия на высоте 200 км

Для получения численных значений в качестве постоянных граничных условий на высоте 120 км были использованы физические параметры, приведенные в табл. 9. Так как задачей вычисления было показать, что плотность на высоте 150 км не зависит от градиента высоты однородной атмосферы между 120 и 150 км, то в (5.6) и (5.7) может быть использован постоянный градиент. Были взяты различные значения  $\beta$  (от 0,3 до 0,7); все они приводят практически к одной и той же величине плотности на высоте 150 км. Табл. 10а показывает

Таблица 10а.

## Пример физических параметров в интервале высот между 120 и 150 км

Высота, км	Высота однородной атмосферы (км) и температура (°K)				
	10,37 324	10,37 324	10,37 324	10,37 324	10,37 324
120	10,37 324	10,37 324	10,37 324	10,37 324	10,37 324
130	13,37 416	14,37 447	15,37 478	16,37 509	17,37 540
140	16,37 508	18,37 570	20,37 632	22,37 694	24,37 756
150	19,37 599	22,37 692	25,37 784	28,37 877	31,37 970
Плотность, г/см <sup>3</sup>					
120	$3,54 \cdot 10^{-11}$	$3,54 \cdot 10^{-11}$	$3,54 \cdot 10^{-11}$	$3,54 \cdot 10^{-11}$	$3,54 \cdot 10^{-11}$
130	$1,18 \cdot 10^{-11}$	$1,13 \cdot 10^{-11}$	$1,09 \cdot 10^{-11}$	$1,05 \cdot 10^{-11}$	$1,02 \cdot 10^{-11}$
140	$4,93 \cdot 10^{-12}$	$4,81 \cdot 10^{-12}$	$4,70 \cdot 10^{-12}$	$4,58 \cdot 10^{-12}$	$4,47 \cdot 10^{-12}$
150	$2,38 \cdot 10^{-12}$	$2,42 \cdot 10^{-12}$	$2,44 \cdot 10^{-2}$	$2,44 \cdot 10^{-12}$	$2,43 \cdot 10^{-12}$
Плотность при диффузии, начинающейся на 120 км					
150	$2,37 \cdot 10^{-12}$	$2,41 \cdot 10^{-12}$	$2,42 \cdot 10^{-12}$	$2,42 \cdot 10^{-12}$	$2,40 \cdot 10^{-12}$
Высота однородной атмосферы при диффузии, начинающейся на 120 км					
150	20,65	23,70	26,74	29,78	32,82
Концентрация атомарного кислорода при отсутствии и при наличии диффузии					
150	$5,1 \cdot 10^9$ $1,2 \cdot 10^{10}$	$5,2 \cdot 10^9$ $1,2 \cdot 10^{10}$	$5,2 \cdot 10^9$ $1,1 \cdot 10^{10}$	$5,2 \cdot 10^9$ $1,1 \cdot 10^{10}$	$5,2 \cdot 10^9$ $1,0 \cdot 10^{10}$

вычисленные значения таких физических параметров, как температура, плотность и концентрация. Если известны условия на высоте 120 км, то плотность на высоте 150 км будет практически постоянной, а именно

$$\rho(150 \text{ км}) = (2,42 \pm 0,02) \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3 \quad (5.13)$$

в том случае, если

$$\rho(120 \text{ км}) = 3,54 \cdot 10^{-11} \text{ г/см}^3 \quad (5.14)$$

и

$$600^\circ\text{K} \leq T(150 \text{ км}) \leq 970^\circ\text{K}. \quad (5.15)$$

Другими словами, любой градиент температуры между высотами 120 и 150 км приводит к одному и тому же значению плотности на высоте 150 км. Поэтому измерения плотности в малом диапазоне высот недостаточны для того, чтобы на их основании можно было судить о других физических параметрах. Далее, ясно, что ни диффузия, ни перемешивание не влияют на плотность на высоте 150 км. С другой стороны, табл. 10а показывает, что концентрация атомарного кислорода будет различной в зависимости от того, принимается ли во внимание перемешивание или диффузия. Но эта разница не может быть обнаружена, так как невозможно произвести настолько прецизионные измерения плотности, чтобы получить значение высоты однородной атмосферы с необходимой точностью (см. табл. 10а).

Для того чтобы пояснить, почему практически невозможно добиться точного физического описания термосферы ниже 200 км при измерении только одного параметра, представляется интересным определить плотность на высотах 200 и 220 км и показать, каким образом на нее влияют различия в градиентах температуры, дающие на высоте 150 км температуру от 600 до 1000° К. Приняв затем те же температурные градиенты для области между 150 и 220 км, можно показать (табл. 10б), что плотность на высоте 200 км (или 220 км) не зависит от принятых значений градиента. Различия оказываются меньше  $\pm 10\%$  на высоте 200 км и  $\pm 5\%$  на высоте 220 км. Вариации от  $2 \cdot 10^{-13}$  до  $4,5 \cdot 10^{-13}$  г/см<sup>3</sup> на высоте 200 км в основном



Таблица 106

Пример физических параметров на высотах 200 и 220 км

Высота, км	Температура, °К					Среднее значение
150	599	692	784	877	970	800±200
Плотность ( $\rho/\text{см}^3 \cdot 10^{12}$ ) ( $\pm 0,01$ )						
150	2,37	2,41	2,43	2,42	2,41	2,40±0,03
$\rho \cdot 10^{13}$ ( $\leq \pm 10\%$ )						
200	2,10	2,70	3,35	3,90	4,45	3,3±1,2
$\rho \cdot 10^{13}$ ( $\leq \pm 5\%$ )						
220	1,10	1,45	1,90	2,30	2,70	1,9±0,8
$\rho H^{1/2} \cdot 10^{10}$ ( $\leq \pm 10\%$ ). Диффузия на высоте 150 км						
220	1,9	3,0	4,1	5,3	6,5	4,2±2,3
$\rho H^{1/2} \cdot 10^{10}$ . Диффузия на высоте 120 км						
220	2,4	3,5	4,7	5,9	7,0	4,7±2,3
Молекулярный вес при отсутствии диффузии						
220	27,43				27,43	27,43
Диффузия на высоте 150 км ( $\pm 1\%$ )						
220	25,2	25,6	25,9	26,1	26,2	25,7±0,5
Диффузия на высоте 120 км ( $\pm 1\%$ )						
220	22,5	23,2	23,7	24,1	24,4	23,5±1,0
$\rho(O) \cdot 10^{14}$ ( $\leq \pm 10\%$ ) при отсутствии диффузии						
220	0,55	0,80	1,00	1,25	1,50	1,0±0,5
Диффузия на высоте 150 км						
220	1,60	2,00	2,30	2,65	3,00	2,3±0,7
Диффузия на высоте 120 км						
$\rho(O) \cdot 10^{14}$ ( $\pm \leq 10\%$ )						
220	3,85	4,50	5,00	5,35	5,80	4,8±1,0
Температура ( $\beta_{<150 \text{ км}} \geq \beta_{>150 \text{ км}}$ )						
220	1000	1100	1200	1300	1400	1200±100
220	1200	1500	1800	2100	2200	1700±500
Температура ( $\beta_{<150 \text{ км}} \leq \beta_{>150 \text{ км}}$ )						
220	1800	1900	2000	2100	2200	2000±200

обусловлены влиянием температурного градиента ниже 150 км. На рис. 5 показано вертикальное распределение плотности на высотах от 120 до 220 км в соответствии

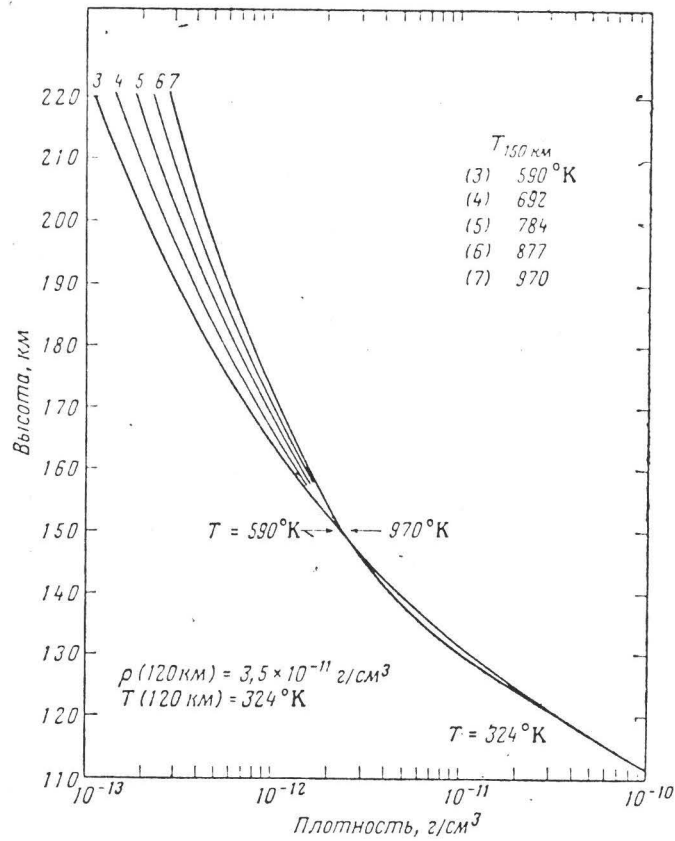


Рис. 5. Плотность атмосферы в функции градиента температуры в области 120—150 км.

с условиями, приведенными в табл. 10, а именно при плотности, определенной на высоте 120 км, температуре, меняющейся от 600 до 970° К на высоте 150 км и при любом градиенте выше 150 км, в условиях перемешивания или диффузии. Изменения среднего молекуляр-

ного веса от 27,4 до 23,5, как видно из табл. 106, не может быть обнаружено, иначе говоря, вариации концентраций атомарного кислорода в 5 раз не выявляются при измерениях плотности между 100 и 200 км.

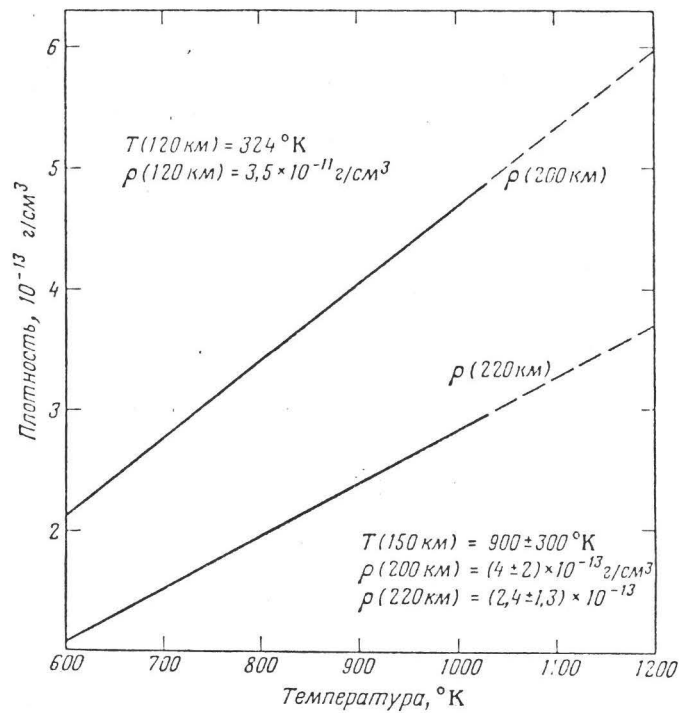


Рис. 6. Плотность атмосферы на высотах 200 и 220 км в функции температуры на высоте 150 км.

С другой стороны, это значит, что температуру на высоте 200 км невозможно определить без привлечения дополнительных физических аргументов. Действительно, данные табл. 106 объясняют, как могли возникнуть совершенно различные заключения относительно поведения термосферы между 100 и 200 км. Любая произвольная гипотеза может объяснять данные наблюдений, однако, какую бы аномалию ни вводить в градиент

высоты однородной атмосферы, она не будет влиять на вертикальное распределение плотности. С другой стороны, любая аномалия на кривой плотности может быть объяснена какой-нибудь подходящей гипотезой.

Единственное четкое положительное заключение, которое может быть сделано на основании табл. 10б, состоит в том, что плотность на высоте 200—220 км непосредственно связана с градиентом температуры вблизи (или ниже) высоты 150 км. Рис. 6 показывает, что зависимость между  $\rho(200 \text{ км})$  и  $T(150 \text{ км})$  почти линейна, причем вариации  $\rho(150 \text{ км})$  отсутствуют, если  $\rho(120 \text{ км})$  постоянно. Можно прийти к заключению, что плотность изменяется от 200 км к 220 км следующим образом:

$$\rho(200 \text{ км}) = (4 \pm 2) \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3, \quad (5.16)$$

$$\rho(220 \text{ км}) = (2,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3 \quad (5.17)$$

для

$$T(150 \text{ км}) = 900 \pm 300 \text{ }^\circ\text{К}, \quad (5.18)$$

если

$$\rho(120 \text{ км}) \approx 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ г/см}^3 \quad (5.19)$$

и

$$T(120 \text{ км}) \approx 325 \text{ }^\circ\text{К}. \quad (5.20)$$

Для того чтобы на высоте 200 км были высокие значения плотности, необходимо наличие большого градиента температуры на высоте 150 км. Точное его значение не может быть указано, так как граничные условия близ 120 км не являются в необходимой степени постоянными<sup>1)</sup>.

Из значений температуры, приведенных в табл. 10б для 220 км, надо было бы выбрать то, которое является наиболее приемлемым. Это должна быть температура, совместимая с вертикальным распределением плотности

<sup>1)</sup> Если пользоваться данными табл. 9а, то плотность на высоте 150 км должна быть около  $\rho = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3$ , а на высоте 200 км  $\rho = (2,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3$ . Табл. 9в дает  $\rho = 3,5 \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3$  на высоте 150 км.

вверх до больших высот. Но, пока не известен точно средний молекулярный вес, никакого реального решения предложить нельзя.

### 3. Условия выше 250 км

Медленное понижение плотности выше 200 км может быть объяснено достаточно высокой температурой, например больше  $1000^\circ\text{K}$ . Вместе с тем если существует

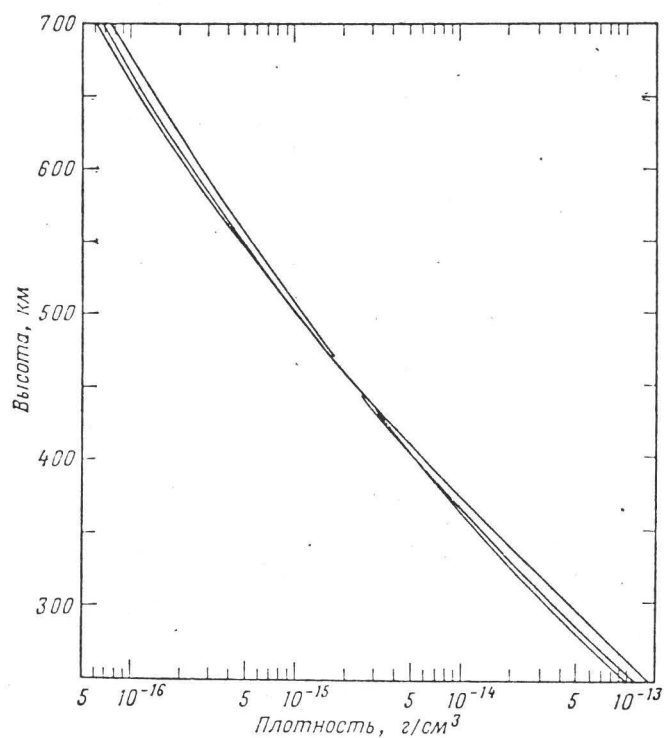


Рис. 7. Плотность изотермической атмосферы между высотами 250 и 700 км при значениях температуры  $(1282 \pm 91^\circ\text{K})$  и при различных отношениях  $n(\text{O})/n(\text{N}_2)$  на высоте 500 км, указанных в табличке на стр. 65.

значительное увеличение высоты однородной атмосферы  $H$  между 200 и 700 км, то объяснение не обяза-

тельно должно быть связано с возрастающей температурой. Оно может быть результатом уменьшения молекулярного веса  $mg$ . Например, изменение высоты однородной атмосферы от  $H = 50$  км вблизи высоты 200 км до  $H = 100$  км вблизи 750 км может иметь место в изотермической атмосфере, если принять во внимание диффузию атомарного кислорода в модели кислородно-азотной термосферы.

Предпочтение все же следует отдать термосфере, в которой в результате поглощения ультрафиолетового солнечного излучения возникает температурный градиент. Будут иметь место суточные вариации как следствия различия в переносе тепла в условиях освещенной и ночной атмосферы. Однако, чтобы уверенно говорить о том, что градиент высоты однородной атмосферы на достаточно больших высотах обязан уменьшению  $mg$ , необходимо знать отношение концентраций атомарного кислорода и молекулярного азота на данной высоте. Это отношение не может быть указано с достаточной точностью, и, кроме того, оно, вероятно, меняется в силу изменяющихся физических условий. Чтобы показать, как влияет диффузия, можно воспользоваться данными табл. 10, где в качестве уровней, от которых начинается диффузия, выбраны три высоты: 220, 150 и 120 км. Из рис. 7 видно, что вертикальное распределение плотности в интервале высот 250—700 км в изотермической атмосфере почти неизменно при температурах порядка  $1282 \pm 91^\circ \text{K}$ . Такие условия могут удовлетворить (с точностью  $\pm 10\%$ ) данным наблюдений для ночного времени. Однако, если мы рассматриваем отношение концентраций атомарного кислорода и молекулярного азота на определенной высоте, то обнаруживаются большие различия. Так, например, вблизи 500 км, где  $\rho = 1 \cdot 10^{-15} \text{ г/см}^3$ , получим следующий результат:

$T$ ( $^\circ\text{K}$ )	$\rho$ ( $\text{N}_2$ )	$\rho$ ( $\text{O}$ )	$\rho$ ( $\text{O}$ )/ $\rho$ ( $\text{N}_2$ )	$n$ ( $\text{O}$ )/ $n$ ( $\text{N}_2$ )
1373	$5,0 \cdot 10^{-16}$	$5,0 \cdot 10^{-16}$	$\sim 1$	17,5
1282	$2,6 \cdot 10^{-16}$	$7,4 \cdot 10^{-16}$	$\sim 3$	52,5
1191	$1,2 \cdot 10^{-16}$	$10,1 \cdot 10^{-16}$	$\sim 9$	157,5

Эти числа показывают, что необходимо избегать поспешных заключений, когда речь идет о таких параметрах,

как температура, средний молекулярный вес или концентрация атомов и молекул. Более того, поскольку неизбежно существование вариаций, данные наблюдений, полученные в различных местах или в разное время, могут оказаться несовместимыми.

#### 4. Энергия в термосфере

Чтобы сделать определенными условия, при которых может существовать и поддерживаться градиент температуры, требуется решить вопрос о постоянном потоке тепла. Поскольку необходимо рассмотреть только порядок величин, подходящим параметром будет кинетическая энергия в вертикальном столбе.

Для высоты 100 км полная кинетическая энергия (в столбе) не может быть меньше  $3 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>2</sup>, в то время как на уровне 200 км она имеет порядок величины только  $10^4$  эрг/см<sup>2</sup>. Если в атмосферу на высоте 100 км будет вводиться энергия порядка 1 эрг/см<sup>2</sup>·сек, термосфера ниже 100 км не испытает значительных изменений. Но если такая энергия будет поглощаться вблизи 200 км, то термосфера будет получать за сутки порцию энергии, примерно равную кинетической энергии в вертикальном столбе. Таким образом, появляется возможность возникновения градиента температуры. Существование значительного температурного градиента приводит нас к проблеме теплопроводности, включая вопрос об источниках нагревания и о потерях тепла. Мы покажем в дальнейшем, что энергия  $E$  (эрг/см<sup>2</sup>·сек) теплового потока задается следующими выражениями ( $400^\circ \leq T \leq 1600^\circ$  К):

для атмосферы атомарного кислорода

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{км} = (10 \pm 3)E;$$

для недиссоциированной атмосферы

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{км} = (20 \pm 6)E.$$

Таким образом, поток энергии порядка 1 эрг/см<sup>2</sup>·сек приводит к градиенту температуры в термосфере более

$10^\circ \text{K}$  на 1 км и может объяснить высокие температуры, переход к которым достигается в слое толщиной несколько десятков километров. Это позволит в свою очередь объяснить изменение высоты однородной атмосферы от  $H = 10$  км до  $H = 50$  км в интервале высот меньше 100 км.

Поскольку градиент высоты однородной атмосферы на достаточно больших высотах обязан своим происхождением уменьшению среднего молекулярного веса, то в изотермическом слое легко достигаются значения высоты однородной атмосферы порядка 100 км.



## VI. ФОТОИОНИЗАЦИЯ

### 1. Введение

Поглощение солнечного излучения ведет к диссоциации и ионизации атмосферных компонент, и если энергия достаточно велика, то этот процесс может приводить к нагреванию атмосферы. Поэтому необходимо рассмотреть не только поглощение излучения основными компонентами, но и принять во внимание малые компоненты, поскольку относительно небольшие концентрации их могут привести к возникновению важных аэрономических реакций. Так, например, наиболее значительный вклад в свечение ночного неба принадлежит эмиссии OH, хотя концентрация последнего пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией атомарного кислорода. Концентрация ионов  $\text{NO}^+$  превосходит концентрацию ионов  $\text{N}_2^+$ , хотя нейтральные молекулы NO составляют очень малую долю по отношению к концентрации  $\text{N}_2$ . Наконец, аэрономические реакции с участием малых по земным условиям компонент следует изучать еще и потому, что это может послужить подготовкой к анализу строения атмосфер других планет с иным составом.

### 2. Поглощение рентгеновских лучей в интервале $1-10 \text{ \AA}$ <sup>1)</sup>

Если атомные массы элементов не очень различны, то поглощение ими рентгеновских лучей в большей степени зависит от концентрации, чем от природы элементов. На рис. 8 показано эффективное сечение поглощения в интервале длин волн от 0,01 до 1  $\text{ \AA}$ , на рис. 9 — в интервале от 1 до 15  $\text{ \AA}$ . Между 0,01 и 10  $\text{ \AA}$  сечение изменяется примерно от  $3 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$  до  $10^{-19} \text{ см}^2$ .

---

<sup>1)</sup> См. Nicolet, Aikin, J. Geophys. Res., 65, 1469 (1960).

В табл. 11 приведены значения сечений поглощения для интервала длин волн 0,01—10 Å и указаны высоты, проникновение до которых равносильно прохождению единичной оптической толщи. Можно видеть, что основное

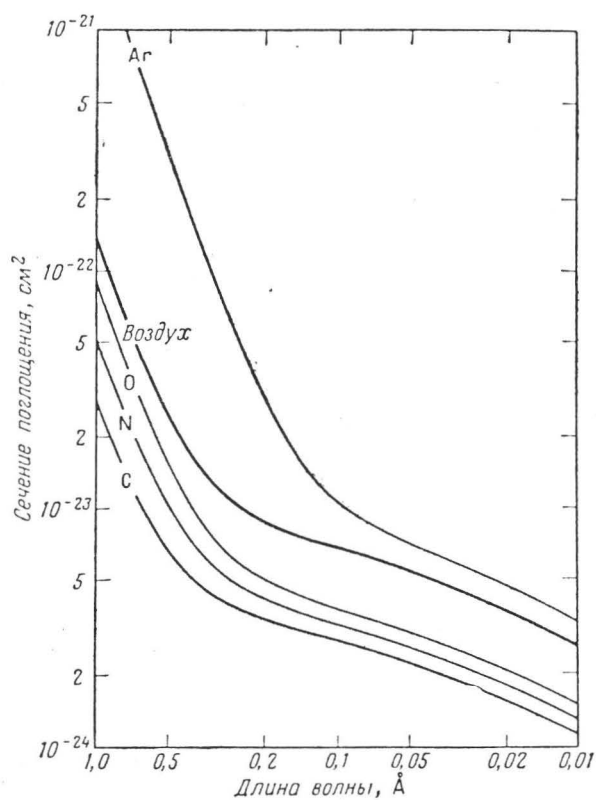


Рис. 8. Поглощение углерода, азота, кислорода и аргона в интервале 0,01—1 Å. Показана также кривая эффективного сечения поглощения для воздуха.

поглощение в интервале длин волн от 0,01 до 0,7 Å происходит в стратосфере между высотами 27,5 и 50 км. Мезосферное поглощение имеет место в спектральном интервале 0,7—7 Å. Рис. 10, на котором изображены

высоты, соответствующие единичной оптической толщине для рассматриваемого интервала длин волн, характеризует ход поглощения рентгеновских лучей с высотой.

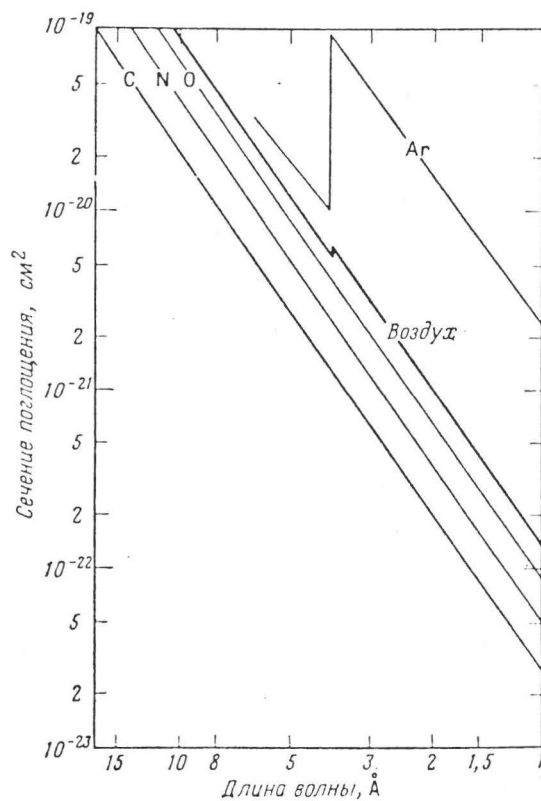


Рис. 9. Сечения поглощения основных компонент воздуха в интервале 1—15 Å.

Поглощение рентгеновских лучей приводит к различным эффектам, и необходимо проанализировать его следствия для атмосферных компонент. Коротковолновая радиация поглощается в первую очередь в результате процесса фотоионизации. Ионизационные пороги для кислорода и азота лежат у 23 и 31 Å соответственно.

Таблица 11

Сечение поглощения рентгеновских лучей и значения высот, соответствующих прохождению единичной оптической толщи, в интервале 0,01—10 Å

$\lambda$ , Å	$K(N_2)$ , с.м <sup>2</sup>	$K(O_2)$ , с.м <sup>2</sup>	$K(Ar)$ , с.м <sup>2</sup>	$K(\text{воздух})$ , с.м <sup>2</sup>	Высота $\tau_{\text{возд}}=1$ , км
0,01	$2,66 \cdot 10^{-24}$	$3,03 \cdot 10^{-24}$	$3,42 \cdot 10^{-24}$	$2,74 \cdot 10^{-24}$	27
0,02	$3,69 \cdot 10^{-24}$	$4,22 \cdot 10^{-24}$	$4,77 \cdot 10^{-24}$	$3,81 \cdot 10^{-24}$	30
0,05	$5,28 \cdot 10^{-24}$	$6,05 \cdot 10^{-24}$	$7,11 \cdot 10^{-24}$	$5,46 \cdot 10^{-24}$	32
0,10	$6,64 \cdot 10^{-24}$	$7,65 \cdot 10^{-24}$	$1,09 \cdot 10^{-23}$	$6,89 \cdot 10^{-24}$	34
0,20	$8,40 \cdot 10^{-24}$	$1,01 \cdot 10^{-23}$	$2,96 \cdot 10^{-23}$	$8,95 \cdot 10^{-24}$	36
0,40	$1,45 \cdot 10^{-23}$	$2,03 \cdot 10^{-23}$	$1,66 \cdot 10^{-22}$	$1,71 \cdot 10^{-23}$	41
0,60	$2,91 \cdot 10^{-23}$	$4,59 \cdot 10^{-23}$	$5,23 \cdot 10^{-22}$	$3,72 \cdot 10^{-23}$	47
0,80	$5,71 \cdot 10^{-23}$	$9,51 \cdot 10^{-23}$	$1,20 \cdot 10^{-21}$	$7,56 \cdot 10^{-23}$	53
1,00	$1,03 \cdot 10^{-22}$	$1,76 \cdot 10^{-22}$	$2,27 \cdot 10^{-21}$	$1,38 \cdot 10^{-22}$	58
1,20	$1,71 \cdot 10^{-22}$	$2,95 \cdot 10^{-22}$	$3,83 \cdot 10^{-21}$	$2,31 \cdot 10^{-22}$	62
1,50	$3,23 \cdot 10^{-22}$	$5,63 \cdot 10^{-22}$	$7,18 \cdot 10^{-21}$	$4,37 \cdot 10^{-22}$	66
2,00	$7,47 \cdot 10^{-22}$	$1,31 \cdot 10^{-21}$	$1,59 \cdot 10^{-20}$	$1,01 \cdot 10^{-21}$	72
2,50	$1,44 \cdot 10^{-21}$	$2,57 \cdot 10^{-21}$	$2,90 \cdot 10^{-20}$	$1,92 \cdot 10^{-21}$	76
3,00	$2,46 \cdot 10^{-21}$	$4,29 \cdot 10^{-21}$	$4,67 \cdot 10^{-20}$	$3,26 \cdot 10^{-21}$	79
4,00	$5,73 \cdot 10^{-21}$	$9,93 \cdot 10^{-21}$	$1,10 \cdot 10^{-20}$	$6,55 \cdot 10^{-21}$	83
5,00	$1,10 \cdot 10^{-20}$	$1,90 \cdot 10^{-20}$	$1,93 \cdot 10^{-20}$	$1,26 \cdot 10^{-20}$	87
6,00	$1,87 \cdot 10^{-20}$	$3,20 \cdot 10^{-20}$	$3,09 \cdot 10^{-20}$	$2,13 \cdot 10^{-20}$	90
8,00	$4,27 \cdot 10^{-20}$	$7,22 \cdot 10^{-20}$	$6,23 \cdot 10^{-20}$	$4,85 \cdot 10^{-20}$	95
10,00	$8,05 \cdot 10^{-20}$	$1,34 \cdot 10^{-19}$	$1,05 \cdot 10^{-19}$	$9,09 \cdot 10^{-20}$	99

Фотоэлектроны будут в свою очередь вызывать дальнейшую ионизацию при условии, что их энергия достаточно высока. Если излучение короче 0,5 Å, к фотоэффекту добавляется комптоновское рассеяние, и уменьшение полного сечения с длиной волны становится менее существенным. Тем не менее при любом процессе поглощения конечным результатом является ионизация кислорода и азота. Фактически количество образующихся

электронов соответствует затрате 35 эв на пару ионов<sup>1)</sup>. Отсюда мы можем определить число электронов на один

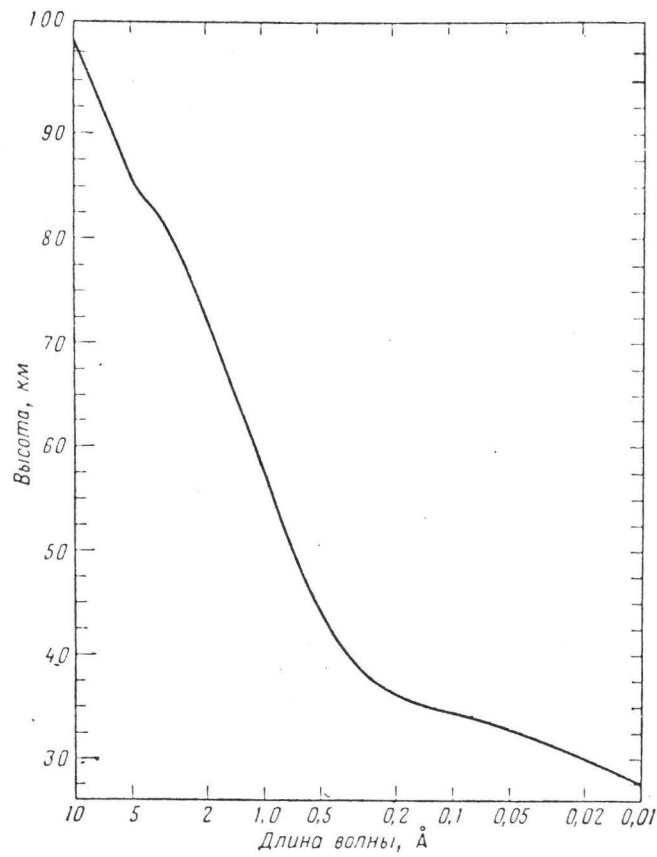


Рис. 10. Высоты, соответствующие единичной оптической толщине для интервала  $0,01 \leq \lambda \leq 10 \text{ \AA}$ .

солнечный фотон. Приблизительные величины для  $\lambda > 1 \text{ \AA}$  таковы:

<sup>1)</sup> См. Valentine, Curran, Rep. Progr. Phys., 21, 1 (1958).

$\lambda$	6 Å	4 Å	2 Å
Эффективность	45	75	165 электронов

При переходе к более коротким волнам эффективность резко возрастает:

$\lambda$	0,62 Å (20 кэв)	0,31 Å (40 кэв)	0,124 Å (100 кэв)
Эффективность	570	1140	2860 электронов

Можно заключить, что ионизация, вызываемая рентгеновскими лучами с длиной волны короче 10 Å, должна быть причиной образования слоя *D* в ионосфере. Однако эффекты ионизации нельзя рассматривать без знания характеристик солнечного излучения в соответствующем интервале спектра, а также без учета других ионизационных процессов, которые будут рассмотрены позже. Следует отметить также, что хотя аргон имеет большое сечение поглощения в этом спектральном интервале, его вклад в общую ионизацию незначителен. На рис. 9 виден разрыв непрерывности вблизи 3,65 Å, обусловленный *K*-порогом аргона.

### 3. Поглощение рентгеновских лучей в интервале 10—100 Å

*K*-пороги углерода, азота и кислорода расположены в области спектра от 10 до 100 Å. На рис. 11 изображено спектральное распределение поглощения для этих трех элементов и полное сечение атмосферного поглощения, величина которого лежит в пределах от  $10^{-19}$  до  $10^{-18}$  см<sup>2</sup>. Высоты, соответствующие единичной оптической толщине, варьируют для всего этого интервала длин волн в слое толщиной около 20 км с центром вблизи высоты 110 км. Поэтому напрашивается заключение о наличии тесной связи с ионосферным слоем *E*. Заслуживает внимания, что мы можем рассматривать два интервала спектра, соответствующих поглощению радиации с длиной волны больше или меньше 31 Å. Действительно, ионизация при  $\lambda > 31$  Å связана с *L*-континуумом, а при  $\lambda < 23$  Å — с *K*-континуумом. Первая область должна быть более эффективной для ионизации атмосферы, так как солнечная энергия при  $\lambda > 31$  Å больше, чем при  $\lambda < 31$  Å. Все же, прежде чем приступить

к изучению ионизационного равновесия в слое  $E$ , следует рассмотреть и другие возможности, такие, как

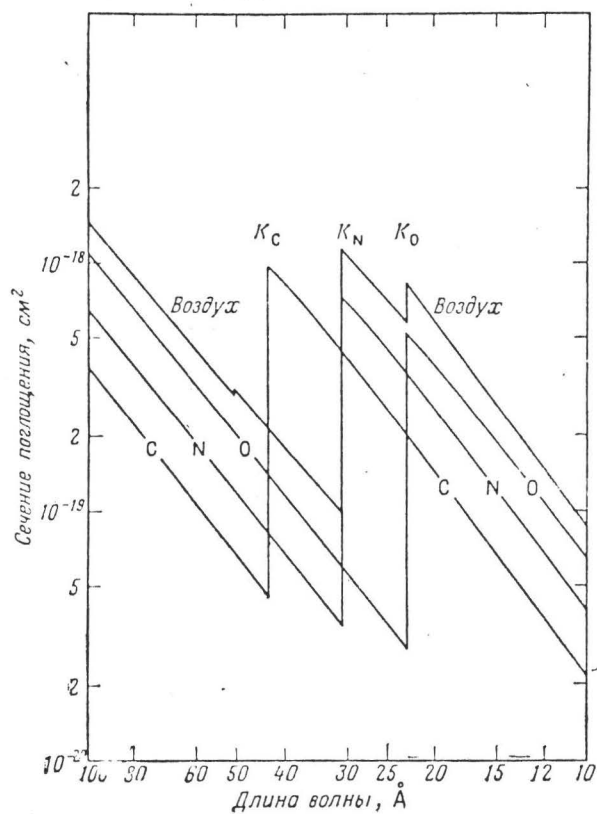


Рис. 11. Поглощение рентгеновских лучей с длинами волн от 10 до 100 Å. Существование  $K$ -порогов приводит к образованию двух интервалов спектра (100—31 Å и 31—10 Å) с почти идентичными эффективными сечениями,

ионизация ультрафиолетовым излучением и различные рекомбинационные эффекты.

Чтобы упростить расчет ионизации под действием рентгеновского излучения, обе спектральные области от

100 до 31 Å и от 31 до 10 Å могут быть поделены на три части и внутри каждой из частей можно использовать средние значения сечений. Это сделано в табл. 12, поль-

Таблица 12

Сечение поглощения рентгеновских лучей  
в интервале 10—100 Å

Длина волны Интервал спектра	70 Å 90—55 Å	50 Å 55—40 Å	35 Å 40—31 Å
Сечение, см <sup>2</sup> :			
общее . . . . .	$6,2 \cdot 10^{-19}$	$3,0 \cdot 10^{-19}$	$1,3 \cdot 10^{-19}$
N <sub>2</sub> . . . . .	$5,5 \cdot 10^{-19}$	$2,4 \cdot 10^{-19}$	$9,7 \cdot 10^{-20}$
O <sub>2</sub> . . . . .	$9,3 \cdot 10^{-19}$	$4,0 \cdot 10^{-19}$	$1,6 \cdot 10^{-19}$
Длина волны Интервал спектра	20,5 Å 31—16,5 Å	15,5 Å 16,5—12,8 Å	11,5 Å 12,8—10,3 Å

зуюсь которой, мы можем сопоставить эффективные сечения для всего интервала от 100 до 10 Å.

#### 4. Поглощение ультрафиолетового излучения с длиной волны короче 1000 Å

Изучение ультрафиолетового поглощения является более сложным, чем изучение рентгеновского, так как оно требует анализа каждой компоненты воздуха в отдельности. Нередко атомы и молекулы обладают весьма различными эффективными сечениями даже в одном и том же спектральном интервале. Все же необходимо сделать попытку проанализировать закономерности поглощения, если мы желаем получить какие-то выводы общего порядка. Рассматривая атомы и молекулы, у которых ионизационный потенциал выше, чем у молекулы кислорода (см. табл. 13), мы видим, что поглощение O<sub>2</sub> ограничивает проникновение солнечного излучения, способного ионизовать многоатомные молекулы, ионизационные потенциалы которых лежат между 1010 и 940 Å. Что касается таких молекул, как CH<sub>4</sub>, O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>O, то с точки зрения ионизации атмосферы ими



Таблица 13

Пороги ионизации атомов и молекул в интервале  $\lambda \leq 1026 \text{ \AA}$ 

Компонента	$\lambda, \text{ \AA}$	Компонента	$\lambda, \text{ \AA}$
O <sub>2</sub>	1026	O	910
NO <sub>2</sub>	1008	CO <sub>2</sub>	899
H <sub>2</sub> O	985	CO	885
O <sub>3</sub>	969	N	852
N <sub>2</sub> O	961	N <sub>2</sub>	796
CH <sub>4</sub>	954	Ar	787
OH	940	Ne	575
H	911	He	504

можно пренебречь, поскольку основную роль будут играть процессы фотодиссоциации. В нижних слоях атмосферы, где концентрация этих молекул может быть довольно значительной, для их ионизации уже не оказывается в наличии необходимого излучения.

Подобно этому CO и CO<sub>2</sub> и инертные газы (Ar, Ne, He) не будут давать заметного вклада в ионизацию атмосферы, поскольку атомарный кислород фотоионизируется при  $\lambda \leq 910 \text{ \AA}$ , а молекулярный азот — при  $\lambda \leq 796 \text{ \AA}$ . Две эти компоненты вместе с молекулярным кислородом будут ограничивать фотоионизацию всех других атмосферных компонент.

Молекулярный кислород имеет ряд потенциалов ионизации, соответствующих следующим электронным состояниям ионизированной молекулы:

	<sup>2</sup> Π <sub>g</sub>	<sup>4</sup> Π <sub>u</sub>	<sup>2</sup> Π <sub>u</sub>	<sup>4</sup> Σ <sub>g</sub> <sup>-</sup>
$\lambda, \text{ \AA}$	1026,5	770	737	682
эв	12,08	16,10	16,85	18,17

В континууме, отвечающем первому ионизационному потенциалу и расположенном в области спектра  $1026 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 910 \text{ \AA}$ , сечение ионизации везде меньше  $4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  (рис. 12). Однако можно видеть, что сечение ионизации

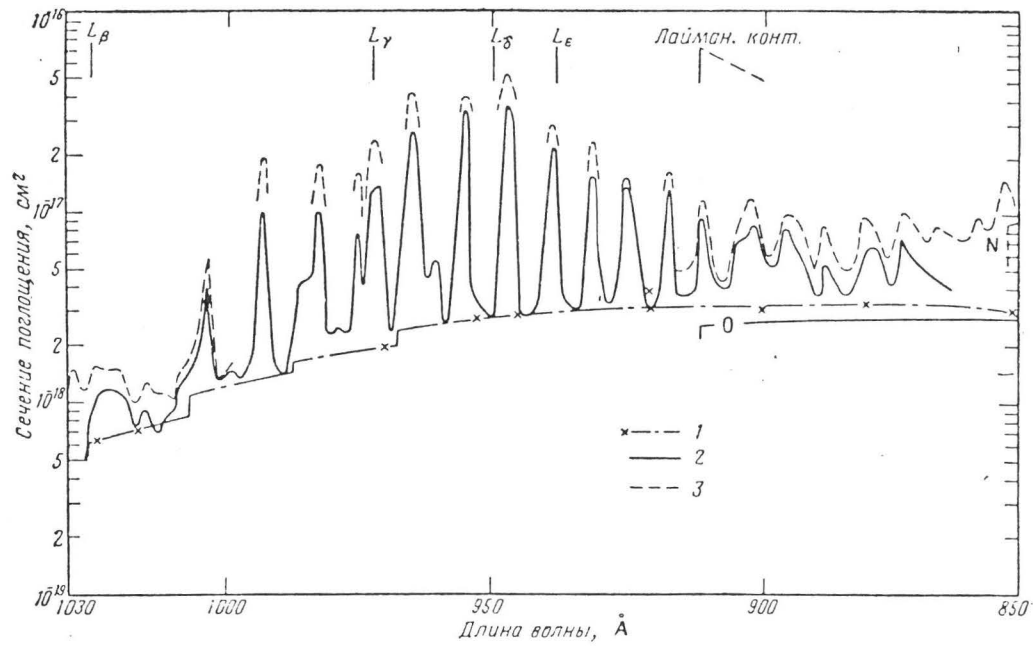


Рис. 12. Сечения поглощения и ионизации молекулярного кислорода в интервале 1030—850 Å. 1 — ионизация, минимум (Ли); 2 — ионизация, максимум (Ватанабе); 3 — поглощение, максимум. Атомарный кислород имеет порог вблизи 910 Å.

не следует распределению в континууме, а зависит от структуры полос поглощения<sup>1)</sup>, которые во многих случаях являются полосами пренионизации. В результате сечение ионизации имеет очень сложную структуру. На примере лаймановской серии водорода можно видеть, в какой степени эффективность ионизации зависит от детальной структуры спектра поглощения. Очень трудно получить точную величину коэффициента ионизации, когда спектр кислорода с его полосами поглощения накладывается на солнечный спектр, который тоже обладает сложной структурой в этом спектральном интервале. Более того, если поглощение происходит в некоторой полосе, необходимо точно знать, какая доля поглощения определяется сечением ионизации. Типичным примером является лаймановская линия  $L\beta$  у 1025,7 Å. Сечение ионизации для нее равно  $9 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ , а полное поглощение —  $1,55 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Такие величины поглощения для  $L\beta$  показывают, что максимум поглощения должен располагаться в пределах слоя  $E$ , где поглощаются также рентгеновские лучи с  $\lambda > 10 \text{ Å}$ .

Экспериментальные данные, основанные на измерениях поглощения монохроматического излучения внутри молекулярных полос, могут не совпадать друг с другом вследствие зависимости вращательной структуры от температуры. Поэтому надо подчеркнуть, что использование существующих экспериментальных данных для целей аэронавтики требует большой осторожности. Если измерения относятся к континууму, то результаты, полученные при достаточном разрешении, могут быть приложимы к атмосфере. Если речь идет о полосах, результатам следует придавать лишь оценочное, полуколичественное значение. Это замечание особенно существенно в приложении к исследованиям термосферы, где имеются температуры выше  $1000^\circ \text{ K}$ . Вращательная структура и колебательное распределение могут отличаться от полученных лабораторным путем при более низких температурах. На рис. 12 показано начало ионизационного континуума атомарного кислорода. Хорошо видно, как на-

<sup>1)</sup> P. Lee, J. Opt. Soc. Amer., 45, 703 (1955); Watanabe, Margano, J. Chem. Phys., 25, 965 (1956).

ложение поглощения за счет другой атмосферной компоненты приводит к сложному характеру реального поглощения. Помимо этого, в данной спектральной области следовало бы учесть полосы поглощения молекулярного азота. Действительно, полный спектр воздуха от 1030 до 850 Å включает полосы азота с довольно сложной структурой. Хотя положение этих полос в спектре известно, до сих пор невозможно указать с достаточной надежностью, в каких пределах заключены сечения поглощения. С другой стороны, экспериментальные определения, сделанные со слишком низкой дисперсией, невозможно использовать, пока отсутствуют данные о вращательном распределении. В самом деле, на протяжении весьма малых спектральных интервалов мы можем ожидать изменений на несколько порядков величины. Иными словами, солнечное излучение в двух соседних участках спектра может приходиться в одном случае на область сильного атмосферного поглощения, а в другом случае — соответствовать атмосферному «окну» и глубоко проникать в атмосферу. В качестве примера можно указать, что линии  $L\gamma$  ( $\lambda = 972,5 \text{ \AA}$ ) и  $L\delta$  ( $\lambda = 949,7 \text{ \AA}$ ) имеют сечения поглощения для молекулярного кислорода<sup>1)</sup>, различающиеся в 10 раз (см. рис. 12). Правда, точные значения зависят от температуры поглощения газа.

На рис. 13 показаны сечения ионизации атомарного и молекулярного кислорода в интервале от 910 до 100 Å. Сечения атомарного кислорода вычислены теоретически<sup>2)</sup>. Для излучения короче 100 Å может быть сделана экстраполяция. Разрывы непрерывности, которые видны на рис. 13, соответствуют следующим порогам:

O+	$2p^3 4S_{3/2}^0$	$2D_{5/2, 3/2}^0$	$2P_{3/2, 1/2}^0$	$2p^4 4P$	$2P$
$\lambda, \text{ \AA}$	910,4	731,8	665,3	435	310
$\sigma$	13,6	16,9	18,6	28,5	40,0

<sup>1)</sup> K. C. Clark, Phys. Rev., 87, 271 (1952).

<sup>2)</sup> Bates, Seaton, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 109, 698 (1949); Dalgarno, Parkinson, J. Atm. Terr. Phys., 18, 335 (1960).

Наиболее существенным в поведении спектра поглощения  $O$  является изменение эффективного сечения в 5 раз на интервале от 910 до 150  $\text{\AA}$  и примерно в 2 раза

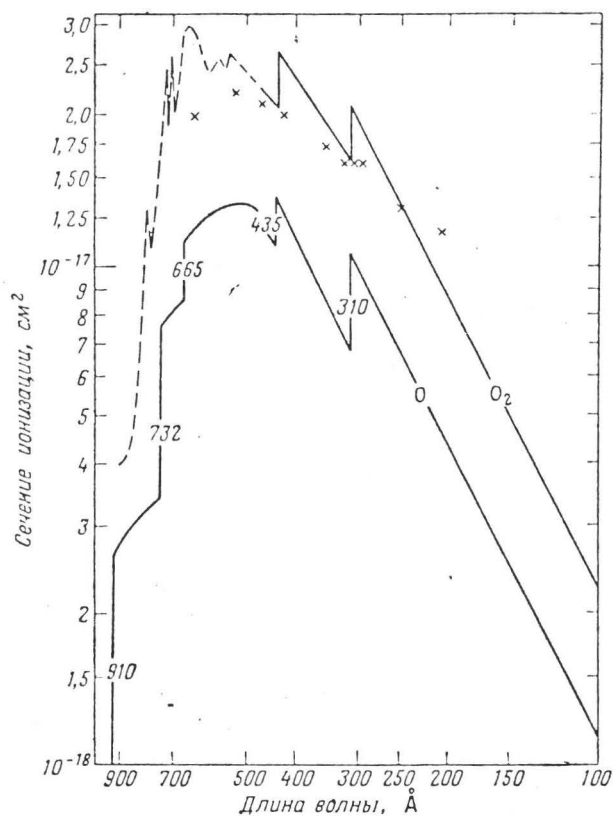


Рис. 13. Сечения ионизации атомарного и молекулярного кислорода для  $\lambda < 910 \text{ \AA}$ .

между 730 и 250  $\text{\AA}$ . Для последнего интервала можно пользоваться средним значением  $(1 \pm 0,25) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . В интервале 910—732  $\text{\AA}$ , а также частично на участке 200—150  $\text{\AA}$  можно использовать значение  $3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .

Как видно из рис. 14, сечение ионизации в континууме для молекулярного кислорода примерно вдвое

превышает сечение для атомарного кислорода. Однако детальный анализ показывает, что структура полного поглощения усложнена присутствием важных полос поглощения. В самом деле, между различными экспериментальными данными имеются расхождения, и можно

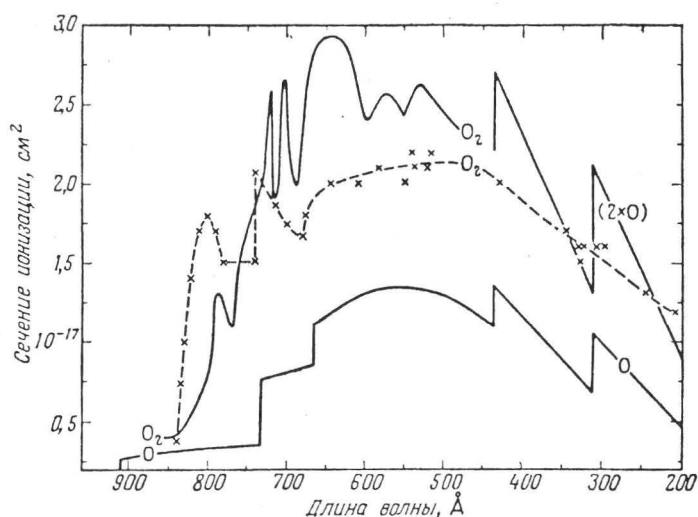


Рис. 14. Кривые поглощения атомарного и молекулярного кислорода в интервале спектра, где сечение ионизации больше  $10^{-17}$  см<sup>2</sup>. Пунктир — континуум.

видеть, что сечение поглощения оказывается иногда заметно больше, чем сечение ионизации. Например, сечение поглощения при  $\lambda = 797$  Å равно  $3,5 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>, в то время как сечение ионизации составляет только  $0,8 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup><sup>1)</sup>.

В силу трудностей получения достаточно точных значений можно считать, что в качестве первого приближения в интервале 750—400 Å пригодна величина  $(2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>; в качестве минимального значения

<sup>1)</sup> По данным Ватанабе (см. сб. «Исследование верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1961, стр. 280). — Прим. перев.

можно принять  $2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . В области спектра короче  $400 \text{ \AA}$  сечение ионизации имеет величину не менее  $10^{-17} \text{ см}^2$ .

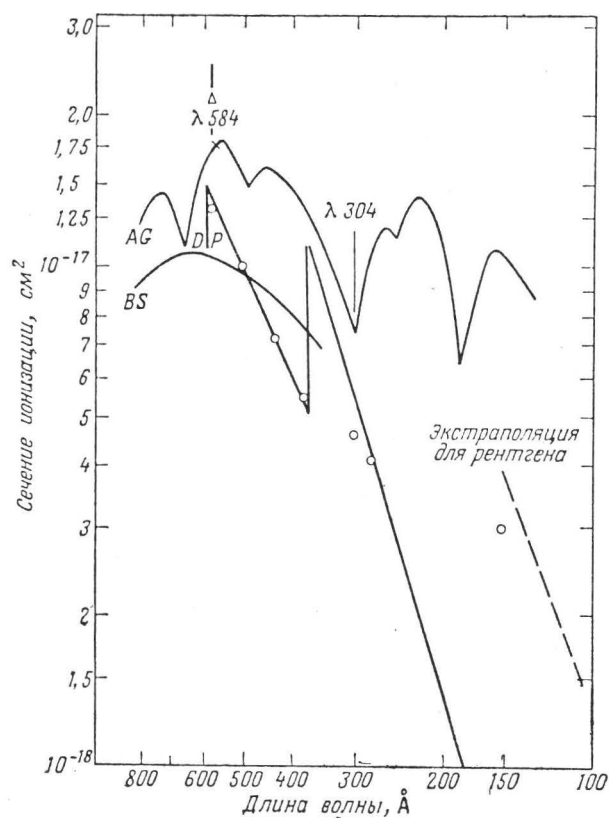


Рис. 15. Сечения ионизации атомарного и молекулярного азота (теоретические и экспериментальные значения). *BS* — Бейтс и Ситон; *DP* — Далгарно и Перкинсон (атом); *AG* — Астуан и Граньер; кружки — Кертис; треугольнички — Вейсслер и др.; крестики — Кларк (молекула).

Спектр поглощения молекулярного азота, хотя для него и выполнено несколько экспериментальных опреде-

лений<sup>1)</sup>, тем не менее известен недостаточно уверенно, и анализ его не может быть произведен с той же точностью, как для молекулярного кислорода. Можно утверждать (рис. 15), что между первым ионизационным порогом при  $\lambda = 795,8 \text{ \AA}$  и длиной волны  $\lambda = 500 \text{ \AA}$  эффективное сечение ионизации в континууме больше

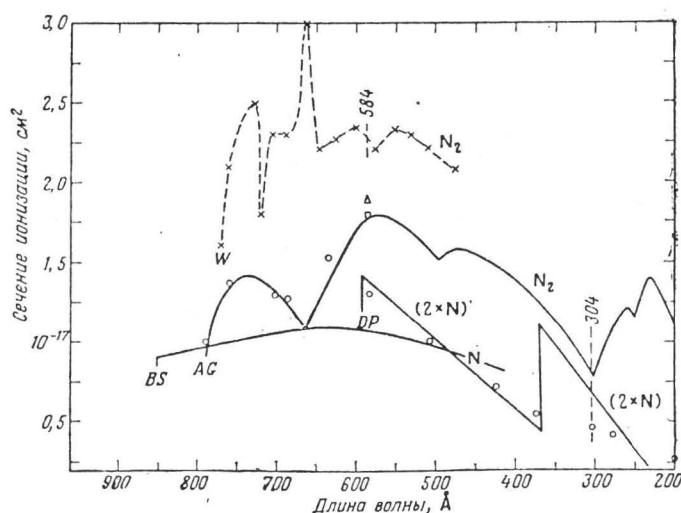


Рис. 16. Кривые поглощения атомарного и молекулярного азота, демонстрирующие величину разброса экспериментально определенных сечений. Обозначения те же, что и на рис. 15; W — по Вейслеру, Уэйфену, Уокеру.

$10^{-17} \text{ см}^2$ . Однако наиболее вероятное значение в интервале 500—200 Å выбрать трудно. Поскольку экспериментальные данные для спектра в целом недостаточно точны, единственная возможность (рис. 16) состоит в принятии значения  $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  в качестве средней величины между 795 и 350 Å. Что касается значений для отдельных длин волн, то указать надежные сечения для них не представляется возможным. Исключение можно сделать, вероятно, для  $\lambda = 584 \text{ \AA}$ , соответствующую

<sup>1)</sup> Weissler, Lee, Mohr, J. Opt. Soc. Amer., 42, 84 (1952); J. P. Curtiss, Phys. Rev., 94, 908 (1954); Astoin, Granier, C. R. Acad. Paris, 244, 1350 (1957).



щей резонансной линии нейтрального гелия; для этой длины волны сечение поглощения молекулярного азота можно принять равным  $(1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ .

Итак, мы должны признать, что эффективные сечения поглощения для главных компонент атмосферы не известны с той точностью, какая необходима для анализа процессов ионизации.

Используя существующие данные для решения аэрономических проблем, можно в первом приближении считать, что ультрафиолетовый спектр характеризуется сечением поглощения порядка  $10^{-17} \text{ см}^2$ , а рентгеновский спектр между 100 и 10 Å — значениями от  $10^{-19}$  до  $10^{-18} \text{ см}^2$ . Поглощение солнечной радиации в ультрафиолете и в рентгеновской области должно происходить в различных областях атмосферы. Если рентгеновские лучи поглощаются в слое *E*, ультрафиолетовое поглощение эффективно в слое *F*.

### 5. Ионизация ультрафиолетом при $\lambda > 1000 \text{ Å}$

Ряд соображений говорит за то, что возможны процессы ионизации в области  $\lambda > 1026,5 \text{ Å}$ , лежащей за первым ионизационным порогом молекулярного кислорода. Перечень атомов и молекул, которые должны быть приняты во внимание, дан в табл. 14. Об эффективных сечениях  $\text{CH}_3$  и  $\text{CH}$  ничего не известно. Очень

Таблица 14

Пороги ионизации атомов и молекул в области  $\lambda > 1026 \text{ Å}$ 

Атом	$\lambda, \text{ Å}$	Молекула	$\lambda, \text{ Å}$
Na	2412	NO	1340
Al	2071	CH <sub>3</sub>	1260
Ca	2028	NH <sub>3</sub>	1221
Mg	1622	CH	1117
Si	1521		
C	1100		

точные измерения проделаны для окиси азота<sup>1)</sup>. В линии  $L\alpha$  сечение поглощения составляет  $2,42 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , а сечение ионизации равно  $2,02 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .

Нельзя пренебрегать натрием и кальцием, так как их ионизационные пороги расположены в таких областях спектра, где солнечное излучение велико. Коэффициенты ионизации<sup>2)</sup> для них должны равняться  $10^{-5}$  и  $10^{-6} \text{ сек}^{-1}$  соответственно. Другие атомы метеорного происхождения, например магний и кремний, имеют ионизационный порог в области континуума Шумана — Рунге.

<sup>1)</sup> K. Watanabe, J. Chem. Phys., 22, 1564 (1954).

<sup>2)</sup> M. Nicolet, in «*Meteors*», ed. T. R. Kaiser, Pergamon Press, 1955, p. 99. (Русский перевод: Метеоры, под ред. Кайзера, М., ИЛ, 1959.)

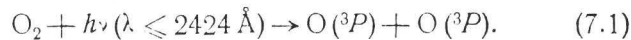
## VII. ФОТОДИССОЦИАЦИЯ

### 1. Введение

Молекулярный азот не подвергается прямой фотодиссоциации, если не принимать во внимание существование медленного процесса преддиссоциации; зато молекулярный кислород, имеющий несколько диссоциативных континуумов, должен быть исследован подробно. Фотодиссоциация  $O_2$  начинается при  $\lambda = 2424 \text{ \AA}$  и имеет место на протяжении большого интервала спектра длиной около  $1400 \text{ \AA}$ , вплоть до достижения порога ионизации у  $1026 \text{ \AA}$ . Поэтому анализ поглощения  $O_2$  с необходимостью должен предшествовать изучению поглощения других молекул.

### 2. Молекулярный кислород

Наименьшее значение энергии диссоциации молекулярного кислорода равняется  $5,11 \text{ эв}$ . Оно соответствует континууму, граница которого лежит у  $2424 \text{ \AA}$ . Здесь имеет место следующий процесс:



К диссоциации на два нормальных кислородных атома могут приводить несколько электронных переходов со следующими системами полос<sup>1)</sup>:

I. Инфракрасная атмосферная система  $a^1\Delta_g - X^3\Sigma_g^-$ , являющаяся магнитно-дипольным интеркомбинационным переходом; ее важнейшая полоса (0,0). Вероятности излучения этой системы должны быть порядка  $10^{-4} \text{ сек}^{-1}$ .

<sup>1)</sup> G. Herzberg, *Canad. J. Phys.*, 30, 185 (1952); 31, 657 (1953).

II. Полосы красной атмосферной системы  $b^1\Sigma_g^+ - ^3\Sigma_g^-$ , имеющие вероятности перехода порядка  $10^{-1} \text{ сек}^{-1}$ ; основная наблюдаемая полоса этой системы (0,0).

III. Первая система Герцберга  $A^3\Sigma_u^+ - ^3\Sigma_g^-$  при наблюдении которой в поглощении в лабораторных условиях требуется толщина около 25 м. Эта запрещенная система с вероятностью излучения порядка  $10^{-2} \text{ сек}^{-1}$  наблюдается в свечении ночного неба. Полосы поглощения сходятся к наблюдаемому континууму у 2424 Å.

IV. Вторая система Герцберга  $\Sigma_u^- - ^3\Sigma_g^-$  должна иметь вероятности перехода порядка  $10^{-4} \text{ сек}^{-1}$ .

V. Новая система Герцберга  $^3\Delta_u - ^3\Sigma_g^-$  не подчиняется правилу  $\Delta J = 0 \pm 1$ , и ее вероятности перехода не могут быть более  $10^{-5} \text{ сек}^{-1}$ .

VI. 12 других состояний  $^1\Pi$ ,  $^3\Pi$ ,  $^5\Sigma$ ,  $^5\Pi$  и  $^5\Delta$ , приводящих к диссоциации на два нормальных атома, должны соответствовать высоковозбужденным электронным конфигурациям и поэтому, по всей вероятности, неустойчивы.

По-видимому, система Герцберга — наиболее важная система вблизи первого порога диссоциации, и сечение поглощения должно быть заключено между  $10^{-24}$  и  $10^{-23} \text{ см}^2$ . Действительно, экспериментальные данные о поглощении свидетельствуют, что сечение диссоциации возрастает от  $3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  у 2423,65 Å до  $3 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$  вблизи начала полос системы Шумана — Рунге у 2000 Å. Если принять во внимание спектральное распределение солнечной ул. ультрафиолетовой радиации, то величина коэффициента фотодиссоциации для герцберговского континуума  $J_\infty(H)$  может быть принята следующей<sup>1)</sup>:

$$J_\infty(H) = (1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-9} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.2a)$$

При этом верхнее значение будет близко к коэффициенту диссоциации, соответствующему излучению черного тела с температурой 5000° К. Однако при  $\lambda < 2000 \text{ Å}$  проблема диссоциации  $O_2$  осложняется из-за влияния полос системы Шумана — Рунге и наложения других континуумов. Ясно лишь, что интенсивность континуума

<sup>1)</sup> Nicolet, Mange, J. Geophys. Res., 59, 15 (1954).

возрастает в сторону коротких волн и что эффективное сечение может достигать значения  $10^{-20} \text{ см}^2$  вблизи  $1800 \text{ \AA}^1$ ).

Однако неопределенность достаточно велика, и можно полагать, что не исключены следующие значения  $J_\infty$  ( $\lambda < 2000 \text{ \AA}$ ):

$$J_\infty(1900 < \lambda < 2000 \text{ \AA}) = 10^{-9} \text{ сек}^{-1}, \quad (7.26)$$

$$J_\infty(1850 < \lambda < 1750 \text{ \AA}) = 10^{-8} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.27)$$

Коэффициенты диссоциации для линии  $L\alpha$  ( $1216 \text{ \AA}$ ) таковы:

$$J_\infty(L\alpha, 6000^\circ\text{K}) = 4 \cdot 10^{-9} \text{ сек}^{-1}, \quad (7.3a)$$

$$J_\infty(L\alpha, 5500^\circ\text{K}) = 6 \cdot 10^{-10} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.3b)$$

Так как максимуму поглощения молекулярного кислорода в герцберговском континууме ( $\lambda \approx 2000 \text{ \AA}$ ) соответствует приблизительно  $10^{23} \text{ молекул/см}^2$ , тогда как в континууме  ${}^3\Sigma_g^- \rightarrow {}^3\Sigma_u^+$  вблизи  $1800 \text{ \AA}$  — лишь  $10^{20} \text{ молекул/см}^2$ , то для получения ясной аэрономической картины диссоциации  $\text{O}_2$  необходимо исследовать вертикальное распределение поглощения. При этом надо иметь в виду, что в дополнение к монохроматическому поглощению в полосах системы Шумана — Рунге ( $2000$ — $1750 \text{ \AA}$ ) в интервале от  $2400$  до  $1800 \text{ \AA}$  поглощает озон. Иными словами, необходимо произвести очень тщательный анализ поглощения в мезосфере (см. табл. 6 и 7), потому что образование атомов кислорода резко зависит от поглощения солнечного излучения между  $2000$  и  $1750 \text{ \AA}$ . Коэффициент диссоциации, даваемый (7.2), указывает лишь на важность континуума, поскольку сечение поглощения возрастает от значения  $2 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$  при  $\lambda \approx 2000 \text{ \AA}$  до  $2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$  при  $\lambda \approx 1750 \text{ \AA}$ . Но при учете возрастания интегрального коэффициента поглощения<sup>2)</sup> с уменьшением длины волны должна приниматься во

<sup>1)</sup> Wilkinson, Mulliken, *Astrophys. J.*, 125, 594 (1957).

<sup>2)</sup> G. W. Bethke, *J. Chem. Phys.*, 31, 619 (1959); Treanor, Wurster, *J. Chem. Phys.*, 32, 758 (1960).

внимание вращательная структура полос Шумана—Рунге.

Второй диссоциационный порог соответствует электронным переходам, при которых один из двух кислородных атомов оказывается в возбужденном состоянии  $^1D$ . Это различные триплетные состояния:  $^3\Sigma^+$ ,

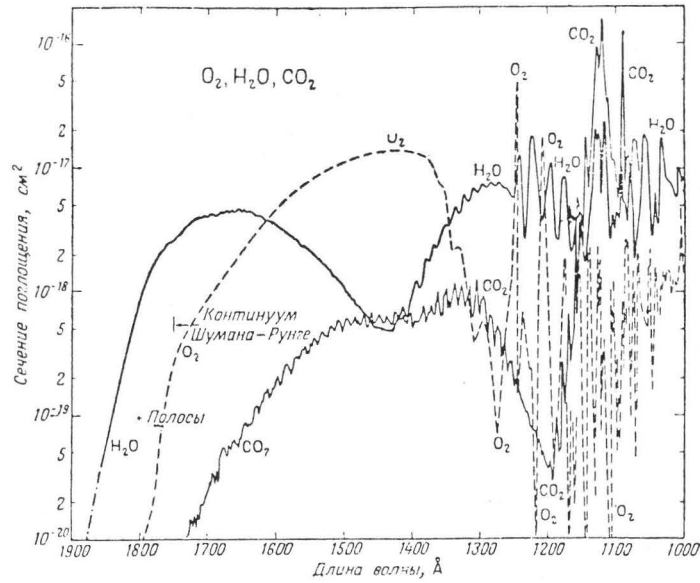
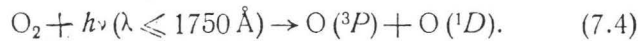


Рис. 17. Сечения поглощения  $O_2$ ,  $H_2O$  и  $CO_2$ , определяющие фотодиссоциацию молекулярного кислорода в интервале  $\sim 1800-1000 \text{ \AA}$ , водяного пара в интервале  $\sim 1875-1000 \text{ \AA}$  и углекислого газа в интервале  $\sim 1725-1000 \text{ \AA}$ .

$^3\Sigma^- (2)$ ,  $^3\Pi (3)$ ,  $^3\Delta (2)$  и  $^3\Phi$ , а также синглетные состояния  $^1\Sigma_u^+$  и  $^1\Delta_u$ , которым отвечает процесс



Последовательность  $v' = 0$  системы Шумана—Рунге наблюдалась неоднократно; была измерена <sup>1)</sup> абсолютная

<sup>1)</sup> Ditchburn, Nettle, Proc. Roy. Soc. London, A220, 61 (1953); A226, 509 (1954); Watanabe, Mottl, Sakai (неопубликованные данные).

интенсивность континуума. На рис. 17 изображено спектральное распределение от  $\lambda = 1750 \text{ \AA}$  в сторону коротких волн. Можно убедиться, что за структурой легко проследить до  $1350 \text{ \AA}$ , но далее, начиная с  $1250 \text{ \AA}$ , наложение полос на континуум приводит к сильному усложнению спектра. Действительно, начиная с  $\lambda = 1540 \text{ \AA}$ , приходится учитывать диссоциацию на два возбужденных атома  $^1D$ , причем здесь могут существовать 15 синглетных состояний от  $^1\Sigma$  до  $^1\Phi$ . Далее, за  $\lambda = 1332 \text{ \AA}$  происходит диссоциация на атомы  $O(^3P) + O(^1S)$ ; этому процессу соответствуют переходы в электронные состояния  $^3\Sigma^-$  и  $^3\Pi$ . За  $\lambda = 1100 \text{ \AA}$  начинается диссоциация на атомы  $O(^1S)$  и  $O(^1D)$ ; ей отвечают синглетные состояния  $^1\Sigma^+$ ,  $^1\Pi$  и  $^1\Delta$ . Наконец, континуум, соответствующий диссоциации на два атома  $^1S$ , уже налагается на ионизационный континуум. Среди всех этих электронных состояний некоторые являются неустойчивыми, но часть приводит к появлению полос, до сих пор не идентифицированных.

В континууме Шумана — Рунге (см. рис. 17) сечение поглощения варьирует от  $2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$  при  $1750 \text{ \AA}$  до максимального значения  $10^{-17} \text{ см}^2$  в интервале между  $1500$  и  $1370 \text{ \AA}$  и затем до  $3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$  вблизи  $1220 \text{ \AA}$ . Проникновение солнечного излучения на глубину более чем  $10^{19} \text{ молекул/см}^2$  происходит только в окнах, центрирующихся на  $1216, 1887, 1167, 1157, 1143$  и  $1108 \text{ \AA}$ ; единичная оптическая толщина соответствует в этих окнах эффективному сечению порядка  $10^{-20} \text{ см}^2$ . Можно сказать, что главной причиной диссоциации кислорода является континуум с  $\lambda > 1300 \text{ \AA}$ .

Расчет, сделанный для абсолютно черного тела с температурой  $5000^\circ \text{K}$ , дает следующее значение коэффициента диссоциации  $J_\infty$ :

$$J_\infty(5000^\circ \text{K}) = 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.5)$$

Понижение температуры приводит к уменьшению коэффициента  $J$ ; при  $4500^\circ \text{K}$  он уменьшается более чем на порядок:

$$J_\infty(4500^\circ \text{K}) = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.6)$$

Промежуточные значения температур, а именно 4900, 4800 и 4750° К, дают  $J_{\infty} = 9 \cdot 10^{-6}$ ;  $6 \cdot 10^{-6}$  и  $5 \cdot 10^{-6}$  сек<sup>-1</sup> соответственно.

Эти величины, соответствующие фотодиссоциации при отсутствии поглощения другими компонентами, показывают, что время, необходимое для понижения концентрации до 50% ее начального значения, равняется 4 суткам, если поток солнечного излучения соответствует температуре 5000° К, и 34 суткам, если он соответствует температуре 4500° К. Так как ниже мы покажем, что в области континуума Шумана — Рунге Солнце излучает как черное тело с температурой приблизительно 5000° К, то для понижения концентрации O<sub>2</sub> до 1/10 начальной величины потребуется несколько суток даже в том случае, если оптическая толща мала,  $n(O_2)H(O_2) \leq 10^{15}$  молекул/см<sup>2</sup>.

Как известно, убыль молекул, диссоциировавших на достаточно большой высоте, может быть возмещена в течение четырех суток путем переноса снизу вверх за счет диффузии. На меньших высотах, где еще имеет

Таблица 15

Коэффициенты скорости фотодиссоциации O<sub>2</sub>,  
отнесенные к полному числу молекул в столбе над 1 см<sup>2</sup>

Молекул/см <sup>2</sup>	T = 4500° К	T = 5000° К
10 <sup>15</sup>	1,57 · 10 <sup>-6</sup>	2,79 · 10 <sup>-5</sup>
2 · 10 <sup>15</sup>	1,55	1,22
5 · 10 <sup>15</sup>	1,52	1,19
10 <sup>16</sup>	1,47	1,15
2 · 10 <sup>16</sup>	1,38	1,07
5 · 10 <sup>16</sup>	1,14	8,69 · 10 <sup>-6</sup>
10 <sup>17</sup>	8,63 · 10 <sup>-7</sup>	6,43
2 · 10 <sup>17</sup>	5,56	3,98
5 · 10 <sup>17</sup>	2,58	1,74
10 <sup>18</sup>	1,33	8,62 · 10 <sup>-7</sup>
2 · 10 <sup>18</sup>	5,91 · 10 <sup>-8</sup>	3,74



место поглощение солнечного излучения, коэффициент диссоциации уменьшается (табл. 15) и время жизни  $O_2$  в поле солнечного излучения возрастает. Например, на высоте 100 км, где полное число молекул  $O_2$  равно  $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ , время, необходимое для понижения концентрации до  $1/10$  начального значения, должно было бы составлять более месяца при непрерывном облучении Солнцем. Для понижения до 50% потребовалось бы больше 10 суток. Хотя количество кислородных молекул, диссоциируемых солнечным излучением, выражается числом порядка  $(3 \pm 1) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ , диффузионный перенос делает возможным сохранение определенной концентрации этих молекул во всей термосфере, поскольку время диссоциации много больше времени диффузии.

### 3. Озон

Проблема фотохимического равновесия озона рассматривалась неоднократно, и мы не ставим своей целью делать подобный анализ еще раз, но, поскольку озон играет важную роль в различных реакциях в стратосфере и мезосфере, необходимо привести некоторые цифровые данные. Хотя сечение поглощения было недавно измерено, трудно сказать, какая доля поглощения связана непосредственно с диссоциацией. Зависимость коэффициента поглощения от температуры в различных участках спектра ясно показывает, что эффективность процесса прямой фотодиссоциации еще не определена. Тем не менее, сравнивая спектральное распределение солнечного излучения и кривую поглощения озона, можно утверждать, что диссоциация должна вызываться континуумом между 2900 и 2400 Å. Он обуславливает около 80% всей возможной фотодиссоциации, соответствующей поглощению в континууме и не зависящей от температуры.

Расчет для всего ультрафиолетового спектра приводит к коэффициенту фотодиссоциации  $J_{O_3}(\text{УФ})$ , равному

$$J_{O_3}(\text{УФ}) = 9,35 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.7)$$

Если поглощение в полосах Хэггинса в видимой части спектра дает полную фотодиссоциацию, то коэффициент  $J_{O_3}$  (вид. обл.) будет равен

$$J_{O_3}(\text{вид. обл.}) = 3,7 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.8)$$

Следовательно, для всего спектра коэффициент фотодиссоциации  $J_{\infty}(O_3)$  равняется

$$J_{\infty}(O_3) = 9,7 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.9)$$

Поглощение озона весьма важно для аэронамики, так как им ограничивается проникновение солнечного излучения с  $\lambda < 2400 \text{ \AA}$ , диссоциирующего  $O_2$ . Эффективное сечение  $O_3$  у  $2420 \text{ \AA}$  равно  $8,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , достигая минимума порядка  $3 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$  (вблизи  $2000 \text{ \AA}$ <sup>1)</sup>). В мезосфере содержание озона составляет меньше  $10^{17}$  молекул/см<sup>2</sup> и поглощение озона не влияет на диссоциацию кислорода. Можно предположить, что выше уровня 50—55 км коэффициент диссоциации  $O_2$  определяется только собственным поглощением кислорода. Кроме того, в освещенной Солнцем атмосфере концентрации озона и атомарного кислорода становятся на высоте  $55 \pm 5 \text{ км}$  величинами одного порядка, равными примерно  $(4 \pm 2) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

В стратосфере поглощение озона ограничивает диссоциацию кислорода. Несмотря на большое число молекул  $O_2$ , которые могли бы быть диссоциированы, фотодиссоциация здесь идет с меньшим коэффициентом диссоциации. Его значения можно принять следующими:

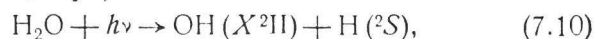
$J_{\infty}(O_2)$	$J(45 \text{ км})$	$J(30 \text{ км})$	$J(25 \text{ км})$
$1,5 \cdot 10^{-9}$	$10^{-9}$	$10^{-10}$	$10^{-11} \text{ сек}^{-1}$

Число кислородных атомов в освещенной Солнцем атмосфере между 30 и 45 км относительно низкое: от  $10^9$  до  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ . В мезосфере концентрация атомов кислорода возрастает, достигая значений от  $10^{11}$  до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , в то время как концентрация озона быстро уменьшается с высотой.

<sup>1)</sup> Tanaka, Inn, Watanabe, J. Chem. Phys., 21, 1651 (1953).

## 4. Водяной пар

Фотодиссоциация  $\text{H}_2\text{O}$ , происходящая согласно следующему процессу<sup>1)</sup>



начинается вблизи 2400 Å. Сечение поглощения, имеющее порядок величины всего лишь  $10^{-20} \text{ см}^2$  у  $\lambda = 1880 \text{ Å}$  (см. рис. 17), достигает значения  $10^{-19} \text{ см}^2$  вблизи 1850 Å и приблизительно  $10^{-18} \text{ см}^2$  у 1795 Å<sup>2)</sup>. Вблизи начала континуума Шумана — Рунге сечение поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  равно  $2,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .

На фотодиссоциацию  $\text{H}_2\text{O}$  в мезосфере влияет структура кислородных полос Шумана — Рунге, видоизменяющая спектральное распределение приходящего солнечного излучения. Данные табл. 6 показывают, что излучение, диссоциирующее  $\text{H}_2\text{O}$ , может проникать до высоты 65—75 км. Чтобы получить порядок величины коэффициента диссоциации при нулевой оптической толщине, можно использовать узкие спектральные интервалы. Приняв число фотонов, приходящихся на интервал спектра  $\Delta\lambda = 50 \text{ Å}$ , равным  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  у 1800 Å и  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  у 1850 Å, получим следующие коэффициенты диссоциации:

$$\begin{aligned} J_{\text{H}_2\text{O}}(1850 \pm 25 \text{ Å}) &= 5 \cdot 10^{-20} \times 3 \cdot 10^{-12} = \\ &= 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}, \quad (7.11) \end{aligned}$$

$$J_{\text{H}_2\text{O}}(1800 \pm 25 \text{ Å}) = 5 \cdot 10^{-19} \times 2 \cdot 10^{12} = 10^{-6} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.12)$$

Полный коэффициент диссоциации при нулевой оптической толщине можно принять равным

$$J_{\infty}(\text{H}_2\text{O}) = 10^{-5} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.13)$$

Грубая оценка поглощения в полосах Шумана — Рунге приводит к величине коэффициента поглощения  $\text{H}_2\text{O}$   $10^{-6} \text{ сек}^{-1}$  вблизи уровня мезопаузы и приблизительно  $10^{-7} \text{ сек}^{-1}$  в средней части мезосферы. Однако

<sup>1)</sup> Bates, Nicolet, J. Geophys. Res., 55, 301 (1950).

<sup>2)</sup> Watanabe, Zelikoff, J. Opt. Soc. Amer., 43, 753 (1953).

исключительно важное значение имеет диссоциирующий эффект  $L\alpha$ . Если мы используем сечение поглощения, коэффициент диссоциации за счет  $L\alpha$  будет равен

$$J_{\text{H}_2\text{O}}(L\alpha) = 5 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.14)$$

В действительности сечение диссоциации должно быть примерно в 5 раз меньше, чем  $1,4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . Тем не менее линию  $L\alpha$  следует рассматривать как важный фактор диссоциации водяного пара в мезосфере и считать, что  $J_{\text{H}_2\text{O}}(L\alpha)$  имеет величину никак не менее  $10^{-6} \text{ сек}^{-1}$ .

### 5. Углекислый газ

Поглощение  $\text{CO}_2$  практически начинается в области континуума Шумана — Рунге, поэтому его прямая фотонизация находится в зависимости от поглощения молекулярного кислорода; она должна происходить в нижней термосфере. В мезосфере, если не учитывать поглощения, связанного с преддиссоциацией, эффект  $L\alpha$  дает

$$J_{\text{CO}_2}(L\alpha) = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.15)$$

### 6. Прочие компоненты

Метан не может быть объектом фотодиссоциации в мезосфере, так как нормально диссоциирующая его радиация с  $\lambda \leq 1450 \text{ \AA}$  поглощается  $\text{O}_2$ . Но поскольку эффективное сечение  $\text{CH}_4$  для  $L\alpha$  составляет приблизительно  $1,4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ , коэффициент диссоциации  $J^{\text{CH}_4}(L\alpha)$  при нулевой оптической толщине равен

$$J_{\text{CH}_4}(L\alpha) = 5,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек}^{-1}. \quad (7.16)$$

Концентрация метана выше уровня 75 км должна под влиянием излучения  $L\alpha$  уменьшаться до 50% начального значения приблизительно за  $3\frac{1}{2}$  суток. Но диссоциация метана в мезосфере происходит также в результате

<sup>1)</sup> R. W. Ditchburn, Proc. Roy. Soc., A229, 44 (1955).

процессов соударений, в которых участвуют атомы кислорода<sup>1)</sup>.

Такие молекулы, как  $\text{CH}_3$  и  $\text{CH}_2$ , могут диссоциироваться излучением короче 2160 и 1950 Å соответственно. Интенсивности их спектра поглощения, однако, неизвестны. Что касается окислов азота, то имеются экспериментальные данные<sup>2)</sup>, свидетельствующие о быстрой фотодиссоциации  $\text{NO}_2$ . Ее коэффициент диссоциации имеет порядок величины  $5 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$ . Для  $\text{NO}$  может быть принято значение порядка  $10^{-7} \text{ сек}^{-1}$ .

---

<sup>1)</sup> Bates, Witherspoon, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **112**, 101 (1952).

<sup>2)</sup> Bates, Ann. géophys., **8**, 194 (1952).

## VIII. СОЛНЕЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

### 1. Введение

Наши знания о солнечном излучении в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра основаны на ракетных данных, которые были получены в США. Первый спектр<sup>1)</sup>, записанный выше слоя озона, был получен в 1946 г. (рис. 18), а выше 100 км<sup>2)</sup> — в 1949 г. (рис. 19). Для длин волн больше 2900 Å температура солнечного излучения выше 5500° К, но ниже 6000° К. Если мы спускаемся по шкале длин волн от 2900 до 2500 Å, то эффективная температура излучения уменьшается до 5000° К. В области короче 2400 Å, где молекулярный кислород начинает поглощать в своем первом континууме, солнечный спектр в интервале  $\Delta\lambda \approx 10$  Å все еще дает энергию больше 50 эрг/см<sup>2</sup>·сек. Энергия уменьшается медленно и около 2100 Å составляет примерно 20 эрг/см<sup>2</sup>·сек для  $\Delta\lambda \approx 10$  Å (рис. 20)<sup>3)</sup>. Фактически спектр в общем соответствует спектральному распределению излучения абсолютно черного тела при 5000° К до 1300 Å. Структура спектра поглощения усложняет распределение континуума.

Поскольку в области короче 1300 Å фраунгоферов спектр играет все меньшую роль, монохроматическое излучение становится все более и более важным, а солнечный континуум имеет тенденцию становиться все менее существенным. Солнечный спектр с длиной волны короче 1200 Å полностью определяется монохроматиче-

---

<sup>1)</sup> Baum, Johnson, Oberly, Rockwood, Strain, Tousey, Phys. Rev., 70, 781 (1946).

<sup>2)</sup> Johnson, Purcell, Tousey, Watanabe, J. Geophys. Res., 57, 157 (1952).

<sup>3)</sup> Malitson, Purcell, Tousey, Astrophys. J., 132, 746 (1960).

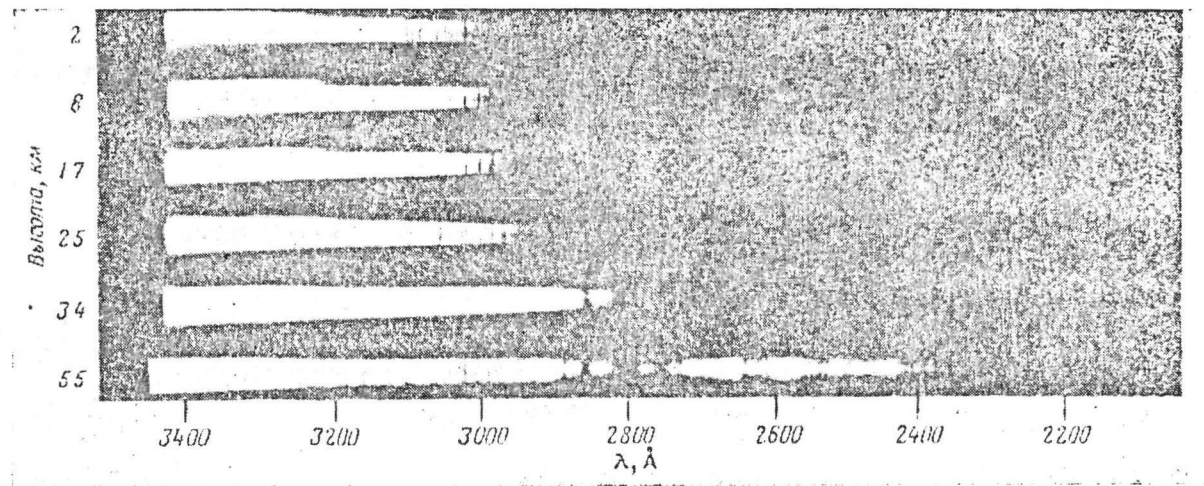
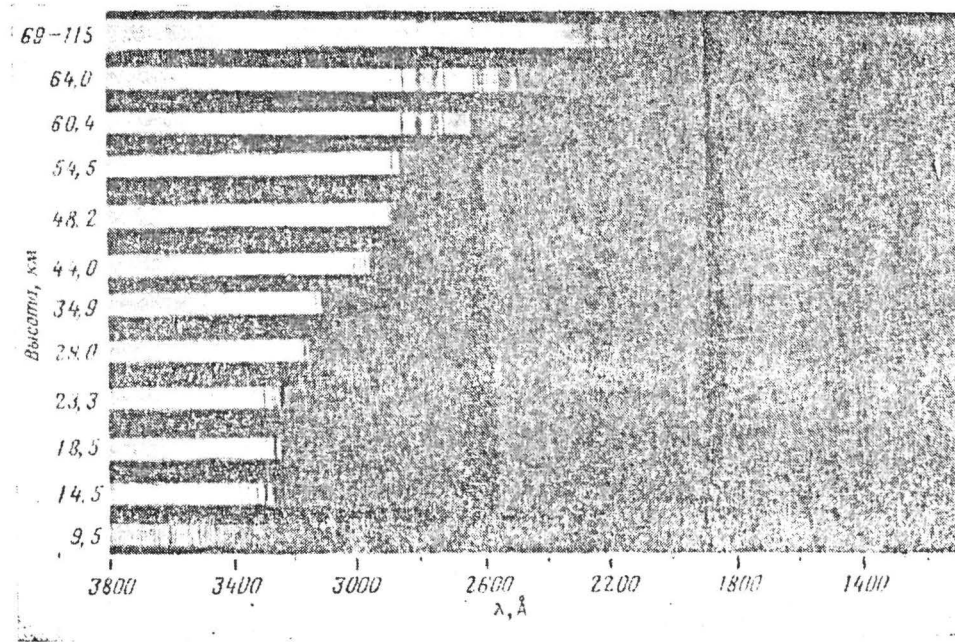


Рис. 18. Первый солнечный спектр, записанный выше слоя озона Морской исследовательской лабораторией 10 октября 1946 г. На высоте 55 км по всему спектру сфотографированы полосы Хартли.

7\*



Р и с. 19. Протяженность солнечного спектра в зависимости от высоты во время захода Солнца 14 июня 1949 г., по данным Морской исследовательской лаборатории.



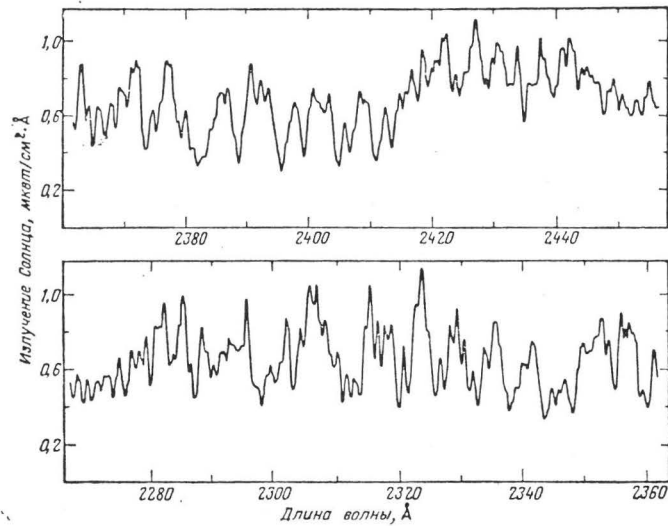


Рис. 20а. Распределение солнечной энергии на границе земной атмосферы между 2450 и 2260 Å, полученное в Морской исследовательской лаборатории.

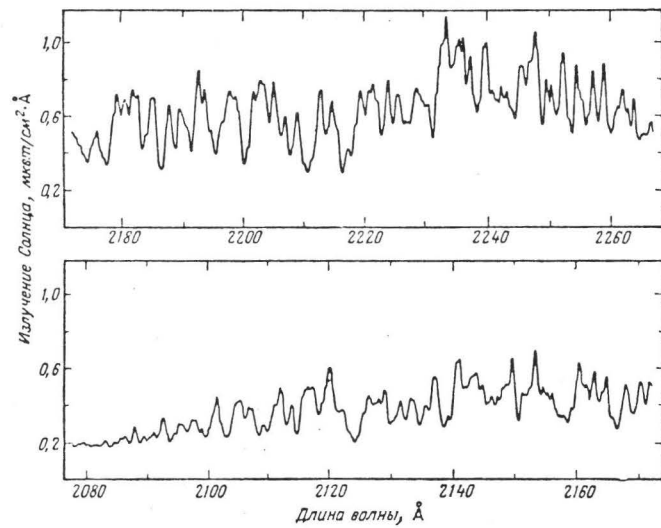


Рис. 20б. Распределение солнечной энергии между 2260 и 2060 Å на границе земной атмосферы, полученное в Морской исследовательской лаборатории.

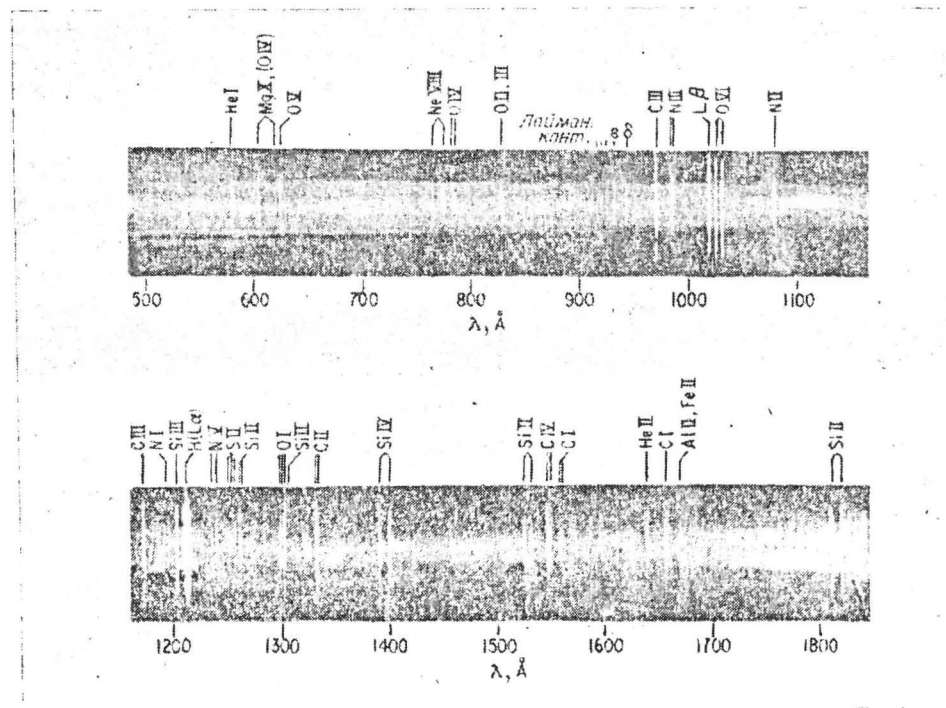


Рис. 21. Солнечный спектр с основными линиями между 1800 и 500 Å, сфотографированный в Морской исследовательской лаборатории 13 марта 1959 г. на высоте 198 км.



## 2. Излучение черного тела и солнечные данные

Рассматривая распределение солнечного излучения с длиной волны, следует знать, как эта радиация зависит от принятой температуры излучения. Удобнее всего вычислять излучение в фотонах на  $1 \text{ см}^2$  за  $1 \text{ сек}$  на границе земной атмосферы. Это можно выполнить, введя сначала плотность излучения  $\rho(\nu)$  для излучения черного тела согласно формуле

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}, \quad (8.1)$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$ ,  $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$  и  $c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ , а  $\nu$  — частота. На границе земной атмосферы плотность излучения  $\rho(\nu)$  ослаблена на фактор диллюции

$$\beta_S = \frac{R^2}{4r^2} = 5,4 \cdot 10^{-6}, \quad (8.2)$$

где  $R$  — солнечный радиус, а  $r$  — среднее расстояние от Земли до Солнца.

Число фотонов  $q(\nu)$  с частотой  $\nu$  на границе земной атмосферы на  $1 \text{ см}^2$  за  $1 \text{ сек}$  равно

$$q(\nu) = \frac{8\pi\beta_S \nu^2}{c^2} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}. \quad (8.3)$$

Таким образом, общее число фотонов с частотами больше  $\nu$  определяется так:

$$\begin{aligned} Q &= \int_{\nu_1}^{\infty} q(\nu) d\nu = \\ &= \frac{8\pi\beta_S}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^3 \int_{x_1}^{\infty} x^2 e^{-x} (1 + e^{-x} + e^{-2x} + \dots) dx, \quad (8.4) \end{aligned}$$

где  $x = h\nu/kT$ . Когда  $e^{-x} < 1$ , уравнение (8.4) можно переписать в следующем виде:

$$Q = \frac{8\pi\beta_S}{c^2} \frac{k^3}{h^3} T^3 e^{-h\nu/kT} \left[ \left(\frac{h\nu}{kT} + 1\right)^2 + 1 \right]. \quad (8.5)$$

На рис. 23 приведены вычисленные величины  $Q$  для различных температур от 6000 до 4000° К для интервала 2500—1000 Å. Ясно видно увеличение различия в  $Q$  с уменьшением длины волны. Результаты вычислений сведены в табл. 16. Ракетные данные, пересчитанные в интенсивности потока фотонов и представленные на рис. 23

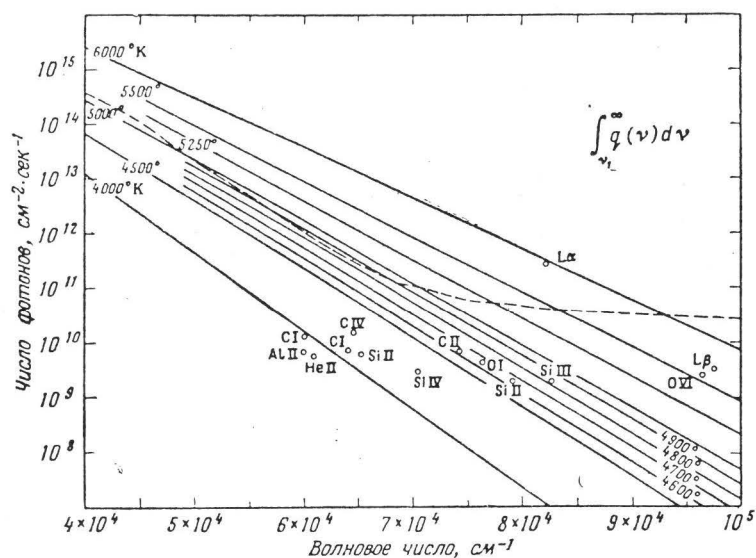


Рис. 23. Число фотонов на границе земной атмосферы между  $\nu_1$  и  $\infty$ . Излучение черного тела (сплошные линии) между 4000 и 6000° К. Солнечные величины (пунктир — континуум, кружки — линии) получены из данных Морской исследовательской лаборатории.

пунктирной линией для непрерывного излучения и кружками для монохроматического, показывают, что интенсивность солнечного излучения соответствует уровню излучения черного тела при температуре 5000° К в области спектра, поглощаемой молекулярным кислородом и озоном. В области 1400 Å интенсивность возрастает до уровня, соответствующего излучению черного тела при 5250° К, и в области 1250 Å достигается температура порядка 5500° К. Для более коротких длин волн эффект монохроматического излучения, например  $L\alpha$  и  $L\beta$ , дол-

Таблица 16

Число фотонов  $Q(\nu_1)$  ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) на границе  
земной атмосферы

$\nu, \text{см}^{-1}$	$T, ^\circ\text{K}$						
	4000	4500	4900	5000	5250	5500	6000
5,0 · 10 <sup>4</sup>	4,9 · 10 <sup>11</sup>	4,1 · 10 <sup>12</sup>	1,7 · 10 <sup>13</sup>	2,3 · 10 <sup>13</sup>	4,9 · 10 <sup>13</sup>	9,5 · 10 <sup>13</sup>	3,1 · 10 <sup>14</sup>
5,5	9,8 · 10 <sup>10</sup>	1,0 · 10 <sup>12</sup>	4,7 · 10 <sup>12</sup>	6,5 · 10 <sup>12</sup>	1,5 · 10 <sup>13</sup>	3,1 · 10 <sup>13</sup>	1,1 · 10 <sup>14</sup>
6,0	1,9 · 10 <sup>10</sup>	2,4 · 10 <sup>11</sup>	1,3 · 10 <sup>12</sup>	1,8 · 10 <sup>12</sup>	4,4 · 10 <sup>12</sup>	9,7 · 10 <sup>12</sup>	4,0 · 10 <sup>13</sup>
6,5	3,7 · 10 <sup>9</sup>	5,6 · 10 <sup>10</sup>	3,3 · 10 <sup>11</sup>	5,0 · 10 <sup>11</sup>	1,3 · 10 <sup>12</sup>	3,1 · 10 <sup>12</sup>	1,4 · 10 <sup>13</sup>
7,0	7,0 · 10 <sup>8</sup>	1,3 · 10 <sup>10</sup>	8,9 · 10 <sup>10</sup>	1,4 · 10 <sup>11</sup>	3,8 · 10 <sup>12</sup>	9,5 · 10 <sup>11</sup>	4,8 · 10 <sup>12</sup>
7,5	1,3 · 10 <sup>8</sup>	3,0 · 10 <sup>9</sup>	2,3 · 10 <sup>10</sup>	3,7 · 10 <sup>10</sup>	1,1 · 10 <sup>11</sup>	2,9 · 10 <sup>11</sup>	1,7 · 10 <sup>12</sup>
8,0	2,5 · 10 <sup>7</sup>	6,9 · 10 <sup>8</sup>	6,1 · 10 <sup>9</sup>	1,0 · 10 <sup>10</sup>	3,1 · 10 <sup>10</sup>	8,9 · 10 <sup>10</sup>	5,7 · 10 <sup>11</sup>
8,5	4,6 · 10 <sup>6</sup>	1,6 · 10 <sup>8</sup>	1,6 · 10 <sup>9</sup>	2,7 · 10 <sup>9</sup>	9,0 · 10 <sup>9</sup>	2,7 · 10 <sup>10</sup>	1,9 · 10 <sup>11</sup>
9,0	8,6 · 10 <sup>5</sup>	3,5 · 10 <sup>7</sup>	4,1 · 10 <sup>8</sup>	7,1 · 10 <sup>8</sup>	2,6 · 10 <sup>9</sup>	8,3 · 10 <sup>9</sup>	6,4 · 10 <sup>10</sup>
9,5	1,6 · 10 <sup>5</sup>	8,0 · 10 <sup>6</sup>	1,0 · 10 <sup>8</sup>	1,9 · 10 <sup>8</sup>	7,2 · 10 <sup>8</sup>	2,5 · 10 <sup>9</sup>	2,7 · 10 <sup>10</sup>
10,0	2,9 · 10 <sup>4</sup>	1,8 · 10 <sup>6</sup>	2,6 · 10 <sup>7</sup>	4,9 · 10 <sup>7</sup>	2,0 · 10 <sup>8</sup>	7,4 · 10 <sup>8</sup>	7,1 · 10 <sup>9</sup>

жен быть признан весьма существенным даже в том случае, если непрерывное излучение соответствует более высоким температурам. Действительно, излучение в  $\text{L}\alpha$ , равное  $5 \text{ эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$  на границе земной атмосферы, т. е. примерно  $3 \cdot 10^{11} \text{ фотон}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ , дает энергию, эквивалентную энергии излучения черного тела для  $\lambda = 1216 \text{ \AA}$  при  $6000^\circ \text{K}$ . В области длин волн короче  $\text{L}\alpha$  может играть важную роль излучение хромосферы. В частности, важными хромосферными линиями, накладывающимися на непрерывный солнечный спектр, является линия  $\text{O IV}$  около  $1035 \text{ \AA}$  и  $\text{L}\beta$ , ионизирующая молекулярный кислород и дающая более  $2 \cdot 10^9 \text{ фотон}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ .

Необходимо указать, что если точные наблюдения распределения энергии в области  $2500\text{--}1300 \text{ \AA}$  необходимы для исследования диссоциации кислорода, то измерения сечения поглощения и диссоциации между  $2400$  и  $1750 \text{ \AA}$  необходимы для получения правильных коэффициентов диссоциации. В табл. 16 показано,

каким образом число фотонов зависит от принятой температуры. До начала использования ракет обычно принималось, что излучение Солнца характеризуется излучением черного тела при  $6000^\circ\text{K}$ , за исключением нескольких случаев, когда принималось  $5000^\circ\text{K}$ <sup>1)</sup>.

Если сравнить кривые для излучения черного тела и результаты наблюдений (см. рис. 23), нетрудно получить в качестве среднего значения температуры солнечного излучения  $4900^\circ\text{K}$  в области спектра  $2400\text{--}1400\text{ \AA}$ , которая вносит наибольший вклад в общую скорость диссоциации. Коэффициент диссоциации для континуума Шумана — Рунге можно вычислять, используя излучение с температурой  $5000^\circ\text{K}$ , поскольку более 70% актов диссоциации вызывается излучением между  $1500$  и  $1750\text{ \AA}$ . Поэтому необходимо использовать коэффициент диссоциации (7.5), поскольку он соответствует недавним солнечным данным. Подобным же образом вместо численных значений при  $T = 4500^\circ\text{K}$  в табл. 15 необходимо принимать значения, соответствующие  $T = 5000^\circ\text{K}$ . При величине солнечной постоянной  $2\text{ кал/см}^2\cdot\text{мин}$  распределение интенсивности солнечного излучения в настоящее время достаточно хорошо известно. Спектральные кривые, полученные на основании данных наблюдений<sup>2)</sup>, приведены на рис. 24а — г для  $\Delta\lambda = 50\text{ \AA}$ .

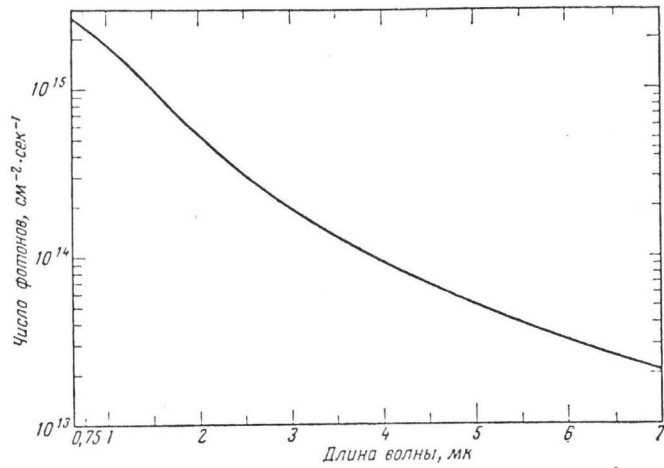
### 3. Линии $L\alpha$ и $L\beta$

Первая линия лаймановской серии водорода может дать до  $3 \cdot 10^{11}$  фотон/см<sup>2</sup>·сек на границе земной атмосферы, и ее поглощение определяется поглощением молекулярного кислорода, даже если сечения поглощения  $L\alpha$  метаном и водой очень велики (см. разд. 6 гл. VII). Поглощение углекислым газом менее существенно (см. гл. VII), а поглощение  $\text{CH}_3$  и  $\text{CH}_2$  неизвестно.

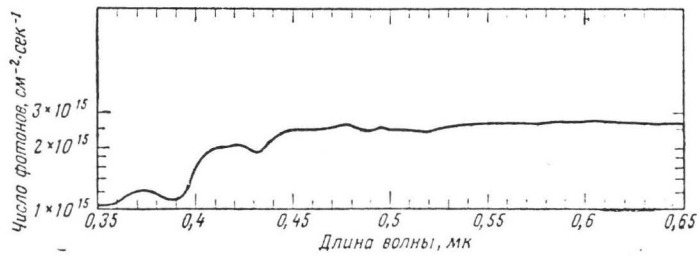
Проникновение излучения  $L\alpha$  в мезосферу, связанное с молекулярным кислородом (поглощение), приводит к ионизации окиси азота в слое  $D$ . Однако поскольку  $L\alpha$

<sup>1)</sup> См., например, Bates, Nicolet, J. Geophys. Res., 55, 30 (1950).

<sup>2)</sup> По данным Джонсона, Хинтереггера, Николе и Тауси.

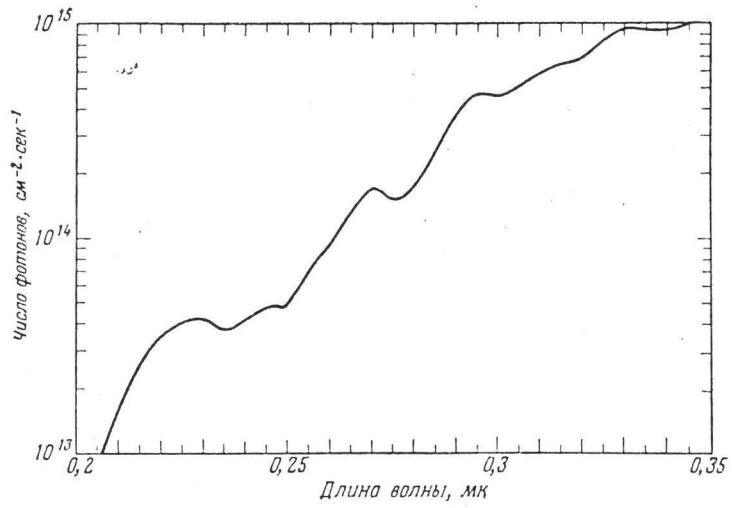


Р и с. 24а. Число фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) для  $\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$  на границе земной атмосферы между 0,7 и 7 мк.

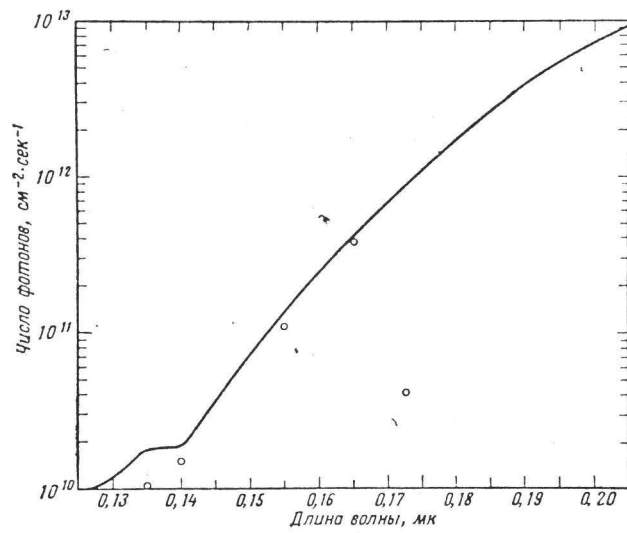


Р и с. 24б. Число фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) для  $\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$  на границе земной атмосферы между 3500 и 6500  $\text{\AA}$ .





Р и с. 24в. Число фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) для  $\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$  на границе земной атмосферы между 2050 и 3450  $\text{\AA}$ .



Р и с. 24г. Число фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) для  $\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$  на границе земной атмосферы между 1300 и 2050  $\text{\AA}$ .

излучается не непосредственно солнечной поверхностью<sup>1)</sup>, она должна претерпевать вариации с солнечным циклом. Коэффициент ионизации окиси азота  $I_{NO}(L\alpha)$  может достигать высоких значений:

$$I_{NO}(L\alpha) = 7 \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1} \quad (8.6)$$

при нулевой оптической толщине. Оптическая толщина, равная единице при положении Солнца в зените (табл. 17),

Таблица 17

Коэффициент ионизации NO излучением  $L\alpha$ 

Высота, км	$I_{NO}(L\alpha),$ $\text{сек}^{-1}$	Высота, км	$I_{NO}(L\alpha),$ $\text{сек}^{-1}$	Высота, км	$I_{NO}(L\alpha),$ $\text{сек}^{-1}$
100	$7,0 \cdot 10^{-7}$	77,5	$3,5 \cdot 10^{-7}$	67,5	$1,3 \cdot 10^{-8}$
85	$6,0 \cdot 10^{-7}$	75	$2,3 \cdot 10^{-7}$	65	$2,1 \cdot 10^{-9}$
82,5	$5,4 \cdot 10^{-7}$	72,5	$1,2 \cdot 10^{-7}$	62,5	$1,8 \cdot 10^{-10}$
80	$4,6 \cdot 10^{-7}$	70	$4,9 \cdot 10^{-8}$	60	$6,7 \cdot 10^{-11}$

достигается на высоте примерно 75 км, ниже которой коэффициент ионизации быстро падает. На высоте 60 км ионизация не может быть вызвана излучением  $L\alpha$ .

Излучение линии  $L\beta$  ( $\lambda = 1025,7 \text{ \AA}$ ), составляющее по меньшей мере  $2 \cdot 10^9 \text{ фотонов/см}^2 \cdot \text{сек}$  во время максимума солнечного цикла, дает следующий коэффициент ионизации молекулярного кислорода  $I_{O_2}(L\beta)$  при нулевой оптической толщине:

$$I_{O_2}(L\beta) \geq 2 \cdot 10^{-9} \text{ сек}^{-1}. \quad (8.7)$$

Согласно данным табл. 9 (стр. 52) и сечению поглощения линии  $L\beta$  (см. разд. 4 гл. VI), это излучение легко проникает в слой E, и единичная оптическая толщина при положении Солнца в зените достигается на высоте  $\sim 105 \text{ км}$ . Таким образом,  $L\beta$  является важным излучением, расположенным около порога ионизации молеку-

<sup>1)</sup> Purcell, Packer, Tousey, Proc. Space Science Symposium Nice, North Holland Publ. Amsterdam, 1960, p. 594.

лярного кислорода, и ее воздействие должно быть учтено в ионизационном балансе слоя  $E$ .

Что касается линии C III  $\lambda = 977 \text{ \AA}$ , коэффициент ионизации равен

$$I_{0_2}(\text{C III}) \geq 6 \cdot 10^{-9} \text{ сек}^{-1}. \quad (8.8)$$

Поскольку оптическая толщина для линии  $\lambda = 977 \text{ \AA}$  примерно в два раза больше оптической толщины для L $\beta$ , ее воздействие на нижнюю часть слоя  $E$  менее существенно, чем воздействие излучения  $\lambda = 1025 \text{ \AA}$ .

#### 4. Рентгеновское излучение

Непосредственные наблюдения рентгеновского излучения с длиной волны короче  $10 \text{ \AA}$  показывают, как сильно это излучение меняется с солнечной активностью<sup>1)</sup>. Чтобы связать это излучение с условиями поглощения, определенными в разд. 2 гл. VI, мы примем спектральное распределение согласно табл. 18. Таким

Таблица 18

Энергия солнечного излучения ( $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ ) для 2, 4 и 6  $\text{\AA}$

Состояние Солнца	2 $\text{\AA}$	4 $\text{\AA}$	6 $\text{\AA}$
Исключительно спокойное . . . . .	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$
Спокойное . . . . .	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$
Слегка возмущенное . . . . .	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$
Возмущенное . . . . .	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$
Особые явления (вспышки) . . . . .	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$
Сильные вспышки . . . . .	$10^{-3}$	$10^{-2}$	$10^{-1}$

путем можно обсудить основные результаты наблюдений. Полностью «спокойное» Солнце соответствует минимуму солнечного цикла, тогда как слабо возмущенное Солнце и возмущенное Солнце соответствуют максимуму солнечного цикла. В двух случаях имеются

<sup>1)</sup> К герлин, Ann. géophys., 17 (1961).

вспышки, энергия которых в  $10^4$  —  $10^5$  раз больше энергии спокойного Солнца.

Вводя эффективность ионизации для рентгеновского излучения Солнца 2, 4 и 6 Å, можно получить коэффициенты ионизации<sup>1)</sup>, приведенные в табл. 19. Эти вели-

Таблица 19

Коэффициенты ионизации ( $\text{сек}^{-1}$ ) для 2, 4 и 6 Å

Состояние Солнца	2 Å	4 Å	6 Å
Исключительно спокойное	$1,6 \cdot 10^{-19}$	$9,8 \cdot 10^{-18}$	$2,8 \cdot 10^{-16}$
Спокойное . . . . .	$1,6 \cdot 10^{-18}$	$9,8 \cdot 10^{-17}$	$2,8 \cdot 10^{-15}$
Слегка возмущенное . . . . .	$1,6 \cdot 10^{-17}$	$9,8 \cdot 10^{-16}$	$2,8 \cdot 10^{-14}$
Возмущенное . . . . .	$1,6 \cdot 10^{-16}$	$9,8 \cdot 10^{-15}$	$2,8 \cdot 10^{-13}$
Особые явления . . . . .	$1,6 \cdot 10^{-15}$	$9,8 \cdot 10^{-14}$	$2,8 \cdot 10^{-12}$
Сильные вспышки . . . . .	$1,6 \cdot 10^{-14}$	$9,8 \cdot 10^{-13}$	$2,8 \cdot 10^{-11}$

чины соответствуют по энергии отношению 1 : 250 :  $10^4$  для областей спектра 1,5—3,3; 3,3—5; 5—8 Å соответственно.

Если мы рассматриваем рентгеновское излучение с энергией больше 10 кэв ( $\lambda < 1,2$  Å), необходимо принимать во внимание ионизацию, образовавшую первичными космическими лучами. Нужны совершенно исключительные условия для того, чтобы видоизменить ионизацию, вызванную обычными космическими лучами.

Другая важная область спектра рентгеновского излучения соответствует длинам волн больше 31 Å в соответствии с величинами сечения поглощения в воздухе. Энергия в области спектра около 60 Å меняется между 0,1 и 0,5 эрг/см<sup>2</sup>·сек за время солнечного цикла, а во время солнечных вспышек может достигать значений больше 1 эрг/см<sup>2</sup>·сек<sup>2</sup>). Вследствие изменения сечения поглощения необходимо делить спектральную область по крайней мере на три группы. Такое деление проведено в табл. 20; значения 70, 50 и 35 Å представляют

<sup>1)</sup> Nicolet, Aikin, J. Geophys. Res., 65, 1649 (1960).

<sup>2)</sup> Chubb, Friedman, Kreplin, Proc. Space Science Symposium, Nice, North Holland Publ., Amsterdam, 1960, p. 695.

Таблица 20

Коэффициент ионизации ( $\text{сек}^{-1}$ ) рентгеновскими лучами при  $I(\text{O}_2)$  для  $50 \text{ \AA}$ , равном  $2 \cdot 10^{-10} \text{ сек}^{-1}$

	70 $\text{\AA}$	50 $\text{\AA}$	35 $\text{\AA}$	$\lambda \leq 30 \text{ \AA}$
$I(\text{O}_2)$	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$2,0 \cdot 10^{-10}$	$0,3 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
$I(\text{N}_2)$	$6,8 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$0,1 \cdot 10^{-10}$	$8,1 \cdot 10^{-10}$
$I(\text{воздух})$	$8,7 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$0,2 \cdot 10^{-10}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$

спектральные области 90—55 и 31—16,5  $\text{\AA}$ ; 55—40 и 16,5—12,8  $\text{\AA}$ ; 40—31 и 12,8—10,3  $\text{\AA}$ . К сожалению, распределение интенсивности солнечного излучения по спектру в этих областях неизвестно, и общий коэффициент ионизации не может быть определен. Распределение ионизации в слое  $E$  с высотой зависит от относительной эффективности этих трех групп. Для одних и тех же энергий значения коэффициента ионизации молекулярного кислорода для 35, 50 и 70  $\text{\AA}$  относятся как 1:2, 5:5. Коэффициент ионизации можно получить, наложив некоторые условия, например приняв отношение 1:2:4 для интенсивности солнечного излучения в длинах волн 35, 50 и 70  $\text{\AA}$  соответственно и приняв величину  $I_{\text{O}_2}(\lambda = 50 \text{ \AA}) = 2 \cdot 10^{-10} \text{ сек}^{-1}$ . Эти условия, которые необходимо изменять в соответствии с изменениями солнечной активности, взяты в качестве примера, показывающего возможности ионизации рентгеновским излучением в слое  $E$ . Табл. 20 дает коэффициент ионизации для разных молекул и рассмотренных спектральных интервалов. Эти результаты показывают, что рентгеновское излучение «растягивает» слой  $E$  выше уровня ионизации  $\text{O}_2$  излучением  $L\beta$ .

Вариации солнечного излучения между 31 и 100  $\text{\AA}$  изменяют вертикальную структуру слоя  $E$ .

#### 5. Ультрафиолетовая радиация с длиной волны короче 1050 $\text{\AA}$

Результаты ракетных экспериментов, представленные на рис. 25, дают ясное представление о солнечном спектре короче 1050  $\text{\AA}$ . По существу он является спектром

излучения хромосферы и короны. Наблюдаются линии лаймановской серии водорода и лаймановский континуум. Трудно дать точную оценку имеющейся энергии, поскольку она зависит от солнечной активности. Для длин волн больше 1400 Å данные, полученные Морской

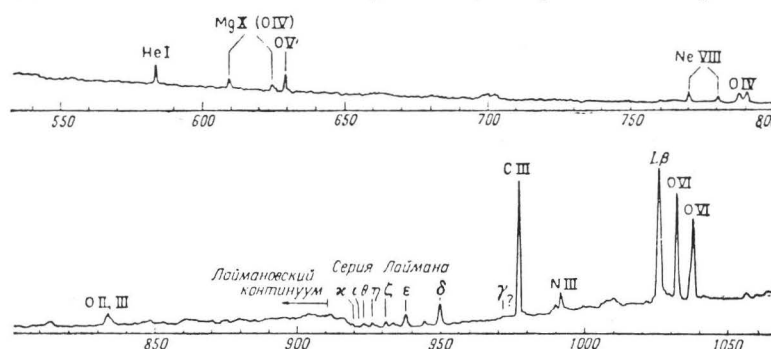


Рис. 25. Основное солнечное излучение между 1000 и 500 Å. По спектру, полученному Морской исследовательской лабораторией 13 марта 1959 г.

исследовательской лабораторией (США)<sup>1)</sup>, имеют точность более  $\pm 20\%$ ; данные табл. 21 также должны иметь точность  $\pm 20\%$ .

Короче 1300 Å возможна ошибка в 2 раза; поэтому данные табл. 22а дают лишь приближенные величины. Поскольку такая ошибка возможна и для монохроматического излучения, коэффициент ионизации  $O_2$  между 1026 и 950 Å меняется с циклом солнечной активности. В солнечном спектре наблюдаются многочисленные линии ионизованных атомов; при интенсивности более  $10^8$  фотон/см<sup>2</sup>·сек эти линии можно отождествить. Многие из них имеют интенсивность, не сильно отличающуюся от  $10^8$  фотон/см<sup>2</sup>·сек, и их можно будет отождествить в недалеком будущем. На рис. 26 приведен спектр между 550 и 250 Å, из которого ясно, что имеется много линий<sup>2)</sup> и что их распределением нельзя прене-

<sup>1)</sup> Detwiler, Garret, Pursell, Tousey, Ann. géophys., 17 (1961).

<sup>2)</sup> H. E. Hinteregger, Astrophys. J., 132, 801 (1960); COSPAR Symposium, Florence, April 1961.

бегать, если добавляется энергия в области спектра 100—200 Å.

Поскольку точность, необходимая для детального анализа коэффициентов ионизации, еще не достижима,

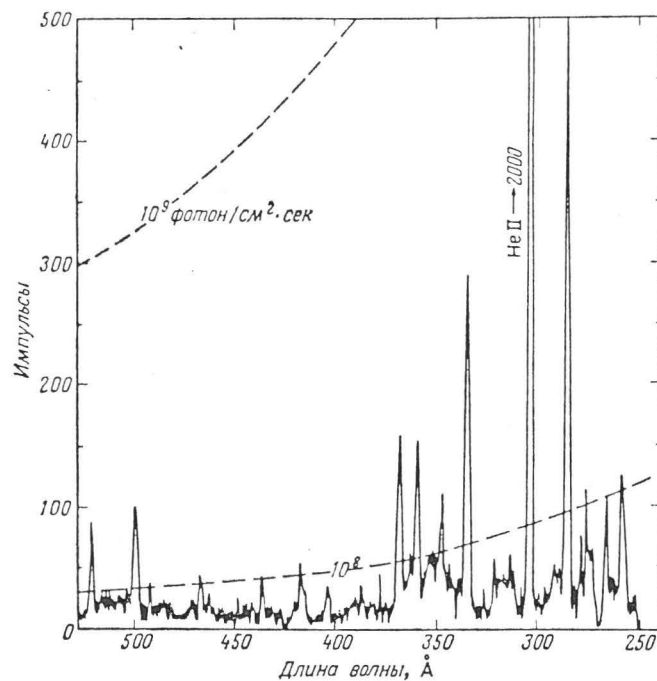


Рис. 26. Основное солнечное излучение между 550 и 250 Å (по Хинтереггеру).

можно попытаться оценить энергию ультрафиолетового спектра, принимая во внимание данные наблюдений и сечение поглощения азота и кислорода в различных областях спектра.

Прежде всего общее число фотонов с  $\lambda < 1000$  Å может меняться во много раз за время цикла солнечной активности; с учетом реальных вариаций и систематических ошибок следует в качестве нижнего и верхнего пределов принять  $2 \cdot 10^{10}$  и  $2 \cdot 10^{11}$  фотон/см<sup>2</sup>·сек.

Таблица 21

Число солнечных фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) между 3000 и 1450 Å

$\lambda$ , Å	$\Delta\lambda = 50$ Å	Общее	$\lambda$ , Å	$\Delta\lambda = 50$ Å	Общее
3000	$4,58 \cdot 10^{14}$	$2,69 \cdot 10^{15}$	2200	$3,41 \cdot 10^{13}$	$1,08 \cdot 10^{14}$
2950	$4,65 \cdot 10^{14}$	$2,23 \cdot 10^{15}$	2150	$2,58 \cdot 10^{13}$	$7,34 \cdot 10^{13}$
2900	$3,77 \cdot 10^{14}$	$1,76 \cdot 10^{15}$	2100	$1,52 \cdot 10^{13}$	$4,76 \cdot 10^{13}$
2850	$2,42 \cdot 10^{14}$	$1,39 \cdot 10^{15}$	2050	$9,23 \cdot 10^{12}$	$3,24 \cdot 10^{13}$
2800	$1,68 \cdot 10^{14}$	$1,14 \cdot 10^{15}$	2000	$7,00 \cdot 10^{12}$	$2,32 \cdot 10^{13}$
2750	$1,51 \cdot 10^{14}$	$9,77 \cdot 10^{14}$	1950	$5,36 \cdot 10^{12}$	$1,63 \cdot 10^{13}$
2700	$1,69 \cdot 10^{14}$	$8,26 \cdot 10^{14}$	1900	$3,90 \cdot 10^{12}$	$1,09 \cdot 10^{13}$
2650	$1,33 \cdot 10^{14}$	$6,57 \cdot 10^{14}$	1850	$2,59 \cdot 10^{12}$	$7,01 \cdot 10^{12}$
2600	$9,10 \cdot 10^{13}$	$5,24 \cdot 10^{14}$	1800	$1,71 \cdot 10^{12}$	$4,42 \cdot 10^{12}$
2550	$7,14 \cdot 10^{13}$	$4,33 \cdot 10^{14}$	1750	$1,05 \cdot 10^{12}$	$2,71 \cdot 10^{12}$
2500	$4,75 \cdot 10^{13}$	$3,62 \cdot 10^{14}$	1700	$6,97 \cdot 10^{11}$	$1,66 \cdot 10^{12}$
2450	$4,78 \cdot 10^{13}$	$3,15 \cdot 10^{14}$	1650	$4,13 \cdot 10^{11}$	$9,65 \cdot 10^{11}$
2400	$4,08 \cdot 10^{13}$	$2,67 \cdot 10^{14}$	1600	$2,56 \cdot 10^{11}$	$5,52 \cdot 10^{11}$
2350	$3,76 \cdot 10^{13}$	$2,26 \cdot 10^{14}$	1550	$1,32 \cdot 10^{11}$	$2,96 \cdot 10^{11}$
2300	$4,14 \cdot 10^{13}$	$1,88 \cdot 10^{14}$	1500	$7,13 \cdot 10^{10}$	$1,65 \cdot 10^{11}$
2250	$3,94 \cdot 10^{13}$	$1,47 \cdot 10^{14}$	1450	$3,63 \cdot 10^{10}$	$9,32 \cdot 10^{10}$

Для  $\lambda < 800$  Å экстремальные значения необходимо уменьшить в 2 раза. Порядок этих величин показывает, каков может быть коэффициент ионизации. Если сечение ионизации порядка  $10^{-17} \text{ см}^2$ , то коэффициент ионизации может достигать  $10^{-6} \text{ сек}^{-1}$  при  $Q = 10^{11} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Предположив вновь, что фотоионизация происходит под действием излучения  $\lambda \leq 795,8$  Å для молекулярного азота,  $\lambda \leq 910,4$  Å для атомарного кислорода и  $\lambda \leq 1026,5$  Å для молекулярного кислорода, мы можем разбить ультрафиолетовый спектр короче 1050 Å на спектральные области 1020–910; 910–800; 800–500; 500–250 и 250–150 Å. Примерные величины количества фотонов в этих областях спектра даны в табл. 22б для



Таблица 22а

Число фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) между 1400 и 850 Å;  $\Delta\lambda = 50 \text{ Å}$ 

$\lambda, \text{ Å}$	Континуум	Линии	Общее
1400	$1,8 \cdot 10^{10}$	$(3-5) \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$
1350	$1,8 \cdot 10^{10}$	$(7-10) \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{10}$
1300	$1,2 \cdot 10^{10}$	$(5-10) \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$
1250	$9,4 \cdot 10^9$	$(2-3) \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{10}$
1200	$6,4 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{11}$
1150	$4,4 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^9$
1100	$3,0 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$
1050	$2,0 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^9$
1000	$5,8 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^9$
950	$6,4 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^9$
900	$1,1 \cdot 10^{10}$		$1 \cdot 10^{10}$
850	$4,3 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^9$

Таблица 22б

Число солнечных фотонов на границе земной атмосферы

Область спектра	$Q, \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} *$
$\lambda < 1026 \text{ Å}$	$(6 \pm 4) \cdot 10^{10}$
$\lambda < 800 \text{ Å}$	$(4 \pm 3) \cdot 10^{10}$
$910 < \lambda < 1026 \text{ Å}$	$(1,5 \pm 1,0) \cdot 10^{10}$
$800 < \lambda < 910 \text{ Å}$	$(1,5 \pm 1,0) \cdot 10^{10}$
$500 < \lambda < 800 \text{ Å}$	$(1,5 \pm 1,0) \cdot 10^{10}$
$250 < \lambda < 500 \text{ Å}$	$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{10}$
$100 < \lambda < 250 \text{ Å}$	$(7,5 \pm 5,0) \cdot 10^9$

\*) Эти величины включают вариации за время солнечного цикла и возможные ошибки в два раза.

того, чтобы дать некоторые указания для вычисления скоростей ионизации.

Коэффициент ионизации атомарного кислорода в его первом континууме (см. рис. 13) между 910 и 800 Å будет равен при нулевой оптической толщине

$$I_{910-800}(\text{O}) = (5 \pm 3) \cdot 10^{-8} \text{ сек}^{-1}. \quad (8.9)$$

Однако это приблизительное значение показывает, что сейчас коэффициент ионизации больше, чем коэффициент ионизации рентгеновскими лучами с  $\lambda < 100$  Å. В той же области спектра молекулярный кислород ионизуется, конечно, быстрее (см. рис. 13), и можно предложить значение

$$I_{910-800}(\text{O}_2) = (1 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}, \quad (8.10)$$

которое имеет тот же порядок величины, что и коэффициент ионизации, который нужно принимать между 1000 и 910 Å.

Для области спектра 800—500 Å можно принять лишь очень приблизительное значение, так как точные величины числа фотонов и сечения ионизации получить нельзя. Тем не менее (см. рис. 15) коэффициент ионизации молекулярного азота  $I_{800-500}(\text{N}_2)$  может быть порядка

$$I_{800-500}(\text{N}_2) = (2,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}. \quad (8.11)$$

Соответствующие значения для O и O<sub>2</sub> должны быть

$$I_{800-500}(\text{O}) = (1,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1} \quad (8.12)$$

и

$$I_{800-500}(\text{O}_2) = (4,0 \pm 3,0) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}. \quad (8.13)$$

Область спектра короче 500 Å еще труднее для анализа, поскольку наблюдения солнечного излучения здесь еще неполны, а экспериментальные значения сечения поглощения менее точны. Однако представляется, что это число фотонов уменьшается и коэффициент ионизации должен быть меньше для  $\lambda < 500$  Å, чем для  $\lambda > 500$  Å. Другими словами, коэффициент ионизации при нулевой оптической толщине имеет порядок

$$I_{500-250}(\text{N}_2) = (7,5 \pm 5) \cdot 10^{-8} \text{ сек}^{-1}, \quad (8.14)$$

$$I_{500-250}(\text{O}_2) = (1,5 \pm 0,75) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}, \quad (8.15)$$

$$I_{500-250}(\text{O}) = (1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}. \quad (8.16)$$

Для  $250 < \lambda < 100 \text{ \AA}$  неопределенность еще больше. Однако ионизация, образованная излучением в этой области спектра, будет характеризовать область ионосферы между слоем  $E$ , где основным ионизирующим агентом является рентгеновское излучение и  $L\beta$ , и слоем  $F$ , для которого существенным является излучение от 800 до 400  $\text{\AA}$ .

Неопределенности коэффициентов ионизации вызваны прежде всего отсутствием удовлетворительных данных о сечениях поглощения и ионизации, для которых в некоторых спектральных интервалах имеется различие в 2 раза. Кроме того, величина солнечной энергии зависит от солнечной активности и некоторой неопределенности в данных наблюдений. Поэтому общие коэффициенты ионизации для  $O_2$ ,  $O$  и  $N_2$  необходимо брать следующими:

$$I_{\infty}(O_2) = (6 \pm 5) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}, \quad (8.17)$$

$$I_{\infty}(O) = (3,0 \pm 2,5) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}, \quad (8.18)$$

$$I_{\infty}(N_2) = (3,5 \pm 3,0) \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}. \quad (8.19)$$

В заключение нужно отметить, что сечение поглощения существенно зависит от длины волны и поэтому ионизация в термосфере, где оптическая толщина не равна нулю, будет сильно изменяться. Данные табл. 23 дают

Таблица 23

Коэффициент ионизации ( $\text{сек}^{-1}$ ) ультрафиолетовым излучением

Область спектра	$O_2$	$O$	$N_2$
1026—1000 $\text{\AA}$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-9}$		
1000—910 $\text{\AA}$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{-8}$		
910—800 $\text{\AA}$	$(1 \pm 0,5) \cdot 10^{-7}$	$(5 \pm 3) \cdot 10^{-8}$	
800—500 $\text{\AA}$	$(4 \pm 3) \cdot 10^{-7}$	$(1,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-7}$	$(2,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-7}$
500—250 $\text{\AA}$	$(1,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-7}$	$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-7}$	$(7,5 \pm 5,0) \cdot 10^{-8}$
Полный	$(6 \pm 5) \cdot 10^{-7}$	$(3,0 \pm 2,5) \cdot 10^{-7}$	$(3,5 \pm 3,0) \cdot 10^{-7}$

лишь указание на порядок величины при нулевой оптической толще; когда требуется знать распределение скорости ионизации с высотой, необходимо детальное исследование.

### 6. Вариации солнечного излучения

Хотя вариации рентгеновского излучения исследовались Морской исследовательской лабораторией, необходимо указать, что изучение вариаций ультрафиолетового спектра по существу только началось. До появления каких-либо гипотез о влиянии возможных вариаций необходимы наблюдения в течение всего солнечного цикла. Из оптических наблюдений известно, что хромосфера и корона подвержены ярко выраженным одиннадцатилетним изменениям. Более того, радиоастрономические наблюдения показали, что излучение хромосферы претерпевает изменения, сильно зависящие от солнечной активности. Подробный анализ не входит в задачу данной работы, однако необходимо некоторое пояснение, если индекс солнечной активности сравнивается с астрономическими параметрами.

Сравнение приближенных экспериментальных данных с излучением черного тела показало, что эквивалентная температура возрастает с уменьшением длины волны. Из рис. 27 видно, что общее число фотонов для излучения с  $\lambda < 1000 \text{ \AA}$  за границей земной атмосферы эквивалентно излучению черного тела между  $6000$  и  $7000^\circ \text{ K}$ . Для  $\lambda < 800 \text{ \AA}$  излучение соответствует излучению черного тела при температуре от  $7000$  до  $8000^\circ \text{ K}$ . Однако для более коротких длин волн излучение не уменьшается согласно кривой абсолютно черного тела. Излучение в линии He I  $\lambda = 584 \text{ \AA}$  эквивалентно излучению черного тела при температуре  $9000$ — $10\,000^\circ \text{ K}$ . Наконец, излучение с  $\lambda < 500 \text{ \AA}$  интенсивнее, чем излучение черного тела при  $10\,000^\circ \text{ K}$ . Этот пример показывает, как велика потребность в теоретическом определении интенсивности солнечного излучения в различных участках спектра, а также трудности предсказания влияния изменяющейся солнечной активности. Неопределенность возрастает в области спектра  $\lambda \leq 200 \text{ \AA}$  и в рент-

геновской области, где оптическая толщина солнечной атмосферы становится мала. Только прямые наблюдения спектра решат проблему спектрального распределения. В настоящее время используются солнечные индексы, основанные на радиоастрономических наблюдениях.

Излучение в сантиметровом и дециметровом диапазонах испускается хромосферой и нижней короной. На-

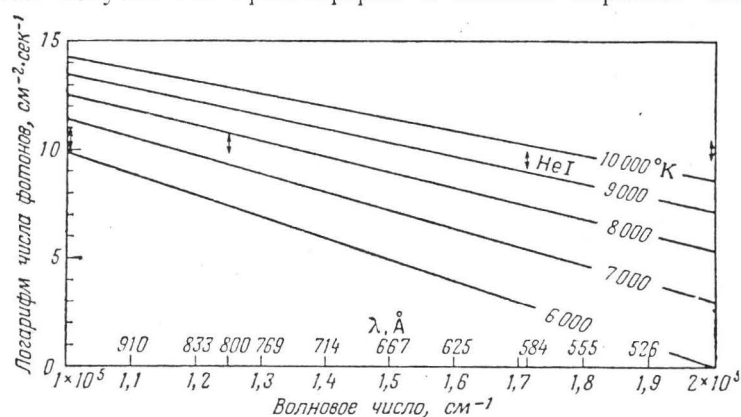
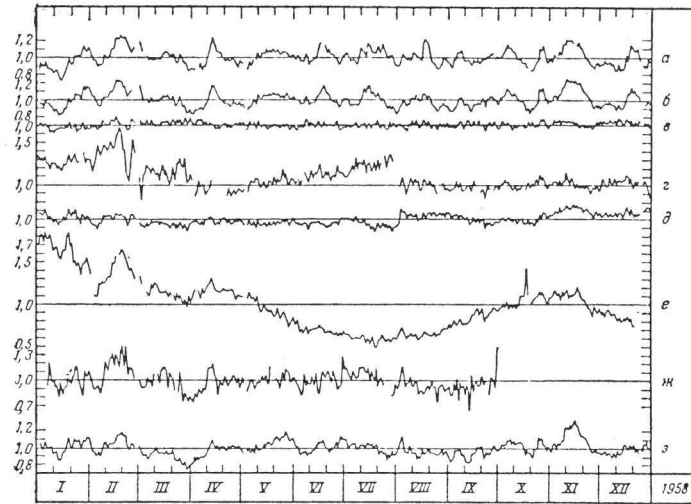


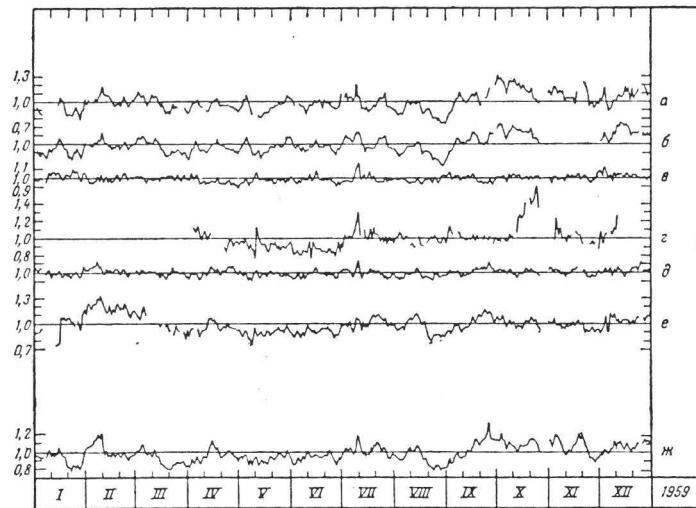
Рис. 27. Солнечное излучение между 1000 и 500 Å соответствует возрастанию температуры эквивалентного излучения черного тела от 6000 до 10 000 °K.

блюдения в различных странах на волнах от 3 до 30 см показывают<sup>1)</sup>, что солнечная активность меняется одинаковым образом во всем диапазоне (рис. 28). Максимумы и минимумы интенсивности приходятся на одно и то же время. Средние дневные значения потока между 8 и 15 см дают почти идентичные вариации. Более того, наибольшие изменения от максимума к минимуму получаются на волнах около 10 см, тогда как наименьшая амплитуда изменений наблюдается у обоих концов диапазона, т. е. у 3 и 30 см. Если указанные различия найдены для отдельной станции наблюдения, они должны

<sup>1)</sup> M. Nicolet, Proc. Space Science Symposium, Nice, North Holland Publ., Amsterdam, 1960, p. 46—89.



Р и с. 28а. Величина отношения потока солнечного радионизлучения на волнах 3,2 (а и б); 8 (в); 10 (г); 15 (д); 20 (е); 21 (ж) и 30 (з) см в 1958 г. к потоку солнечного радионизлучения в Оттаве (среднее за год принято равным 1).



Р и с. 28б. Величина отношения потока солнечного радионизлучения на волнах 3,2 (а и б); 8 (в); 10 (г); 15 (д); 20 (е) и 30 (ж) см в 1959 г. к потоку солнечного радионизлучения в Оттаве (среднее за год принято равным 1).

быть объяснены инструментальными, а не солнечными эффектами.

Отсюда можно заключить, что наблюдения на волне 10 см могут быть использованы в качестве индекса солнечной активности. Кроме того, выполненные в Оттаве наблюдения перекрывают полный цикл и пригодны для полного анализа. На рис. 29 приведены изменения месячных величин между 1947 и 1960 гг. и изменение потока солнечного излучения на волне 10,7 см с солнечным циклом. Дневные наблюдения показывают, насколько существенными являются эти вариации: в 1958 г. поток менялся в 2 раза (рис. 30). Более того, минимальный поток с июля по ноябрь 1958 г. был очень высоким: он был не ниже  $220 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц, тогда как этот поток уменьшился примерно до  $150 \cdot 10^{-22}$  в начале октября 1959 г. (рис. 31) и стал менее  $150 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц в марте 1960 г. (рис. 32). За таким уменьшением потока солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см должно было последовать уменьшение с 1958 до конца 1960 г. интенсивности ультрафиолетового и рентгеновского излучения. Однако необходимо указать, что амплитуда колебаний солнечного радиоизлучения не может быть прямо пропорциональна амплитуде колебаний всего ультрафиолетового спектра. В самом деле, ультрафиолетовое излучение испускается солнечной атмосферой (от фотосферы до короны). Поэтому по вариациям потока солнечного радиоизлучения между 3 и 30 см (а практически на 10,7 см) можно выявлять эффекты цикла солнечной активности, 27-дневный период и даже изменения ото дня ко дню, которые должны существовать также и в ионизации и нагревании термосферы. Однако необходимо помнить, что реакция ультрафиолетового излучения должна быть различной в разных областях спектра.

Говоря об эффектах солнечных возмущений, необходимо упомянуть солнечные вспышки, наблюдаемые в Na оптическими методами и в рентгеновской области с помощью ракет. Они показывают исключительно большое увеличение энергии в рентгеновском спектре. Выбросы радиоизлучения на волне 10 см практически всегда ассоциируются со вспышками, наблюдаемыми в Na. Это можно понять, если медленно меняющаяся компонента

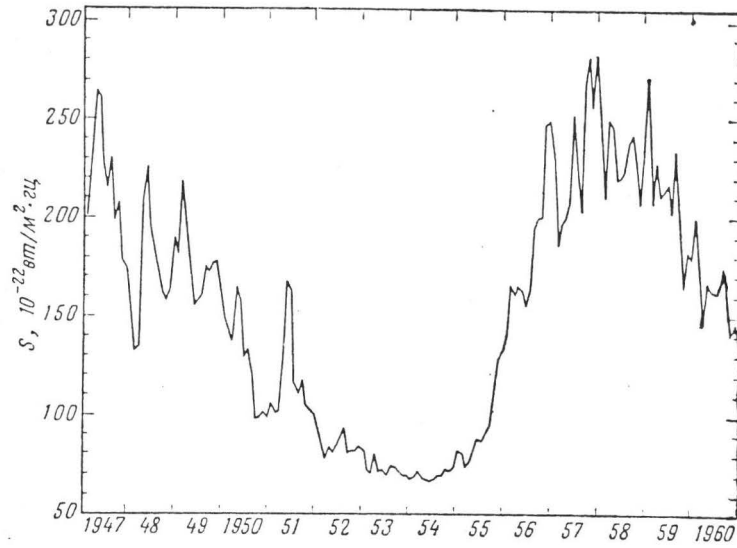


Рис. 29. Изменения солнечного радионизлучения на волне 10,7 см с 1946 по 1960 г. (по Ковингтону).

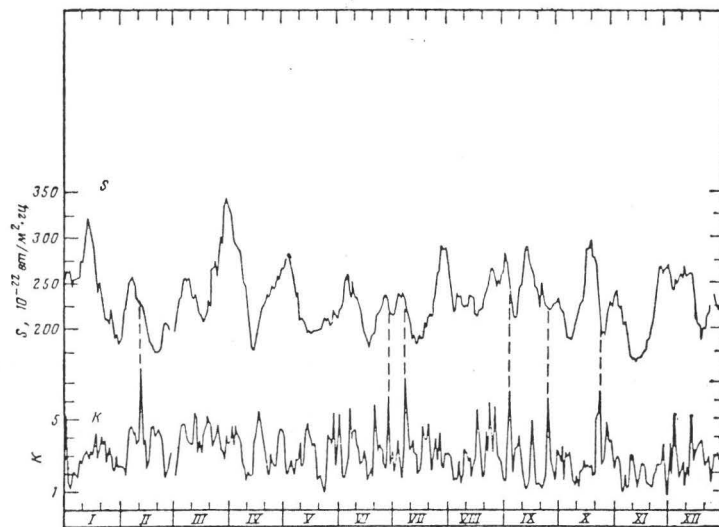


Рис. 30. Суточные вариации солнечного радионизлучения на волне 10,7 см в 1958 г. (по Ковингтону). K-индексы по Бартелсу.



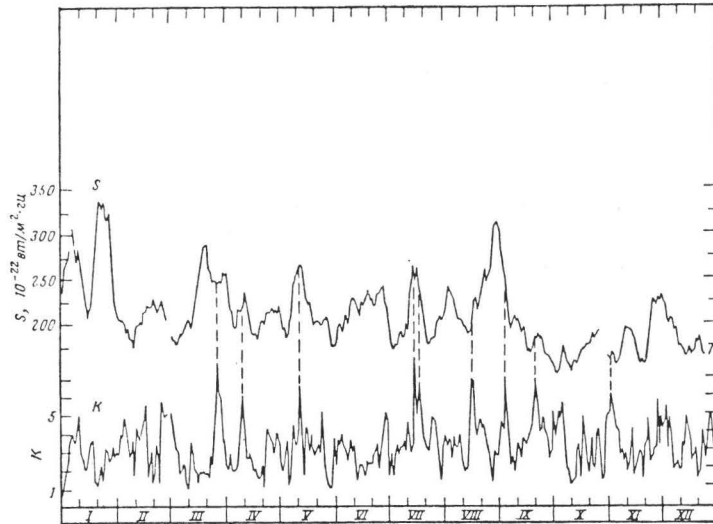


Рис. 31. Суточные вариации солнечного радионизлучения на волне 10,7 см в 1959 г. (по Ковингтону). К-индекс по Бартелсу.

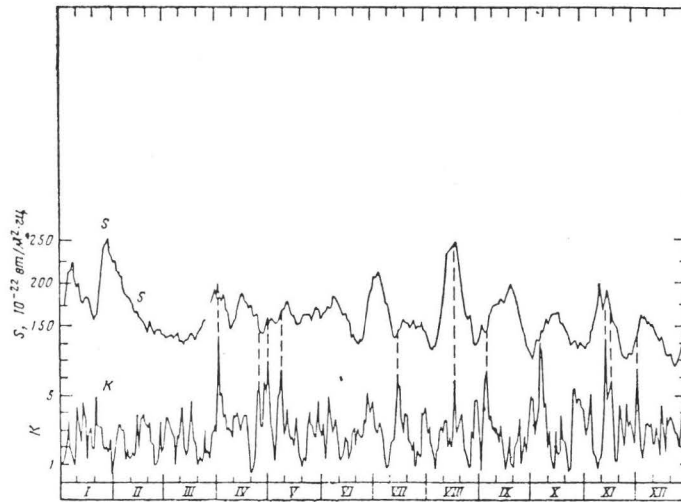


Рис. 3. Суточные вариации солнечного радионизлучения на волне 1 см в 1960 г. (по Ковингтону). К-индексы по Бартелсу.

солнечного радиоизлучения вызвана тепловым излучением, которое имеет максимум около 10 см. Однако низкая чувствительность излучения в  $\text{La}$  к солнечным вспышкам снова указывает на то, что поведение солнечного излучения меняется в зависимости от спектральной области.

Возмущения, ассоциируемые с так называемой корпускулярной радиацией, должны коррелировать с магнитными возмущениями. По этой причине для их идентификации используются геомагнитные  $K$ -индексы (см. рис. 30—32); их можно связать с определенными типами выбросов солнечного радиоизлучения в метровом диапазоне.

## IX. СТОЛКНОВЕНИЯ И РЕАКЦИИ

### 1. Введение

Для рассмотрения столкновений, а также реакций, сопровождающих некоторые типы столкновений, можно сначала описать в простой форме характеристики столкновений. Однако, используя элементарное описание, необходимо помнить, что атомарные и молекулярные процессы зависят от молекулярной и атомарной структуры и что численные величины, которые могут быть получены, представляют собой лишь грубую оценку. По этой причине можно без больших затруднений использовать представление о молекулах как сферически симметричных и не изменяющих формы, что очень упрощает проблему. Необходимо провести детальный анализ элементарных процессов, вызываемых столкновениями. Этот анализ здесь рассматриваться не будет, но кое-что будет использовано для конкретных приложений.

### 2. Столкновения между упругими сферами

В газе, находящемся в состоянии равновесия, средняя скорость частиц с массой  $m_1$  определяется распределением Максвелла

$$v_1 = \left( \frac{8kT}{\pi m_1} \right)^{1/2}, \quad (9.1)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг/град — постоянная Больцмана. Относительная скорость  $v_{12}$  (средняя относительная скорость пары молекул) частиц с массой  $m_1$  и  $m_2$  задается выражением

$$v_{12} = \left( \frac{8kT}{\pi m_{12}} \right)^{1/2} = \left( \frac{8kT}{\pi m_1} \right)^{1/2} \left( \frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^{1/2}, \quad (9.2)$$

где

$$\frac{1}{m_{12}} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}, \quad (9.3)$$

Число столкновений  $N_{12}$  между частицами, концентрации которых равны  $n_1$  и  $n_2$ , связано элементарным соотношением с их концентрациями, относительными скоростями и средним сечением столкновений  $Q_{12}$ :

$$N_{12} = n_1 n_2 v_{12} Q_{12}. \quad (9.4)$$

Когда частицы идентичны, (9.4) записывается в виде

$$N_{11} = \frac{1}{2} n_1^2 v_{11} Q_{11}. \quad (9.5)$$

Можно показать, что кинетическое сечение должно быть

$$Q_{12} = \pi \sigma_{12}^2. \quad (9.6)$$

если смешанный газ состоит из твердых упругих сферических молекул с диаметрами  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ , что определяет средний диаметр столкновения

$$\sigma_{12} = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_2). \quad (9.7)$$

В соответствии с (9.1), (9.2) и (9.6) выражения (9.4) и (9.5) можно переписать в виде

$$N_{12} = n_1 n_2 \pi \sigma_{12}^2 \left( \frac{8kT}{\pi m_{12}} \right)^{1/2} \quad (9.8)$$

и

$$N_{11} = \frac{\sqrt{2}}{2} n_1^2 \sigma_{11}^2 \left( \frac{8kT}{\pi m_1} \right)^{1/2}. \quad (9.9)$$

Частота столкновений  $\nu_1$  молекулы с массой  $m_1$  с молекулами с массой  $m_1$  и  $m_2$ , соответствующая среднему числу столкновений молекулы с массой  $m_1$  в единицу времени, дается выражением

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \frac{2N_{11} + N_{12}}{n_1} = \\ &= \left[ n_1 \pi \sigma_{11}^2 \sqrt{2} + n_2 \pi \sigma_{12}^2 \left( \frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^{1/2} \right] \left( \frac{8kT}{\pi m_1} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (9.10)$$

Если средний интервал времени  $\tau_1$  между последовательными столкновениями данной молекулы с массой  $m_1$  с другими молекулами с массой  $m_1$  и  $m_2$  равен

$$\tau_1 = 1/\nu_1, \quad (9.11)$$

то средняя длина свободного пробега будет

$$L_1 = \tau_1 v_1. \quad (9.12)$$

Сравнивая (9.12) с (9.10) и используя (9.1), получаем выражение для среднего общего расстояния  $L_1$ , пройденного молекулой с массой  $m_1$  между двумя последовательными столкновениями:

$$L_1 = 1 / \left[ n_1 \pi \sigma_{11}^2 \sqrt{2} + n_2 \pi \sigma_{12}^2 \left( \frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^{1/2} \right]. \quad (9.13)$$

Длина свободного пробега зависит от скорости; если определенная молекула имеет скорость, равную средней скорости  $v_1$ , то вероятность, что она пройдет расстояние, по крайней мере равное  $L_1$ , составляет примерно  $1/e$ . Но для очень больших скоростей ( $v > 6v_1$ ) эта вероятность становится равной  $1/e^{1/\sqrt{2}}$ .

Вероятность столкновения между молекулой, имеющей высокую собственную скорость, и молекулами, имеющими некоторую среднюю скорость, равна числу молекул в цилиндре с основанием  $\pi \sigma_{11}^2$  и высотой, равной относительной скорости  $v_{11}$ . Для частиц, имеющих вертикальную скорость  $v > 6v_1$  и не испытывающих соударений, мы можем написать

$$nH\pi\sigma^2 = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (9.14)$$

где  $H$  — локальная высота однородной атмосферы.

Сравнивая (9.13) и (9.14), мы получаем  $H \equiv L_1$ . Область, где средняя длина свободного пробега равна локальной высоте однородной атмосферы, соответствует высоте, на которой вероятность для молекулы, имеющей достаточно высокую скорость, пройти бесконечно большое горизонтальное расстояние составляет 0,5.

Можно привести и другие примеры использования скорости столкновения твердых сфер. В условиях равновесия доля  $N_{12}$  столкновений, происходящих в единице объема за секунду, с молекулами, относительная скорость которых  $v_{12}$  превышает определенную величину  $v_*$ , равна

$$\frac{N_{12}(v_{12} > v_*)}{N_{12}} = \left( 1 + \frac{m_{12} v_*^2}{2kT} \right) e^{-m_{12} v_*^2 / 2kT}. \quad (9.15)$$

Если только часть из  $N_{12}$  столкновений соответствует столкновениям, в которых величина относительной скорости в направлении линии, соединяющей центры двух молекул, больше  $v_*$ , то (9.15) превращается в выражение

$$\frac{N_{12}^*}{N_{12}} = e^{-m_{12}v_*^2/2kT}. \quad (9.15a)$$

Для столкновений электронов с нейтральными частицами мы имеем условие

$$m_1 = m_e < m_2, \quad (9.16)$$

где  $m_2$  — масса молекулы и  $m_e$  — масса электрона. Поэтому выражение (9.10) принимает вид

$$v_{en_2} = n_2 \frac{\pi\sigma_2^2}{4} \left( \frac{8kT}{\pi m_2} \right)^{1/2}, \quad (9.17)$$

а средняя длина свободного пробега по (9.13) будет

$$L_e = 4/n_2\pi\sigma_2^2. \quad (9.18)$$

Применение этой формулы ограничено молекулами и атомами, для которых сечение  $Q$  постоянно, другими словами,  $\pi\sigma^2$  не зависит от  $v$ . В случае, когда  $Q$  зависит от  $v$ , получаются различные результаты. Тем не менее простые выражения для твердых упругих сферических частиц очень полезны, поскольку они указывают на те применения, которые могут быть сделаны в проблемах аэронауки.

Для столкновения трех тел число столкновений  $N_{123}$  равно

$$N_{123} = N_{12}(p_{13} + p_{23}), \quad (9.19)$$

где  $p$  — вероятность столкновения третьей частицы в момент столкновения двух частиц. Таким образом, (9.19) превращается в

$$N_{123} = N_{12} \left( \frac{N_{13}}{n_1} + \frac{N_{23}}{n_2} \right) \tau_{12}, \quad (9.20)$$

где  $\tau_{12}$  — время столкновения, которое можно записать следующим образом:

$$\tau_{12} = \frac{\sigma}{v_{12}}; \quad (9.21)$$

$v_{12}$  — относительная скорость частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$ .

Для тройных соударений частиц одинаковой массы имеем из (9.20)

$$N_{111} = \pi\sigma^3 n(M) N_{11}. \quad (9.22)$$

Если подставить в предыдущие формулы для двойных и тройных соударений величину  $\sigma$  ( $3 \cdot 10^{-8}$  см), то получаются следующие численные значения:

$$N_{12} = 1,5 \cdot 10^{-11} \sqrt{T} n_1 n_2, \quad (9.23)$$

$$N_{123} = 1 \cdot 10^{-33} \sqrt{T} n(M) n_1 n_2, \quad (9.24)$$

если масса  $M$  того же порядка, что и масса атома кислорода. Легко видеть, что для температур от 200 до 300° К, соответствующих областям атмосферы, где исследуется большая часть реакций, при  $\sigma = 3 \text{ \AA}$

$$N_{12} = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-10} n^2 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} \text{ (коэффициент } k_1), \quad (9.25)$$

$$N_{123} = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-32} n(M) n^2 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} \text{ (коэффициент } k_2), \quad (9.26)$$

где концентрация взята в 1 см<sup>3</sup>.

Таким образом, предположение о сферических частицах приводит к величинам  $k_1$  порядка  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>/сек и  $k_2$  порядка  $10^{-32}$  см<sup>6</sup>/сек. Эти значения будут сравнены с экспериментальными данными.

### 3. Упругие столкновения электронов с нейтральными частицами

Формулы (9.17) и (9.18) могут использоваться только в том случае, когда сечение столкновений постоянно. Применение этих формул к атмосфере было сделано тогда<sup>1)</sup>, когда сечения для очень медленных электронов еще не были измерены. Однако недавние лабораторные исследования показывают, что это сечение при низких энергиях убывает пропорционально  $\sqrt{T}$ , и частота столкновений, следовательно, пропорциональна  $T$ . Анализ

<sup>1)</sup> См., например, M. Nicolet, J. Atm. Terr. Phys., 3, 200 (1953); J. Fluid. Phys., 2, 95 (1959).

Таблица 24

Частота столкновений электронов  
с нейтральными молекулами

Высота, км	Температура, °К	Давление, мм рт. ст.	Частота столкновений, сек <sup>-1</sup>
20,0	219	40,3	$6,0 \cdot 10^9$
22,5	223	27,5	4,1
25,0	227	18,8	2,8
27,5	231	13,0	2,0
30,0	235	9,0	$1,4 \cdot 10^9$
32,5	244	6,4	$9,6 \cdot 10^8$
35,0	252	4,5	6,8
37,5	260	3,3	4,9
40,0	268	2,4	3,6
42,5	272	1,7	2,6
45,0	274	1,3	2,0
47,5	274	$9,1 \cdot 10^{-1}$	1,4
50,0	274	6,7	$1,0 \cdot 10^8$
52,5	274	4,9	$7,4 \cdot 10^7$
55,0	274	3,6	5,4
57,5	263	2,7	4,1
60,0	253	1,9	2,9
62,5	242	$1,4 \cdot 10^{-1}$	2,1
65,0	232	$9,6 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^7$
67,5	221	6,6	$9,9 \cdot 10^6$
70,0	210	4,5	6,8
72,5	207	3,0	4,5
75,0	203	2,0	3,0
77,5	200	$1,3 \cdot 10^{-2}$	2,0
80,0	197	$8,7 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^6$
82,5	193	5,7	$8,6 \cdot 10^5$
85,0	190	3,7	5,6



Продолжение

Высота, км	Температура, °К	Давление, мм рт. ст.	Частота столкновений, сек <sup>-1</sup>
87,5	193	2,4	3,6
90,0	197	1,6	2,4
92,5	200	$1,0 \cdot 10^{-3}$	1,5
95,0	203	$6,8 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^5$
97,5	207	4,5	$6,8 \cdot 10^4$
100,0	210	$3,0 \cdot 10^{-4}$	4,5
110,0	(265)	$7,3 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^4$
120,0	(400)	2,6	$3,9 \cdot 10^3$

экспериментальных данных<sup>1)</sup>, выполненный путем усреднения максвелловского распределения, дает для частоты столкновений электронов в воздухе  $\nu$  (сек<sup>-1</sup>)

$$\nu_{e, n} = 1,5 \cdot 10^8 p, \quad (9.27)$$

где  $p$  — давление в мм рт. ст.

Атомарный кислород ведет себя иначе, и еще не ясно, какое сечение необходимо использовать. Поэтому нельзя указать, каким образом должно измениться выражение (9.27), когда в атмосфере происходит диссоциация кислорода.

Принимая распределение давления по табл. 9 и 10, можно получить приблизительные частоты столкновений (табл. 24). На практике необходимо учитывать вариации давления.

#### 4. Упругие столкновения ионов с нейтральными частицами

Измерение подвижности ионов, которая связана с коэффициентом диффузии, приводит к определению частоты столкновений ионов с нейтральными частицами.

<sup>1)</sup> См. обзор Далгарно (Ann. géophys., 17, 16, 1961) и приведенные там ссылки.

Имеющиеся экспериментальные данные дают <sup>1)</sup>

$$\nu(\text{O}_2^+, \text{N}_2 - \text{O}_2) = 4,2 \cdot 10^{-10} n(\text{O}_2) \text{ сек}^{-1}, \quad (9.28)$$

$$\nu(\text{N}_2^+, \text{N}_2 - \text{O}_2) = 7,5 \cdot 10^{-10} n(\text{N}_2) \text{ сек}^{-1}; \quad (9.29)$$

имеется мало данных о температурной зависимости. Без учета температурного эффекта диаметр столкновений должен убывать как  $1/\sqrt{T}$ . Для упругих сфер получаются те же результаты, что и даваемые формулами (9.28) и (9.29) при  $T = 250^\circ \text{K}$  и  $\sigma$  порядка 4 и 5 Å соответственно. Тем не менее некоторые указания на существование температурного эффекта дает поведение ионов  $\text{O}^+$  в собственном газе.

Частота столкновений  $\nu(\text{O}^+, \text{O})$  равна <sup>2)</sup>

$T, ^\circ\text{K}$	300	400	500	700	1000	2000
$\nu(\text{O}^+, \text{O}), \text{сек}^{-1}$	1,4	1,5	1,7	1,9	2,2	$3,3 \cdot 10^{-9} n(\text{O})$

$\nu(\text{O}^+, \text{O})$  больше, чем частота столкновений  $\text{O}_2^+$  и  $\text{N}_2^+$  в их собственных газах, и соответствует диаметру столкновений порядка 6 Å при  $300^\circ \text{K}$ . Эту частоту столкновений можно сравнить с  $\nu(\text{O}^+, \text{N}_2)$ , которая равна

$$\nu(\text{O}^+, \text{N}_2) = 6,6 \cdot 10^{-10} n(\text{N}_2) \text{ сек}^{-1}. \quad (9.30)$$

Что касается отрицательных ионов, то возможно, что их столкновения почти идентичны столкновениям положительных ионов с частицами собственного газа. Однако  $\nu(\text{O}^-, \text{O})$  может быть в несколько раз больше, чем  $\nu(\text{O}^+, \text{O})$  в соответствии <sup>3)</sup> с исследованием  $\text{H}^-$  и  $\text{H}$ .

## 5. Радиативная рекомбинация

При столкновении двух атомов возможно образование молекулы, если энергия переходит в излучение. В таком случае мы говорим, что происходит излучение при столкновении (т. е. за интервал времени  $\tau_{12}$ ). Таким образом, число рекомбинаций  $N_{11}(r)$  связано с числом столкновений  $N_{11}$  соотношением

$$N_{11}(r) = N_{11} \tau_{11} g A_{ji}, \quad (9.31)$$

<sup>1)</sup> A. Dalgarno, Ann. géophys., 17, 16 (1961).

<sup>2)</sup> A. Dalgarno, J. Atm. Terr. Phys., 12, 219 (1958).

<sup>3)</sup> Dalgarno, McDowell, Proc. Phys. Soc., A69, 615 (1956).

где  $g$  — статистический фактор, или отношение статистических весов рассматриваемого состояния рекомбинации и всех остальных электронных состояний;  $A_{ji}$  — вероятность спонтанного излучения. Если вводится время столкновения  $\tau_{11} = \sigma/v$ , то получается очень грубое приближение, проливающее, однако, некоторый свет на природу вопроса. При этом (9.31) принимает вид

$$N_{11}(r) = \frac{V\sqrt{2}}{2} n^2 \pi \sigma^3 g A_{ji}. \quad (9.32)$$

При  $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-8}$  см приближенное численное значение будет

$$N_{11}(r) = n^2 10^{-23} g A_{ji}. \quad (9.33)$$

Рассматривая атомы кислорода, мы получаем:

1) систему Шумана — Рунге с  $g = 1,8$  для трех состояний  ${}^3\Sigma$  и двух состояний  ${}^3\Pi$  и силой осциллятора порядка 0,16:

$$N_{O-O}(\text{Ш} - \text{Р}) = n({}^3P) n({}^1D) \times 4 \cdot 10^{-16}; \quad (9.34)$$

2) систему Герцберга с  $g = 1/43$  и  $A_{ji} = 0,4$ :

$$N_{O-O}(\Gamma) = n^2({}^3P) \times 4 \cdot 10^{-24}. \quad (9.35)$$

Численные значения, даваемые (9.34) и (9.35), показывают, каков порядок величины радиативной рекомбинации для разрешенных и запрещенных переходов. Поскольку рекомбинация двух обычных атомов ведет к запрещенным переходам, коэффициент рекомбинации низок. Кроме того, коэффициент для разрешенных переходов не будет больше  $5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>3</sup>/сек, и такие процессы несущественны в сравнении с другими атмосферными реакциями. Однако ими нельзя пренебрегать, когда рассматриваются различные атмосферные эмиссии, например свечение атмосферы.

## 6. Рекомбинация при столкновении трех тел

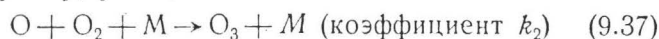
Рекомбинация тройными соударениями существенна вплоть до нижней термосферы, где концентрации третьих частиц достаточно велики. Однако имеется определенная эффективность рекомбинации при столкновении

трех тел. Поэтому величины, даваемые формулой (9.26), показывают, что рекомбинация

$$N_{123}(r) \approx 2 \cdot 10^{-32} n(M) n^2 \quad (9.36)$$

при  $\sigma = 3 \text{ \AA}$  и, следовательно, величины порядка  $10^{-32} \text{ см}^6/\text{сек}$  должны рассматриваться как нормальные.

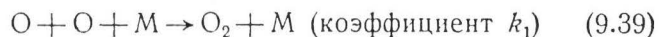
Например, реакция



приводит к величинам порядка  $10^{-34} \text{ см}^6/\text{сек}$ . Получены<sup>1)</sup> следующие величины:  $1 \cdot 10^{-34} < k_2 < 6 \cdot 10^{-34} \text{ см}^6/\text{сек}$ . Однако следует принимать такое значение:

$$k_2 = 1 \cdot 10^{-34} \text{ см}^6/\text{сек}. \quad (9.38)$$

Реакция



идет<sup>2), 3)</sup> при коэффициенте  $k_1$  порядка  $(2 \pm 1) \times 10^{-33} \text{ см}^6/\text{сек}$ .

Следовательно, даже если атомы кислорода рекомбинируют медленнее, чем атомы водорода, азота и йода, то представляется, что скорость их рекомбинации не ниже, чем скорость рекомбинации, ведущей к образованию озона. Не имея точных данных об эффективности третьей частицы M, можно сказать, что отношение скоростей реакций (9.39) и (9.37) порядка 25. Однако необходимо помнить, что экспериментальные значения плохо известны, чтобы был возможен точный аэрономический анализ.

Что касается рекомбинации азота, то величина коэффициента рекомбинаций как будто мало отличается от  $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{сек}$ <sup>4)</sup>. Для образования окиси азота можно принимать величину того же порядка или во всяком случае не меньше, чем значение  $k_1$ , даваемое формулой (9.39). Из экспериментальных данных полу-

<sup>1)</sup> Elias, Ogryzlo, Schiff, Canadian, J. Chem., 37, 1680 (1959).

<sup>2)</sup> Kaufman, Kelso, в печати.

<sup>3)</sup> Reeves, Manella, Harbeck, J. Chem. Phys., 32, 632 (1960).

<sup>4)</sup> Wentnick, Sullivan, Wray, J. Chem. Phys., 29, 231 (1958).

чаются только порядки величины, и никакие теоретические работы не могут дать точной абсолютной величины, даже если делается попытка детального анализа процессов<sup>1)</sup>).

### 7. Атомный обмен

Реакции типа



в которых разрушается единственная связь, имеют энергию активации  $A$ , которая иногда может следовать процессу типа (9.15 а). Однако энергия  $A$  неприемлемо высока для значительного числа процессов при атмосферных температурах. Скорость обмена, согласно (9.40), будет

$$\frac{dn(XZ)}{dt} = \frac{dn(Y)}{dt} = N_{XY} \cdot z f e^{-A/RT}, \quad (9.41)$$

где  $R$  — газовая постоянная (1,987 кал/град·моль), а  $f$  — стерический фактор.

Как правило, энергии активации известны плохо, и часто очень трудно исследовать аэрономические реакции, поскольку нет достаточных данных. Для вычисления будут использоваться формулы (9.23), (9.41), а также следующая:

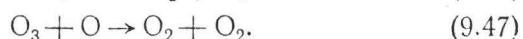
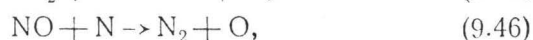
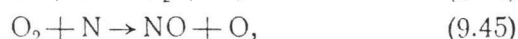
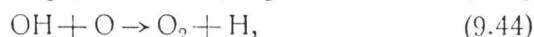
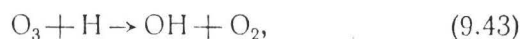
$$\frac{d(XY)}{dt} = 1,5 \cdot 10^{-11} \sqrt{T} f e^{-503,3A/T}, \quad (9.42)$$

где  $A$  выражено в ккал. Такая формула применима для практических целей, особенно когда необходимо определить отношение двух коэффициентов скоростей. Квадратный корень использован для того, чтобы получить последовательную формулу, однако этот выбор спорен.

Более подробно различные реакции будут рассмотрены в гл. 10 при анализе химических процессов. Мы обратим особое внимание на реакции с участием атомов

<sup>1)</sup> См. D. L. Bunger, J. Chem. Phys., 32, 1001 (1960); J. C. Keck, J. Chem. Phys., 32, 1035 (1960).

водорода, азота и кислорода. Представляют интерес следующие реакции:



### 8. Электроны и положительные ионы

При помощи метода распределения скоростей можно записать частоту столкновений<sup>1)</sup>

$$\nu_{12} = \frac{(n_1 m_1 + n_2 m_2) kT}{m_1 m_2 (n_1 + n_2)} \cdot \frac{1}{D}, \quad (9.48)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  — массы заряженных частиц, а  $D$  — коэффициент диффузии для заряженных частиц; в первом приближении он равен

$$D = \frac{3}{8} \frac{1}{n_1 + n_2} \left[ \frac{8kT(m_1 + m_2)}{\pi m_1 m_2} \right] \left( \frac{kT}{e^2} \right)^2 \frac{1}{A_1(2)}. \quad (9.49)$$

В (9.49)  $e$  обозначает электрический заряд между парами частиц, а  $A_1(2)$  — медленно меняющуюся функцию от  $T$  и  $n_e$ , которая будет приведена позднее.

В обозначениях (9.48) и (9.49) частота столкновений между положительно и отрицательно заряженными частицами равна

$$\nu_{12} = \frac{4}{3} \frac{n_1 m_1 + n_2 m_2}{(m_1 m_2)^{1/2} (m_1 + m_2)^{1/2}} \frac{\pi e^4}{(2\pi k^3 T^3)^{1/2}} A_1(2). \quad (9.50)$$

Рассмотрим смесь, в которой имеются два вида ионов: положительные и отрицательные, с равными

<sup>1)</sup> Chapman, Cowling, *Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge Univ. Press, 1939. (Русский перевод: Чепмен и Каулинг, *Математическая теория неоднородных газов*, М., ИЛ, 1960.)

зарядами и массами ( $m_1 = m_2$ ). Если газ электрически нейтрален, ( $n = n^- = n^+$ ), то (9.50) принимает вид

$$\nu_{+, -} = \frac{8}{3} \frac{n\pi e^4}{(4\pi m k^3 T^3)^{1/2}} A_1(2); \quad (9.51)$$

это — выражение для частоты столкновений положительного иона с отрицательным.

Если мы рассматриваем частоту столкновений электрона с ионами, мы можем воспользоваться условием  $m_e = m_2 \ll m_1$ , а также  $n^+ = n^- + n_e = (1 + \lambda)n_e$ , если газ в целом предполагается электрически нейтральным. В этом случае выражение (9.50) можно записать для  $\nu_{e, +}$

$$\nu_{e, +} = \frac{4}{3} \frac{\pi e^4}{(2\pi m_e k^3 T^3)^{1/2}} A_1(2) (1 + \lambda) n_e. \quad (9.52)$$

Для фактического вычисления частоты столкновений необходимо знать природу функции  $A_1(2)$ . Эта медленно меняющаяся функция температуры и плотности может иметь различную форму в зависимости от принятого среднего диаметра столкновений. В качестве первого приближения можно взять выражение

$$A_1(2) = \ln(1 + \tau_{01}^2). \quad (9.53)$$

Принимая<sup>1)</sup> дебаевский порог для электрона, преобразуем (9.53) в

$$A_1(2) = 2 \ln \frac{2}{e^3} \left( \frac{k^3 T^3}{2\pi n_e} \right)^{1/2}. \quad (9.54)$$

Подставив (9.54) в (9.52), получаем выражение для частоты столкновений электрона с положительным ионом

$$\nu_{e, +} = \left[ 34 + 8,36 \lg \frac{T^{3/2}}{n_e^{1/2}} \right] T^{-3/2} (1 + \lambda) n_e. \quad (9.55)$$

Было показано<sup>1)</sup>, что в слое  $F_2$  столкновения между электронами и положительными ионами играют ведущую роль, так как частота столкновений между электронами и нейтральными частицами в слое  $F_2$  не может

<sup>1)</sup> M. Nicolet, J. Atm. Terr. Phys., 3, 200 (1953).

Таблица 25

Частота столкновений электронов с положительными ионами ( $\nu$ , сек $^{-1}$ )

$n_e$ , см $^{-3}$	$T$ , °K							
	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000
$10^2$	$4,1 \cdot 10^{-1}$	$2,7 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$8,7 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$
$2,5 \cdot 10^2$	1,0	$6,7 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$
$5,0 \cdot 10^2$	2,0	1,3	$9,5 \cdot 10^{-1}$	$7,4 \cdot 10^{-1}$	$5,9 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$4,2 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-1}$
$7,5 \cdot 10^2$	2,9	1,9	1,4	1,1	$8,8 \cdot 10^{-1}$	$7,3 \cdot 10^{-1}$	$6,2 \cdot 10^{-1}$	$5,3 \cdot 10^{-1}$
$10^3$	3,8	2,6	1,9	1,4	1,2	$9,6 \cdot 10^{-1}$	$8,2 \cdot 10^{-1}$	$7,0 \cdot 10^{-1}$
$2,5 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^1$	6,2	4,5	3,5	2,9	2,3	2,0	1,7
$5,0 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^1$	$1,2 \cdot 10^1$	8,9	6,9	5,5	4,6	3,9	3,3
$7,5 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^1$	$1,8 \cdot 10^1$	$1,3 \cdot 10^1$	$1,0 \cdot 10^1$	8,2	6,8	5,8	5,0
$10^4$	$3,5 \cdot 10^1$	$2,4 \cdot 10^1$	$1,7 \cdot 10^1$	$1,3 \cdot 10^1$	$1,1 \cdot 10^1$	9,0	7,6	6,6
$2,5 \cdot 10^4$	$8,6 \cdot 10^1$	$5,7 \cdot 10^1$	$4,2 \cdot 10^1$	$3,3 \cdot 10^1$	$2,6 \cdot 10^1$	$2,2 \cdot 10^1$	$1,8 \cdot 10^1$	$1,6 \cdot 10^1$
$5,0 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^2$	$8,2 \cdot 10^1$	$6,4 \cdot 10^1$	$5,1 \cdot 10^1$	$4,3 \cdot 10^1$	$3,6 \cdot 10^1$	$3,1 \cdot 10^1$
$7,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^2$	$1,7 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^2$	$9,4 \cdot 10^1$	$7,6 \cdot 10^1$	$6,3 \cdot 10^1$	$5,3 \cdot 10^1$	$4,6 \cdot 10^1$
$10^5$	$3,3 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^2$	$1,0 \cdot 10^2$	$8,3 \cdot 10^1$	$7,1 \cdot 10^1$	$6,1 \cdot 10^1$
$2,5 \cdot 10^5$	$7,9 \cdot 10^2$	$5,3 \cdot 10^2$	$3,9 \cdot 10^2$	$3,0 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^2$	$2,0 \cdot 10^2$	$1,7 \cdot 10^2$	$1,5 \cdot 10^2$
$5,0 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$	$7,6 \cdot 10^2$	$5,9 \cdot 10^2$	$4,7 \cdot 10^2$	$3,9 \cdot 10^2$	$3,3 \cdot 10^2$	$2,9 \cdot 10^2$
$7,5 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^2$	$8,7 \cdot 10^2$	$7,0 \cdot 10^2$	$5,8 \cdot 10^2$	$4,9 \cdot 10^2$	$4,3 \cdot 10^2$
$10^6$	$3,0 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	$9,2 \cdot 10^2$	$7,7 \cdot 10^2$	$6,5 \cdot 10^2$	$5,6 \cdot 10^2$
$2,5 \cdot 10^6$	$7,2 \cdot 10^3$	$4,8 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$
$5,0 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^4$	$9,4 \cdot 10^3$	$6,9 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^3$



превышать  $1000 \text{ сек}^{-1}$ . В табл. 25 приведено изменение частоты электронных столкновений в зависимости от температуры и электронной плотности, поскольку  $n_e = n^+$ .

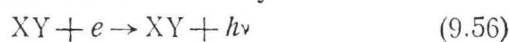
Ясно, что средний диаметр ионно-электронных столкновений примерно в 1000 раз больше диаметра столкновений электронов с нейтральными молекулами при  $0^\circ\text{C}$ , а отношение сечений составляет примерно  $10^6$ . Однако необходимо помнить, что частота электронно-ионных столкновений убывает с температурой (она пропорциональна  $T^{-3/2}$ ), тогда как частота столкновений электронов с нейтральными частицами возрастает с температурой (пропорционально  $T$ ).

Когда происходит столкновение между электроном и положительным ионом, возможна радиативная рекомбинация (процесс, обратный фотонионизации) или диэлектронная рекомбинация (процесс, обратный автоионизации). Коэффициент рекомбинации имеет обычно величину порядка  $10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}$ .

Согласно вычислениям<sup>1)</sup>, коэффициент радиативной рекомбинации  $\alpha_r$  для атомарного кислорода меняется с температурой следующим образом:

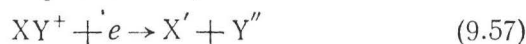
$T$	250	500	1000	2000° K
$\alpha_r$	3,7	2,4	1,5	$0,9 \cdot 10^{-12}$

Поскольку наибольший вклад в коэффициент рекомбинации вносят возбужденные уровни, радиативная рекомбинация для всех атомов и молекул



всегда имеет порядок  $2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}$  и незначительна в ионизационном балансе атмосферы.

Диссоциативная рекомбинация

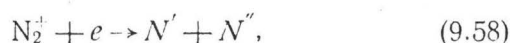


является процессом, который был указан<sup>2)</sup> как быстрый процесс, дающий коэффициент рекомбинации  $\alpha_D$  порядка  $10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ . Имеющиеся экспериментальные данные

<sup>1)</sup> Bates, Massey, Rep. Prog. Phys., 9, 62 (1943).

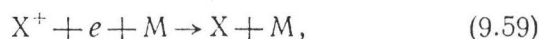
<sup>2)</sup> D. R. Bates, Phys. Rev., 77, 718 (1950); 78, 492 (1950).

не позволяют решить, каково точное значение этого коэффициента. В самом деле, область возможных значений коэффициента диссоциативной рекомбинации велика. Например, коэффициент  $\alpha_D(N_2^+)$ , соответствующий процессу



может достигать<sup>1)</sup>  $5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}$ ;  $\alpha_D(NO^+)$  должен иметь меньшее значение ( $\geq 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$ ), в то время как  $\alpha_D(O_2^+)$  занимает промежуточное положение<sup>2)</sup>.

Для полноты необходимо упомянуть скорость процесса тройной рекомбинации



но он несуществен в ионосфере по сравнению с другими атмосферными процессами, поскольку он может конкурировать только с процессом радиативной рекомбинации ниже 80 км.

### 9. Отрицательные ионы

Образование отрицательных ионов имеет большое значение в нижней ионосфере. Первым процессом, подлежащим рассмотрению, является радиативное прилипание



Применительно к ионосфере это относится почти исключительно к  $O_2$  и  $O$ , хотя нельзя исключать и другие компоненты, такие, как  $NO$  и  $NO_2$ . Экспериментальные данные показывают<sup>3)</sup>, что при температурах термосферы и мезосферы реакция



имеет коэффициент прилипания  $a(O)$  порядка

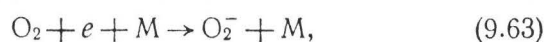
$$a(O) = 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3/\text{сек}. \quad (9.62)$$

<sup>1)</sup> Faire, Champion, Phys. Rev., 113, 1 (1959).

<sup>2)</sup> Nicolet, Aikin, J. Geophys. Res., 65, 1469 (1960).

<sup>3)</sup> Branscomb, Burch, Smith, Gelten, Phys. Rev., 111, 504 (1958).

Если рассматривается прилипание медленных электронов к молекулярному кислороду, то существует процесс <sup>1)</sup>



для которого коэффициент скорости  $a(\text{O}_2)$  для слоя  $D$  взят равным

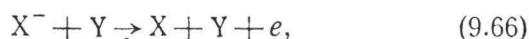
$$a(\text{O}_2) = 1,5 \cdot 10^{-30} n(\text{O}_2) \text{ см}^3/\text{сек}. \quad (9.64)$$

Исчезновение отрицательных ионов зависит от различных процессов:

1) фотоотлипание — процесс, обратный радиативному прилипанию,

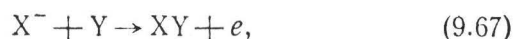


2) отлипание при столкновении



в котором участвуют нейтральные частицы;

3) ассоциативное отлипание



соответствующее образованию молекулы;

4) взаимная нейтрализация отрицательного и положительного ионов



Скорость фотоотлипания  $\text{O}_2^-$  и  $\text{O}^-$ , полученная из экспериментальных данных, дает точную величину коэффициента скорости этого процесса в ионосфере. Коэффициенты фотоотлипания под действием солнечного излучения  $d(\text{O}_2^-)$  и  $d(\text{O}^-)$  равны <sup>2)</sup>

$$d(\text{O}_2^-) = 0,44 \text{ сек}^{-1} \quad (9.69)$$

и

$$d(\text{O}^-) = 1,4 \text{ сек}^{-1}. \quad (9.70)$$

<sup>1)</sup> Chain, Phelps, Biondi, Phys. Rev. Letters, 2, 344 (1959).

<sup>2)</sup> Burch, Smith, Branscomb, Phys. Rev., 112, 171 (1958).

Отлипание при столкновении играет малую роль при тепловых скоростях. Отлипание при столкновениях молекулярного кислорода<sup>1)</sup> имеет коэффициент порядка  $4 \cdot 10^{-20}$  см<sup>3</sup>/сек и при 230° К не играет существенной роли в освещенной Солнцем атмосфере. На основании (9.64), (9.66) и (9.69) отношение  $n^-/n_e$  можно записать в виде

$$\frac{n^-(O_2)}{n_e} = \frac{1,5 \cdot 10^{-30} n^2(O_2)}{0,44 + 4 \cdot 10^{-20} n(O_2)}. \quad (9.71)$$

Что касается ассоциативного отлипания, то в аэрономии имеются процессы<sup>2)</sup>



для которых не исключено, что коэффициент скорости достигает  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>/сек. Поэтому процесс (9.73) может играть важную роль в слое *D*; чтобы проанализировать роль этого процесса в аэрономии, требуется точная величина коэффициента скорости. Соотношение (9.71) может меняться в зависимости от величины концентрации атомарного кислорода, поскольку  $n^-(O_2)/n_e$  записывается в виде

$$\frac{n^-(O_2)}{n_e} = \frac{1,5 \cdot 10^{-30} n^2(O_2)}{0,44 + f(O_2) n(O) + 4 \cdot 10^{-20} n(O_2)}, \quad (9.74)$$

где  $f(O_2)$  — коэффициент скорости ассоциативного прилипания. Изменения концентраций атомарного кислорода в мезосфере оказывают существенное влияние на электронную концентрацию в слое *D*.

Ясно, что ассоциативное отлипание для атомарного кислорода (9.72) очень эффективно, поскольку выражение

$$\frac{n^-(O)}{n_e} = \frac{1,5 \cdot 10^{-15}}{1,4 + f(O) n(O)} \quad (9.75)$$

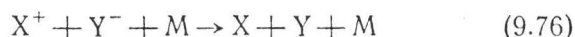
показывает, что отношение  $n^-(O)/n_e$  всегда меньше единицы.

<sup>1)</sup> Phelps, Pack, Phys. Rev. Letters, 6, 111 (1961).

<sup>2)</sup> A. Dalgarno, Ann. géophys., 17 (1961).

Согласно теоретическим расчетам<sup>1)</sup>, взаимная нейтрализация в соответствии с формулой (9.68), возможно, является важным процессом. Рассматривались величины  $\alpha_i$  между  $10^{-8}$  и  $10^{-7}$  см<sup>3</sup>/сек. Такие значения вполне приемлемы для объяснения свойств слоя *D*.

Для полноты необходимо упомянуть взаимную нейтрализацию



при столкновении трех тел, однако в термосфере скорость этого процесса пренебрежимо мала.

#### 10. Ионно-атомная перезарядка

По-видимому, перенос зарядов не играет большой роли в ионосфере, за исключением симметричной резонансной перезарядки<sup>2)</sup> следующего типа:



для которой коэффициент скорости имеет порядок  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  см<sup>3</sup>/сек. Другие резонансные процессы переноса зарядов, такие, как

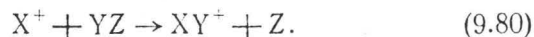


или



возможно, являются аэрономическими процессами, однако численные значения коэффициентов скоростей при атмосферных температурах пока неизвестны.

Важные процессы в ионосфере осуществляются путем ионно-атомной перезарядки<sup>3)</sup>:



Подобная реакция может идти достаточно быстро аналогично химической реакции, для которой энергия активации и стерический фактор малы.

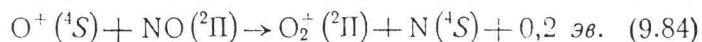
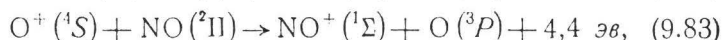
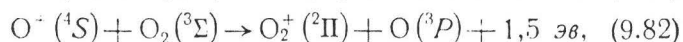
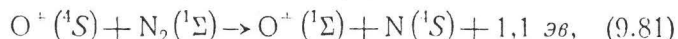
<sup>1)</sup> Bates et al., Phil. Trans., A239, 269 (1949); Proc. Roy. Soc. London, A187, 261 (1946); Proc. Phys. Soc., A68, 173 (1955); A69, 910 (1956).

<sup>2)</sup> A. Dalgarno, Phil. Trans., A250, 426 (1958).

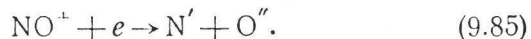
<sup>3)</sup> D. R. Bates, Proc. Phys. Soc., A68, 344 (1955).

Роль реакций ионно-атомного обмена в ионосфере может быть выявлена, поскольку они переводят атомарные ионы с радиативной рекомбинацией в молекулярные ионы с диссоциативной рекомбинацией. Аэрономические процессы, в которых эта реакция экзотермична, идут с участием азота и кислорода.

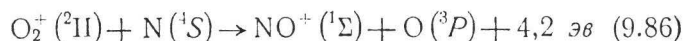
Для иона атомарного кислорода можем написать:



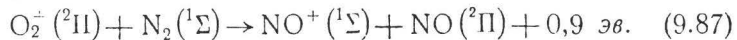
$\text{NO}^+$  не может исчезать в результате экзотермичной реакции; поэтому процессом, вызывающим разрушение этого иона, является диссоциативная рекомбинация



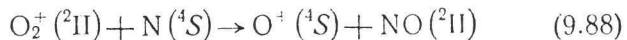
Ион  $\text{O}_2^+$  может участвовать в реакциях ионного обмена с азотом согласно соотношениям



или



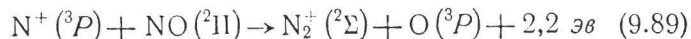
Реакция



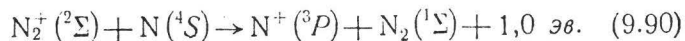
возможна только для молекул  $\text{O}_2^+ (^2\Pi)$ ,  $v \geq 1$ . Отношение  $n(\text{O}_2^+)(v \geq 1)/n(\text{O}_2^+)$  меняется следующим образом:

$T, ^\circ\text{K}$	250	500	750	1000	1250
	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$

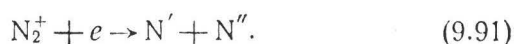
Для ионов азота экзотермическими процессами являются следующие:



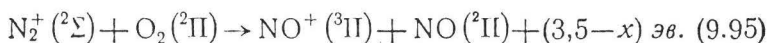
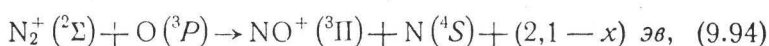
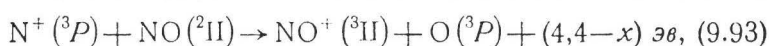
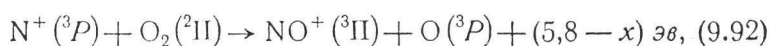
и



Процесс (9.90) необходимо сравнить с диссоциативной рекомбинацией



Реакции, в которых образуется  $\text{NO}^+$  с  $\text{N}^+$  и  $\text{O}$ , соответствуют возбужденному уровню. Поэтому



Электронное состояние  $^3\Pi$ , ведущее к диссоциации на  $\text{N}^+ (^3P)$  и  $\text{O} (^3P)$ , может иметь энергию порядка 4,6 эв. Реакции (9.93) — (9.95) не являются экзотермическими, однако (9.92) может рассматриваться как рекомбинационный процесс ионов атомарного азота.

Реакции (9.81) — (9.95) показывают, что преобразование атомарных ионов приводит к появлению молекулярных ионов  $\text{NO}^+$ . К сожалению, нет экспериментальных данных о скоростях этих процессов, за исключением (9.82), для которого получен коэффициент скорости  $\gamma = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{сек}$  при  $T = 300^\circ \text{K}$ <sup>1)</sup>.

Учитывая все возможные реакции (9.81) — (9.95) и фотоионизацию всех компонент с коэффициентом фотоионизации  $I(XY)$ , можно записать следующие уравнения, в которых  $\gamma_{81} \equiv \gamma_1$ ,  $\gamma_{90} \equiv \gamma_{10}$ , а  $\gamma^*$  и  $\gamma^{**}$  соответствуют  $\gamma$ , для которых необходимо учитывать возбужденные уровни:

$$\frac{dn^+(\text{O})}{dt} = n(\text{O})I(\text{O}) + \gamma_8^* n(\text{N})n^+(\text{O}_2) - n^+(\text{O})[\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_3 n(\text{NO}) + \gamma_4 n(\text{NO})]; \quad (9.96)$$

$$\frac{dn^+(\text{O}_2)}{dt} = n(\text{O}_2)I(\text{O}_2) + n^+(\text{O})[\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})] - n^+(\text{O}_2)[\gamma_6 n(\text{N}) + \gamma_7 n(\text{N}_2) + \gamma_8^* n(\text{N}) + \alpha_{\text{O}_2} n_e]; \quad (9.97)$$

<sup>1)</sup> Dickinson, Sayers, Proc. Phys. Soc., 76, 137 (1960).

$$\frac{dn^+(N)}{dt} = n(N)I(N) + \gamma_{10}n(N)n^+(N_2) - \\ - n^+(N)[\gamma_9n(NO) + \gamma_{12}n(O_2) + \gamma_{13}^*n(NO)]; \quad (9.98)$$

$$\frac{dn^+(N_2)}{dt} = n(N_2)I(N_2) + \gamma_9n(NO)n^+(N) - \\ - n^+(N_2)[\gamma_{10}n(N) + \gamma_{14}^*n(O) + \gamma_{15}^*n(O_2) + \alpha_{N_2}n_e]; \quad (9.99)$$

$$\frac{dn^+(NO)}{dt} = n(NO)I(NO) - \alpha(NO)n_en^+(NO) + \\ + n^+(O)[\gamma_1n(N_2) + \gamma_3n(NO)] + n^+(O_2)[\gamma_6n(N) + \gamma_7n(N_2)] + \\ + n^+(N)[\gamma_{12}n(O_2) + \gamma_{13}^*n(NO)] + \\ + n^+(N_2)[\gamma_{14}^*n(O) + \gamma_{15}^*n(O_2)]. \quad (9.100)$$

Известно, что в верхней атмосфере преобладают атомарные ионы. Из формул (9.96)–(9.100) можно определить ночные условия, поскольку молекулярные ионы быстро достигают равновесного состояния  $dn^+(XY)/dt = 0$ .

При этих условиях (9.97) приводит к

$$\frac{n^+(O_2)}{n^+(O)} = \frac{\gamma_2n(O_2) + \gamma_4n(NO)}{\alpha_{O_2}n_e + (\gamma_6 + \gamma_8)n(N) + \gamma_7n(N_2)} \quad (9.101)$$

и (9.96) принимает вид

$$\frac{dn^+(O)}{dt} = -n^+(O)[\gamma_1n(N_2) + \gamma_3n(NO)] - \\ - n^+(O_2)[\gamma_6n(N) + \gamma_7n(N_2) + \alpha_{O_2}n_e]; \quad (9.102)$$

последнее соотношение показывает, что происходит процесс непрерывного исчезновения ионов атомарного кислорода, ослабевающий с высотой.

При тех же условиях (9.99) дает

$$\frac{n^+(N_2)}{n^+(N)} = \frac{\gamma_9n(NO)}{\alpha_{N_2}n_e + \gamma_{10}n(N) + \gamma_{14}^*n(O) + \gamma_{15}^*n(O_2)}, \quad (9.103)$$

и соотношение (9.98) может быть переписано так:

$$\frac{dn^+(N)}{dt} = -n^+(N)\gamma_{12}n(O_2) - \alpha_{N_2}n^+(N_2)n_e, \quad (9.104)$$



что указывает на возможность возрастания  $n^+(\text{N})$  с высотой.

Если  $\alpha_{\text{O}_2} \geq 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек}$  и  $\alpha_{\text{N}_2} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}$ , а  $\gamma_2 = 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{сек}$ , то (9.101) и (9.103) дают

$$\frac{n^+(\text{O}_2)}{n^+(\text{O})} < 10^{-3} \frac{n(\text{O}_2)}{n_e} \quad (9.105)$$

и

$$\frac{n^+(\text{N}_2)}{n^+(\text{N})} < 2 \cdot 10^{-3} \frac{n(\text{NO})}{n_e}. \quad (9.106)$$

Ясно, что при любом значении коэффициента скорости  $\gamma$  и любом отношении  $n(\text{N})/n(\text{N}_2)$  отношение  $n^+(\text{X})/n^+(\text{XY})$  возрастает с высотой и зависит от концентраций молекулярного кислорода и окиси азота при заданной величине электронной концентрации. Точное значение этого отношения нельзя определить, пока неизвестно отношение коэффициентов.

## Х. АЭРОНОМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ

### 1. Введение

Изучение фотохимических реакций, в которых участвуют основные компоненты атмосферы — азот и кислород, должно быть проведено до анализа химических реакций, в которых могут играть роль малые составляющие атмосферы. Тем не менее, если взять в качестве примера озон, который поглощает солнечное излучение в области от 2000 до 3000 Å, или гидроксил ОН, который вызывает наиболее интенсивные излучения в собственном свечении атмосферы, становится ясно, что и малые составляющие должны изучаться очень внимательно для полного понимания аэрономических процессов.

Аэрономическое исследование требует знания: 1) вертикального распределения составляющих атмосферы, 2) коэффициента поглощения, 3) энергии активации, 4) числа фотонов солнечного излучения за пределами земной атмосферы. Вообще говоря, не все параметры бывают известны одновременно, поэтому необходимо попытаться разделить основные и вторичные реакции прежде, чем искать приемлемые количественные результаты. Более того, крайне важно определить эффекты воздействия солнечного излучения, которое приводит к фотодиссоциации и фотоионизации, чтобы учесть реакции, в которых принимают участие ионы. Другими словами, аэрономическое изучение химических реакций в термосфере не может быть полным, если не принимать во внимание ионизованные компоненты.

### 2. Диссоциация кислорода

В разд. 2 гл. VII было показано, как происходит фотодиссоциация кислорода, а в разд. 3 и 4 гл. IX — каким образом кислородные атомы могут рекомбинировать в

кислородно-азотной атмосфере. Однако постоянная времени процессов диссоциации и рекомбинации в нижней термосфере достаточно велика, чтобы привести к отклонениям от условий химического равновесия<sup>1)</sup>. Поэтому эффекты диссоциации и рекомбинации должны быть записаны следующим образом:

$$\int_z^{\infty} n(\text{O}_2) J_2 dz = \int_z^{\infty} k_1 n(\text{M}) n^2(\text{O}) dz, \quad (10.1)$$

где левая часть представляет собой общее количество процессов диссоциации молекулярного кислорода. Количество солнечных фотонов ( $\lambda \leq 1750 \text{ \AA}$ ) за границей земной атмосферы равно примерно  $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ , поскольку солнечное излучение соответствует излучению черного тела при  $5000^\circ \text{ K}$ .

Используя принятые выше численные значения из (10.1), получаем среднее значение для  $n(\text{O})$ :

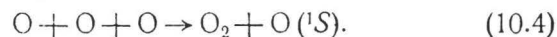
$$n(\text{O}) \leq 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}; \quad (10.2)$$

оно соответствует области атмосферы, где находится максимум концентрации O. Такая область расположена в нижней термосфере выше 85 км. Общее количество молекул выше 85 км, согласно табл. 6, составляет примерно  $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ , и

$$\overline{n^2(\text{O})} = Q_{\infty} / k_1 n(\text{M}) H. \quad (10.3)$$

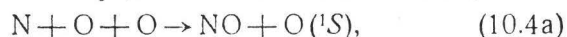
Поскольку концентрация атомарного кислорода заключена в пределах  $1 \cdot 10^{12} < n(\text{O}) < 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и в области максимума образования O близка к концентрации, полученной из фотохимических условий, в качестве средней величины можно принять значение порядка  $(2 \pm 1) \cdot 10^{12}$  атомов кислорода в  $1 \text{ см}^3$ .

На первый взгляд представляется, что в нижней термосфере значение концентрации, не меньшее, чем  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , приводит к подтверждению теории Чепмена; объясняющей появление зеленой линии в свечении атмосферы реакцией трех тел:

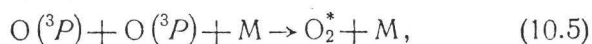


<sup>1)</sup> Nicolet, Mange, J. Geophys. Res., 59, 16 (1954).

Число рекомбинаций наверняка больше  $10^4 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ , поэтому требуется эффективность порядка  $10^{-2}$ , чтобы получить по меньшей мере  $10^2 n[\text{O}(^1\text{S})] \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Однако некоторые эксперименты, по-видимому, показывают, что эффективность реакции слишком низка для того, чтобы обеспечить достаточное количество возбужденных атомов  $\text{O}(^1\text{S})$ . Трудно найти другой приемлемый процесс с участием атомов кислорода, который мог бы заменить (10.4). Например, реакция, подобная (10.4), в которой атом кислорода заменен атомом азота,



требует значительной концентрации атомарного азота. Реакция ассоциации



по-видимому, является источником возбуждения электронных систем, наблюдаемых в свечении неба.

Поскольку рекомбинация атомов кислорода происходит в нижней термосфере, после их перемещения вниз, имеются временные вариации, приводящие к клочковатости и непостоянству свечения, наблюдаемого в зеленой линии.

### 3. Диссоциация азота

Прямой фотодиссоциацией молекулярного азота можно пренебречь. Механизм преддиссоциации<sup>1)</sup>

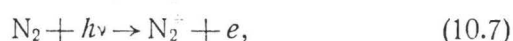


является очень медленным процессом — по крайней мере в  $10^6$  раз более медленным, чем процесс, приводящий к диссоциации кислорода. В самом деле, имеются три полосы Лаймана — Бриджа — Хопфилда, которые участвуют в этом процессе поглощения, а именно (7,0) 1250 Å; (8,0) 1226 Å и (9,0) 1205 Å; они же принимают участие и в непрерывном поглощении молекулярного кислорода. Наибольшая глубина проникновения солнеч-

<sup>1)</sup> Herzberg and Herzberg, *Nature*, 161, 283 (1938); D. R. Bates, *Ann. Geophys.*, 8, 194 (1952).

ного излучения должна быть порядка 90 км при сечении поглощения молекулярного кислорода  $4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$  около 1226 Å.

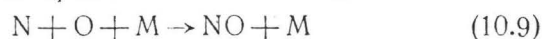
Наиболее важным процессом, приводящим к диссоциации молекулярного азота, является фотонизация с последующей диссоциативной рекомбинацией:



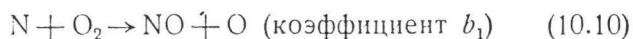
Ионизация молекулярного азота происходит под действием солнечного излучения с длиной волны, меньшей 796 Å. Поскольку сечение ионизации  $\text{N}_2$  (см. разд. 2—4 гл. VI) заключено между  $2 \cdot 10^{-17}$  и  $10^{-20} \text{ см}^2$ , в этом процессе участвует вся ионосфера. Максимальный коэффициент ионизации может быть не менее  $10^{-7} \text{ сек}^{-1}$  в слое *F* ионосферы. Для рентгеновского излучения коэффициент ионизации для 50 Å будет порядка  $10^{-10} \text{ сек}^{-1}$  в слое *E*. Поскольку общее число фотонов в солнечном излучении короче 800 Å может достигать величины  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ , общее количество атомов азота, образующихся в результате реакций (10.7) и (10.8), может быть порядка  $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ .

#### 4. Образование окиси азота

Поскольку во всей термосфере идет процесс диссоциации азота, можно предположить существование следующего процесса тройных столкновений:



с вероятным коэффициентом скорости между  $10^{-32}$  и  $10^{-33} \text{ см}^6/\text{сек}$ . Однако реакция



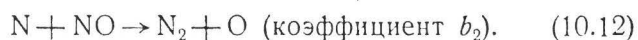
является процессом, который играет важную роль в образовании окиси азота, хотя ее энергия активации составляет примерно  $6,2 \text{ ккал}^1$ ) стерический фактор порядка  $10^{-2}$ .

<sup>1)</sup> Kistiakowsky, Volpi, J. Chem. Phys., 27, 1141 (1957).

Используя (10.9), (10.10) и (9.42), скорость образования окиси азота можно записать так:

$$\frac{1}{n(\text{N})} \frac{d(\text{NO})}{dt} = 10^{-32} n(\text{M}) n(\text{O}) + \\ + n(\text{O}_2) \cdot 1,5 \cdot 10^{-13} T^{1/2} e^{-3120/T}. \quad (10.11)$$

Реакция между атомарным азотом и окисью азота является очень важным процессом, ведущим к рекомбинации азота:



Энергия активации (10.12), вероятно, очень низка<sup>1)</sup>, и ею без значительной ошибки можно пренебрегать. Поэтому для вычислений используется

$$b_2 = 1,5 \cdot 10^{-11} T^{1/2}. \quad (10.13)$$

Если рассматривать (10.10) и (10.12) как основные процессы образования и исчезновения окиси азота, то можно записать

$$\frac{dn(\text{NO})}{dt} = n(\text{N}) [n(\text{O}_2) b_1 - n(\text{NO}) b_2]. \quad (10.14)$$

Если концентрация атомов азота достаточно велика, то решение уравнения (10.14) записывается в виде

$$n(\text{NO}) = n_0(\text{NO}) e^{-b_2 n(\text{N}) t} + \frac{b_1 n(\text{O}_2)}{b_2} [1 - e^{-b_2 n(\text{N}) t}]. \quad (10.15)$$

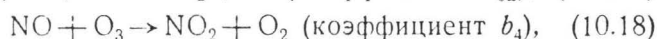
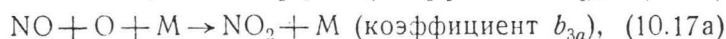
При  $n(\text{N}) > 10^6 \text{ см}^{-3}$  быстро достигается равновесие, и поэтому из (10.11) и (10.13) следует

$$n(\text{NO}) = n(\text{O}_2) \cdot 10^{-2} e^{-3120/T}, \quad (10.16)$$

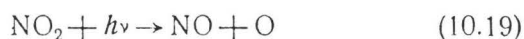
т. е.  $n(\text{NO})$  составляет лишь малую долю концентрации молекулярного кислорода.

<sup>1)</sup> Kistiakowsky, Volpi, J. Chem. Phys., 28, 665 (1958).

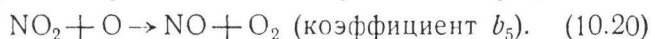
В других реакциях с окисью азота принимают участие атомарный кислород и озон. Можно рассмотреть следующие реакции<sup>1)</sup>:



приводящие к образованию  $\text{NO}_2$ ;  $\text{NO}_2$  диссоциирует по формуле



с коэффициентом диссоциации  $J = 5 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$  или может вступать в реакцию с атомарным кислородом



Коэффициент скорости  $b_3$  известен с недостаточной точностью; в данной работе приняты следующие значения:

$$b_3 = 10^{-16} - 10^{-17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}. \quad (10.21)$$

Другие коэффициенты скоростей можно взять следующими<sup>2)</sup>:

$$b_{3a} = 6 \cdot 10^{-32} n(\text{M}) \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}, \quad (10.21a)$$

$$b_4 = 7,5 \cdot 10^{-14} T^{1/2} e^{-1200/T}, \quad (10.22)$$

$$b_5 = 5 \cdot 10^{-12} T^{1/2} e^{-1000/T}. \quad (10.23)$$

Поскольку в освещенной Солнцем атмосфере устанавливается равновесие, реакции (10.17) — (10.20) приводят к соотношению

$$\frac{n(\text{NO}_2)}{n(\text{NO})} = \frac{b_3 n(\text{O}) + b_4 n(\text{O}_3)}{J_{\text{NO}_2} + b_5 n(\text{O})}. \quad (10.24)$$

Используя численные значения коэффициентов скоростей для температур, наблюдающихся между 30 и 100 км, приводим формулу (10.24) к виду

$$\frac{n(\text{NO}_2)}{n(\text{NO})} = \frac{[10^{-16} + 6 \cdot 10^{-32} n(\text{M})] n(\text{O}) + (1,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-14} n(\text{O}_3)}{5 \cdot 10^{-13} + (9 \pm 7) \cdot 10^{-13} n(\text{O})}. \quad (10.25)$$

<sup>1)</sup> См. M. Nicolet, Aeronomical Chemical Reactions, in «Physics and Medicine of the Atmosphere and Space», N. Y., 1960.

<sup>2)</sup> F. Kaufman, Proc. Roy. Soc., A247, 123 (1958).

Для освещенной Солнцем атмосферы

$$\frac{n(\text{NO}_2)}{n(\text{NO})} \approx 10^{-2} \frac{n(\text{O}_3)}{n(\text{O})}, \quad (10.26)$$

если  $n(\text{O}) \geq 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $30 \text{ км} \leq z \leq 70 \text{ км}$ . В мезопаузе  $n(\text{NO}_2) \ll n(\text{NO})$ .

В неосвещенной атмосфере, когда  $n(\text{O}_3) \gg n(\text{O})$ , формула (10.26) также применима, и  $n(\text{NO}_2) > n(\text{NO})$  в стратосфере и мезосфере.

В стратосфере ниже 30 км, где  $n(\text{O}) < 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,

$$\frac{n(\text{NO}_2)}{n(\text{NO})} = 2 \cdot 10^{-12} n(\text{O}_3), \quad (10.27)$$

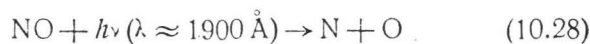
когда  $J_{\text{NO}_2}$  является наиболее важным членом в знаменателе (10.25).

Таким образом, вариации отношения  $n(\text{NO}_2)/n(\text{NO})$  необходимо исследовать после изучения вариаций отношения  $n(\text{O}_3)/n(\text{O})$ .

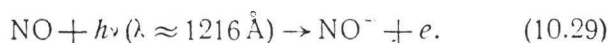
## 5. Образование N и NO в ионосфере

Чтобы рассмотреть условия образования атомарного азота, а также связь между различными реакциями, влияющими на отношение  $n(\text{N})/n(\text{NO})$ , необходимо изучить все возможные процессы.

Прежде всего окись азота NO может быть диссоциирована (преддиссоциация)



или ионизована

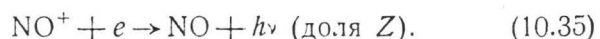
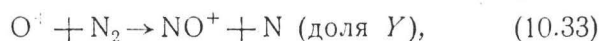
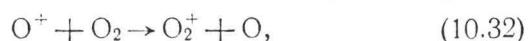
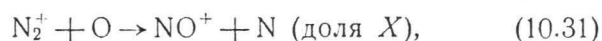


Коэффициент  $J_{\text{NO}}$  скорости процесса (10.28) равен<sup>1)</sup>  $10^{-7} \text{ сек}^{-1}$ , а коэффициент  $I_{\text{NO}}$  скорости процесса (10.29) равен  $7,6 \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1}$ , если энергия излучения в  $L_\alpha$  соответствует  $6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ .

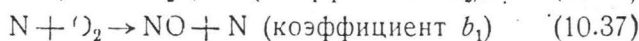
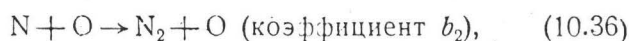
<sup>1)</sup> D. R. Bates, Ann. geophys., 8, 194 (1952).



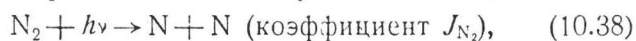
Процессы, в которых участвуют ионы, таковы [см. (9.81) — (9.95)]:



Учитывая (10.10) и (10.12), мы добавляем реакции



и процессы фотоионизации и фотодиссоциации:



Условия равновесия процессов (10.28) — (10.40) приводят к соотношениям

$$\begin{aligned} n(\text{N}) [b_2 n(\text{NO}) + b_1 n(\text{O}_2)] = \\ = n(\text{N}_2) [2J_{\text{N}_2} + I_{\text{N}_2}(2 - XZ) + n(\text{O}) I_0 Y (2 - Z) + \\ + n(\text{O}) [J_{\text{NO}} + (1 - Z) I_{\text{NO}}], \quad (10.41) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} n(\text{NO}) [J_{\text{NO}} + I_{\text{NO}} + b_2 n(\text{N})] = \\ = b_1 n(\text{O}_2) n(\text{N}) + Z [X n(\text{N}_2) I_{\text{N}_2} + Y n(\text{O}) I_0 + n(\text{NO}) I_{\text{NO}}]. \quad (10.42) \end{aligned}$$

Из (10.42) и (10.41) следует общее соотношение

$$n(\text{N}_2) [J_{\text{N}_2} + I_{\text{N}_2}] + Y n(\text{O}) I_0 = b_2 n(\text{NO}) n(\text{N}). \quad (10.43)$$

Таким образом, произведение концентраций атомарного азота и окиси азота  $n(\text{N})n(\text{NO})$  зависит от основных процессов (10.38) и (10.39) и доли  $Y$  фотоионизации

атомарного кислорода согласно (10.33). Другие реакции не играют роли в балансе (10.43), но определяют отношение  $n(N)/n(NO)$ . Однако реакция (10.31), идентичная (9.94), не является экзотермической и должна быть отвергнута как несущественный процесс, а реакцией (10.35), являющейся радиативной рекомбинацией, можно пренебречь по сравнению с диссоциативной рекомбинацией (10.34).

Следовательно,  $X = Z = 0$  и (10.42) дает

$$\frac{n(NO)}{n(N)} = \frac{b_1 n(O_2)}{J_{NO} + I_{NO} + b_2 n(N)}. \quad (10.44)$$

Если предположить, что первый член формулы (10.43), который описывает образование атомарного азота  $P(N)$  путем прямой фотодиссоциации и вторичных процессов, связанных с фотоионизацией  $N_2$  и  $O$ , приводит к достаточно высоким концентрациям атомарного азота, то (10.44) превращается в

$$n^*(NO) = \frac{b_1}{b_2} n(O_2), \quad (10.45)$$

где  $n^*(NO)$  — величина  $n(NO)$  при  $b_2 n(N) > J_{NO} + I_{NO}$ .

Итак, мы получаем из (10.43) и (10.45) для концентрации атомарного азота соотношение

$$n(N) = \frac{P(N)}{b_1 n(O_2)} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{4n^*(NO)[I_{NO} + J_{NO}]}{P(N)} \right]^{1/2} \right\}. \quad (10.46)$$

Когда величина  $P(N)$  становится достаточно большой, это выражение превращается в следующее:

$$n^*(N) = \frac{n(N_2)[J_{N_2} + I_{N_2}] + Yn(O)I_O}{b_1 n(O_2)}. \quad (10.47)$$

Результаты вычислений показывают, что формулы (10.45) и (10.47) можно использовать в термосфере, где  $n(N) > n(NO)$ . Вычисления, опирающиеся на ионизацию рентгеновскими лучами с длиной волны от 31 до 100 Å и на процесс преддиссоциации (10.6), дают величины концентрации, приведенные в табл. 26.

Важным является тот факт, что  $n(N)$  больше  $n(NO)$ , очень быстро растет с высотой над мезопаузой и, вероятно, достигает максимума в слое  $E$ . Окись азота несом-

Таблица 26

Пример возможных концентраций атомарного азота  
и окиси азота в слое E

Высота, км	$n(N), \text{см}^{-3}$	$n(\text{NO}), \text{см}^{-3}$
85	$8,6 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^4$
87,5	$2,2 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^4$
90	$3,3 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^4$
92,5	$6,1 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^4$
95	$2,0 \cdot 10^7$	$8,1 \cdot 10^3$
97,5	$5,8 \cdot 10^7$	$6,3 \cdot 10^3$
100	$1,4 \cdot 10^8$	$4,8 \cdot 10^3$
105	$3,8 \cdot 10^8$	$5,1 \cdot 10^3$
110	$4,6 \cdot 10^8$	$5,6 \cdot 10^3$
115	$4,5 \cdot 10^8$	$6,6 \cdot 10^3$
120	$4,4 \cdot 10^8$	$7,0 \cdot 10^3$

ненно является малой составляющей. Необходимо подчеркнуть, что величины, приведенные в табл. 26, лишь приближенные, поскольку для таких вычислений невозможно использовать точные параметры. Окончательный результат требует знания распределения энергии в спектре рентгеновского излучения ( $31 \text{ \AA} < \lambda < 100 \text{ \AA}$ ), а также распределения температуры по высоте. Тем не менее необходимо указать, что если основное заключение, полученное с помощью грубого приближения, останется справедливым, то концентрация  $n(N) = 10^9 \text{ см}^{-3}$  требует, чтобы коэффициент ионизации  $I_N$ , был равен  $3 \cdot 10^{-11} \text{ сек}^{-1}$  при температуре порядка  $190^\circ \text{ K}$  и значении отношения  $n(\text{N}_2)/n(\text{O}_2) = 4$ , что соответствует нормальному отношению в гомосфере.

Выше 120 км, где температура быстро возрастает с высотой, физические условия должны меняться. Для получения сколько-нибудь уверенных данных надо упростить задачу. Это можно сделать, предположив, что та часть ультрафиолетового спектра, где сечение поглоще-

ния составляет  $10^{-17}$  см<sup>2</sup>, соответствует  $5 \cdot 10^{10}$  фотон/см<sup>2</sup>·сек и что имеется в 10 раз меньше фотонов в области спектра, где сечение равно лишь  $5 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. При помощи такого предположения можно выполнить простые вычисления концентраций атомарного азота и окиси азота. Результаты приведены в табл. 27, которую необходимо рассматривать только как пример существующих возможностей. Первый вывод состоит в том, что влияние температуры значительно. Концентрация атомарного азота не возрастает с высотой, поскольку реакция (10.10) играет ведущую роль из-за своей энергии активации. Окись азота остается малой составляющей, и ее распределение с высотой не сильно отличается от распределения, вызываемого диффузией. Здесь необходимо отметить, что численные значения, приведенные в табл. 27, не представляют никаких реальных величин,

Таблица 27

Пример возможных концентраций атомарного азота и окиси азота в слое F

Высота, км	T, °К	$n(N_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(O_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(N)$ , см <sup>-3</sup>	$n(NO)$ , см <sup>-3</sup>	$n(NO)$ , см <sup>-3</sup>
130	570	$1,1 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^6$	$9,6 \cdot 10^5$	Диффузия
140	880	$4,7 \cdot 10^{10}$	$9,5 \cdot 10^9$	$9,7 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^6$	
150	1180	$2,6 \cdot 10^{10}$	5,2	7,1	3,7	$3,7 \cdot 10^6$
160	1240	1,9	3,7	$1,0 \cdot 10^6$	3,0	2,7
170	1300	1,4	2,6	1,4	2,4	2,0
180	1355	1,1	1,9	1,7	1,9	1,5
190	1410	$8,0 \cdot 10^9$	1,4	2,1	1,6	1,2
200	1470	6,2	1,1	2,2	1,3	$8,9 \cdot 10^5$
210	1525	4,8	$8,1 \cdot 10^8$	2,5	1,0	7,0
220	1580	3,8	6,2	2,6	$8,6 \cdot 10^5$	5,5
250	1600	2,0	3,2	3,3	4,4	3,1
300	1600	$6,6 \cdot 10^8$	1,1	4,0	1,5	1,1

поскольку распределение с высотой таких параметров, как T,  $n(N_2)$  и  $n(O_2)$ , взято произвольно. Важной

особенностью является изменение коэффициента скорости реакции (10.10) с температурой:

$T, ^\circ\text{K}$	190	260	570	900	1300
$b_1, \text{см}^3/\text{сек}$	$1,5 \cdot 10^{-19}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{-13}$

При температуре выше  $700^\circ\text{K}$  коэффициент  $b_1$  не меньше  $5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3/\text{сек}$ . Поскольку для слоя  $F_1$  характерны температуры больше  $700^\circ\text{K}$ , время жизни атомов азота очень мало. Для времени после захода Солнца можно записать следующее уравнение с использованием (10.10) и (10.12):

$$\frac{dn(\text{N})}{dt} = -[b_1 n(\text{O}_2) + b_2 n(\text{NO})] n(\text{N}); \quad (10.48)$$

учет (10.45) дает

$$\frac{dn(\text{N})}{dt} = -2b_1 n(\text{O}_2) n(\text{N}). \quad (10.49)$$

Время жизни атома азота  $\tau_{\text{N}}$  (промежуток времени, за который концентрация уменьшается до 50%) получается из (10.49):

$$\tau_{\text{N}} = 0,35/b_1 n(\text{O}_2). \quad (10.50)$$

Для температур от  $650$  до  $1150^\circ\text{K}$  время жизни атома азота составляет примерно  $10^4 \text{ сек}$  при концентрации молекулярного кислорода от  $n(\text{O}_2) = 10^9 \text{ см}^{-3}$  до  $n(\text{O}_2) = 10^8 \text{ см}^{-3}$  соответственно<sup>1)</sup>. Ясно, что в термосфере, где температурный градиент велик, атомарный азот исчезает ночью в результате реакций с молекулярным кислородом и окисью азота. Необходимо иметь в виду следующий пример: если  $n(\text{O}_2) = 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $T = 800^\circ\text{K}$ ,  $n(\text{N})$  уменьшается до 1% своей первоначальной величины в конце 12-часовой ночи. Перенос из слоя  $F_1$  вниз в слой  $E$  невозможен. В слое  $F_2$ , где молекулярным кислородом можно пренебрегать, время жизни атомарного азота увеличивается и имеется диффузионный перенос вниз атомов, исчезающих ниже 200 км вследствие химических

<sup>1)</sup> Выше 160 км, согласно Фридману (Physics of the Upper Atmosphere, ed. Ratcliffe, N. Y., 1960, p. 209). (Русский перевод: Физика верхней атмосферы, под ред. Ратклиффа, М., Физматгиз, 1962.)

реакций. Такой процесс объясняет, почему молекулярный азот остается существенной компонентой атмосферы и почему атомарный азот не играет ведущей роли сравнительно с атомарным кислородом.

### 6. Окись азота в мезосфере

В мезосфере на образование атомарного азота влияет солнечная активность, поскольку рентгеновское излучение сильно зависит от условий на Солнце. Согласно

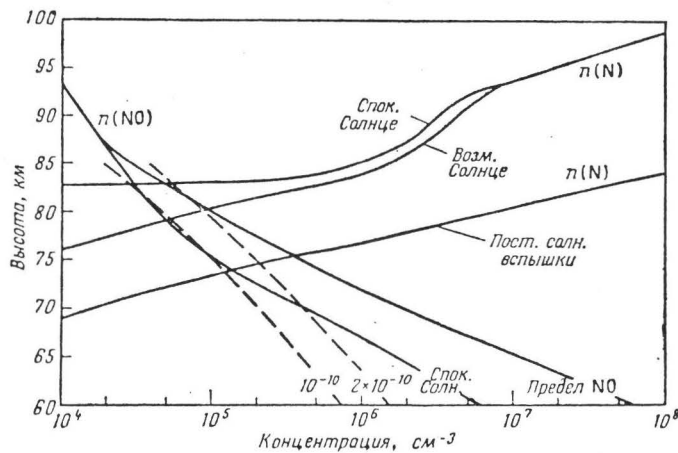


Рис. 33. Концентрация окиси азота и атомарного азота при различном состоянии Солнца.

(10.44), концентрация окиси азота должна зависеть от изменения концентрации атомарного азота. На рис. 33 приведены результаты, полученные с помощью коэффициента ионизации, взятого из табл. 19. Вычисления проведены по формулам (10.44) и (10.46). Кривые, изображающие на рис. 33 распределение с высотой  $n(\text{NO})$ , показывают, что концентрация окиси азота не достигает предельной величины  $n^*(\text{NO})$ , даваемой формулой (10.45). В мезопаузе для температуры, принятой

в модели атмосферы (190°K), концентрация окиси азота определяется следующим приближенным условием:

$$1 \cdot 10^{-10} n(M) \leq n(\text{NO}) \leq 2 \cdot 10^{-10} n(M), \quad (10.51)$$

показывающим, что величина  $n(\text{NO})$  должна лежать между  $1 \cdot 10^{-10}$  и  $2 \cdot 10^{-10}$  от общего числа частиц  $n(M)$ . Этот предел (см. рис. 33) может быть принят примерно до высоты 70 км, и в слое  $D$  не будет большой ошибкой предположить, что окись азота распределена по высоте так же, как основные составляющие.

Если использовать дифференциальное уравнение, описывающее изменение  $n(\text{NO})$ , можно получить время жизни  $\tau_{\text{NO}}$

$$\tau_{\text{NO}} = \frac{n^*(\text{NO})/n_0(\text{NO})}{J_{\text{NO}} + I_{\text{NO}}}, \quad (10.52)$$

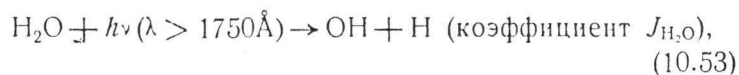
где  $n_0(\text{NO})$  — начальная концентрация, а  $n^*(\text{NO})$  — равновесное значение при  $n(\text{N}) > n(\text{NO})$ . На высоте 85 км  $I_{\text{NO}} + J_{\text{NO}}$  порядка  $(4 \pm 3) \cdot 10^{-7} \text{сек}^{-1}$  и концентрация  $n^*(\text{NO})$ , даваемая (10.45), не может сохраниться более месяца. Другими словами, если предельная величина  $n^*(\text{NO})$  достигается ниже 85 км после сильной солнечной вспышки или во время сильного возмущения на Солнце, требуется некоторое время для возвращения к условиям, соответствующим спокойному Солнцу. Таким образом, преобладающие условия распределения по высоте составляющих мезосферы — это условия, связанные с движениями, приводящими к перемешиванию.

При достаточно сильной солнечной вспышке должно увеличиваться образование атомов азота ниже 85 км (см. кривую  $n(\text{N})$  для длительной вспышки),  $n(\text{NO})$  должна возрастать относительно своей нормальной величины, и, следовательно, будет возрастать ионизация, связанная с образованием  $\text{NO}^+$ , даже если интенсивность излучения в линии  $\text{L}\alpha$  не изменится. Во всяком случае, изменения  $n(\text{NO})$  в мезопаузе и ниже ее будут приводить к изменениям электронной плотности, не связанным ни с атмосферными движениями, ни с вариациями излучения  $\text{L}\alpha$ .

## 7. Соединения водорода

Присутствие метана и паров воды в мезосфере, где озон и атомарный кислород претерпевают существенные изменения со временем суток, приводит к серии реакций, в которых участвуют продукты диссоциации  $\text{CH}_4$  и  $\text{H}_2\text{O}$ .

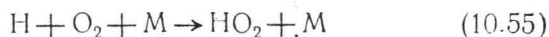
Мы знаем (см. разд. 4 гл. VII), что фотодиссоциация паров воды происходит при проникновении в мезосферу солнечного излучения с  $\lambda > 1750 \text{ \AA}$  через атмосферные «окна прозрачности» в полосах Шумана — Рунге. Поэтому величина коэффициента диссоциации воды  $J_{\text{H}_2\text{O}}$  в мезосфере является функцией высоты. Основным процессом является



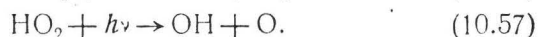
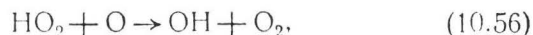
за которым должна следовать рекомбинация с участием трех тел



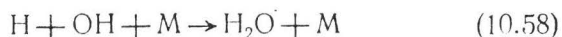
Однако если в атмосфере присутствуют свободные атомы кислорода, то могут идти и другие реакции. Например, после



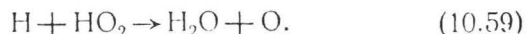
следуют



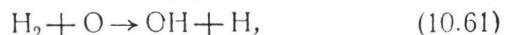
Если принять (10.55) и последующие реакции (10.56) и (10.57), то получим, что скорость восстановления  $\text{H}_2\text{O}$  уменьшается с высотой, поскольку она зависит от реакции



или

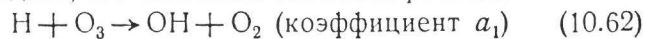


Чтобы определить концентрацию  $\text{H}_2$ , нужно добавить реакции

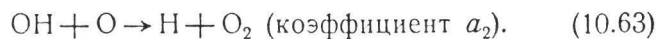




Ясно, что после проблемы образования OH и H наиболее важной проблемой является выявление основных реакций, в которых участвуют эти две составляющие. Было найдено, что таковыми являются реакции



и



Вероятно, их энергии активации невелики — порядка 3 ккал. Поскольку реакции (10.56) и (10.57) являются достаточно быстрыми, можно рассмотреть в первом приближении следующие уравнения:

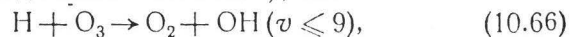
$$\frac{dn(\text{OH})}{dt} = -\frac{dn(\text{H})}{dt} = a_1 n(\text{O}_3) n(\text{H}) - a_2 n(\text{OH}) n(\text{O}). \quad (10.64)$$

Если считать условия равновесными, то (10.64) превращается в

$$\frac{n(\text{H})}{n(\text{OH})} = \frac{a_2}{a_1} \frac{n(\text{O})}{n(\text{O}_3)}. \quad (10.65)$$

Равенство (10.65) показывает, что отношение  $n(\text{H})/n(\text{OH})$  должно возрастать с высотой, так как отношение  $n(\text{O})/n(\text{O}_3)$  от стратопазы до мезопазы возрастает. Более того, поскольку в мезосфере происходят значительные суточные вариации величины  $n(\text{O})/n(\text{O}_3)$ , отношение  $n(\text{H})/n(\text{OH})$  должно меняться от освещенной Солнцем атмосферы к неосвещенной. Поэтому равновесные условия (10.65) не обязательно представляют реальные условия, и необходимо использовать (10.64), ибо выше определенного уровня  $n(\text{H}) > n(\text{O}_3)$ . По этой причине атомарный водород может играть роль в разрушении озона, поскольку, как видно из реакций (10.62) и (10.63), он является катализатором.

Важность реакций (10.62) и (10.63) была продемонстрирована, когда было показано<sup>1)</sup>, что



где максимум энергии OH в возбужденном состоянии соответствует ~75 ккал и не может быть равен 81 ккал ( $v = 10$ ). Колебательный уровень  $v = 9$  является верхним уровнем полос OH в свечении атмосферы, которые

<sup>1)</sup> Bates, Nicolet, J. Geophys. Res., 55, 301 (1950).

имеют интенсивность примерно в 1000 раз большую, чем интенсивность зеленой линии 5577 Å. Пример распределения с высотой различных составляющих при условии, что молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  фотодиссоциированы, представлен на рис. 34.

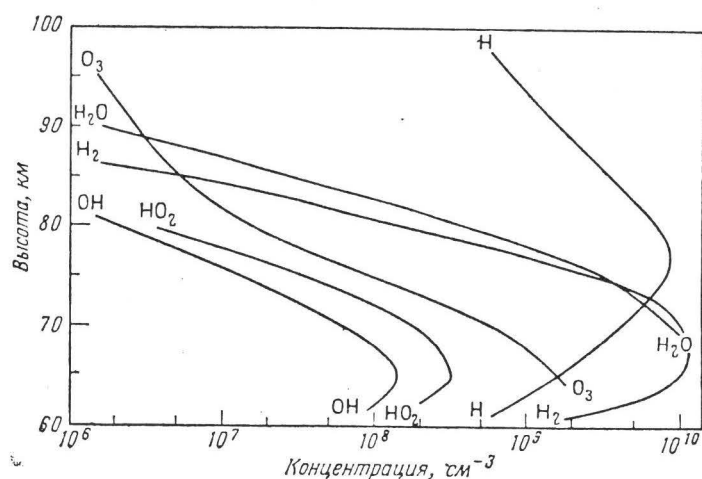
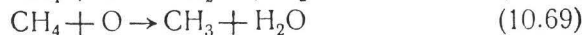
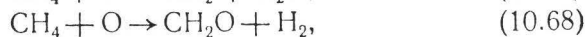
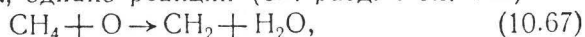


Рис. 34. Пример возможных концентраций  $\text{O}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{HO}_2$  и  $\text{H}$ , образованных в мезосфере.

Наличие водяного пара в мезосфере рассматривалось неоднократно. Существование соединений водорода, однако, находится под вопросом. Метан, распределение которого с высотой в тропосфере соответствует гидростатическому закону, должен присутствовать и на уровне стратопазы. В мезопазе  $\text{CH}_4$  диссоциирует под действием излучения  $\text{L}\alpha$ , однако реакции (см. разд. 6 гл. VII)



видоизменяют простую картину, получаемую на основании присутствия в мезосфере молекул  $\text{H}_2\text{O}$ , связанного с наличием паров воды в стратосфере.

Присутствие в стратопазе атомарного кислорода приводит к разрушению  $\text{CH}_4$  в освещенной Солнцем

атмосфере, а реакции типа (10.67) и (10.68) приводят к образованию  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$ . Кроме того, полная диссоциация  $\text{CH}_4$  приводит к непрерывному образованию атомарного водорода, а также  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$ . Например,  $\text{CH}_3$  и  $\text{CH}_2$  могут диссоциироваться излучением с  $\lambda = 2160$  и  $\lambda < 1950 \text{ \AA}$ , т. е. солнечным излучением, проникающим в мезосферу.

Используя данные разд. 4 гл. XI, можно показать, какую роль играет метан. Полное количество  $\text{CH}_4$  в стратопause должно быть порядка  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  в вертикальном столбе. Эффект окисления, соответствующий коэффициенту скорости порядка  $10^{-6} \text{ сек}^{-1}$ , приводит к образованию примерно  $10^{11}$  молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{H}_2$  в столбе с основанием  $1 \text{ см}^2$  за  $1 \text{ сек}$ . Предположив, что  $\text{CH}_4$ , разрушенный выше 50 км, замещается снизу стратосферным метаном, подчиняющимся распределению других составляющих, можно сделать важные выводы.

Общее количество молекул  $\text{CH}_4$  в атмосфере, т. е.  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ , может быть диссоциировано примерно за 40 лет. Часть (около 50%) превращается в  $\text{H}_2$  выше стратопause и через некоторое время дает  $\sim 10^{19}$  молекул  $\text{H}_2$  ( $\text{см}^{-2}$ ), т. е. общее количество молекулярного водорода, наблюдаемого в тропопause. По аналогичным соображениям минимальное содержание паров воды в единице объема в мезосфере должно быть  $10^{-6}$ . Наконец, с содержанием водорода в термосфере должна быть связана скорость образования водорода порядка  $10^{11} \text{ атом/см}^2 \cdot \text{сек}$ , поскольку это количество превышает то, которое может быть обеспечено диффузией по сравнению с возможным убеганием водорода из земной атмосферы.

Необходимы точные наблюдения с помощью инфракрасной техники для определения распределения с высотой в стратосфере и мезосфере указанных малых составляющих и атомов водорода. Подобные наблюдения не исключают необходимости получения информации о скоростях реакций и особенно об энергиях активации. Экспериментальные данные о соединениях водорода необходимы для элементарного изучения мезосферы и стратосферы перед началом изучения атмосфер других планет.

## XI. ИОНОСФЕРА

### 1. Введение

Физический анализ ионосферы всегда был сильно ограничен тем обстоятельством, что имелась разница между параметрами, которые получались из наблюдений, и теми, которые использовались в теоретических исследованиях. Прежде всего интерпретация данных зондирования ионосферы всегда является несколько условной, что затрудняет сравнение результатов различных наблюдений. Далее, интерпретация связана с математической теорией распространения радиоволн. Значения электронной концентрации и вариации этой величины приводились иногда в условной форме. Наконец, по данным наблюдений не всегда было возможно сделать выводы о физических параметрах, которые требовались для аэронавигации. По этим причинам в настоящее время все еще необходимо рассматривать лишь те аспекты физических явлений, которые могут быть использованы только для получения общей картины ионосферы; мы не будем пытаться объяснить нерегулярности, пока не получим достаточно данных о регулярной картине явления.

Сделав эти замечания, отметим, что при указанных условиях ионосферные наблюдения интерпретируются обычным законом

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \alpha n_e^2, \quad (11.1)$$

показывающим, что изменение электронной концентрации зависит от эквивалентной скорости ионообразования  $q$  и от эффективной рекомбинации  $\alpha n_e^2$ ;  $\alpha$  является эффективным коэффициентом рекомбинации. Если

учитываются явления переноса, то используется уравнение неразрывности

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{dn_e}{dt} - \operatorname{div}(n_e \mathbf{V}), \quad (11.2)$$

где  $\mathbf{V}$  — вектор скорости электронов. Перенос электронов может быть обусловлен различными причинами, например диффузией, электромагнитными силами или перемещениями воздушных масс.

Каким образом из (11.2) можно получить правильную интерпретацию основных особенностей ионосферы, не ясно, поскольку это соотношение включает слишком много неизвестных параметров. Решения, которые могут быть приняты, слишком сильно зависят от неточности предполагаемых величин того или другого параметра, чтобы можно было надеяться определить остающиеся параметры по изменению электронной концентрации. Таким образом, мы должны попытаться ответить на вопрос, какие же процессы являются существенными, принимая во внимание основные заключения предыдущих разделов.

## 2. Ионосферные процессы

Нормально ионизация в земной атмосфере возникает вследствие фотоионизации различных ее составляющих солнечным излучением. Наиболее существенная доля ионизации обязана солнечной радиации с  $\lambda < 1026 \text{ \AA}$ , которая может ионизовать кислород и азот. Некоторую роль может играть первичное космическое излучение; могут быть существенными также и корпускулярные излучения другого рода, однако их эффекты должны учитываться только тогда, когда рассматриваются периоды солнечных возмущений. Радиация с  $\lambda > 1050 \text{ \AA}$  может вызывать ионизационные эффекты в малых составляющих.

Исчезновение электронов зависит от различных рекомбинационных процессов, идущих при соударениях частиц (электронов, отрицательных и положительных ионов, различного рода атомов и молекул).

Первый шаг состоит в изучении поглощательной способности различных атмосферных составляющих, которая зависит от длины волны, и в изучении распределения энергии в спектре Солнца. Число фотонов, даваемых Солнцем в участках спектра, ответственных за ионизацию основных компонент атмосферы, было рассмотрено нами в предыдущих разделах. Уже было показано, каким образом могут быть ионизованы кислород и азот. Кроме того, элементарный анализ солнечного спектра дает некоторое указание относительно вариаций солнечной активности в области рентгеновского спектра. Далее, число процессов, включающих различного рода соударения и ведущих к исчезновению электронов, настолько велико, что величина коэффициента рекомбинации требует в каждом отдельном случае специального анализа, а рассмотрение всех процессов вместе по существу невозможно. По этой причине, прежде чем пытаться найти объяснение происхождению ионосферных слоев (ионизация в области *D* на высотах меньше 85 км; образование слоя *E* ниже 130 км; происхождение области *F* выше 150 км), необходимо проанализировать один за другим все физические параметры и процессы.

### 3. Нормальная ионизация

#### 3.1. Атмосферное поглощение

Изменения ионизации в течение дня, а также ее вариации во время солнечных затмений показывают, что образование электронов связано с электромагнитной радиацией. Поэтому первым шагом явится выяснение того, в какие области ионосферы проникает излучение различных длин волн.

Если сопоставить плотность атмосферы и значения сечений поглощений, то вырисовывается следующая отчетливая картина для трех областей ионосферы.

а) Область *D*, где атомное сечение поглощения меньше  $10^{-19}$  см<sup>2</sup>. В этой области поглощается солнечная радиация с длиной волны меньше 10 и больше 1750 Å. Исключение может быть сделано для излучения  $L\alpha$

и некоторых менее существенных линий в той же области спектра. Следовательно, рентгеновское излучение ионизует кислород и азот, а  $L\alpha$  может ионизовать атмосферные составляющие с низким потенциалом ионизации, например окись азота.

б) Область  $E$ , где сечение меньше  $5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Здесь должны быть рассмотрены совместно солнечное излучение с длиной волны больше  $800 \text{ \AA}$  и рентген с длиной волны меньше  $100 \text{ \AA}$ . В области  $E$  играют роль ультрафиолетовое излучение в линиях  $L\beta$  ( $1025 \text{ \AA}$ ) и  $C III$  ( $977 \text{ \AA}$ ), ведущее к ионизации молекулярного кислорода, и радиация в лаймановском континууме вблизи  $910 \text{ \AA}$ , ионизирующая атомарный кислород. В области рентгеновского спектра существенный вклад в образование слоя  $E$  дает излучение с длиной волны от  $100$  до  $31 \text{ \AA}$ .

в) Область  $F$ , где сечение поглощения не меньше  $10^{-17} \text{ см}^2$ . Главная роль в ионизации области  $F$  принадлежит ультрафиолетовому излучению с длиной волны короче  $800 \text{ \AA}$ , что соответствует первому ионизационному потенциалу молекулярного азота ( $796 \text{ \AA}$ ).

Поскольку в ионизацию атмосферы вносит вклад первичное космическое излучение, необходимо определить область, в которой этот вклад может быть достаточно существен. В средних широтах коэффициент скорости ионизации составляет величину порядка  $10^{-17} \text{ сек}^{-1}$  на молекулу. Рассматривая различные величины коэффициентов скорости ионизации (см. гл. VI), можно установить, что воздействие от космических лучей должно сказываться только в нижней части области  $D$ .

### 3.2. Распределение поглощения по высоте

Если мы рассмотрим число фотонов  $dq(\nu)$  частоты  $\nu$ , поглощаемых в единицу времени в единичном объеме в элементарном слое толщиной  $dz$ , мы можем записать

$$dq(\nu) = q(\nu) n K(\nu) dz \cdot \sec \chi, \quad (11.3)$$

где  $q(\nu)$  — число фотонов, падающих на слой,  $K(\nu)$  — сечение поглощения для монохроматического излучения и  $\chi$  — зенитное расстояние Солнца;  $\sec \chi$ , который зависит

от высоты выбранного горизонтального слоя, для  $\chi > 75^\circ$  может быть заменен другой функцией<sup>1)</sup>.

Чтобы определить изменение  $q(\nu)$  с высотой, используются уравнения (3.1) и (3.2) для одной атмосферной составляющей

$$p/p_0 = n g H / n_0 g_0 H_0 = e^{-\xi}, \quad (11.4)$$

поскольку

$$dH/H = \beta d\xi = \zeta d\beta + \beta d\zeta, \quad (11.5)$$

если

$$H/H_0 = e^{\beta\zeta}. \quad (11.6)$$

При постоянном градиенте  $\beta$  высоты однородной атмосферы  $\xi = \zeta$ .

Изменение  $q(\nu)$  с высотой получается интегрированием (11.3) с учетом (11.4)

$$Q = Q_\infty \exp[-n_0 K H_0 (g_0/\bar{g}) \sec \chi \cdot e^{-\xi}]. \quad (11.7)$$

Здесь  $Q$  заменяет  $q(\nu)$  при условии, что рассматривается постоянный интервал в определенной области спектра;  $Q_\infty$  — число фотонов на границе земной атмосферы.

Число актов ионизации в единице объема в единицу времени  $\mathfrak{N} = n K Q$  с учетом (11.4) и (11.7) может быть записано так:

$$\mathfrak{N} = n_0 H_0 (g_0/\bar{g}) K Q_\infty (e^{-\xi}/H) \cdot \exp[-n_0 K H_0 (g_0/\bar{g}) \times \sec \chi \cdot e^{-\xi}]. \quad (11.8)$$

Условие максимума для  $\mathfrak{N}$ , если пренебречь изменением  $g$ , таково:

$$n_M K \cdot H_M \sec \chi = 1 + \beta, \quad (11.9)$$

где индекс  $M$  обозначает высоту, на которой достигается максимум скорости ионообразования  $\mathfrak{N}_M$

$$\mathfrak{N}_M = \frac{(1 + \beta) Q_\infty \cos \chi}{H_M e^{1 + \beta}}. \quad (11.10)$$

<sup>1)</sup> S. Chapman, Proc. Phys. Soc., 43, 483 (1931).



Для Солнца в зените  $\chi = 0$ , и формулы (11.9) и (11.10) переходят в следующие:

$$n_m^* K H_m^* = 1 + \beta \quad (11.11)$$

и

$$\mathfrak{N}_m^* = \frac{(1 + \beta) Q_\infty}{H_m^* e^{1 + \beta}}. \quad (11.12)$$

Выражения (11.11) и (11.12) могут дать предварительное представление о происхождении атмосферной ионизации. Если известно сечение поглощения, то из (11.11) можно найти область атмосферы, в которой достигается максимальное поглощение, поскольку  $n \cdot H$  — число молекул, содержащееся в вертикальном столбе. Когда число соответствующих фотонов известно, мы можем определить максимум скорости ионообразования в определенной области.

Вертикальное распределение скорости поглощения (или скорости ионообразования, если сечение поглощения соответствует сечению ионизации) получается из (11.8) и (11.12):

$$\mathfrak{N} = \mathfrak{N}_m^* e^{\beta z} (H_m^*/H) \cdot \exp[(1 + \beta)(1 - \xi - \sec \chi \cdot e^{-\xi})]. \quad (11.13)$$

Если  $\beta = \text{const}$ , то может быть использовано (11.6), и (11.13) переходит в

$$\mathfrak{N} = \mathfrak{N}_m^* \exp[(1 + \beta)(1 - \zeta - \sec \chi \cdot e^{-\zeta})], \quad (11.14)$$

а (11.10) и (11.12) принимают вид

$$\mathfrak{N}_m = \mathfrak{N}_m^* (\cos \chi)^{1 + \beta}. \quad (11.15)$$

Это выражение показывает, как меняется максимум скорости ионообразования в зависимости от зенитного угла Солнца при  $\beta = \text{const}$ .

Заметим, что формулы Чепмена для случая постоянного значения высоты однородной атмосферы даются выражениями (11.9) — (11.15), если положить градиент высоты однородной атмосферы  $\beta = 0$  и  $\zeta = (z - z_m^*)/H$ . Следует заметить, что отличие от случая атмосферы с постоянным значением высоты однородной атмосферы будет особенно велико в термосфере, где градиент  $\beta$  очень велик.

## 3.3. Вертикальное распределение электронов

При помощи (11.4), используя для рекомбинации следующее соотношение:

$$\alpha = \alpha_M^* (n/n_M^*)^\eta = \alpha_M^* e^{-\eta(1+\beta)\zeta}, \quad (11.16)$$

мы получаем равновесное значение  $n_e = (\mathcal{R}/\alpha)^{1/2}$ ; оно равно

$$n_e = \left( \frac{\mathcal{R}_M^*}{\alpha_M^*} \right)^{1/2} \cdot \exp \left\{ \frac{1+\beta}{2} [1 - \zeta(1-\eta) - \sec \chi - e^{-\zeta}] \right\}. \quad (11.17)$$

Условие максимума электронной концентрации получается из (11.17):

$$e^{-\zeta_M} = (1-\eta) \cos \chi. \quad (11.18)$$

Фактически максимум имеет место при  $\eta < 1$ . При  $\eta = 0$ , т. е. при постоянной скорости рекомбинации, максимум электронной концентрации совпадает с максимумом скорости ионообразования. Любое значение  $\eta$  между 0 и 1 ведет к тому, что максимум равновесной концентрации располагается выше максимума скорости ионообразования. Например, если бы рекомбинация была пропорциональна давлению, то для максимума электронной концентрации имело бы место следующее условие:

$$e^{-\zeta_M} = \frac{\beta}{1+\beta} \cos \chi, \quad (11.19)$$

которое показывает, что разность высот максимумов скорости ионообразования и электронной концентрации возрастает с уменьшением градиента высоты однородной атмосферы.

Для того чтобы показать, как меняется структура ионосферного слоя в том случае, когда рекомбинация не постоянна, следует проинтегрировать выражение (11.17). Положив

$$y \equiv \frac{1}{2}(1+\beta)e^{-\zeta} \sec \chi, \quad (11.20)$$

мы получим в максимуме

$$y_M = \frac{1}{2}(1+\beta)(1-\eta). \quad (11.21)$$

Интегрирование (11.17) дает полное число электронов  $N_e$ :

$$N_e = (n_e)_M^* \frac{e^{(1+\beta)/2}}{\left[\frac{1}{2}(1+\beta)\right]^{y_M}} \left[ \int_{y_M}^{\infty} y^{y_M-1} e^{-y} dy + \int_0^{y_M} y^{y_M-1} e^{-y} dy \right] \cdot (\cos \chi)^{y_M}. \quad (11.22)$$

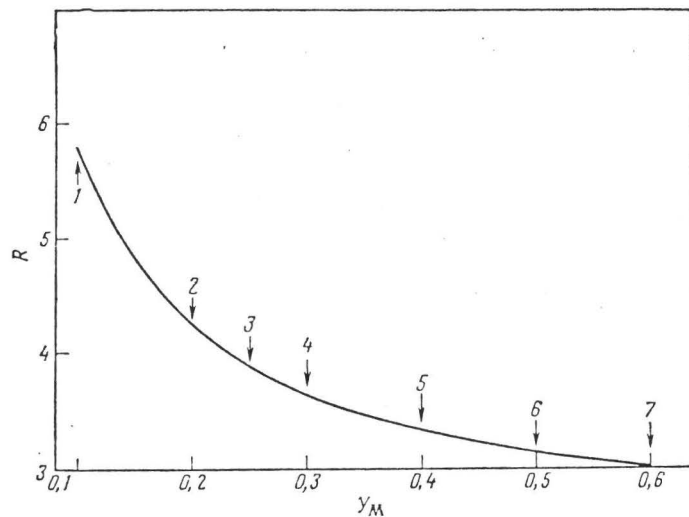


Рис. 35. Влияние рекомбинации на отношение полного содержания электронов к их содержанию ниже области максимума. 1 —  $\beta = 0,2$ ; 2 —  $\beta = 0,4$ ; 3 —  $m_1/m_2 = 0,5$ ; 4 —  $\beta = 0,6$ ; 5 —  $\beta = 0,8$  (везде  $\alpha$  пропорционально давлению); 6 —  $\beta = 0$ ,  $\alpha \sim p$ ;  $\beta = 1$ ,  $\alpha = \text{const}$ ; 7 —  $\alpha = \text{const}$ ,  $\beta = 0,2$ .

Два интеграла в выражении (11.22) суть

$$N_e = N_1 + N_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} n_e dz = \int_{-\infty}^{z_M} n_e dz + \int_{z_M}^{+\infty} n_e dz. \quad (11.23)$$

Вычисления показывают, что отношение  $N_e/N_1$ , т. е. отношение полного числа электронов в слое к их числу в области ниже максимума, меняется от 6 до 3, если  $y_M$  меняется от 0,1 до 0,6. Кривая на рис. 35 построена

именно для этих условий. Влияние градиента высоты однородной атмосферы  $\beta$  не очень существенно в том случае, когда рекомбинация постоянна, поскольку  $N_e/N_1 \ll 3$ . Однако если  $\alpha$  пропорционально давлению, то градиент высоты однородной атмосферы оказывает существенное влияние. Когда рассматриваются две различные составляющие, с массой  $m_1$  для ионизации и с массой  $m$  для рекомбинации, отношение  $N_e/N_1$  изменяется. Уменьшение отношения концентраций компонент  $m_1/m$  влечет за собой уменьшение отношения  $N_e/N_1$ . Например, при  $m_1/m = 0,5$ ,  $N_e/N_1 = 4$  в условиях ионизационного равновесия.

Ясно, что распределение электронной концентрации по вертикали может быть различным, если рекомбинация меняется с высотой. Нахождение полного числа электронов в этом случае затруднительно даже для равновесного состояния, поскольку вводится несколько новых параметров. Для получения необходимых сведений требуются локальные данные эксперимента.

#### 4. Электроны и отрицательные ионы

Для того чтобы найти законы рекомбинации электронов, необходимо рассмотреть все процессы, в которых участвуют электроны и ионы. Однако анализ упрощается в том случае, если делается различие между теми процессами, в которых существенную роль играют отрицательные ионы, и явлениями, где основными являются ионно-атомные обменные процессы. При таком подразделении становится очевидным, что в нижней ионосфере эффективно действуют отрицательные ионы, а атомарными ионами можно пренебречь (например, реакциями (9.81) — (9.84)).

При наличии только одной составляющей должны быть приняты во внимание следующие соотношения:

$$\frac{dn^+}{dt} = nI - \alpha_D n^+ n_e - \alpha_i n^+ n^-, \quad (11.24)$$

$$\frac{dn^-}{dt} = ann_e - n^-(d + fn + \alpha_i n^+), \quad (11.25)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = nI - \alpha_D n^+ n_e - ann_e + n^-(d + fn), \quad (11.26)$$

в которых используются следующие коэффициенты скоростей реакций:

- $\alpha_D$  — диссоциативной рекомбинации;
- $\alpha_i$  — взаимной нейтрализации ионов;
- $a$  — прилипания электронов;
- $d$  — фотоотлипания (отлипания электронов под действием солнечного излучения);
- $f$  — отлипания электронов при соударениях (образование молекул);
- $I$  — ионизации под действием солнечного излучения.

Если мы запишем

$$n^+ = n^- + n_e = (1 + \lambda) n_e, \quad (11.27)$$

то соотношения (11.24) и (11.25) примут вид

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{nI}{1 + \lambda} - (\alpha_D + \lambda\alpha_i) n_e - \frac{n_e}{1 + \lambda} \frac{d\lambda}{dt}, \quad (11.28)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{an n_e}{\lambda} - n_e [d + fn + (1 + \lambda)\alpha_i n_e] - \frac{n_e}{\lambda} \frac{d\lambda}{dt}. \quad (11.29)$$

Эти соотношения определяют уравнение для величины  $\lambda$  — отношения концентраций отрицательных ионов и электронов:

$$\frac{1}{\lambda(1 + \lambda)} \frac{d\lambda}{dt} = \left[ \frac{an}{\lambda} - (d + fn) \right] - \left[ \frac{nI}{(1 + \lambda)n_e} + (\alpha_i - \alpha_D) n_e \right]. \quad (11.30)$$

Уравнение (11.30) является уравнением Риккати. Ниже приведены стационарные значения для величины  $\lambda$ :

а) в освещенной Солнцем атмосфере

$$\lambda_{sd} = \frac{an - \frac{\lambda}{1 + \lambda} \cdot \frac{nI}{n_e}}{d + fn + (\alpha_i - \alpha_D) n_e}; \quad (11.31)$$

б) в сумерках

$$\lambda_{st} = \frac{an}{d + fn + (\alpha_i - \alpha_D) n_e}, \quad (11.32)$$

поскольку ультрафиолетовая радиация не учитывается;

в) в затемненной атмосфере

$$\lambda_{sn} = \frac{an}{fn + (\alpha_i - \alpha_D) n_e}, \quad (11.33)$$

поскольку в этом случае фотоотлипание отсутствует.

Величины  $\lambda$ , определяемые (11.31) — (11.33), удовлетворяют следующему условию:

$$\frac{dn^+}{n^+} = \frac{dn^-}{n^-} = \frac{dn_e}{n_e}. \quad (11.34)$$

Если переписать формулу (11.31) в виде

$$\lambda_{sd} = \frac{\frac{an}{d+fn}}{1 + \frac{nf}{(1+\lambda)n_e(d+fn)} + \frac{(\alpha_i - \alpha_D)n_e}{d+fn}}, \quad (11.35)$$

то можно видеть, что второй и третий члены в знаменателе малы по сравнению с 1. Подстановка численных значений (указанных в предыдущих разделах) показывает, что в нормальных условиях этими членами можно пренебречь. Следовательно, стационарное значение  $\lambda_s = n^-/n_e$  равно

$$\lambda_s = \frac{an}{d+fn} \quad (11.36)$$

и может быть использовано для определения отношения концентраций отрицательных ионов и электронов. Это отношение определяется прилипанием электронов к нейтральным частицам и их отлипанием под действием солнечного излучения и при соударениях. Вместо общего уравнения (11.30) можно использовать следующее выражение:

$$\frac{d\lambda}{dt} = (1+\lambda)an - (1+\lambda)\lambda(d+fn) \quad (11.37)$$

с частным решением  $\lambda = -1$ . Общее решение этого уравнения записывается в виде

$$\lambda = \frac{an}{d+fn} \frac{1 - \frac{an - (d+fn) \cdot \lambda_0}{an(1+\lambda_0)} e^{-[d+(a+f)n]t}}{\frac{an - (d+fn) \cdot \lambda_0}{(d+fn)(1+\lambda_0)} \cdot e^{-[d+(a+f)n]t}}; \quad (11.38)$$

$\lambda_0$  — значение  $\lambda$  при  $t = 0$ .

Время, необходимое для установления равновесия (по крайней мере на 50%), дается выражением

$$\tau(\lambda_{sd}) = \frac{0,7}{[d+(a+f)n]}. \quad (11.39)$$

Значения коэффициентов скоростей реакции фотоотлипания (9.69) и (9.70) для ионов  $O_2^-$  и  $O^-$  показывают, что время установления равновесия между отрицательными ионами и электронами в атмосфере, освещенной Солнцем, будет

$$\tau(\lambda_{sd}) \leq 2 \text{ сек}, \quad (11.39a)$$

т. е. порядка секунды.

Таким образом, в освещенной Солнцем атмосфере равновесные условия являются нормальными. В ночных условиях в первую очередь должно быть рассмотрено прилипание. Если основным ионом является ион молекулярного кислорода  $O_2^-$ , то (11.39) дает для  $\tau(\lambda_{sn})$  величину

$$\tau(\lambda_{sn}) = 5 \cdot 10^{29}/n^2(O_2). \quad (11.39b)$$

Согласно (11.39b),  $\tau(\lambda_{sn})$  возрастает от величины 3 сек на высоте 70 км до 60 сек на высоте 80 км и достигает 2000 сек на высоте 90 км. Следовательно, можно утверждать, что равновесие между отрицательными ионами и электронами в области  $D$  достигается почти мгновенно. Однако, поскольку отлипание при соударениях, согласно (9.74), должно происходить в присутствии атомарного кислорода, стационарное значение  $\lambda_{sn}$  в области, где атомов кислорода нет, т. е. в стратосфере и нижней мезосфере, должно быть равно

$$\lambda_{sn} = 4 \cdot 10^{-11} n(O_2). \quad (11.40)$$

Впрочем, вблизи или ниже мезопаузы, там, где атомарный кислород не полностью трансформирован в озон, стационарное значение  $\lambda_{sn}$  для ночных условий будет

$$\lambda_{sn} = \frac{1,5 \cdot 10^{-30}}{f} \frac{n^2(O_2)}{n(O)}. \quad (11.41)$$

Таким образом, для области  $D$  соотношение (11.28) принимает вид

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{nI}{1+\lambda} - (\alpha_D + \lambda\alpha_i) n_e^2, \quad (11.42)$$

где

$$\lambda = \frac{an}{d+fn}. \quad (11.43)$$

Однако в слое  $E$

$$\frac{dn_e}{dt} = nI - (\alpha_D + \lambda\alpha_i) \cdot n_e^2, \quad (11.44)$$

причем  $\lambda\alpha_i$  пренебрежимо мало по сравнению с  $\alpha_D$ . Поскольку понижается несколько составляющих, (11.44) должно быть заменено более сложным уравнением

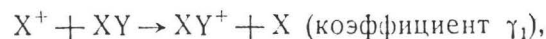
$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{n_j I_j}{1+\lambda} - \frac{n_e}{1+\lambda} \sum (\alpha_{D,j} + \lambda\alpha_{i,j}) n_j^+, \quad (11.45)$$

где  $\lambda$  по-прежнему определяется (11.43), так как отрицательным ионом является ион молекулярного кислорода. Уравнение (11.45) соответствует условиям в области  $D$  и может быть применено к слою  $E$ , если пренебречь величиной  $\lambda$ . Однако здесь уже начинают играть важную роль ионно-атомные взаимодействия.

### 5. Электроны и ионно-атомные взаимодействия

Там, где отрицательными ионами можно пренебречь, становится существенной роль атомарных ионов. Рекомбинация собственно атомарных ионов (радиативная рекомбинация) протекает весьма медленно. Основным процессом, ведущим к исчезновению атомарных ионов являются ионно-атомные взаимодействия, в результате которых образуются молекулярные ионы, исчезающие вследствие диссоциативной рекомбинации.

Для того чтобы описать ситуацию в общем виде, рассмотрим атомарный ион  $X^+$  и две различные молекулы:  $VZ$  и  $XY$ . В этом случае идут следующие процессы:





Мы можем написать следующие уравнения:

$$\frac{dn^+(XY)}{dt} = n(XY)I_{XY} - \alpha_{XY}n^+(XY)n_e + \gamma_1n(XY)n^+(X) - \gamma_3n(V)n^+(XY), \quad (11.46)$$

$$\frac{dn^+(X)}{dt} = n(X)I_X + \gamma_3n(V)n^+(XY) - [\gamma_1n(XY) + \gamma_2n(VZ)]n^+(X), \quad (11.47)$$

$$\frac{dn^+(XZ)}{dt} = \gamma_2n(VZ)n^+(X) - \alpha_{XZ}n^+(XZ)n_e \quad (11.48)$$

и, наконец,

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn^+}{dt} = n(XY)I_{XY} + n(X)I_X - n_e[\alpha_{XZ}n^+(XZ) + \alpha_{XY}n^+(XY)]. \quad (11.49)$$

Ясно, что величина электронной концентрации зависит от образования ионов  $XY^+$  путем прямой фотонионизации, но она также связана с процессом превращения  $X^+ \rightarrow XZ^+$ , даже если молекула  $XZ$  не существует в ионосфере. Фактически ионно-атомное взаимодействие является функцией молекулярных концентраций  $XY$  и  $VZ$ , а также величины коэффициента скорости реакции  $\gamma$ . Поскольку  $n^+(X)$  зависит также от  $\gamma_3n(V)n^+(XY)$ , необходимо знать, каких значений могут достигать эти величины. Согласно (9.88), в области  $E$  этими величинами можно пренебречь. Тогда интегрирование соотношения (11.47) приводит к следующему выражению:

$$n^+(X) = n_0^+(X)e^{-\gamma n t} + \frac{n(X)I_X}{\gamma n} [1 - e^{-\gamma n t}], \quad (11.50)$$

где  $n_0^+(X)$  обозначает  $n^+(X)$  при  $t = 0$  и

$$\gamma n = \gamma_1n(XY) + \gamma_2n(VZ).$$

Время, необходимое для достижения 50% от величины равновесной концентрации, равно

$$\tau [n^+(X)] = 0,7/\gamma n. \quad (11.51)$$

Даже для значений  $\gamma$  порядка  $10^{-13}$  см<sup>3</sup>/сек время установления равновесного состояния в слое  $E$  мало и концентрация  $n^+(X)$  незначительна по сравнению

с электронной концентрацией. Следовательно, равновесное значение  $n^+(X)$  может быть получено из (11.47)

$$n^+(X) = \frac{n(X)I_X + \gamma_3 n(V)n^+(XY)}{\gamma_1 n(XY) + \gamma_2 n(VZ)} \quad (11.52)$$

и подставлено в (11.46) и (11.48). Это дает

$$\begin{aligned} \frac{dn^+(XY)}{dt} &= n(XY)I_{XY} + n(X)I_X - \\ &- \gamma_2 n(VZ)n^+(X) - \alpha_{XY}n^+(XY)n_e \end{aligned} \quad (11.53)$$

и

$$\begin{aligned} \frac{dn^+(XY)}{dt} + \frac{dn^+(XZ)}{dt} &= n(XY)I_{XY} + n(X)I_X - \\ &- n_e[\alpha_{XY}n^+(XY) + \alpha_{XZ}n^+(XZ)]. \end{aligned} \quad (11.54)$$

Последнее выражение идентично (11.49).

В случае когда  $X^+$  является малой ионной компонентой, например для слоя  $E$ , выражение (11.54) описывает закон изменения электронной концентрации.

Когда концентрации молекулярных компонент делаются достаточно малыми, установление равновесных условий для атомарных ионов становится невозможным, как это следует из (11.51): время установления делается слишком большим. Следовательно, электронная концентрация также не может достичь своего равновесного значения за достаточно короткое время, и пользоваться (11.52) нельзя.

Ночная рекомбинация, когда молекулярные ионы являются более существенными, чем атомарные ионы, получается из предыдущих уравнений, если в них пренебречь процессами фотоионизации. В ионосфере после захода Солнца, когда процесс

$$n^+(X) = n_0^+(X) \exp\{-[\gamma_1 n(XY) + \gamma_2 n(VZ)]t\} \quad (11.55)$$

быстро уменьшает концентрацию  $n^+(X)$  до пренебрежимо малой величины, законы рекомбинации молекулярных ионов принимают вид

$$\frac{dn^+(XY)}{dt} = -\alpha_{XY}n^+(XY)n_e, \quad (11.56)$$

$$\frac{dn^+(XZ)}{dt} = -\alpha_{XZ}n^+(XZ)n_e. \quad (11.57)$$

Если  $n^+(XY) < n^+(XZ)$ , соотношение (11.56) дает

$$n^+(XY) = n_0^+(XY) e^{-\alpha_{XY} n_e t}, \quad (11.58)$$

согласно которому

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha_{XZ} n^+(XZ) n_e. \quad (11.59)$$

Иначе говоря, спустя некоторое время рекомбинация зависит от тех молекулярных ионов, для которых коэффициент скорости реакции наименьший. Однако в начале ночи они могут присутствовать в достаточном количестве. Плохое знание коэффициентов скоростей реакций не позволяет провести точный анализ, поскольку закон рекомбинации

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha_{XY} n^+(XY) + \alpha_{XZ} n^+(XZ) n_e \quad (11.60)$$

весьма чувствителен к отношению этих коэффициентов.

В любом случае выражение (11.60) представляет собой закон, который может быть применен к рассмотрению процессов в областях  $E$  и  $F_1$ , поскольку цепь ионных превращений

$$\begin{aligned} n_e &= [n^+(XZ) + n^+(XY) + n^+(X)] \rightarrow \\ &\rightarrow [n^+(XZ) + n^+(XY)] \rightarrow n^+(XZ) \end{aligned} \quad (11.61)$$

приводит в результате к процессу

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha_{XZ} n_e^2. \quad (11.62)$$

На достаточно больших высотах, где выполняется соотношение

$$n^+(XY) < n^+(X) \ll n_e, \quad (11.63)$$

время  $\tau[n^+(XY)]$ , которое требуется для достижения концентрации, составляющей 50% от равновесного значения, равно

$$\tau[n^+(XY)] = \frac{0,7}{\alpha_{XY} n_e + \gamma_3 n(V)}. \quad (11.64)$$

Значения коэффициентов скорости рекомбинации, лежащие между  $3 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/сек и  $3 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/сек, дают пределы для промежутков времени

$$\text{от } \tau [n^+ (XY)] < 2,3 \cdot 10^8/n_e \text{ до } 2,3 \cdot 10^7/n_e, \quad (11.65)$$

т. е. очень небольшим величинам, не превосходящим 500 сек для значений электронной концентрации не меньше  $5 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup>. Закон уменьшения концентрации атомарных положительных ионов будет иметь следующий вид:

$$n^+ (X) = n_0^+ (X) e^{-\gamma n (XZ) t}, \quad (11.66)$$

где

$$\frac{n^+ (XZ)}{n_e} = \gamma n (XZ) / \alpha_{XZ}. \quad (11.67)$$

Следовательно, в различных областях ионосферы рекомбинация определяется разными процессами. В области D имеет место прилипание электронов, в слое E главную роль играет диссоциативная рекомбинация, а в слое F<sub>2</sub> рекомбинации электронов обязательно предшествуют ионно-атомные взаимодействия.

## 6. Происхождение ионизации области D

Анализ условий поглощения солнечного излучения показал, что рентгеновское излучение короче 10 Å вносит вклад в образование ионов O<sub>2</sub><sup>+</sup> и N<sub>2</sub><sup>+</sup>. Далее, проникновение излучения линии La (см. табл. 18) с  $\lambda = 1215,7$  Å ведет к ионизации окиси азота, которая образуется вблизи мезопаузы вследствие косвенных эффектов рентгеновского излучения. Наконец, ионизация, даваемая первичными космическими лучами, прямо зависит от полной концентрации частиц в области мезосферы. Предварительный анализ показывает, что ионизацией излучением с  $\lambda > 1750$  Å и ионизацией атомарного кислорода рентгеновским излучением можно пренебречь. Эффект ионизации аргона также пренебрежимо мал, если учитывать наличие процессов перезарядки.

Поскольку различные реакции протекают весьма быстро, условия равновесия определяются (11.45). Следовательно, можно написать

$$n_e = \frac{n_1 I_1}{(\alpha_{i1} \lambda + \alpha_{D1}) n_1^-} = \frac{n_2 I_2}{(\alpha_{i2} \lambda + \alpha_{D2}) n_2^-} \quad (11.68)$$

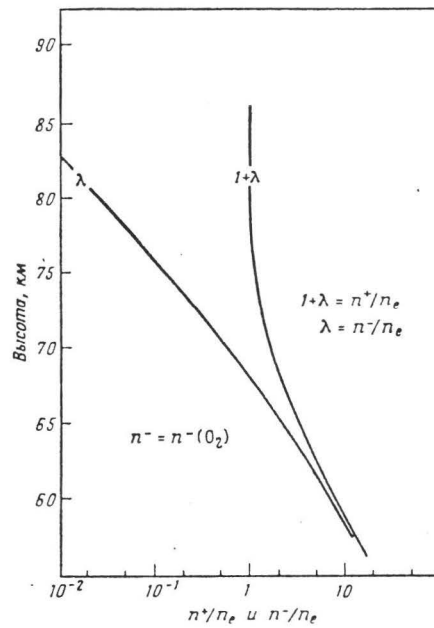


Рис. 36. Отношение концентраций положительных ионов и электронов и отрицательных ионов и электронов в атмосфере, освещенной Солнцем.

и для области  $D$

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{n(\text{O}_2) I(\text{O}_2)}{[\alpha_i(\text{O}_2) \lambda + \alpha_D(\text{O}_2)] n^+(\text{O}_2)} = \frac{n(\text{N}_2) I(\text{N}_2)}{[\alpha_i(\text{N}_2) \lambda + \alpha_D(\text{N}_2)] n^+(\text{N}_2)} = \\ &= \frac{n(\text{NO}) I(\text{NO})}{[\alpha_i(\text{NO}) \lambda + \alpha_D(\text{NO})] n^+(\text{NO})} \end{aligned} \quad (11.69)$$

С использованием данных, полученных в предыдущих разделах, а также принимая приведенные ниже значения коэффициентов скоростей реакций

$$\alpha_i = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}, \quad (11.70)$$

$$\alpha_D(\text{N}_2) = 5 \cdot 10^{-7}, \quad (11.71)$$

$$\alpha_D(\text{O}_2) = 6 \cdot 10^{-8}, \quad (11.72)$$

$$\alpha_D(\text{NO}) = 3 \cdot 10^{-9}, \quad (11.73)$$

были проделаны вычисления<sup>1)</sup>, результаты которых показаны на рис. 36—38. Отношение концентраций отрицательных ионов и электронов в освещенной Солнцем

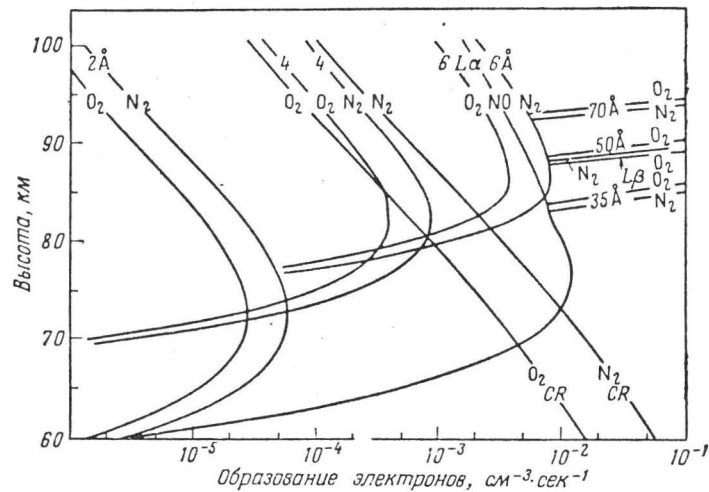


Рис. 37. Скорость образования электронов под действием космических лучей, рентгеновских лучей и излучения в L $\alpha$ , ионизирующих O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> и NO.

атмосфере падает с увеличением высоты и становится пренебрежимо мало в области мезопаузы (рис. 36). Из рис. 37, на котором сравниваются кривые, иллюстрирующие скорость ионообразования в O<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> под действием космического и рентгеновского излучений и ско-

<sup>1)</sup> Nicolet, Aikin, J. Geophys. Res., 65, 1469 (1960).

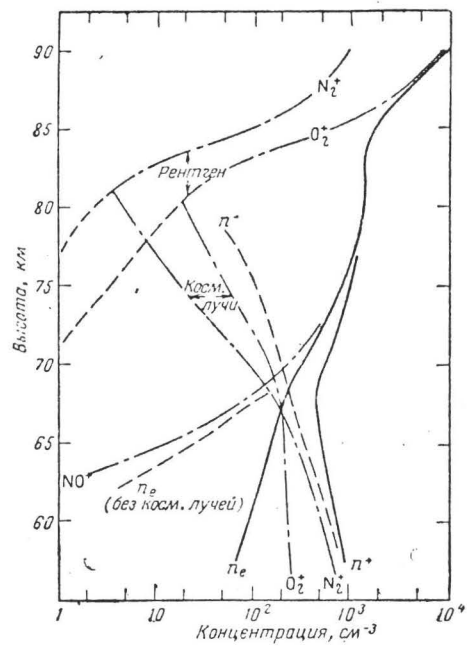


Рис. 38. Электронная концентрация в области D в условиях спокойного Солнца на геомагнитной широте 50°.

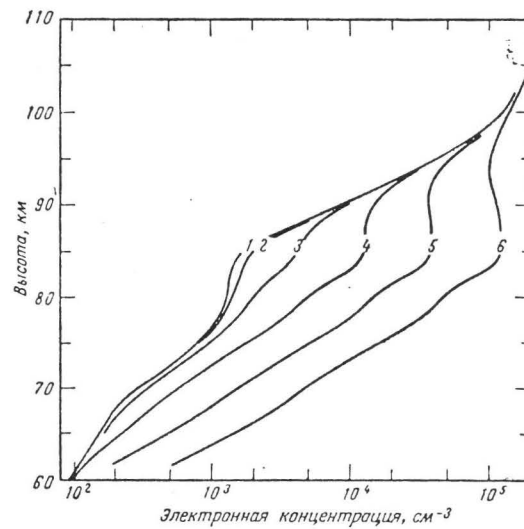


Рис. 39. Влияние возмущенного Солнца и солнечных вспышек на электронную концентрацию в области D. Цифрами обозначены условия согласно табл. 18 и 19 (стр. 110—111), причем 1 соответствует наиболее спокойным условиям, а 6 — наиболее возмущенным.

рость ионообразования в NO под действием излучения в линии  $L\alpha$ , видно, что ионизация в нижней части области *D* может быть обязана космическим лучам. Однако если образуются ионы  $NO^+$ , то результирующая концентрация электронов зависит от рекомбинации каждого иона (см. (11.69)). На рис. 38 показан окончательный эффект влияния каждого из излучений на баланс ионизации в области *D* в условиях спокойного Солнца; при этом учитываются как космическое излучение, так и излучение в линии  $L\alpha$ . В условиях возмущенного Солнца начинает чувствоваться влияние рентгеновского излучения с  $\lambda < 10 \text{ \AA}$ ; на рис. 39 показаны эффекты для различных состояний Солнца на геомагнитной широте порядка  $50^\circ$ . Особенно существен эффект солнечных вспышек.

Следовательно, нормальная область *D* обязана своим происхождением в верхней части процессу ионизации окиси азота излучением в линии  $L\alpha$  и в нижней части — ионизации  $O_2$  и  $N_2$  первичными космическими лучами. Заметное увеличение ионизации во время вспышек на Солнце происходит вследствие усиления рентгеновского излучения. Если концентрация ионов  $NO^+$  несколько увеличивается, то это должно происходить из-за возрастания концентрации нейтральных молекул NO, что не обязательно связывать с увеличением интенсивности излучения  $L\alpha$  (см. рис. 33).

Совершенно очевидно, что приведенные выше теоретические результаты должны использоваться только как иллюстрация физических особенностей в области *D*. Прежде всего использованные коэффициенты скоростей реакций, вероятно, являются правильными только по порядку величины; в особенности это относится к (11.70). Далее, в настоящее время не представляется возможным учесть влияние малых составляющих (таких, как Na и Ca), поскольку отсутствуют сведения о реакциях, в которых участвуют нейтральные и ионизованные частицы. Помимо этого, концентрация окиси азота изменяется под влиянием солнечной активности и перемешивания в мезосфере. Существенным фактором, который должен учитываться при полном анализе, являются также вариации первичного космического излучения



примерно в 10 раз между экватором и  $60^\circ$  широты. Кроме того, должны быть рассмотрены условия при возмущенном Солнце, когда наблюдается усиление корпускулярных потоков; это должно существенно изменить проблему ионизации в области *D*.

Ночные условия в области *D* коренным образом отличаются от ее дневного состояния. Электронная концентрация понижается до очень малой величины, поскольку при достаточно малых концентрациях атомарного кислорода важным процессом становится прилипание электронов (см. (9.74)). Однако ночные условия должны быть изучены, когда это возможно, для получения сведений о вариациях концентрации атомарного кислорода во времени. Удаление атомов кислорода из области мезосферы связано с такими реакциями, как (9.37) и (9.39); ясно, что атомы кислорода в нижней мезосфере после сумерек имеют очень малое время жизни. Отношение  $n/n_e$  должно быть связано с  $n(O)$  согласно (9.74). В любом случае ясно, что исчезновение электронов из области *D* в течение ночи происходит вследствие прилипания к молекулам кислорода. Следует указать, что сейчас невозможно определить высоту, начиная с которой уже играет роль отлипание при соударениях, поскольку неизвестен соответствующий коэффициент скорости реакции (9.73). Однако область смены процессов, при которых происходит исчезновение свободных электронов (переход от прилипания электронов к диссоциативной рекомбинации), соответствует переходу от области *D* к ночному слою *E*.

### 7. Происхождение ионизации области *E*

Обзор всех процессов ионизации, которые могут иметь место в области *E*, показывает, что ионизация может быть вызвана:

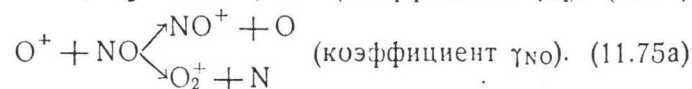
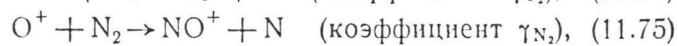
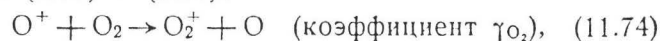
а) ионизацией молекулярного кислорода рентгеновским излучением в области от 100 до 31 Å, ультрафиолетовым излучением типа  $L\beta$ , а также лаймановским континуумом с  $\lambda < 910$  Å;

б) ионизацией молекулярного азота одним только рентгеновским излучением в области от 100 до 31 Å,

в) ионизацией атомарного кислорода ультрафиолетовой радиацией лаймановского континуума с  $\lambda \leq 910 \text{ \AA}$  и рентгеновским излучением.

Фотоионизация NO, N и Ca считается пренебрежимо малой по сравнению с другими процессами в слое E. Кроме того, принимается, что ионизация N<sub>2</sub> излучением с  $\lambda < 800 \text{ \AA}$  происходит в области F<sub>1</sub> и может иметь некоторое значение только в переходной области от слоя E к слою F<sub>1</sub>.

В области E влияние отрицательных ионов пренебрежимо, поскольку соотношения (9.74) и (9.75) показывают, что отношение  $n^-/n_e$  очень мало. Однако должны быть рассмотрены другие процессы: приходится иметь дело с ионно-атомными взаимодействиями, поскольку в области E образуются ионы O<sup>+</sup>. Из описанных реакций (9.81) — (9.95) должны быть рассмотрены реакции (9.81) — (9.84):



В области E реакцией (11.75a) можно пренебречь, поскольку концентрации молекулярного кислорода и азота гораздо больше концентрации окиси азота. Другие реакции, включающие ионообменные взаимодействия, играют в образовании слоя E пренебрежимо малую роль. Соотношение (11.52) с учетом (9.96) приводит к равенству

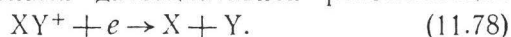
$$n^+(\text{O}) = \frac{n(\text{O}) I(\text{O})}{\gamma_{\text{O}_2} n(\text{O}_2) + \gamma_{\text{N}_2} n(\text{N}_2)}, \quad (11.76)$$

и по (9.98) получаем

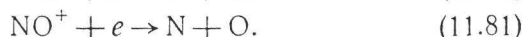
$$\frac{n^+(\text{N})}{n^+(\text{N}_2)} \approx \frac{n(\text{N})}{n(\text{O}_2)} < 1. \quad (11.77)$$

Другими словами, поскольку в слое E  $\gamma_{\text{O}_2} n(\text{O}_2) > 1$ , то ион O<sup>+</sup> должен быть малой составляющей;  $n^+(\text{O}) < 10^3 \text{ см}^{-3}$ . По тем же мотивам можно пренебречь и концентрацией  $n^+(\text{N})$ .

Рекомбинация молекулярных ионов в слое  $E$  должна определяться законами диссоциативной рекомбинации



Следует рассмотреть следующие ионы:



Для вычислительного примера использованы те же значения коэффициентов скоростей реакций, что и для

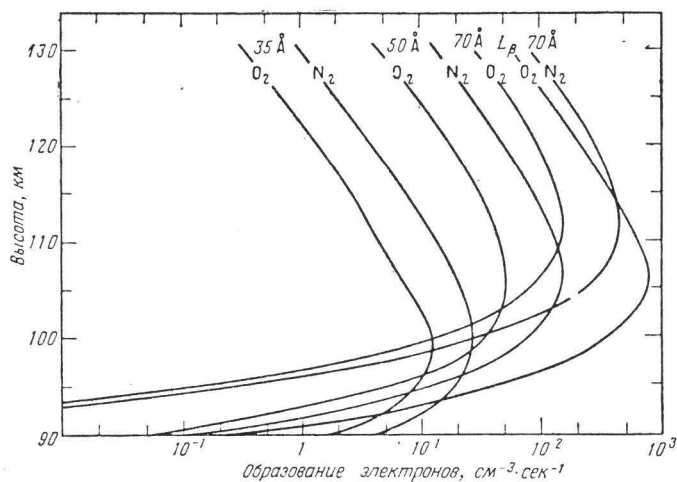


Рис. 40. Скорость образования электронов в области  $E$  под действием рентгеновского излучения в интервале 31—90 Å и излучения в линии  $L\beta$ .

области  $D$ , т. е. (11.71) — (11.73). Формула (11.49) будет представлять собой типичный закон изменения электронной концентрации. Однако в равновесном состоянии, когда реакцией (11.74) можно пренебречь по сравнению с реакцией (11.75), мы можем записать

$$n_e = \frac{n(O_2)I(O_2)}{\alpha_D(O_2)n^+(O_2)} = \frac{n(N_2)I(N_2)}{\alpha_D(N_2)n^+(N_2)} = \frac{n(O)I(O)}{\alpha_D(NO)n^+(NO)}. \quad (11.82)$$

В качестве первого шага покажем, как учитывается эффект ионизации рентгеновским излучением в области, где излучение  $L\beta$  ионизует только молекулярный кислород. Если мы примем условия поглощения согласно табл. 12 и возьмем отношения энергий в спектральных областях  $70 \text{ \AA}$ ,  $50 \text{ \AA}$  и  $35 \text{ \AA}$  равными  $8:4:1$ , то скорость образования электронов может быть представлена кривыми рис. 40. Ясно, что первый максимум слоя E вызывается излучением  $L\beta$ , так как этот эффект складывается с эффектом ионизации рентгеновским излучением. Поскольку сечение поглощения для излучения линии CIII ( $\lambda 977 \text{ \AA}$ ) равно  $3,2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , т. е. вдвое превосходит сечение для излучения линии  $L\beta$ , высота максимума ионизации для этих двух радиаций различается на величину около 5 км. Форма кривой вертикального распределения электронной концентрации должна в сильнейшей степени зависеть от распределения энергии в спектре рентгеновского излучения. Например, ионизация в нижней части слоя E вблизи мезопаузы должна определяться энергией участка спектра  $31\text{--}40 \text{ \AA}$ .

Образование ионов  $O^+$ , ведущих к образованию ионов  $NO^+$ , зависит от ионизации атомов кислорода ультрафиолетовым излучением с  $\lambda \leq 910 \text{ \AA}$  и рентгеновским

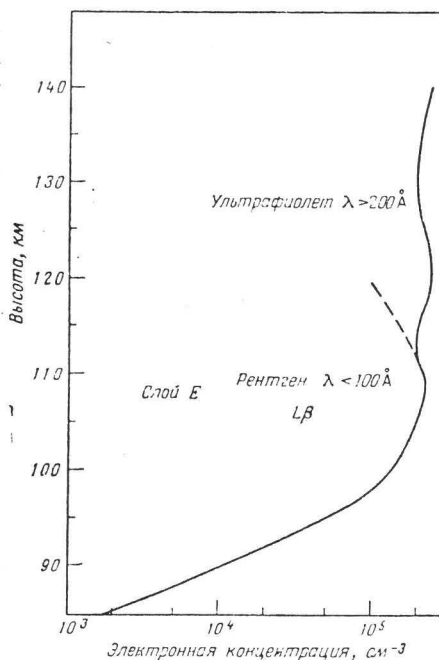


Рис. 41. Распределение электронной концентрации в области E в период максимума солнечных пятен (Солнце в зените).

излучением. Поскольку сечение поглощения для  $O_2$  (см. рис. 12) порядка  $5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , оптическая толща между 100 и 105 км порядка 10 и ионизация атомного кислорода обязана исключительно рентгеновскому излучению. Следовательно, присутствие ионов  $NO^+$  на высоте 100 км и ниже (см. рис. 40) не может быть объяснено воздействием ультрафиолетового излучения; их наличие показывает, что рентгеновское излучение эффективно ионизует слой  $E$ . Выше 110 км оптическая толща молекулярного кислорода для излучения с  $\lambda \leq 910 \text{ \AA}$  меньше 3, и возрастание отношения концентраций ионов  $NO^+/O_2^+$  должно определяться эффектом ионизации атомарного кислорода ультрафиолетовым излучением.

Распределение электронной концентрации согласно (11.82) представлено на рис. 41. Выше 115 км добавляется ионизация, которая вызывается излучением с  $\lambda > 150 \text{ \AA}$ . Однако высокие значения концентрации электронов, порядка  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$  на высоте 110 км, следует считать максимальными значениями, поскольку реакцией (11.74) мы пренебрегли. Если учесть эффект, вносимый этой реакцией, то значения полной электронной концентрации, как и концентрации ионов  $NO^+$ , уменьшатся. В настоящее время не имеет смысла пытаться подтвердить таким путем наблюдаемое распределение электронной концентрации, поскольку соответствующие параметры известны с недостаточной точностью. Отношение концентраций ионов  $n(NO^+)/n(O_2^+)$  зависит от солнечной энергии, отношения коэффициентов скоростей рекомбинации  $\alpha_{O_2}/\alpha_{NO}$  и отношения коэффициентов скоростей обменных ионно-атомных реакций  $\gamma_{O_2}/\gamma_{N_2}$ . Имея три неизвестных параметра, всегда можно получить согласно с любыми данными наблюдений. С учетом реакций (11.74) и (11.75) получается уравнение, аналогичное (11.82):

$$\frac{n^+(O_2)}{n^+(NO)} = \frac{\alpha_D(NO)}{\alpha_D(O_2)} \frac{\gamma(O_2) n(O_2)}{\gamma(N_2) n(N_2)} \left[ 1 + \frac{n(O_2) I(O_2)}{n(O) I(O)} \times \right. \\ \left. \times \frac{\gamma(N_2) n(N_2) + \gamma(O_2) n(O_2)}{\gamma(O_2) n(O_2)} \right]. \quad (11.83)$$

Такая связь между концентрациями  $n^+(\text{O}_2)$  и  $n^+(\text{NO})$  в слое E показывает, насколько трудно получить числовые значения без полного знания всех параметров. Ясно, что эффективный коэффициент рекомбинации  $\alpha_E$  в слое E будет определяться соотношением

$$\frac{dn_e}{dt} = - [\alpha_D(\text{N}_2)n^+(\text{N}_2) + \alpha_D(\text{O}_2)n^+(\text{O}_2) + \alpha_D(\text{NO})n^+(\text{NO})]n_e = -\alpha_E n_e^2 \quad (11.84)$$

и будет функцией отношений  $n^+(\text{NO}) : n^+(\text{O}_2) : n^+(\text{N}_2)$ .

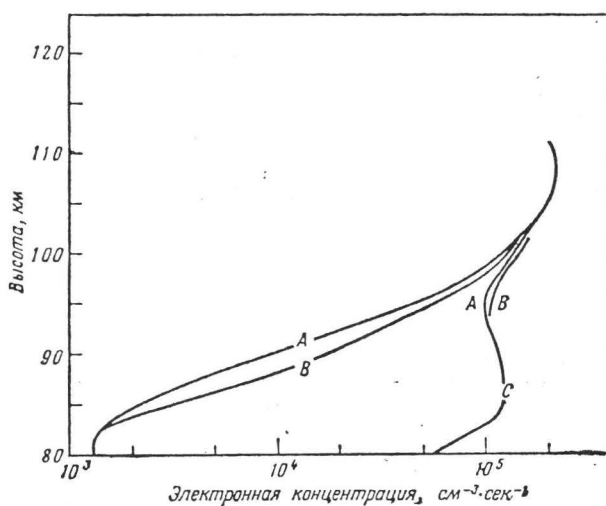


Рис. 42. Воздействие солнечной активности на очертания нижнего слоя E. A — отношение интенсивностей в  $\lambda 35 \text{ \AA} / \lambda 50 \text{ \AA} = 0,25$ ; B —  $\lambda 35 \text{ \AA} / \lambda 50 \text{ \AA} = 1$ ; C — сильная вспышка ( $\lambda < 10 \text{ \AA}$ ).

После захода Солнца ионы, имеющие более высокий коэффициент рекомбинации (в нашем случае — ионы  $\text{N}_2^+$  и  $\text{O}_2^+$ ), будут исчезать быстрее ионов с меньшим коэффициентом рекомбинации (ионы  $\text{NO}^+$ ), что приведет к преобладанию последних.

Необходимо заметить, что во время вспышек на Солнце отношение концентраций ионов  $n^+(\text{O}_2)/n^+(\text{NO})$  будет меняться, поскольку появится дополнительная

ионизация  $O_2^+$ . В качестве примера на рис. 42 показано, как сильно влияет рентгеновское излучение с  $\lambda < 10 \text{ \AA}$ , даже если оно в области  $\lambda > 31 \text{ \AA}$  возрастает в 4 раза. Для получения значительного эффекта на высоте 90 км требуется возрастание излучения с  $\lambda > 31 \text{ \AA}$  в 100 раз; на высоте 95 км — в 10 раз. Эти результаты показывают, что эффект вспышек на Солнце, во время которых происходит в основном увеличение интенсивности рентгеновского излучения с  $\lambda < 10 \text{ \AA}$ , влияющего на область D, будет изменять форму нижней части слоя E больше, чем излучение с  $\lambda > 31 \text{ \AA}$ .

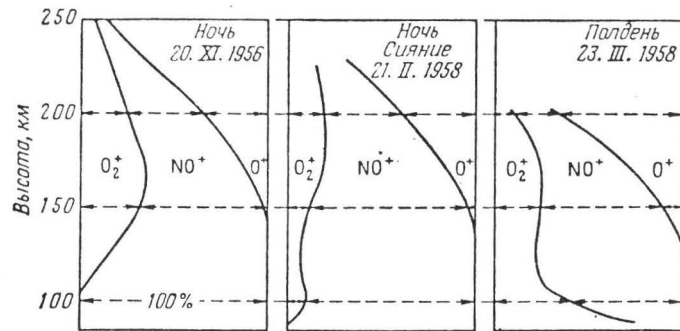
Наконец, результаты наблюдений, представленные на рис. 43 (ночные данные по ионному составу), объясняются достаточно медленной рекомбинацией  $NO^+$  по сравнению с рекомбинацией  $O_2^+$ . Принятое значение для коэффициента скорости рекомбинации  $NO^+ - 3 \times 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$  — не выходит за пределы возможных значений этой величины, но нуждается в уточнении.

Таблица 28

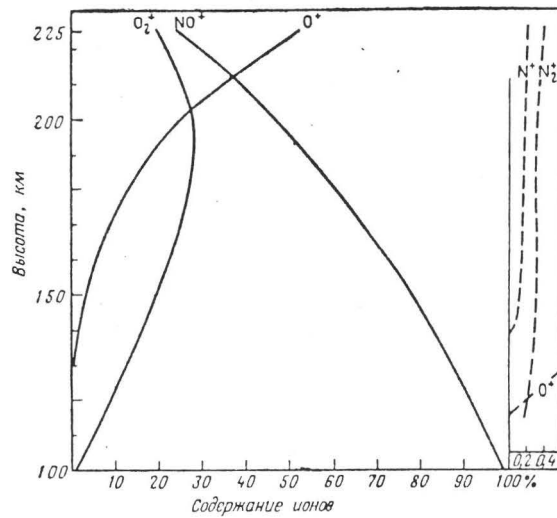
Пример возможного ионного состава  
в слое E  
(атмосфера освещена Солнцем)

Высота, км	$O_2^+$	$NO^+$	$N_2^+$
85	36	59	5
90	65	27	8
95	78	20	2
100	68	31	1
105	66	32	2
110	53	44	2
115	43	54	2
120	28	69	2

В табл. 28 приведены результаты вычислений, иллюстрирующие возможный ионный состав. Основными ионами являются  $O_2^+$  и  $NO^+$ , тогда как ионы  $N_2^+$  представляют собой малую компоненту вследствие высокого



Р и с. 43а. Ионный состав атмосферы над фортом Черчилль, Канада (по Джонсону и др., J. Geophys. Res., 63, 443, 1958).



Р и с. 43б. Среднее вертикальное распределение положительных ионов в атмосфере, по данным Джонсона (Ann. géophys., 17, 100, 1961). Ночь, 21 февраля 1958 г., 22<sup>h</sup>02<sup>m</sup> по канадскому стандартному времени. Ионы NO<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sup>+</sup>.



значения скорости их рекомбинации. Присутствие ионов  $\text{NO}^+$  в нижней части слоя  $E$  обязано процессу трансформации ионов  $\text{O}^+$ , возникающих под действием рентгеновского излучения. В области выше 100 км ионы  $\text{NO}^+$  возникают из ионов  $\text{O}^+$ , образованных под действием ультрафиолетового излучения с  $\lambda \leq 910 \text{ \AA}$ . Отношение  $\text{O}_2^+/\text{NO}^+$  не может быть точно вычислено, так как отношение  $\gamma_{\text{O}_2}/\gamma_{\text{N}_2}$ , входящее в выражения (11.74) и (11.75), еще не определено. Поэтому значения концентраций  $n^+(\text{NO})$ , приведенные в табл. 28, должны рассматриваться как максимальные, а значения концентраций  $n^+(\text{O}_2)$  — как минимальные, если их рекомбинация определяется формулами (11.72) и (11.73).

#### 8. Происхождение ионизации области $F$

Вследствие экспоненциального падения плотности азота и кислорода излучение в области от 800 до 200  $\text{\AA}$  поглощается выше 120 км; для важной части спектра излучения Солнца в этой области имеется максимум поглощения вблизи 170 км (табл. 29).

Поскольку основными компонентами атмосферы в области 170 км являются азот и кислород в молекулярной или (и) атомарной форме, имеющие коэффициенты поглощения одного порядка величины ( $\sim 10^{-17} \text{ см}^2$ ), проблема образования электронов здесь не слишком отличается от таковой для области  $E$ .

Из табл. 29, в которой приведены значения коэффициентов скорости ионизации для всех компонент термосферы, ясно, что роль этих компонент связана с их концентрациями. Если точность в определении коэффициентов скорости ионизации не очень высока и если имеется некоторая неопределенность в абсолютных значениях концентраций, можно лишь только утверждать, что результирующая электронная концентрация должна быть связана с атомарными ионами, например  $\text{O}^+$ , поскольку рекомбинация является существенным процессом. Однако основная трудность в определении вертикальной структуры ионизации заключается в недостат-

Таблица 29

Пример возможного ионного состава в области F  
(атмосфера освещена Солнцем)

Высота, км	O <sup>+</sup>	O <sub>2</sub> <sup>+</sup> (мин.)	NO <sup>+</sup> (макс.)	N <sub>2</sub> <sup>+</sup>
130	1	18	77	4
140	3	14	79	4
150	5	12	79	4
160	8	11	78	3
170	12	9	76	3
180	16	8	74	2
190	22	6	70	2
200	27	5	66	2
210	33	4	61	2
220	40	3	56	1
250	60	2	37	1
300	87	0	13	0
350	97	0	3	0

ке наших знаний абсолютных величин для ионообменных реакций.

Общий анализ проблемы (уравнения (9.96) — (9.100)) ясно указывает, что некоторые из реакций (9.81) — (9.95) играют различную роль в зависимости от состава атмосферы. В качестве первого приближения можно пренебречь реакциями (9.93) — (9.95), для существования которых требуются слишком высокие вибрационные уровни возбуждения. Могут быть также отброшены такие реакции, как (9.87), и реакции, идущие с ионами, которые являются малой ионной составляющей.

Во-первых, рассмотрим такие малочисленные ионы, как N<sub>2</sub><sup>+</sup> и N<sup>+</sup>, для которых  $n^+(O)/n^+(N) > 10$  и  $n^+(O)/n^+(N_2) > 50$ <sup>1)</sup>. Так как для молекулярных ионов

<sup>1)</sup> Bates, Nicolet, J. Atm. Terr. Phys., 18, 65 (1960).

ионизационное равновесие достигается быстро, соотношение (9.99) дает

$$n^+(N_2) = \frac{n(N_2)I(N_2) + \gamma_9 n(NO)n^+(N)}{\alpha(N_2)n_e + \gamma_{10}n(N)}. \quad (11.85)$$

Изменение концентрации  $n^+(N)$  получается из выражения (9.98) с учетом (11.85)

$$\frac{dn^+(N)}{dt} = n(N_2)I(N_2) - \alpha(N_2)n^+(N_2)n_e + n(N)I(N) - \gamma_{12}n(O_2)n^+(N), \quad (11.86)$$

или, для равновесных условий,

$$n^+(N) = \frac{n(N)[I(N) + \gamma_{10}n^+(N_2)]}{\gamma_9 n(NO) + \gamma_{12}n(O_2)}. \quad (11.87)$$

Поскольку концентрация ионов атомарного азота  $n^+(N)$  составляет лишь долю концентрации  $n^+(O)$ , атомарный азот должен быть менее обилен, чем атомарный кислород.

В условиях фоторавновесия уравнения (9.96) — (9.100) приводят к равенству

$$n(O)I(O) + n(O_2)I(O_2) + n(N_2)I(N_2) + n(NO)I(NO) + n(N)I(N) = n_e[\alpha(N_2)n^+(N_2) + \alpha(O_2)n^+(O_2) + \alpha(NO)n^+(NO)], \quad (11.88)$$

которое показывает, что рекомбинация зависит только от молекулярных ионов.

Рекомбинация ионов  $N_2^+$  происходит так быстро, что условия равновесия достигаются практически мгновенно, и выражение (11.85) в первом приближении переходит в

$$n(N_2)I(N_2) = \alpha(N_2)n^+(N_2)n_e. \quad (11.89)$$

Изменение концентрации  $n^+(N)$  по (11.86) и (11.89) описывается уравнением

$$\frac{dn^+(N)}{dt} = n(N)I(N) - \gamma_{12}n(O_2)n^+(N), \quad (11.90)$$

и если в начальный момент  $t = 0$  концентрация  $n^+(N) = 0$ , то атомарный азот будет распределяться с высотой по закону

$$n^+(N) = \frac{n(N)I(N)}{\gamma_{12}n(O_2)} [1 - e^{-\gamma_{12}n(O_2)t}], \quad (11.91)$$

Это уравнение должно приводить к концентрациям  $n^+(N)$ , всегда меньшим  $n^+(O)/10$ , что согласуется с результатами наблюдений<sup>1)</sup>. Такое условие требует, чтобы отношение  $n(N)/n(O_2)$  было достаточно мало, если не учитывается диффузия ионов  $N^+$ .

Когда условия равновесия не могут быть использованы, т. е. преобладают такие атомарные ионы, как  $O^+$ , еще возможно рассмотреть условия равновесия для ионов  $O_2^+$  и  $NO^+$ . Отношения  $n^+(O_2)/n^+(O)$  и  $n^+(NO)/n^+(O)$  получаются из (9.97) и (9.100):

$$\frac{n^+(O_2)}{n^+(O)} = \frac{\gamma_2 n(O_2) + \gamma_4 n(NO) + n(O_2) I(O_2)/n^+(O)}{\alpha(O_2) n_e + (\gamma_6 + \gamma_8^*) n(N)}, \quad (11.92)$$

$$\frac{n^+(NO)}{n^+(O)} = \frac{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)}{\alpha(NO) n_e} \left[ 1 + \frac{\gamma_6 n(N)}{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)} \frac{n^+(O_2)}{n^+(O)} \right]. \quad (11.93)$$

Возможны два предельных случая, соответствующие двум значениям члена, входящего в квадратные скобки последнего выражения. Если этот член мал по сравнению с единицей, то выражение (11.93) переходит в

$$\frac{n^+(NO)}{n^+(O)} = \frac{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)}{\alpha(NO) n_e}. \quad (11.94)$$

Другой предельный случай дает

$$\frac{n^+(NO)}{n^+(O_2)} = \frac{\gamma_6 n(N)}{\alpha(NO) n_e}. \quad (11.95)$$

Плотность атмосферы вблизи 200 км такова, что концентрация атомарного азота не может превосходить  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Поскольку  $\alpha(NO) n_e \approx 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$  и поскольку  $n^+(NO)$  и  $n^+(O_2)$  имеют одинаковый порядок величины, значение коэффициента скорости  $\gamma_6$  не может быть больше  $10^{-13} \text{ см}^3/\text{сек}$ . Если предполагаются высокие значения  $\gamma_6$ , то должны быть приняты малые значения концентрации атомарного азота. В таких условиях невозможно заключить, является ли основным второй член

<sup>1)</sup> В. Г. Истомин, Искусственные спутники Земли, Изд-во АН СССР, вып. 4, 171 (1960).

выражения (11.93), или в качестве нормального выражения для отношения  $n^+(\text{NO})/n^+(\text{O})$  должно быть принято соотношение (11.94). В любом случае выражение (11.94) должно представлять минимальное значение отношения.

Когда  $n^+(\text{O})$  почти равно  $n_e$ , (11.94) переходит в следующее соотношение:

$$n^+(\text{NO}) = [\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_3 n(\text{NO})] / \alpha(\text{NO}), \quad (11.96)$$

а (11.92) принимает вид

$$n^+(\text{O}_2) = [\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})] / \alpha(\text{O}_2). \quad (11.97)$$

Максимальное значение отношения  $n^+(\text{O}_2)/n^+(\text{NO})$  дается соотношением

$$\begin{aligned} \frac{n^+(\text{O}_2)}{n^+(\text{NO})} &= \frac{\alpha(\text{NO})}{\alpha(\text{O}_2)} \frac{\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})}{\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_3 n(\text{NO})} \times \\ &\times \left[ 1 + \frac{n(\text{O}_2) I(\text{O}_2)}{n^+(\text{O}) [\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})]} \right]. \end{aligned} \quad (11.98)$$

Для ночных условий соотношение (11.98) переходит в

$$\frac{n^+(\text{O}_2)}{n^+(\text{NO})} = \frac{\alpha(\text{NO})}{\alpha(\text{O}_2)} \frac{\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_4 n(\text{NO})}{\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_3 n(\text{NO})}. \quad (11.99)$$

Чтобы продемонстрировать влияние коэффициентов скоростей реакций, на рис. 44 приведены распределения  $n_e$  и  $n^+(\text{O})$  по высоте при различных значениях коэффициента  $\gamma_{\text{N}_2}$ . Слишком большие значения  $\gamma_{\text{N}_2}$  препятствуют образованию слоя  $F_2$ , когда присутствует  $\text{N}_2$ . Поскольку в слое  $F$  имеет место диффузия молекулярного азота, исключить присутствие этих молекул на высотах максимума слоя  $F_2$  не представляется возможным. Следовательно, коэффициент  $\gamma_{\text{N}_2}$  на несколько порядков меньше  $10^{-9}$  см<sup>3</sup>/сек.

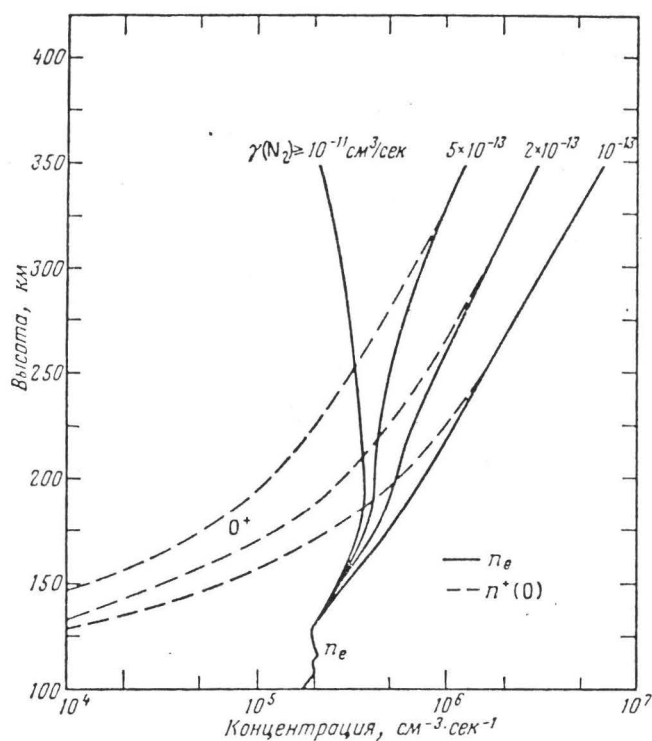


Рис. 44. Влияние величины коэффициента скорости реакции обмена между молекулярным азотом и ионом атомарного кислорода на концентрацию электронов в области E.

Закон изменения  $n^+(O)$  в слое  $E_2$ , описываемый (9.96), в условиях равновесия с учетом (9.97) переходит в следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{dn^+(O)}{dt} = & n(O)I(O) + n(O_2)I(O_2) \times \\ & \times \frac{\gamma_8^* n(N)}{(\gamma_6 + \gamma_8^*) n(N) + \alpha(O_2) n_e} - n^+(O) \left\{ [\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)] + \right. \\ & \left. + [\gamma_3 n(O_2) + \gamma_4 n(NO)] \times \right. \\ & \left. \times \left[ 1 - \frac{\gamma_8^* n(N)}{(\gamma_6 + \gamma_8^*) n(N) + \alpha(O_2) n_e} \right] \right\}. \quad (11.100) \end{aligned}$$

В зависимости от величины  $\gamma_8^* n(N)$  могут быть рассмотрены два предельных случая. Если  $\gamma_8^* n(N)$  достаточно велико, соотношение (11.100) может быть записано так:

$$\frac{dn^+(O)}{dt} = n(O)I(O) + n(O_2)I(O_2) - n^+(O)[\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)]. \quad (11.101)$$

Если  $\gamma_8^* n(N)$  очень мало, то соотношение (11.100) переходит в

$$\frac{dn^+(O)}{dt} = n(O)I(O) - n^+(O)[\gamma_1 n(N_2) + \gamma_2 n(O_2) + \gamma_3 n(NO) + \gamma_4 n(NO)]. \quad (11.102)$$

Следовательно, время достижения равновесия возрастает с высотой по закону

$$\tau(O^+) = \frac{0,7}{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_3 n(NO)} \quad (11.103)$$

или

$$\tau(O^+) = \frac{0,7}{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_2 n(O_2) + \gamma_3 n(NO) + \gamma_4 n(NO)} \quad (11.104)$$

согласно (11.101) или (11.102) соответственно. Время  $\tau(O^+)$  зависит от молекулярных концентраций  $N_2$ ,  $O_2$  или  $NO$  и коэффициентов скоростей ионообменных реакций.

Поскольку равновесное значение концентрации  $n(NO)$  дается соотношениями (10.16) и (10.45), выражение (11.104) можно записать так:

$$\tau(O^+) = \frac{0,7}{\gamma_1 n(N_2) + n(O_2)[\gamma_2 + (\gamma_3 + \gamma_4) 10^{-2} e^{-3,2/T}]} \quad (11.105)$$

Это выражение показывает, насколько трудно получить точный закон для явления, в котором существенную роль играют ионно-атомные взаимодействия, если не известны точные значения коэффициентов скоростей реакций. В соответствии с различными принятыми значениями  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  и  $\gamma_4$  могут быть получены различные решения. Мы не будем пытаться здесь рассмотреть все возможные ситуации, однако можно показать<sup>1)</sup>, что

<sup>1)</sup> Bates, Nicolet, J. *Atm. Terr. Phys.*, 18, 65 (1960).

некоторые процессы перезарядки протекают очень медленно. Выражение в скобках в (11.105), представляющее собой ионосферный параметр  $\beta$ , неправильно называемый коэффициентом прилипания, показывает, что должны быть учтены суточные вариации. Уровень наших нынешних знаний недостаточен для количественного предсказания этих вариаций, поскольку прежде, чем будет определено влияние вариаций концентрации молекулярных составляющих и температуры, требуются надежные значения коэффициентов скоростей реакций.

Так как эффективный коэффициент рекомбинации уменьшается с высотой, максимум концентрации  $n^+(O)$  не может быть получен без введения процессов переноса (диффузии). Поскольку с увеличением высоты время диффузии должно становиться меньше времени рекомбинации электронов, для объяснения пика  $F_2$  должна быть введена диффузия. В области максимума  $F_1$  время  $\tau(O^+)$ , даваемое уравнением (11.104), еще достаточно мало для того, чтобы процессы рекомбинации здесь были того же типа, что и в области  $E$ , несмотря на различие процессов ионизации.

В заключение заметим, что хотя мы и поняли природу ионосферных процессов, детальный анализ показывает, что возможно только их качественное рассмотрение и предсказание. Для того чтобы попытаться объяснить особенности всей ионосферы целиком без привлечения аэрономических параметров, требуются новые экспериментальные данные.



## ХИ. ГЕТЕРОСФЕРА

### 1. Введение

Прямые наблюдения в гетеросфере не дают возможности непосредственно определить все физические параметры. Имеются немногочисленные измерения давления ниже 120 км, некоторые измерения плотности были проведены до 200 км и было получено большое число данных о плотности по анализу атмосферного торможения искусственных спутников Земли. Температурные измерения все еще недостаточно точны для того, чтобы уверенно определить градиент температуры в термосфере или вариации температуры в изотермическом слое. К тому же знания среднего молекулярного веса еще недостаточно для практического определения состава всех компонент. Поэтому невозможно получить удовлетворительную информацию о вертикальной структуре термосферы без введения данных анализа физических процессов. Для точного определения состава в области 100—200 км настоятельно необходимы дополнительные ракетные измерения. В гл. V было показано, почему необходимо знание граничных условий в области 100—120 км и почему важным параметром являются вариации градиента в термосфере вблизи 150 км. Если требуются данные о вертикальном распределении температуры, то необходимо знать ее вариации в течение дня и день ото дня для того, чтобы избежать необходимости использовать различные модели атмосферы.

Следовательно, для определения структуры гетеросферы необходим анализ таких физических процессов, как фотохимическое равновесие, диффузия и перенос тепла посредством конвекции, теплопроводности и излучения.

## 2. Связь между давлением, плотностью и температурой

Основными уравнениями, устанавливающими соотношение между давлением, плотностью и температурой, являются уравнения (5.1), (5.3), (5.6) — (5.12). В атмосфере с постоянной температурой давление прямо пропорционально температуре, т. е.

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} = -\frac{dz}{kT/mg}, \quad (12.1)$$

и если имеется только одна составляющая с массой  $m_1$ , то

$$\frac{dp_1}{p_1} = \frac{dn_1}{n_1} = \frac{d\rho_1}{\rho_1} = -\frac{dz}{kT/m_1g}. \quad (12.2)$$

Решением является

$$p_1/p_{1,a} = n_1/n_{1,a} = \rho_1/\rho_{1,a} = \exp\left(-\frac{a}{a+z} \frac{z}{kT/m_1g_a}\right), \quad (12.3)$$

где  $a$  — радиус Земли на уровне  $z = 0$ . Однако уравнение (12.3) не представляет собой общей формы для выражения изменения  $p_1$ ,  $\rho_1$  или  $n_1$  с высотой. В действительности гидростатическое равновесие в изотермической атмосфере приводит к распределению, при котором в пределе достигается постоянное значение параметров. На больших расстояниях необходимо рассматривать закон распределения молекул на вращающейся планете. Если учитывать эффект вращения, то уравнение (12.1) должно быть заменено на следующее:

$$\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} = -\frac{m_1g}{kT} + \frac{m_1\omega_e^2(a+z)\sin^2\theta_e}{kT}, \quad (12.4)$$

где  $\omega_e$  — угловая скорость Земли ( $7,292\,116 \cdot 10^{-5}$  рад/сек) и  $\theta_e$  — угол, составляемый вектором угловой скорости с вертикалью.

В изотермической атмосфере уравнение (12.4) дает соотношение

$$n_1/n_{1,a} = \exp\left\{-\frac{a}{a+z} \frac{z}{kT/m_1g_a} \times \left[1 - \frac{\omega_e^2 \sin^2\theta_e}{2g_a a} r(r+a)\right]\right\}, \quad (12.5)$$

где  $r = a + z$ .

Распределение плотности, согласно (12.5), будет постоянным, если оно не нарушается утечкой (диссипацией). Другими словами, если установилось распределение, при котором скорости частиц имеют максвелловское распределение ( $z = 0$ ), то нужно считать, что уравнение (12.5) дает вертикальное распределение атомов, не подверженных утечке. Для таких атомов атмосфера простирается до той точки, в которой центробежная сила уравновешивается притяжением планеты, т. е. до точки минимальной плотности. В экваториальной плоскости ее положение определяется равенством

$$\frac{\omega_e^2 a}{g_a} = \frac{a^3}{r^3}, \quad (12.6)$$

где  $a$  — радиус Земли. При  $\omega_e^2 a / g_a = 1/228,7$  минимум плотности достигается на расстоянии 6,6 радиуса Земли, т. е. на высоте около 35 700 км.

В случае диссипации частиц задача должна быть поставлена по-другому, и гидростатическое распределение не может быть применено. Необходимо рассмотреть распределение атомов по траекториям, которые описываются ими под действием земного притяжения, т. е. рассмотреть такие орбиты, по которым атомы возвращаются в атмосферу, и орбиты, по которым атомы уходят в бесконечность. При температурах, имеющих место в области термпаузы, диссипацию могут испытывать атомы гелия и водорода, но не атомы кислорода и азота. Необходимо заметить, что важнейшим процессом, который может нарушать эту простую картину, является ионизация нейтральной компоненты. При интерпретации вертикального распределения должно учитываться влияние земного магнитного поля и могут также играть роль процессы перезарядки.

### 3. Теоретическое рассмотрение проблемы диссипации

Процесс, в результате которого атомы диссипируют из земной атмосферы, может быть описан следующим образом <sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> См. ссылки в работах: M. Nicolet, *Ann. géophys.*, **13**, 1 (1957). Bates, McDowell, *J. Atm. Terr. Phys.*, **16**, 393 (1959).

Диссипация может начаться на высотах, где атом, движущийся вверх, имеет определенную вероятность не испытать соударения и при этом имеет скорость, превышающую критическое значение  $v_c$ : он должен иметь энергию, превышающую

$$\frac{1}{2} m v_c^2 = mV > m g_a \frac{a^2}{r_c}, \quad (12.7)$$

где  $V$  — гравитационный потенциал на расстоянии  $r_c$  (критический уровень убегания) от центра Земли и  $g_a$  — ускорение силы тяжести на некотором расстоянии от центра Земли.

Число атомов на единицу объема, имеющих скорости между  $v$  и  $v + dv$  внутри телесного угла  $d\omega$ , стягиваемого элементом поверхности  $ds$ , дается на основании кинетической теории газов следующим выражением:

$$n_c \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} v^2 dv d\omega. \quad (12.8)$$

Следовательно, число молекул, пересекающих единичную площадь на полусфере за единицу времени со скоростями, лежащими между  $v$  и  $v + dv$ , равно

$$n_c \pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} v^3 dv, \quad (12.9)$$

а со скоростями, превышающими  $v_c$ ,

$$n_c \left( \frac{kT_c}{2\pi m} \right)^{1/2} x_c^2 e^{-x_c^2} \left( 1 + \frac{1}{x_c^2} \right), \quad (12.10)$$

где

$$x_c^2 = \frac{m v_c^2}{2kT_c} = \frac{m g_a a^2}{kT_c r_c} = \frac{m g_c}{kT_c} r_c. \quad (12.11)$$

Так как атмосфера в области экзосферы является изотермичной, то

$$H_a = kT_c / m g_a, \quad (12.12a)$$

$$H_c = kT_c / m g_c \quad (12.12б)$$

и

$$H_c = r_c / x_c^2. \quad (12.12в)$$

Следовательно, используя (12.11) и (12.12), мы можем выразить число атомов, диссипирующих за единицу времени с единицы площади на критическом уровне,

$$F_c = n_c (g_c / 2\pi)^{1/2} r_c H_c^{-1/2} (1 + H_c / r_c) e^{-r_c / H_c}. \quad (12.13)$$

Точный выбор критического уровня не является необходимым. Если мы вместо критического уровня  $F_c$  выберем два произвольно взятых уровня  $r_1$  и  $r_2$ , определяющих соответственно  $F_1$  и  $F_2$ , то из (12.13) следует, что

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{r_2 [1 + H_1 / r_1]}{r_1 [1 + (r_2 / r_1) H_1 / r_1]}. \quad (12.14)$$

Поскольку величина  $H_1$  (высота однородной атмосферы для компоненты 1) мала по сравнению с расстоянием от центра Земли до критического уровня, вторыми членами в скобках можно пренебречь и

$$F_1 / F_2 = r_2 / r_1. \quad (12.15)$$

Из последнего выражения видно, что разница в определении критического уровня  $\pm 200$  км ведет к разнице потоков  $\pm 3\%$ . Следовательно, точное знание уровня начала экзосферы не существенно для проблемы убежания. Поэтому критическому уровню может соответствовать обычное определение, даваемое (9.14), т. е.

$$nH\pi\sigma^2 = 1/\sqrt{2}, \quad (12.16)$$

где  $H$  — локальное значение высоты однородной атмосферы — отождествляется со значением средней длины свободного пробега. Фактически такой уровень соответствует высоте, на которой молекулы, имеющие достаточно высокую скорость, могут с вероятностью 0,5 уйти по горизонтали бесконечно далеко. Для вычислений, связанных с изотермической атмосферой, точное определение экзосферы, связанное с вероятностью убежания, близкой к единице, не требуется. Тем не менее нужно заметить, что (12.16) соответствует *обычному* определению начала экзосферы.

Считая, что убежание происходит достаточно медленно, можно использовать закон распределения по высоте,

даваемый выражением (12.3), и соотношение (12.13) принимает вид

$$F_c = n_a \left( \frac{g_a}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{a}{1+z/a} \cdot \frac{[1 + H_a(1+z/a)]/a}{H_a^{1/2} e^{a/H_a}}. \quad (12.17)$$

Это выражение дает скорость диссипации на критическом уровне ( $a + z_c$ ). Коэффициент скорости в (12.17) зависит от величины  $H_a$ . Если выбирать значения  $H_a$  между 100 и 1600 км для  $a = 6700$  км и  $z/a = 0,055 \pm \pm 0,030$ , то величина коэффициента эффузии будет меняться приблизительно от  $10^{-23}$  см/сек до  $10^3$  см/сек. В табл. 30 приведены величины коэффициентов эффузии

Таблица 30

Коэффициенты эффузии (см/сек)

$H_a$ , км	$y_E$ , см/сек	Атомы		
		$T = 1700^\circ \text{K}$	$T = 850^\circ \text{K}$	$T = 3400^\circ \text{K}$
100	$1,3 \cdot 10^{-23}$	O I	—	—
200	$3,1 \cdot 10^{-9}$	O <sup>+</sup>	He I	O I
400	$6,7 \cdot 10^{-2}$	He I	He <sup>+</sup>	O <sup>+</sup>
800	$5,0 \cdot 10^2$	He <sup>+</sup>	He I	He I
1600	$1,1 \cdot 10^3$	H I	H <sup>+</sup>	—

для различных значений высоты однородной атмосферы, которые могут быть отождествлены с различными составляющими. Например, если для атомарного кислорода  $H_a = 100$  км, то для гелия  $H_a = 400$  км, а для атомарного водорода  $H_a = 1600$  км. Ясно, что коэффициент эффузии очень чувствителен к температуре. Формула (12.17) показывает также, что ошибка, которая может происходить из-за неточного значения  $z/a$ , будет порядка всего нескольких процентов. Если высота критического уровня известна с точностью  $\pm 200$  км, то ошибка составляет лишь  $\pm 2\%$ .

Поскольку полное число атомов выше уровня равно  $n_a H_a$ , закон уменьшения концентрации атомов  $n_a$

у основания изотермического слоя, т. е. в термопаузе, получается из (12.17):

$$\frac{dn_a}{n_a} = - \left( \frac{g_a}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{a}{1+z/a} \frac{[1+H_a(1+z/a)]/a}{H_a^{3/2} e^{a/H_a}} dt \quad (12.18)$$

или

$$\frac{dn_a}{n_a} = - (v_E/H_a) dt, \quad (12.18a)$$

где величина  $v_E/H_a$  представляет собой вероятность эффузии на один атом. Следовательно, если фиксировать уровень термопаузы, то из выражения (12.18) можно получить время  $\tau_E$ , которое потребуется для уменьшения концентрации  $n_a$  на 50% из-за убегания с критического уровня при непрерывном пополнении ее путем диффузии в изотермическом слое:

$$\tau_E = 0,7 H_a / v_E. \quad (12.19)$$

В табл. 31 приведены значения времени, вычисленные по соотношению (12.19). Они варьируют от 3 час до  $10^{22}$  лет для величин  $H$  между 1600 и 100 км. Из

Таблица 31

Вероятности убегания атомов и время жизни их в термопаузе

$H, \text{ км}$	Вероятность убегания, $\text{сек}^{-1}$	Время жизни атома (время уменьшения концентрации на 50%)
100	$1,3 \cdot 10^{-30}$	$2 \cdot 10^{22}$ лет
200	$1,6 \cdot 10^{-16}$	$1 \cdot 10^8$ »
400	$1,7 \cdot 10^{-9}$	13 »
800	$6,2 \cdot 10^{-6}$	1 сутки
1600	$7,1 \cdot 10^{-5}$	3 часа

таблицы ясно, что для атомарного кислорода, для которого  $H_a < 150$  км, убегание невозможно. Однако если величина  $H_a$  достигает 200 км, т. е. если рассматривается гелий с температурой порядка  $850^\circ \text{K}$ , то убегание возможно, поскольку время уменьшения первоначаль-

ной концентрации наполовину составляет только  $10^8$  лет. Когда значение высоты однородной атмосферы достигает величины  $H_a \geq 800$  км, время жизни становится весьма коротким, и ясно, что концентрация таких компонент зависит от процессов переноса, под которыми следует понимать прежде всего процессы вертикальной диффузии. Если принять для гелия значение  $H_a = 400$  км и для атомарного водорода  $H_a = 1600$  км, то очевидно, что потеря вследствие диссипации за очень короткое время заметно скажется на концентрации в термосфере водорода, но не гелия. Однако в зависимости от солнечной активности время жизни гелия на уровне термопаузы меняется, или, другими словами, скорость его диссипации весьма чувствительна к температуре на уровне термопаузы. Изменение значения высоты однородной атмосферы от 400 до 500 км уменьшает время жизни гелия приблизительно в 20 раз, т. е. от 13 лет до 0,65 года.

Табл. 32 иллюстрирует изменение различных коэффициентов с температурой. Например, увеличение температуры от 1800 до 2100°К увеличивает диссипацию

Таблица 32

Параметры диссипации гелия

$H$ , км	$T$ , °К	Коэффициент эффузии, см/сек	Вероятность убегания, сек <sup>-1</sup>	Время жизни, годы
400	1700	$6,7 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$	13
420	1790	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-9}$	6,5
440	1875	$2,9 \cdot 10^{-1}$	$6,7 \cdot 10^{-9}$	3,3
460	1960	$5,6 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	1,8
480	2050	1,0	$2,1 \cdot 10^{-8}$	1,1
500	2130	1,7	$3,4 \cdot 10^{-8}$	0,65

примерно в 10 раз. При концентрации гелия в термопаузе  $10^6$  атом/см<sup>3</sup> утечка из экзосферы составляет около  $10^6$  атом/см<sup>2</sup>·сек, если температура термопаузы достигает 2000°К. Такая диссипация соответствует времени жизни около 1 года, и пополнение потери гелия



в изотермическом слое должно происходить в результате вертикального переноса вследствие диффузии быстрее, чем за один год.

#### 4. Диффузия

##### 4.1. Уравнение диффузии

Диффузия играет в термосфере ведущую роль, конкурируя с перемешиванием и фотохимическим равновесием<sup>1)</sup> выше 100 км. Наблюдения показывают<sup>2)</sup>, что диффузионное разделение аргона и молекулярного азота начинается вблизи 110 км и что молекулярный кислород не находится в фотохимическом равновесии<sup>3)</sup>.

Общее выражение<sup>4)</sup> для скорости диффузионного переноса для нейтрального газа может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{C}_1 - \bar{C}_2 = & -\frac{3V\sqrt{\pi/2}}{8\pi\sigma_{12}^2} \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^{1/2} \frac{(gH_1)^{1/2}}{n_2} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H_1} \left[ 1 + \beta_1 \left( 1 + \alpha_T \frac{n_2}{n_1 + n_2} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{2H_1}{a+z} \left( 1 + \alpha_T \frac{n_2}{n_1 + n_2} \right) \right] \right\}, \quad (12.20) \end{aligned}$$

где  $\bar{C}_1$  и  $\bar{C}_2$  — средние относительные скорости двух составляющих с массами  $m_1$  и  $m_2$ , концентрациями  $n_1$  и  $n_2$ , высотами однородной атмосферы  $H_1$  и  $H_2$  и ее градиентами  $\beta_1$  и  $\beta_2$ ;  $\alpha_T$  — фактор термической диффузии, который почти постоянен, и  $a$  — радиус сферы на уровне  $z = 0$ .

<sup>1)</sup> Nicolet, Mange, J. Geophys. Res., 59, 15 (1954); M. Nicolet, J. Atm. Terr. Phys., 5, 132 (1954); P. Mange, Ann. géophys., 11, 153 (1955).

<sup>2)</sup> Meadows, Townsend, Ann. géophys., 14, 80 (1958).

<sup>3)</sup> H. Friedman, The Physics of Upper Atmosphere, ed. J. A. Ratcliffe, Academic Press, N. Y., 1960, Chap. IV, p. 209. (Русский перевод: Физика верхней атмосферы, под ред. Ратклиффа, М., Физматгиз, 1962.)

<sup>4)</sup> Chapman, Cowling, The Matematic Theory of Non-Uniform Gases, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, 1952. (Русский перевод: Чепмен и Каулинг, Математическая теория неоднородных газов, М., ИЛ, 1962.)

Соотношение (12.20) предполагает, что молекулы — жесткие упругие сферы с сечением  $\pi\sigma_{12}^2$ , где  $\sigma_{12}$ , диаметр соударения

$$\sigma_{12} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2), \quad (12.21)$$

выражается через диаметры молекул двух составляющих — молекул с массами  $m_1$  и  $m_2$ . Коэффициент диффузии  $D$ , входящий в соотношение (12.20), дается выражением

$$D = \frac{3\pi}{32(n_1 + n_2)\pi\sigma_{12}^2} \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^{1/2} \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2}. \quad (12.22a)$$

В этом выражении

$$\bar{V}_1 = \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^{1/2} \left(\frac{8kT}{\pi m_1}\right)^{1/2} \quad (12.23a)$$

— средняя относительная скорость для двух составляющих с массами  $m_1$  и  $m_2$ , и

$$V_1 = \left(\frac{8kT}{\pi m_1}\right)^{1/2} \quad (12.23b)$$

— среднее значение скорости молекул газа с массой  $m_1$  и температурой  $T$ .

Выражение для коэффициента диффузии  $D$  (12.22a) может быть также записано в следующей форме:

$$D = \frac{3V\sqrt{\pi/2}}{8\pi\sigma_{12}^2} \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^{1/2} \frac{(gH_1)^{1/2}}{n_2} \cdot \frac{n_2}{n_1 + n_2} = D_1 \frac{n_2}{n_1 + n_2}. \quad (12.22b)$$

Из (12.20) и (12.23) видно, что общий множитель в скобках в (12.20) представляет собой коэффициент диффузии (12.23), причем  $n_2 \approx n_1 + n_2$ . Следовательно, величину  $D_1$  можно использовать как эффективный коэффициент диффузии для атмосферных процессов.

В изотермической атмосфере

$$\beta_1 = H_1(2/a + z), \quad (12.24)$$

откуда, используя (12.23) и (12.20), получаем

$$\bar{C}_1 - \bar{C}_2 = -D_1 \left[ \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H_1} \right]. \quad (12.25)$$

## 4.2. Диффузионное равновесие

В случае диффузионного равновесия (12.20) и (12.25) приводят к соотношению

$$\frac{dn_1}{n_1} = -\frac{dz}{H_1} \left[ 1 + \beta_1 \left( 1 + \alpha_T \frac{n_2}{n_1 + n_2} \right) - \frac{2H_1}{a+z} \times \right. \\ \left. \times \left( 1 + \alpha_T \frac{n_2}{n_1 + n_2} \right) \right], \quad (12.26)$$

если существует градиент температуры. В случае изотермической атмосферы

$$\frac{dn_1}{n_1} = -\frac{dz}{H_1}. \quad (12.27)$$

Фактор термической диффузии  $\alpha_T$  изменяет классическое выражение для распределения концентрации по высоте

$$\frac{dn_1}{n_1} = -(1 + \beta) \frac{dz}{H_1}, \quad (12.28)$$

которое является естественным обобщением (12.27) на случай, когда имеется градиент высоты однородной атмосферы.

Далее, если  $n_1$  — малая составляющая атмосферы, так что  $n_1 + n_2 \approx n_2$ , выражение (12.26) приобретает простую форму

$$\frac{dn_1}{n_1} = -\frac{dz}{H_1} \left[ 1 + \beta_1 (1 + \alpha_T) - \frac{2H_1}{a+z} (1 + \alpha_T) \right]. \quad (12.29)$$

Если высота однородной атмосферы  $H_1$  для малой составляющей меньше 300 км, то третий член в скобках будет в термосфере меньше  $10^{-2}$  и им можно пренебречь по сравнению с двумя другими. Тогда (12.29) для некоторых встречающихся на практике случаев (например, в случае распределения гелия в области, где градиент высоты однородной атмосферы  $\beta_1$  велик) может быть записано в виде

$$\frac{dn_1}{n_1} = -\frac{dz}{H_1} [1 + \beta_1 (1 + \alpha_T)]. \quad (12.30)$$

## 4.3. Скорость диффузии малой составляющей

При изучении диффузии малой составляющей с массой  $m_1$  в атмосфере, где основная составляющая имеет массу  $m_2$ , можно принять, что

$$\text{а) } n_2 \approx n_1 + n_2,$$

б)  $\bar{c}_2 = 0$  (основная составляющая атмосферы неподвижна).

Обозначая для удобства  $\bar{c}_1$  через  $\omega_1$ , получаем из (12.20)

$$\omega_1 = -\frac{3V\sqrt{\pi/2}}{8\pi z_{12}^2} \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^{1/2} \frac{(gH_1)^{1/2}}{n_2} \times \\ \times \left[ \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H_1} (1 + \beta_1 + \alpha_T \beta_1) \right]. \quad (12.31)$$

Если подставить  $H_2$  вместо  $H_1$ , то (12.31) запишется так:

$$\omega_1 = -D_1 \left[ \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \left( \frac{m_1}{m_2} + \beta_2 + \beta_2 \alpha_T \right) \frac{1}{H_2} \right]. \quad (12.32)$$

Поскольку выражение

$$\frac{1}{n_2} \frac{\partial n_2}{\partial z} = -\frac{1 + \beta_2}{H_2} + \frac{1}{\frac{1}{2}(a+z)} \quad (12.33)$$

определяет вертикальное распределение основной компоненты с массой  $m_2$  и поскольку вторым членом для другой составляющей можно в целях иллюстрации пренебречь, возможно написать

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} = -\left( \frac{1 + \beta_2}{H_2} \right) X. \quad (12.34)$$

В этом выражении  $X$  — фактор вертикального распределения. Если  $X = 1$ , то составляющая с массой  $m_1$  полностью перемешана с основной составляющей.

С учетом (12.34) диффузионная скорость, согласно (12.32), теперь запишется так:

$$\omega_1 = \frac{D_1}{H_2} \left[ X(1 + \beta_2) - \frac{m_1}{m_2} - \beta_2(1 + \alpha_T) \right]. \quad (12.35)$$

Вертикальная скорость возрастает с высотой почти экспоненциально, так как

$$D_1/H_2 \sim 1/n_2 H_2^{1/2}, \quad (12.36)$$

и направлена снизу вверх, если

$$X > X_D = \frac{m_1/m_2 + \beta_2(1 + \alpha_T)}{1 + \beta_2} \quad (12.37)$$

или

$$\frac{m_1}{m_2} < X - \beta_2(1 + \alpha_T - X). \quad (12.38)$$

Вертикальная скорость направлена сверху вниз, если

$$\frac{m_1}{m_2} > X - \beta_2(1 + \alpha_T - X). \quad (12.39)$$

При наличии перемешивания ( $X = 1$ ) скорость компоненты с массой  $m_1$  определенно направлена снизу вверх, когда  $m_1 < m_2$  ( $\alpha_T = 0$ ).

В фоторавновесном распределении, когда значение величины  $X$  может лежать между 2 и 3, влияние диффузии приводит к тому, что появляется перенос вверх, даже если переносимые молекулы тяжелее молекул окружающей среды ( $O_2$  в  $N_2$  или даже в  $O$ ). На перенос молекул вверх сильно влияют градиенты концентраций.

Резюмируя, можно сказать, что направление диффузионного переноса всегда зависит от относительных масс атмосферных составляющих и от градиентов их концентраций.

#### 4.4. Диффузия, зависящая от времени

Уравнение неразрывности диффузии для вертикального движения может быть записано в виде

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (n_1 w_1), \quad (12.40)$$

где справа написан член, являющийся аналогом дивергенции для одномерного случая. Однако в аэрономиче-

ских проблемах это уравнение необходимо рассматривать в более общем виде:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{dn_1}{dt} - \frac{\partial}{\partial z} (n_1 \omega_1), \quad (12.41)$$

в котором

$$\frac{dn_1}{dt} = P_1 - L_1. \quad (12.42)$$

Здесь  $P_1$  — функция источника, а  $L_1$  и  $n_1 J_1$  описывают процессы, приводящие к исчезновению компоненты, например фотодиссоциацию с коэффициентом скорости реакции  $J_1$ .

Решение уравнения (12.40) в изотермической атмосфере получено для нескольких граничных условий<sup>1)</sup>. Однако общий вид уравнения (12.41) в случае переменной высоты однородной атмосферы ведет к более детальным заключениям<sup>2)</sup>.

Во-первых, если компонента диффундирует в условиях фоторавновесия или перемешивания ( $X \geq 1$ ), причем полное содержание ее не меняется (эффект источника пренебрежимо мал), уравнение диффузии имеет решение, которое записывается в следующем виде:

$$n_1(t)/n_1(t=0) = \sum_{s=0}^{\infty} f(s, r). \quad (12.43)$$

В этом выражении

$$r = y^2/4\delta^2 t, \quad (12.44)$$

причем величина  $\delta$  постоянна и дается выражением

$$\delta = \frac{(2-\beta) D_{10}^{1/2}}{4H_{20}}, \quad (12.45)$$

где  $\beta = \text{const}$ , а  $D_{10}$  и  $H_{20}$  соответствуют значениям  $D_1$  и  $H_2$  на уровне  $z = 0$ .

Изменение высоты дается выражением

$$y = (H/H_0)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{\beta} \right). \quad (12.46)$$

<sup>1)</sup> P. S. Epstein, Beitr. Geophys., 35, 153 (1932).

<sup>2)</sup> P. Mange, J. Geophys. Res., 62, 279 (1957); Ann. géophys., 17 (1961).

Можно показать<sup>1)</sup>, что время диффузии  $\tau_D$ , которое получается из выражений (12.32) или (12.35), дается соотношением

$$\tau_D = AH^2/D_e, \quad (12.47)$$

где  $A$  — постоянная, определяемая посредством (12.43) — (12.46). Постоянная  $A$  может быть вычислена на любом

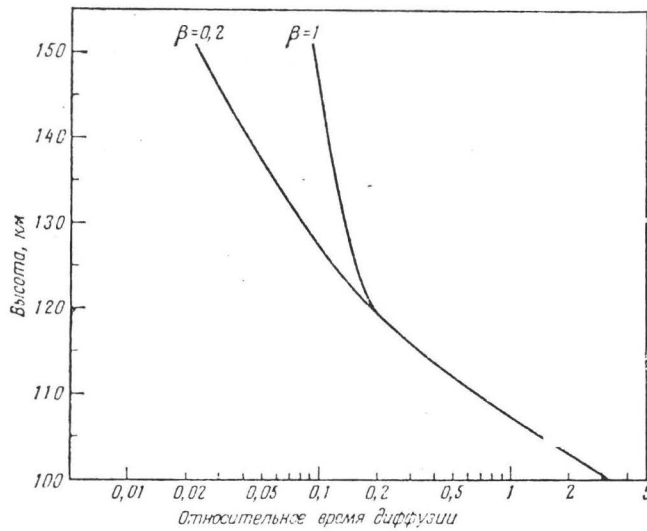


Рис. 45. Относительное время диффузии в атмосфере с параметрами согласно табл. 9а и б.

уровне для определенного значения отношения  $n_1(t)/n_1(t=0)$ . Если мы воспользуемся моделью атмосферы согласно табл. 9б, то можем получить относительное время диффузии. Результаты приведены на рис. 45. На высотах 100—120 км принималось  $\beta = 0,2$ ; выше 120 км были взяты два значения:  $\beta = 0,2$  и  $\beta = 1,0$ .

Градиент высоты однородной атмосферы влияет значительно<sup>2)</sup>, и время диффузии между 100 и 120 км уменьшается вдвое для интервала около 5 км. Поскольку можно предположить, что диффузия должна существо-

<sup>1)</sup> P. M a n g e, J. Geophys. Res., 62, 279 (1957).

<sup>2)</sup> P. M a n g e, Ann. géophys., 17 (1961).

вать, пока ее постоянная времени не станет порядка одних суток<sup>1)</sup>, область атмосферы между 120 и 150 км должна находиться в диффузионном равновесии; а поскольку выше 120 км градиент высоты однородной атмосферы быстро возрастает, этот уровень может быть принят за начальный при рассмотрении диффузии молекулярного и атомарного кислорода в рабочих моделях атмосферы. На распределение молекулярного азота диффузия практически не влияет, и его распределение должно быть почти одинаковым как в случае перемешивания, так и при диффузионном равновесии. Исключительное влияние диффузии на вертикальное распределение O<sub>2</sub> в условиях фотодиссоциативного равновесия подтверждается наблюдениями. Что касается инертных газов (He, Ar), точный уровень не установлен, однако если мы примем величину (110 ± 5) км, то это не будет противоречить наблюдениям.

#### 4.5. Влияние потоков на вертикальное распределение

Если водород и гелий могут ускользать из земного гравитационного поля, они должны также непрерывно поставляться в земную атмосферу. Водород вводится в области мезосферы при диссоциации CH<sub>4</sub> и H<sub>2</sub>O (см. разд. 4 и 6 гл. VII). Гелий-4 образуется при радиоактивном распаде урана и тория (см. разд. 3 гл. II). Следовательно, необходимо рассчитать распределение этих составляющих по вертикали, когда учитываются источники<sup>2)</sup>.

На некотором уровне  $z$  в атмосфере становится справедливым соотношение

$$n_1 \bar{c}_1 = S = S_a \left( \frac{a}{a+z} \right)^2. \quad (12.48)$$

Здесь  $S_a$  обозначает поток, обязанный источнику на расстоянии  $a$  от центра Земли.

<sup>1)</sup> M. Nicolet, *Physics of the Upper Atmosphere*, ed. J. A. Ratcliffe, N. Y., 1960, pp. 17—71. (Русский перевод: *Физика верхней атмосферы*, под ред. Ратклиффа, М., Физматгиз, 1962.)

<sup>2)</sup> P. M a n g e, *Ann. géophys.*, 17 (1961).



Подставляя в (12.48) выражение для скорости диффузионного переноса (12.20), получаем следующее соотношение:

$$\frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{n_1}{H_1} \left[ 1 + \beta_1 (1 + \alpha_T) - \frac{2H_1}{a+z} (1 + \alpha_T) \right] + \frac{S_a}{D_1} \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 = 0, \quad (12.49)$$

или

$$\frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{n_1}{H_1} \left[ 1 + \beta_1 (1 + \alpha_T) - \frac{2H_1}{a+z} (1 + \alpha_T) \right] + \frac{S_a}{D_a} \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 \left( \frac{g_2 H_2}{g_a H_{2a}} \right)^{1/2} \frac{n_{2,a}}{n_2} = 0, \quad (12.50)$$

где  $n_1$  — концентрация малой компоненты, диффундирующей через атмосферу основной компоненты с концентрацией  $n_2$ . Интегрирование выражения (12.50) приводит к формуле следующего вида:

$$\frac{n_1}{n_{1,a}} = \left( \frac{H_1}{H_{1a}} \right)^{-\frac{1+\beta_1(1+\alpha_T)}{\beta_1}} \left[ 1 + \frac{S_a H_{1a} \beta_1}{D_a n_{1a}} f(X_S, Y_S) \right]; \quad (12.51)$$

где второй член выражения в скобках учитывает поправку на эффект источника. Величины  $X_S$  и  $Y_S$  суть

$$X_S = \frac{H_{1a}}{a} \quad (12.52)$$

(для упрощения интегрирования этой величиной пренебрегают по сравнению с 1),

$$Y_S = \frac{m_2}{m_1} - \left[ 1 + \alpha_T \beta_1 + \frac{\beta_1}{2} \right]. \quad (12.53)$$

Максимально возможный поток за счет диффузии получается из выражения (12.51). В первом приближении он может быть записан так:

$$S_{\max} = n_{1a} \frac{D_a}{H_{1a}} Y_S \quad (12.54)$$

и при изотермичной атмосфере с учетом (12.53)

$$S_{\max} = n_{1a} D_a \left( \frac{1}{H_{2a}} - \frac{1}{H_{1a}} \right). \quad (12.55)$$

Для области 100—120 км, если взять приближенно градиент высоты однородной атмосферы равным

$$\beta = 0,2 \text{ и } \alpha_T = -0,4, \quad (12.56)$$

значение  $S_{\max}$  для водорода <sup>1)</sup> будет

$$S_{\max}(\text{водород}) = 9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}. \quad (12.57)$$

Те же параметры для гелия <sup>2)</sup> дают при

$$\beta = 0,2; \quad \alpha_T = -0,43, \quad (12.58)$$

$$S_{\max}(\text{гелий}) = 9 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}. \quad (12.59)$$

Можно показать, что диффузия может легко поддерживать поток атомов гелия  $10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ , который соответствует интенсивности источника  $n$  (He) в атмосфере, и что вертикальное распределение гелия в термосфере определяется его нормальным диффузионным распределением. В табл. 33 приведены начальные значения

Таблица 33

## Диффузия гелия

Высота, км	$n$ (He) перемещ., см <sup>-3</sup>	Относительное время диффузии
100	$7,4 \cdot 10^7$	18
105	$3,0 \cdot 10^7$	8
110	$1,4 \cdot 10^7$	4
115	$7,4 \cdot 10^6$	2
120	$3,9 \cdot 10^6$	1

концентраций атомов гелия, вычисленные с учетом значений параметров атмосферы, данных в табл. 9б. Диффузия начинается между 100 и 120 км, и вертикальное распределение гелия в условиях диффузионного равновесия должно представлять фактическое распределение. Из табл. 33 ясно, что на высотах, разнящихся на 5 км, концентрации и время диффузии различаются

<sup>1)</sup> P. Mange, Ann. géophys., 17 (1961).

<sup>2)</sup> G. Koskařts, в печати.

Таблица 34

Концентрация ( $\text{см}^{-3}$ ) и плотность ( $\text{г}/\text{см}^3$ ) гелия для различных температур

Температура, $^{\circ}\text{К}$	Высота, км							
	500	750	1000	1250	1500	2000	2500	3000
2133	$2,3 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^6$	$9,3 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^5$	$2,1 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	$6,9 \cdot 10^4$
	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$9,4 \cdot 10^{-18}$	$6,2 \cdot 10^{-18}$	$4,1 \cdot 10^{-18}$	$2,8 \cdot 10^{-18}$	$1,4 \cdot 10^{-18}$	$7,8 \cdot 10^{-19}$	$4,6 \cdot 10^{-19}$
1837	$2,2 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^5$	$5,3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$7,3 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^4$
	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$8,8 \cdot 10^{-18}$	$5,3 \cdot 10^{-18}$	$3,4 \cdot 10^{-18}$	$2,2 \cdot 10^{-18}$	$9,9 \cdot 10^{-19}$	$4,9 \cdot 10^{-19}$	$2,6 \cdot 10^{-19}$
1711	$2,2 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$7,3 \cdot 10^5$	$4,4 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$
	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$8,3 \cdot 10^{-18}$	$4,8 \cdot 10^{-18}$	$2,9 \cdot 10^{-18}$	$1,9 \cdot 10^{-18}$	$7,9 \cdot 10^{-19}$	$3,7 \cdot 10^{-19}$	$1,9 \cdot 10^{-19}$
1598	$2,2 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$6,7 \cdot 10^5$	$3,9 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	$9,6 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$
	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$7,9 \cdot 10^{-18}$	$4,5 \cdot 10^{-18}$	$2,6 \cdot 10^{-18}$	$1,6 \cdot 10^{-18}$	$6,4 \cdot 10^{-19}$	$2,9 \cdot 10^{-19}$	$1,4 \cdot 10^{-19}$
1412	$2,1 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$	$5,5 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^5$	$6,1 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$
	$1,4 \cdot 10^{-17}$	$7,0 \cdot 10^{-18}$	$3,7 \cdot 10^{-18}$	$2,0 \cdot 10^{-18}$	$1,1 \cdot 10^{-18}$	$4,1 \cdot 10^{-19}$	$1,6 \cdot 10^{-19}$	$7,2 \cdot 10^{-20}$

1273	$2,0 \cdot 10^6$ $1,3 \cdot 10^{-17}$	$9,3 \cdot 10^5$ $6,2 \cdot 10^{-18}$	$4,6 \cdot 10^5$ $3,0 \cdot 10^{-18}$	$2,3 \cdot 10^5$ $1,6 \cdot 10^{-18}$	$1,2 \cdot 10^5$ $8,2 \cdot 10^{-19}$	$4,0 \cdot 10^4$ $2,6 \cdot 10^{-19}$	$1,4 \cdot 10^4$ $9,6 \cdot 10^{-20}$	$5,8 \cdot 10^3$ $3,9 \cdot 10^{-20}$
1155	$1,9 \cdot 10^6$ $1,3 \cdot 10^{-17}$	$8,2 \cdot 10^5$ $5,4 \cdot 10^{-18}$	$3,7 \cdot 10^5$ $2,5 \cdot 10^{-18}$	$1,8 \cdot 10^5$ $1,2 \cdot 10^{-18}$	$8,9 \cdot 10^4$ $5,9 \cdot 10^{-19}$	$2,5 \cdot 10^4$ $1,7 \cdot 10^{-19}$	$8,2 \cdot 10^4$ $5,5 \cdot 10^{-20}$	$3,0 \cdot 10^4$ $2,0 \cdot 10^{-20}$
1059	$1,8 \cdot 10^6$ $1,2 \cdot 10^{-17}$	$7,0 \cdot 10^5$ $4,7 \cdot 10^{-18}$	$3,0 \cdot 10^5$ $2,0 \cdot 10^{-18}$	$1,3 \cdot 10^5$ $8,8 \cdot 10^{-19}$	$6,3 \cdot 10^4$ $4,2 \cdot 10^{-19}$	$1,6 \cdot 10^4$ $1,1 \cdot 10^{-19}$	$4,7 \cdot 10^4$ $3,1 \cdot 10^{-20}$	$1,6 \cdot 10^4$ $1,1 \cdot 10^{-20}$
978	$1,7 \cdot 10^6$ $1,1 \cdot 10^{-17}$	$6,1 \cdot 10^5$ $4,0 \cdot 10^{-18}$	$2,4 \cdot 10^5$ $1,6 \cdot 10^{-18}$	$1,0 \cdot 10^5$ $6,7 \cdot 10^{-19}$	$4,4 \cdot 10^4$ $2,9 \cdot 10^{-19}$	$1,0 \cdot 10^4$ $6,7 \cdot 10^{-20}$	$2,7 \cdot 10^3$ $1,8 \cdot 10^{-20}$	$8,3 \cdot 10^2$ $5,5 \cdot 10^{-21}$
903	$1,6 \cdot 10^6$ $1,0 \cdot 10^{-17}$	$5,3 \cdot 10^5$ $3,5 \cdot 10^{-18}$	$1,9 \cdot 10^5$ $1,3 \cdot 10^{-18}$	$7,5 \cdot 10^4$ $5,0 \cdot 10^{-19}$	$3,1 \cdot 10^4$ $2,1 \cdot 10^{-19}$	$6,2 \cdot 10^3$ $4,1 \cdot 10^{-20}$	$1,5 \cdot 10^3$ $9,9 \cdot 10^{-21}$	$4,1 \cdot 10^2$ $2,8 \cdot 10^{-21}$
837	$1,4 \cdot 10^6$ $9,6 \cdot 10^{-18}$	$4,5 \cdot 10^5$ $3,0 \cdot 10^{-18}$	$1,5 \cdot 10^5$ $1,0 \cdot 10^{-18}$	$5,4 \cdot 10^4$ $3,6 \cdot 10^{-19}$	$2,1 \cdot 10^4$ $1,4 \cdot 10^{-19}$	$3,7 \cdot 10^3$ $2,5 \cdot 10^{-20}$	$7,9 \cdot 10^2$ $5,3 \cdot 10^{-21}$	$2,0 \cdot 10^2$ $1,3 \cdot 10^{-21}$
773	$1,3 \cdot 10^6$ $8,8 \cdot 10^{-18}$	$3,7 \cdot 10^5$ $2,5 \cdot 10^{-18}$	$1,1 \cdot 10^5$ $7,5 \cdot 10^{-19}$	$3,8 \cdot 10^4$ $2,5 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^4$ $9,0 \cdot 10^{-20}$	$2,1 \cdot 10^3$ $1,4 \cdot 10^{-20}$	$3,9 \cdot 10^2$ $2,6 \cdot 10^{-21}$	$8,7 \cdot 10^1$ $5,8 \cdot 10^{-22}$

приблизительно в 2 раза. Если для начала диффузии берется некоторый произвольный уровень, то необходимо учитывать значения параметров времени и высоты диффузии. Другими словами, следует подчеркнуть, что диффузия гелия будет меняться, поскольку изменение концентрации на уровне начала диффузии вдвое требует лишь такого же возрастания времени диффузии.

#### 4.6. Концентрация и плотность гелия

Чтобы знать концентрацию гелия в термосфере и мезосфере, необходимо принять какой-либо уровень за уровень начала диффузии и использовать различные модели атмосферы. Были проведены вычисления с использованием данных табл. 9 и 10 при различных значениях градиентов температуры. Результаты вычислений отчетливо показывают, что концентрация гелия на высоте 500 км не может измениться более чем в 2 раза, если диффузия начинается на высоте 105 км. Как было замечено выше, параметры в области, где начинается диффузия, уменьшаются в 2 раза при изменении высоты примерно на 5 км. Относительно вертикального распределения гелия выше 500 км может быть сделано заключение, что оно существенно зависит от значения температуры в изотермической атмосфере.

Следовательно, уравнение (12.3) применимо от 500 до 3000 км. Концентрации и плотности получены для моделей атмосферы со следующими значениями параметров:

$$n(\text{He})_{105 \text{ км}} = 3,0 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}, \quad (12.60)$$

$$\alpha_T = -0,43, \quad (12.61)$$

$$T_{500 \text{ км}} \text{ от } 2133 \text{ до } 733^\circ \text{ К}, \quad (12.62)$$

$$n(\text{He})_{500 \text{ км}} \text{ от } 2,3 \cdot 10^6 \text{ до } 1,3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}. \quad (12.63)$$

Результаты приведены в табл. 34. Поскольку плотности на высоте 1500 км превышают  $10^{-18} \text{ г/см}^3$  для  $T \geq 1400^\circ \text{ К}$ , то ясно, что гелий становится важной составляющей нижней экзосферы. Такие плотности должны требовать значений концентрации атомов водорода, превышающих

$5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Если диффузия начинается выше 105 км, то значения табл. 34 легко исправить, уменьшая их вдвое для каждых 5 км возрастания высоты уровня начала диффузии.

#### 4.7. Диффузионное равновесие ионов

Равновесное распределение малой ионной компоненты не может сравниваться с таковым для соответствующей нейтральной составляющей<sup>1)</sup>. В условиях диффузионного равновесия парциальные давления  $P_i$  и  $P_e$  для  $i$ -й ионной компоненты и для электронов могут быть записаны так:

$$\frac{dP_i}{P_i} = - (m_i g - eE) / kT_i, \quad (12.64)$$

$$\frac{dP_e}{P_e} = - (m_e g + eE) / kT_e. \quad (12.65)$$

Здесь  $T_i$  и  $T_e$  — локальные температуры ионов с массой  $m_i$  и электронов с массой  $m_e$ ;  $e$  — величина заряда электрона,  $E$  — напряженность электрического поля. Если выполнено условие электронейтральности атмосферы, т. е.

$$\sum n_i = n_e, \quad (12.66)$$

то электрическое поле может возникать только за счет разделения зарядов; тогда

$$eE = \frac{1}{2} (m_+ - m_e) g \approx \frac{1}{2} m_+ g, \quad (12.67)$$

где  $m_+$  — среднее значение массы положительных ионов. Если  $T_i = T_e$ , закон распределения  $i$ -й ионной компоненты, определяемый уравнением (12.64) с учетом (12.67), принимает вид

$$\frac{dn_i}{n_i} = - \frac{dz}{H_i} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{m_+}{m_i} \right) = - \frac{dz}{H_{i+}}, \quad (12.68)$$

<sup>1)</sup> Р. М а n g e, J. Geophys. Res., 65, 3833 (1960).

где  $H_i$  — высота однородной атмосферы для нейтральных атомов с массой  $m_i$ . Если имеется только один сорт ионов ( $m_+ = m_i$ ), то соотношение (12.68) принимает вид

$$\frac{dn_i}{n_i} = -\frac{dz}{2H_i}; \quad (12.69)$$

другими словами, высота однородной атмосферы  $H_{i+}$  для ионов оказывается вдвое больше, чем высота однородной атмосферы для нейтральных атомов  $H_i$ . Однако когда имеются несколько сортов ионов, то

$$H_{i+} = H_i \left( \frac{2m_i}{2m_i - m_+} \right). \quad (12.70)$$

Поскольку  $m_+$  может иметь различные значения в зависимости от масс присутствующих ионов (например,  $O^+$ ,  $He^+$  и  $H^+$ ), могут иметь место различные типы распределения ионов по вертикали<sup>1)</sup>. Когда  $H_{i+} < 0$ , концентрация ионов  $i$ -го сорта возрастает с высотой, как это следует из (12.69). На рис. 46 показаны распределения ионов  $He^+$  и  $H^+$ , находящихся в состоянии диффузионного равновесия с ионами  $O^+$ . На рис. 46а изображено распределение ионов по вертикали в изотермической атмосфере при  $T = 1500^\circ K$  с граничными условиями, определенными на высоте 500 км. Ионы гелия и водорода имеют одну и ту же особенность на высоте около 1100 км (их концентрация сравнивается с концентрацией ионов  $O^+$  и начинает превосходить ее), если концентрации ионов  $He^+$  и  $H^+$  на высоте 500 км равны  $10^3 \text{ см}^{-3}$  и  $5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$  соответственно. Аналогичным образом на рис. 46б проиллюстрировано то же явление, когда концентрации ионов  $n(He^+)$  и  $n(H^+)$  одинаковы и равны  $10^3 \text{ см}^{-3}$  на высоте 500 км (при концентрации ионов  $O^+$   $10^5 \text{ см}^{-3}$  на той же высоте). На этом же рисунке показаны распределения по высоте ионов  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $N^+$  и  $O^+$  в том гипотетическом случае, когда в области диффузии присутствует только один-единственный сорт ионов. Что касается электронной концентрации, ее распределение по

<sup>1)</sup> P. Mange, Ann. géophys., 17, 277 (1961); Hanson, Ortenburger, J. Geophys. Res., 66, 1425 (1961).

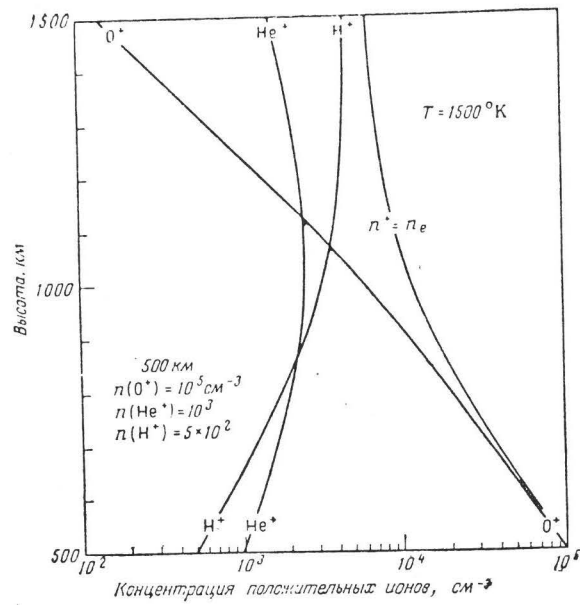


Рис. 46а. Вертикальное распределение ионов в диффузионном равновесии при  $1500^\circ\text{K}$  со следующими граничными условиями на высоте 500 км:  
 $n(\text{O}^+) = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ;  $n(\text{He}^+) = 10^3 \text{ см}^{-3}$  и  
 $n(\text{H}^+) = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ .

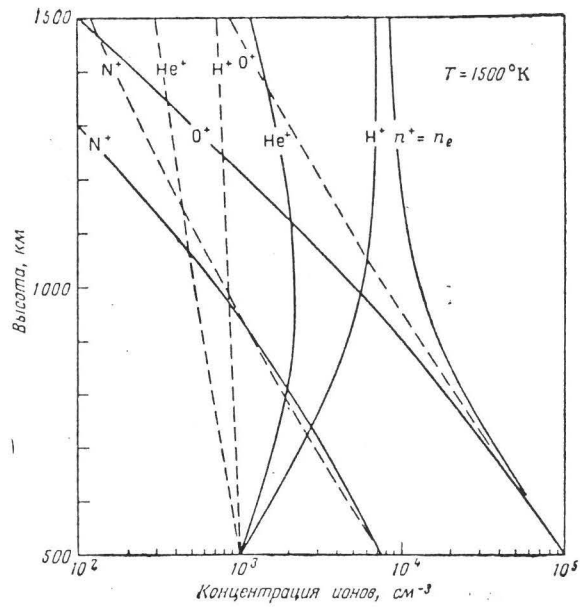


Рис. 46б. Вертикальное распределение ионов при тех же условиях, что и на рис. 46а, за исключением  $n(\text{H}^+) = n(\text{He}^+)$ , на высоте 500 км.



высоте определяется значением высоты однородной атмосферы полной компоненты.

В каждом случае должны быть проведены вычисления, и точное предсказание вертикального распределения оказывается трудным, поскольку сюда входит также

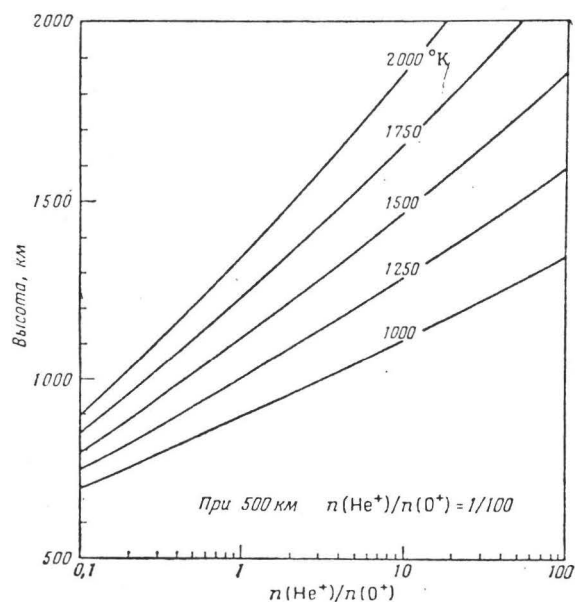


Рис. 46в. Влияние температуры на отношение  $n(\text{He}^+)/n(\text{O}^+)$ .

влияние температуры. Рис. 46в показывает, как увеличение температуры сказывается на увеличении содержания тяжелых ионов. Например, отношение концентраций ионов  $n(\text{He}^+)/n(\text{O}^+) = 10$  достигается на высотах около  $1500 \pm 400$  км, если температура равна  $T = 1500 \pm 500^\circ \text{K}$ .

#### 4.8. Скорость диффузии в ионосфере

Формула (12.32), определяющая вертикальную скорость диффузии, может быть применена к электронно-ионной составляющей. Если ионы диффундируют

в собственном газе, в котором  $\alpha_T = 0$ , то соотношение (12.32) в применении к вертикальной диффузии электронов может быть записано так:

$$\omega_e = -D_e \left[ \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} + \frac{1+2\beta}{2H} \right] \sin^2 I, \quad (12.71)$$

где  $H$  — высота однородной атмосферы нейтральной компоненты, имеющая постоянный градиент, а  $I$  — угол, составляемый осью диполя земного магнитного поля с вертикалью. Полагая в (12.23)  $m_2 = 2m_1$ , коэффициент  $D_e$  можно записать так:

$$D_e = \frac{3}{8} \cdot \frac{\sqrt{3\pi/2}}{\pi^2 \nu_{12}^2} \frac{(gH)^{1/2}}{n}. \quad (12.72)$$

В нашем распоряжении имеются только данные по диффузии ионов  $O^+$  в атомарном кислороде<sup>1)</sup>:

$T$	700	1000	2000° K
$n(O) D_e$	$1,8 \cdot 10^{18}$	$2,3 \cdot 10^{18}$	$3,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$

Следовательно, для получения скорости диффузии электронов  $\omega_e(O^+)$  см/сек соотношение (12.71) записывается так:

$$\omega_e(O^+) = - \frac{(2,5 \pm 0,5) 10^{18}}{n(O)} \left[ \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} + \frac{1+2\beta(O)}{2H(O)} \right] \sin^2 I. \quad (12.73)$$

Распределение плотности электронов по вертикали описывается (11.17):

$$n_e = n_{eM}^* \exp \left\{ \frac{1+\beta}{2} [1 - \zeta(1 - \eta) - \sec \chi e^{-\zeta}] \right\}, \quad (12.74)$$

в котором  $n_{eM}^*$  обозначает максимальное значение электронной плотности для Солнца в зените ( $\sec \chi = 1$ ). Теперь можно определить скорость диффузии. С учетом соотношения (11.6), из которого следует, что

$$\frac{H}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} = \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial \zeta}, \quad (12.75)$$

<sup>1)</sup> A. Dalgarno, J. Atm. Terr. Phys., 12, 219 (1958).

уравнение (12.74) преобразуется так:

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} = -\frac{1+\beta}{2H} (1 - \eta - \sec \chi e^{-z}). \quad (12.76)$$

Следовательно, скорость диффузии  $w_e(O^+)$ , даваемая (12.73), выражается следующим образом:

$$w_e(O^+) = -\frac{2.5 \cdot 10^{18} \sin^2 I}{2n(O)H(O)} [(1+\beta)(1 - \eta - \sec \chi e^{-z}) - (1+2\beta)]. \quad (12.77)$$

Поскольку условие максимума распределения электронной плотности с высотой, согласно (12.74), будет

$$1 - \eta = \sec \chi e^{-z_M}, \quad (12.78)$$

скорость диффузии электронов в максимуме дается соотношением (12.77) с учетом (12.78):

$$w_{eM}(O^+) = -\frac{2.5 \cdot 10^{18} \sin^2 I}{2n_M(O)H_M(O)} (1+2\beta). \quad (12.79)$$

Это последнее соотношение показывает, что скорость диффузии электронов в максимуме всегда направлена вниз.

Сравнивая соотношения (12.77) и (12.79), мы можем записать

$$\frac{w_e(O^+)}{w_{eM}(O^+)} = e^{(z-z_M)} \left[ 1 - \frac{1+\beta}{1+2\beta} \sec \chi (e^{-z_M} - e^{-z}) \right]. \quad (12.80)$$

Скорость диффузии может иметь направление вверх лишь тогда, когда

$$e^{-z_M} - e^{-z} > \frac{1+2\beta}{(1+\beta) \sec \chi}, \quad (12.81)$$

что соответствует особому случаю распределения электронной плотности. Распределение, даваемое соотношением (12.78), исключает возможность реализации условия (12.81), и в этом случае все диффузионные скорости направлены вниз.

При  $\beta = 0$ , т. е. если градиент высоты однородной атмосферы отсутствует и  $\sec \chi = 1$ , т. е. минимален, соотношение (12.80) принимает вид

$$\frac{w_e(O^+)}{w_{eM}(O^+)} = e^{(\zeta - \zeta_M)} [1 + e^{-\zeta} - e^{-\zeta_M}]. \quad (12.82)$$

Оно показывает, как меняются скорости диффузии с высотой, отсчитываемой от максимума некоторого распределения электронной плотности при  $\zeta_M$ . Когда максимум электронной плотности достигается при  $\zeta_M = 0$ , т. е. когда реализуются условия фотоионизационного равновесия при постоянной скорости рекомбинации, соотношение (12.80) переходит в нижеследующее:

$$\frac{w_e(O^+)}{w_{eM}^*(O^+)} = e^\zeta \left[ 1 - \frac{1 + \beta}{1 + 2\beta} \sec \chi (1 - e^{-\zeta}) \right], \quad (12.83)$$

которое показывает, что скорости диффузии зависят от высоты. Однако при  $\beta = 0$  и  $\sec \chi = 1$  соотношение (12.83) дает равенство

$$w_e(O^+) = w_{eM}^*(O^+). \quad (12.84)$$

Это означает, что нонизированный слой перемещается вниз как одно целое, не испытывая деформации. Такой пример соответствует так называемому распределению Чепмена, описываемому выражением

$$n_e = n_{eM} \exp \left[ \frac{1}{2} (1 - \zeta - e^{-\zeta}) \right], \quad (12.85)$$

где  $\zeta = z/H$  и  $z = 0$  при  $n_e = n_{eM}^*$ . Скорость диффузии определяется соотношением (12.79) при  $\beta = 0$

$$w(O^+)_{\text{слой}} = - \frac{2,5 \cdot 10^{18} \sin^2 I}{2n(O)H(O)}, \quad (12.86)$$

причем  $n(O)H(O)$  берется в максимуме электронной плотности. Необходимо заметить, что при таком распределении электронной плотности соотношение (12.76), очевидно, должно быть записано так:

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} = - \frac{1 - e^{-\zeta}}{2H}, \quad (12.87)$$

а для достаточно больших  $\zeta$  закон вертикального распределения принимает вид

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} = -\frac{1}{2H}, \quad (12.88)$$

что в соответствии с (12.71) при  $\omega_e = 0$  и  $\beta = 0$  представляет собой градиент вертикального распределения электронов, если существует диффузионное равновесие

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} = -\frac{1 + 2\beta}{2H}. \quad (12.89)$$

В заключение отметим, что, когда наблюдаемое распределение электронов представлено обычным распределением (12.85), слой как целое равномерно диффундирует вниз с градиентом, соответствующим градиенту диффузии на высоте, значительно превышающей высоту максимума плотности.

Во всей ионосфере, в том числе и выше слоя  $E$ , с диффузией конкурируют рекомбинационные потери электронов, и получение полной картины должно включать в себя все процессы образования электронов и их исчезновения. Сделаны некоторые попытки объяснения особенностей области  $F$  путем введения процессов диффузии<sup>1)</sup>.

## 5. Теплопроводность

### 5.1. Введение

В гомосфере, в частности в тропосфере, основную роль в процессах переноса тепла играет конвекция. В стратосфере и мезосфере важным процессом становятся радиационные потери тепла, связанные со способностью многоатомных молекул излучать в инфракрасной области. Теплопроводностью можно пренебречь, так как

<sup>1)</sup> V. C. A. Ferraro, Terr. Mag., 50, 215 (1945); T. Yonezawa, J. Radio Res. Lab., 2, 281 (1955); Ratcliffe, Scherbing, Setty, Thomas, Phil. Trans., A248, 621 (1956); D. F. Martyn, Austral. J. Phys., 9, 161 (1956); Yonezawa, Takahashi, J. Radio Res. Lab., 7, 335 (1960); V. C. A. Ferraro, Ann. géophys., 17, 82 (1961).

в области ниже термосферы энергия, переносимая с помощью этого процесса, весьма мала по сравнению с кинетической энергией газа в вертикальном столбе земной атмосферы.

На уровне 80 км полная кинетическая энергия имеет порядок величины  $10^7$  эрг/см<sup>2</sup>. Это эквивалентно расходу энергии в виде тепловых потерь более  $100$  эрг/см<sup>2</sup>·сек за сутки, т. е. такова была бы величина, способная повлиять на вертикальное распределение температуры. Но на высоте 100 км эквивалентная энергия понижается до  $4$  эрг/см<sup>2</sup>·сек, т. е. до величины, которая уже близка к величине солнечной ультрафиолетовой энергии, проникающей в ионосферу. Ясно, что поглощение энергии порядка  $1$  эрг/см<sup>2</sup>·сек в области  $F$  ионосферы должно сильнее всего влиять на состояние атмосферы, и, в самом деле, оно приводит к образованию термосферы. Но эффекты, обусловливаемые переносом тепла, должны быть сопоставлены<sup>1)</sup> с эффектом нагревания за счет поглощения солнечного излучения. При расчете скорости поступления энергии, вносимой ионизирующими фотонами, и скорости ее исчезновения за счет теплопроводности и радиационных потерь приходится иметь дело с проблемой термического равновесия<sup>2)</sup>.

Поскольку в термосфере нет многоатомных молекул, а молекулярный кислород и молекулярный азот не имеют дипольного момента, за радиационные потери тепла должен быть ответствен в основном атомарный кислород. Речь идет о магнитно-дипольном излучении с двух верхних уровней его основного состояния.

Воспользовавшись уравнением переноса тепла<sup>3)</sup>, мы можем убедиться, что большой температурный градиент может поддерживаться только в том случае, если приход тепла за счет фотоионизации и последующего преобразования энергии достаточно велик. Однако если солнечное ультрафиолетовое излучение является единственным ис-

<sup>1)</sup> L. Spitzer, Jr., The Atmospheres of the Earth and Planets, ed. G. K. Kuiper, Univ. Chicago Press, 1962. (Русский перевод 1-го изд.: Атмосферы Земли и планет, под ред. Койпера, М., ИЛ, 1951.)

<sup>2)</sup> D. R. Bates, Proc. Phys. Soc., B64, 805 (1951).

<sup>3)</sup> D. R. Bates, Proc. Phys. Soc., A236, 206 (1954).

точником нагревания, то там, где не происходит никаких процессов, связанных с ультрафиолетом, т. е. выше максимума  $E_2$ , температура возрастать не может<sup>1)</sup>.

Существование любого градиента температуры в верхней части ионосферы требует, чтобы имело место поступление тепла и на более высоких уровнях.

Интересная возможность связана<sup>2)</sup> с подводом тепла к земной атмосфере от ионизованного коронального газа, что может дать примерно  $2,4 \cdot 10^{19}$  эрг/сек на расстоянии 5 земных радиусов. Если бы вся эта энергия поглощалась, то на высоте 500 км мы получили бы величину не менее  $4$  эрг/см<sup>2</sup> · сек. Однако выше 200 км в термосфере имеют место большие суточные вариации плотности, что связано со значительными колебаниями температуры ото дня к ночи. Эти колебания могут быть связаны с интенсивным нагреванием за счет солнечного излучения и свидетельствуют об отсутствии скольконибудь значительного внешнего источника тепла.

Вопрос о существовании источников нагревания, отличных от электромагнитного излучения, зависит от соответствующих оценок энергии. Использование в той или иной форме энергии радиационных поясов ограничивается значением величины полной энергии, заключенной в них. Можно показать<sup>3)</sup>, что только *возмущенные* условия могут приводить к достаточному дополнительному разогреванию атмосферы сверх нагрева за счет ультрафиолета. В зонах полярных сияний должно существовать прямое нагревание корпускулами<sup>4)</sup>, а для всей атмосферы в целом, в том числе на очень низких широтах, во время геомагнитных бурь может быть существенно нагревание другого рода, а именно магнитогидродинамическое<sup>5)</sup>. Однако окончательное решение вопроса о действительном механизме нагревания во время возмущений не может быть получено без исследования перезарядки вторгающихся протонов с компонентами атмосферы.

<sup>1)</sup> F. S. Johnson, J. Geophys. Res., **61**, 71 (1956).

<sup>2)</sup> S. Chapman, Smithsonian Contr. Astrophys., **2**, 1 (1957).

<sup>3)</sup> M. Nicolet, Planet. and Space Sci., **5**, 1 (1961).

<sup>4)</sup> A. Dalgarno, Ann. géophys., **17**, 16 (1961).

<sup>5)</sup> A. J. Dessler, Nature, **184**, 261 (1959).

## 5.2. Уравнение теплопроводности

Плотность потока тепла  $E_c$  может быть записана в виде

$$E_c = -\lambda_c \text{grad } T. \quad (12.90)$$

Если  $E_c$  выражать в  $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ , то  $\lambda$  будет иметь размерность  $\text{эрг}/\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$  и будет связана с коэффициентом вязкости  $\mu$  уравнением <sup>1)</sup>

$$\lambda_c = f \mu c_v. \quad (12.91)$$

Здесь  $c_v$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме, а  $f$  представляет собой числовой множитель, равный приблизительно 2,5 для сферических молекул (одноатомный газ) и близкий к 1,9 для двухатомных молекул. Вязкость  $\mu$  может быть выражена в виде

$$\mu = \frac{5}{16} \frac{(\pi k m T)^{1/2}}{\pi \sigma^2}, \quad (12.92)$$

где  $\sigma$  — радиус молекулы. Однако температурную зависимость коэффициента вязкости обычно представляют в виде эмпирического соотношения

$$\mu/\mu_0 = (T/T_0)^s, \quad (12.93a)$$

где  $s$  обозначает эмпирическую константу, заключенную в пределах от 0,5 до 1.

Выражение, аналогичное (12.92), будет иметь следующий вид:

$$\mu = \mu_0 \frac{T^{1/2}}{T_0^{1/2}} [1 + (a_1/T) e^{-a_2/T}]^{-1}; \quad (12.93b)$$

член в квадратных скобках является поправочным множителем при достаточно низких температурах. С точностью  $\pm 5\%$  экспериментальные результаты между 600 и

<sup>1)</sup> Шарман, Cowling, The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge Univ. Press, 1939. (Русский перевод: Чепмен и Каулинг, Математическая теория неоднородных газов, М., ИЛ, 1962.)



1500° К могут быть представлены в следующем виде<sup>1)</sup>:

$$\mu(\text{Ar}) = 1,66 \cdot 10^{-5} T^{1/2},$$

$$\mu(\text{O}_2) = 1,5 \cdot 10^{-5} T^{1/2},$$

$$\mu(\text{N}_2) = 1,25 \cdot 10^{-5} T^{1/2},$$

$$\mu(\text{воздух}) = 1,3 \cdot 10^{-5} T^{1/2}.$$

Из этих значений можно заключить, что формула (12.92) с достаточно хорошим приближением может быть применена к термосфере, где  $T = (1000 \pm 500)^\circ \text{К}$ . Принимая для молекулярных кислорода и азота  $\sigma = 3,3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ , получим

$$\mu(\text{N}_2, \text{O}_2) = 1,3 \cdot 10^{-5} T^{1/2}; \quad (12.94)$$

для атомарного кислорода при  $\sigma = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  будем иметь

$$\mu(\text{O}) = 1,9 \cdot 10^{-5} T^{1/2}; \quad (12.95)$$

для атомарного водорода при  $\sigma = 2,0 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  получим

$$\mu(\text{H}) = 6,8 \cdot 10^{-6} T^{1/2}. \quad (12.96)$$

Используя уравнения (12.91) и (12.92), мы можем записать коэффициент теплопроводности в термосфере в виде

$$\lambda_c = AT^{1/2}, \quad (12.97)$$

где  $A$  является постоянной, определяемой атмосферными компонентами. Численные значения этой константы (в единицах  $\text{эрг/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^{3/2}$ ) таковы:

$$A(\text{O}_2, \text{N}_2) = 1,8 \cdot 10^2, \quad (12.98)$$

$$A(\text{O}) = 3,6 \cdot 10^2, \quad (12.99)$$

$$A(\text{H}) = 2,1 \cdot 10^3. \quad (12.100)$$

<sup>1)</sup> F. G. Keyes, in Kestin, American Inst. of Phys. Handbook, McGraw-Hill, N. Y., 1957, p. 201, Sect. 2.

Так как  $\lambda_c$  является функцией температуры, мы введем новую переменную, определив ее следующим образом:

$$\theta = \int_{T_2}^T (\lambda_c/\lambda_{c2}) dT. \quad (12.101)$$

Если использовать (12.97), это даст нам уравнение

$$\theta = \frac{2}{3} [(T^{3/2}/T_2^{1/2}) - T_2]. \quad (12.102)$$

Выражение для плотности потока тепла (12.90) будет теперь иметь вид

$$E_c = -AT_2^{1/2} \text{grad } \theta. \quad (12.103)$$

Уравнение неразрывности можно записать в виде

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div } E_c = P - L. \quad (12.104)$$

Величина  $\rho c_V$  есть теплоемкость на единицу объема при плотности  $\rho$ .  $P$  и  $L$  обозначают приход и расход тепла соответственно в единице объема за единицу времени.

Если заданное с помощью (12.103) выражение для  $E_c$  подставить в (12.104), то уравнение неразрывности примет вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{AT^{1/2}}{\rho c_V} \nabla^2 \theta + (P - L) \frac{T^{1/2}}{\rho c_V T_2^{1/2}}. \quad (12.105)$$

Коэффициент  $AT^{1/2}/\rho c_V$  характеризует термодиффузию. Обозначая через  $n$  концентрацию молекул или атомов, мы можем записать

$$A_1 T^{1/2}/n = AT^{1/2}/\rho c_V. \quad (12.106)$$

В этом выражении, определяющем скорость термодиффузии, величина  $A_1$  является постоянной, имеющей следующие численные значения (в  $\text{см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{град}^{-1/2}$ ):

$$A_1(\text{N}_2, \text{O}_2) = 5,3 \cdot 10^{17}, \quad (12.107)$$

$$A_1(\text{O}) = 1,75 \cdot 10^{18}, \quad (12.108)$$

$$A_1(\text{H}) = 1,0 \cdot 10^{19}. \quad (12.109)$$

Наконец, дифференциальное уравнение теплопроводности (12.104) с учетом (12.106) можно записать теперь в виде

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{A_1 T^{1/2}}{n} \nabla^2 \theta + \frac{A_1 T^{1/2}}{n A T_2^{1/2}} (P - L). \quad (12.110)$$

Если  $\partial \theta / \partial t = 0$ , то уравнение (12.110) превращается в уравнение Пуассона, соответствующее установившемуся равновесию:

$$\nabla^2 \theta + \frac{P - L}{A T_2^{1/2}} = 0. \quad (12.111)$$

Состоянию установившегося равновесия при отсутствии источников и потерь тепла в данном объеме будет соответствовать уравнение Лапласа

$$\nabla^2 \theta = 0. \quad (12.112)$$

Если отсутствуют условия равновесия, то (12.112) должно быть заменено уравнением

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{A_1 T^{1/2}}{n} \nabla^2 \theta. \quad (12.113)$$

Это уравнение определяет охлаждение за счет теплопроводности при отсутствии источников и потерь тепла внутри рассматриваемого объема.

### 5.3. Состояние установившегося равновесия

Для сферического объема, внутри которого нет ни источников, ни потерь тепла и температура внутри которого является функцией только радиуса  $r$ , решение уравнения (12.110) или, что в данном случае одно и то же, уравнения (12.112) будет иметь вид

$$\frac{\theta}{\theta_1} = \frac{z(1 + z_1/a)}{z_1(1 + z/a)}. \quad (12.114)$$

Расстоянию  $a$  от центра сферы соответствует значение  $\theta_2 = 0$ , получающееся при  $z = 0$ . При  $z = z_1$ , очевидно,  $\theta = \theta_1$ .

Распределение температуры мы получим в виде (см. (12.102))

$$T^{3/2} = \frac{(a+z_1)^2}{a(a+z)} \frac{3E_{z_1}}{2A} z + T_a^{3/2}. \quad (12.115)$$

Соответствующий поток тепла будет равен

$$E_z = \frac{a}{a+z} \frac{2A}{3} \frac{T^{3/2} - T_a^{3/2}}{z}. \quad (12.116)$$

Полагая  $T_a = 900^\circ \text{K}$ , получим  $T_1 = 1250^\circ \text{K}$  при  $z_1 = 400 \text{ км}$ , если  $E_c = 0,1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Если  $E_c = 0,2 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ , то  $T_1 = 1550^\circ \text{K}$ . Эти примеры показывают, как изменялась бы температура при наличии внешнего источника тепла и как градиент высоты однородной атмосферы возрастает при увеличении притока энергии. Для атмосферы из атомарного кислорода, если мы используем вместо  $T$  высоту однородной атмосферы  $H$ , плотность потока тепла (12.90) будет выражаться так:

$$E(\text{O}) = -0,817 \cdot 10^{-3} (g/900)^{3/2} \beta H^{1/2}. \quad (12.117)$$

Для атмосферы, состоящей из молекулярных кислорода и азота, будем иметь

$$E(\text{N}_2, \text{O}_2) = -0,945 \cdot 10^{-3} (g/900)^{3/2} \beta H^{1/2}. \quad (12.118)$$

В этих выражениях мы принимаем  $g = 900 \text{ см/сек}^2$  для высоты  $\sim 300 \text{ км}$ ;  $\beta$  обозначает градиент высоты однородной атмосферы.

Для значений температуры между  $400$  и  $1600^\circ \text{K}$  градиент  $\beta$  выражается следующим образом:

$$\beta(\text{O}) = (0,51 \pm 0,10) E_z, \quad (12.119)$$

$$\beta(\text{O}_2, \text{N}_2) = (0,46 \pm 0,10) E_z. \quad (12.120)$$

Величина  $E_z$  порядка  $1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$  приводит к градиенту высоты однородной атмосферы, равному  $\sim 0,5$ . Это соответствует градиенту температуры для атмосферы из атомарного кислорода

$$(dT/dz)_{\text{км}} = (10 \pm 3)^\circ \text{K} \quad (12.121)$$

и для молекулярной кислородно-азотной атмосферы

$$(dT/dz)_{к.м} = (20 \pm 6)^\circ \text{K}. \quad (12.122)$$

Поскольку (12.122) дает нам порядок величины градиента температуры в термосфере, необходимо рассмотреть, какой источник тепла может соответствовать потоку тепла порядка  $1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ .

#### 5.4. Потери тепла за счет инфракрасного излучения

Для основных молекулярных компонент термосферы,  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$ , состоящих из двух одинаковых атомов, дипольный момент равен нулю, и поэтому они слабо излучают и поглощают инфракрасное излучение. Окись азота является малой компонентой атмосферы; ее основная колебательная полоса лежит вблизи  $5,3 \text{ мк}$ . Энергия ее инфракрасного излучения  $E(\text{NO})$  (без поправок за состояния  $v > 1$ ) может быть выражена формулой

$$E(\text{NO}) = n(\text{NO}) A_{10} \cdot 3,7 \cdot 10^{-13} e^{-2700/T} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}, \quad (12.123)$$

где  $A_{10}$  — вероятность излучения.

При  $T = 270^\circ \text{K}$

$$E(\text{NO}) = 1,5 \cdot 10^{-17} n(\text{NO}) A_{10}; \quad (12.124)$$

при  $T = 1350^\circ \text{K}$  .

$$E(\text{NO}) = 5 \cdot 10^{-14} n(\text{NO}) A_{10}. \quad (12.125)$$

Так как в области  $\lambda = 5 \text{ мк}$  свечение ночного неба наблюдать не удастся, то мы не можем получить представления о максимальном значении энергии, излучаемой окисью азота. Однако, учитывая, что для излучения  $0,1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$  требуется больше  $2 \cdot 10^{12} \text{ молекул/см}^2$  при  $A_{10} \ll 1 \text{ сек}^{-1}$ , мы можем считать при предварительном анализе, что эффектом окиси азота можно пренебречь. Полезными могли бы оказаться дополнительные наблюдения с помощью ракет.

Инфракрасная эмиссия атомарного кислорода в области  $63 \text{ мк}$  безусловно является наиболее важным

процессом. Считая вероятности излучения равными<sup>1)</sup>  $A_{10} = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$  и  $A_{12} = 8,9 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}$  и предполагая больцмановское распределение

$$n(^3P_1) = \frac{3}{5} n(^3P_2) e^{-228/T} \quad (12.126)$$

и

$$n(^3P_0) = \frac{1}{5} n(^3P_2) e^{-325,3/T}, \quad (12.127)$$

эмиссию  $R(O)$  в области 63 мк можно выразить в следующем виде (в эрг/сек):

$$R(O)_{63 \text{ мк}} = \frac{1,68 \cdot 10^{-18} e^{-228/T}}{1 + 0,6 \cdot e^{-228/T} + 0,2 \cdot e^{-325,3/T}} \cdot (12.128)$$

Таблица 35

Коэффициент излучения атомарного кислорода при 63 мк и коэффициент поглощения в центре линии

Температура, °К	$R(O)$ , эрг/сек	$k_{01}$ , см <sup>2</sup>	Температура, °К	$R(O)$ , эрг/сек	$k_{01}$ , см <sup>2</sup>
180	$4,0 \cdot 10^{-19}$	$6,9 \cdot 10^{-18}$	500	$7,2 \cdot 10^{-19}$	$4,2 \cdot 10^{-18}$
200	4,4	6,6	750	7,9	3,4
250	5,2	5,9	1000	8,2	2,9
300	5,8	5,4	1250	8,5	2,6
400	6,7	4,7	1500	8,6	2,4

Аналогично эмиссия в области 147 мк будет выражаться так:

$$R(O)_{147 \text{ мк}} = \frac{4,6 \cdot 10^{-20} \cdot e^{-325,3/T}}{1 + 0,6 \cdot e^{-228/T} + 0,2 \cdot e^{-325,3/T}} \cdot (12.129)$$

Численные данные, приводимые в табл. 35 для  $R(O)_{63 \text{ мк}}$ , показывают, что процесс Бейтса является существенным, ибо в слое  $F$

$$R(O) = (0,85 \pm 0,05) \cdot 10^{-18} \text{ эрг/сек}$$

<sup>1)</sup> R. H. Garstang, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 111, 115 (1951).

и полная эмиссия может достигать величины  $0,1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . В слое  $E$

$$R(O) = (0,5 \pm 0,05) \cdot 10^{-18} \text{ эрг/сек},$$

поэтому в столбе с содержанием  $2 \cdot 10^{18} \text{ атом/см}^2$  излучаемая энергия составляет приблизительно  $1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Сечение поглощения  $k_0$  в центре линии в области  $63 \text{ мк}$  равно

$$k_0 = 0,93 \cdot 10^{-16} T^{-1/2} \text{ см}^2 \quad (12.130)$$

(в табл. 35 оно указано для различных температур). Ясно, что единичная оптическая толщина достигается уже при  $5 \cdot 10^{17} \text{ атом/см}^2$ , и потому для выяснения распределения радиации  $63 \text{ мк}$  необходимо использовать уравнение переноса.

#### 5.5. Нагревание за счет ультрафиолетового излучения

Рассматривая какой-либо атмосферный объект, подвергающийся нагреванию вследствие действия различных радиаций, мы можем количество выделяющегося тепла  $P$  записать в виде

$$P(\nu) = \sum n_1 K_1(\nu) E'(\nu) \exp \left\{ - \sum_z \int_z^\infty n K_2(\nu) dz \right\} dz. \quad (12.131)$$

Здесь  $n_1 K_1(\nu) E'(\nu)$  обозначает энергию, превращенную в тепло;  $K_2$  — эффективное сечение экстинкции. В силу затруднительности детального анализа можно записать в общем виде

$$P = E'' e^{-\tau} d\tau, \quad (12.132)$$

где  $E''$  — эффективная величина солнечной энергии, определяющая нагревание, а  $\tau$  — средняя оптическая толщина.

Интегрируя (12.111) для случая вертикального переноса, получаем следующую формулу:

$$E = E_\infty + E'' (1 - e^{-\tau}) - \overline{R(O)} n(O) H(O), \quad (12.133)$$

в которой  $E_\infty$  обозначает количество тепла, поступающее на верхнюю границу слоя, а  $\overline{R(O)}$  — среднее значение  $R(O)$ .

Нагревание ультрафиолетовым излучением превышает охлаждение за счет излучения инфракрасной радиации, если

$$E''(1 - e^{-\tau}) > \bar{R}n(O)H(O). \quad (12.134)$$

Это достигается на достаточно больших высотах, где атомарный кислород является главной компонентой. В этом случае

$$E''K_1 > R \simeq 8,5 \cdot 10^{-19} \text{ эрг/сек}. \quad (12.135)$$

Если  $K_1 > 10^{-18} \text{ см}^2$ , то достаточно потока ультрафиолетовой энергии порядка  $1 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ , чтобы сбалансировать потерю энергии и охлаждение за счет инфракрасного излучения. Поскольку все сечения поглощения основных поглощающих компонент выше слоя  $E$  превосходят  $10^{-18} \text{ см}^2$ , существует возможность нагревания термосферы ультрафиолетовым излучением.

В пользу существования значительного температурного градиента в термосфере в условиях освещения Солнцем свидетельствуют большие суточные вариации плотности. Однако ввиду наличия очень большого числа параметров, учет которых необходим при решении проблемы преобразования ультрафиолетового излучения в тепло, вряд ли можно провести сколько-нибудь точные расчеты. Мы можем лишь напомнить, что на основании уравнения (5.44) закон уменьшения температурного градиента должен иметь вид

$$\frac{dT}{dz} \sim E''(1 - e^{-\tau}) \quad (12.136)$$

(Солнце в зените). Поскольку в изотермической области заведомо достигаются значения высоты однородной атмосферы порядка 100 км, интересно посмотреть, как они могут быть получены. В результате использования уравнения (12.133) значение высоты однородной атмосферы получается в виде

$$H_{\infty}^{1/2} = H_0^{1/2} + \frac{E_{\infty}}{2A} \ln(\tau_0/\tau) + \frac{E''}{2A} [\ln \tau_0 - \text{Ei}(-\tau_0) + 0,57722], \quad (12.137)$$



причем  $A$  — постоянная, взятая из (12.98) или (12.99). Приняв  $\tau_0 = 1$  и  $H_0 = 40$  км, получим  $H_\infty = 60$  км при  $E'' = 1$  эрг/см<sup>2</sup>·сек и  $H_\infty = 84$  км при  $E'' = 2$  эрг/см<sup>2</sup>·сек. Другими словами, высота однородной атмосферы меняется в 2 раза при переходе от высоты максимума поглощения к высоте, с которой начинается изотермия. При этом мы считаем, что поток ультрафиолетовой энергии, обуславливающей нагревание, имеет порядок величины 2 эрг/см<sup>2</sup>·сек. Учитывая, что в термосфере имеет место также диффузия, мы должны считать, что высота однородной атмосферы, большая, чем 100 км, достигается в том случае, если имеет место переход в тепло энергии не меньше 1 эрг/см<sup>2</sup>·сек.

#### 5.6. Характерное время теплопередачи

Применяя уравнение (12.113) к некоторым идеализированным условиям, можно показать, как изменяется в зависимости от высоты и расстояния время, необходимое для переноса тепла. Начнем с того, что применим (12.113) или выражение

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{AT^{1/2}}{n} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (12.138)$$

к двум бесконечным областям атмосферы, характеризуемым тем, что начальная температура равна  $T_1$  для  $x \leq 0$  и  $T_2$  для  $x > 0$ . Перераспределение температуры (изотермия) определяется решением (12.138)

$$\theta/\theta_1 = 1 - \Psi(\mu_c), \quad (12.139)$$

если  $T_1$  остается постоянным для  $x \leq 0$ . Если же для всей области  $-\infty < x < +\infty$  мы требуем

$$T = \frac{1}{2}(T_1 + T_2),$$

то

$$\theta/\theta_1 = \frac{1}{2} [1 + \Psi(\mu_c)]. \quad (12.140)$$

Мы обозначили в (12.139) и (12.140)

$$\Psi(\mu_c) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\mu} e^{-y^2} dy \quad (12.141)$$

и

$$\mu_c = \frac{x}{2} \left( \frac{n}{A_1 T^{1/2} t} \right), \quad (12.142)$$

причем  $t$  — время,  $A_1$  — постоянная из (12.107) — (12.109). Взяв среднюю величину для  $A_1 T^{1/2}$  и полагая  $\Psi(\mu_c) = 0,2$ , что дает нам условия, близкие к изотермии, мы найдем<sup>1)</sup> следующие времена для  $T = 1600^\circ \text{K}$  и расстояния  $x$  в км:

$$t(\text{O}) = 1,2 \cdot 10^{-9} x^2 n(\text{O}), \quad (12.143)$$

$$t(\text{O}_2, \text{N}_2) = 3,8 \cdot 10^{-9} x^2 n(\text{O}_2, \text{N}_2). \quad (12.144)$$

Для слоя толщиной около 100 км с концентрацией молекул или атомов порядка  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  требуется время порядка одних суток.

В случае горизонтального слоя, имеющего толщину  $a$  и температуру  $T_1$ , формула (12.138) дает

$$\theta/\theta_1 = \frac{1}{2} \Psi(\mu_c), \quad (12.145)$$

причем

$$\mu_c^2 = a^2 n / A_1 T^{-1/2} t. \quad (12.146)$$

Выражения (12.145) и (12.146) приводят к следующим временам теплопередачи  $\tau_c$  для молекулярной атмосферы:

$$\tau_c(\text{O}_2, \text{N}_2) = 4,3 \cdot 10^{-12} a^2 n(\text{O}_2, \text{N}_2) \text{ (в часах)}. \quad (12.147)$$

Для атмосферы атомарного кислорода они дают

$$\tau_c(\text{O}) = 10^{-12} a^2 n(\text{O}) \text{ (в часах)}, \quad (12.148)$$

причем толщина  $a$  выражается в км, а концентрация  $n$  — в  $\text{см}^{-3}$ .

<sup>1)</sup> М. Nicolet, Planet. and Space Sci., 5, 1 (1961).

Время теплопередачи в (12.147) и (12.148) соответствует времени, необходимому, чтобы разность температур  $\Delta T$  между слоем толщиной  $a$  и неограниченным соседним пространством понизилась до  $\Delta T/10$ . Так, например, разность температур  $100^\circ\text{K}$  понижается до  $10^\circ\text{K}$ , т. е. практически до изотермии.

Таким образом, характерное время теплопередачи в молекулярно-кислородной атмосфере составляет 12 часов для слоя толщиной 30 км с концентрацией частиц  $10^{10}\text{ см}^{-3}$ , т. е. на высоте несколько ниже 200 км. На больших высотах, например при  $z \geq 500\text{ км}$ , где  $n(O) \leq 10^8\text{ см}^{-3}$ , в слое толщиной 100 км изотермия достигается по истечении менее чем одного часа.

Иначе говоря, тенденция к выравниванию температуры характеризуется большими скоростями, когда концентрация меньше  $10^8\text{ см}^{-3}$  или плотность меньше  $5 \cdot 10^{-15}\text{ г/см}^3$ .

Эти результаты показывают, что высота термобаузы должна понижаться при переходе от дневных условий (освещенная Солнцем атмосфера) к ночным и что температура изотермического слоя ночью ниже, чем днем. Кроме того, ясно, что некий локальный максимум в горизонтальном распределении температуры на достаточно больших высотах следует за перемещением Солнца с небольшим временем запаздывания. По тем же соображениям следует считать, что в указанном интервале высот температурные различия не могут быть связаны с сезонными или широтными эффектами, а обуславливаются только суточными вариациями или изменениями в течение нескольких суток, поскольку время теплопередачи составляет менее одних суток. Совершенно ясно также, что не может существовать различий между полярными и экваториальными областями, если только отсутствуют специфические локальные источники нагревания.

В заключение мы должны сказать, что, поскольку термосфера является объектом молекулярной диффузии и теплопроводности, модель атмосферы должна подчиняться элементарным законам, вытекающим из законов диффузии и теплопроводности.

## 6. Структура атмосферы

### 6.1. Результаты наблюдений

Прежде чем привести результаты вычисления моделей атмосферы, желательно дать краткое описание результатов наблюдений, поскольку невозможно представить здесь все данные о плотности, которые были получены при помощи ракет и на основании анализа эффектов торможения искусственных спутников Земли<sup>1)</sup>.

Прежде всего необходимо заметить, что плотность на высоте 150 км лежит между  $1,5 \cdot 10^{-12}$  и  $3,0 \cdot 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup> и нет возможности определить реальные вариации. На 200 км ракетные данные дают среднее значение плотности

$$\rho_{200 \text{ км}} = (4 \pm 2) \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3, \quad (12.149)$$

которое соответствует (с вариациями  $\sim 50\%$ ) величине, получаемой из спутниковых данных. Подобные вариации могут быть приняты, если (см. табл. 106) они связаны с эффектами солнечной активности во время солнечного цикла. Было, однако, показано (см. табл. 9), как должны быть связаны с граничными условиями в области 100—120 км эффекты градиента температуры, принятой в окрестности 150 км. Другими словами, если для давления на высоте 100 км принята величина  $(2,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., существует возможность того, что плотность на высоте 200 км будет подвержена вариациям на 50% даже при неизменном градиенте температуры около 150 км. Таким образом, имеющиеся данные о плотности атмосферы, полученные при помощи ракет и спутников, показывают, что вариации плотности в районе 200 км должны быть связаны со структурой атмосферы во всей области между 100 и 200 км и должны быть объяснены граничными условиями около 100 км и структурой атмосферы выше указанной высоты.

Спутниковые данные показывают, что амплитуда флуктуаций ускорений, пропорциональная  $\rho H^{1/2}$ , возрастает с высотой перигея. Основными вариациями

<sup>1)</sup> См. M. Nicolet, Planet. and Space Sci., 5, 1 (1961); приведены данные до июля 1960 г.

являются суточные. Изменения плотности ото дня ко дню тесно связаны с солнечной активностью. Данные наблюдений<sup>1)</sup> (см. рис. 47) показывают, что имеется несомненное уменьшение плотности между 1958 и 1960 гг.

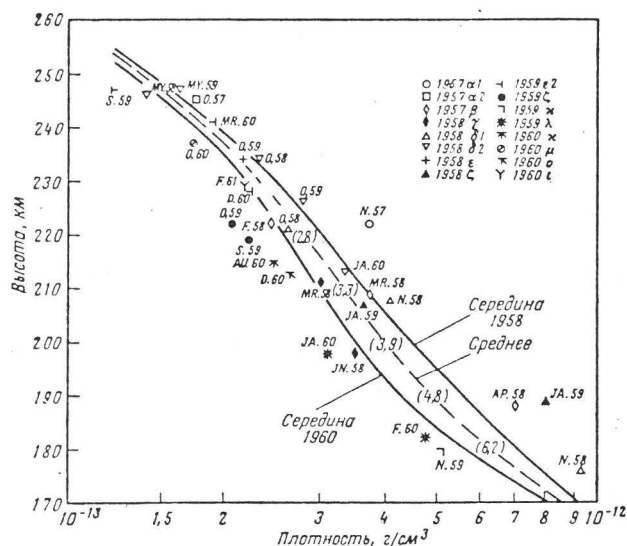


Рис. 47. Плотность между 170 и 250 км, полученная по эффектам торможения движения 16 спутников, согласно Кинг-Хили и Уолкеру.

более чем в 2 раза (см. табл. 36); оно отражает влияние уменьшавшейся солнечной активности. Следует также учесть данные на высотах больше 1500 км. В общем описание должны быть включены высокие плотности ( $\rho \geq 10^{-18}$  г/см<sup>3</sup> на высоте 1500 км)<sup>2)</sup>, полученные по скорости изменения периода спутника «Эхо»<sup>3)</sup>.

<sup>1)</sup> King-Hele, Walker, COSPAR Symposium, Florence, April 10—14, 1961.

<sup>2)</sup> Jastrow, Briant, J. Geophys. Res., 65, 3612 (1960); M. Roemer, Mitteilung Univ. Sternwarte Bonn, № 37 (1961); Zadunaisky, Shapiro, Jones, Smith, Astrophys. Obs., Special Report № 61 (1961).

<sup>3)</sup> M. Nicolet, J. Geophys. Res., 66 (1961).

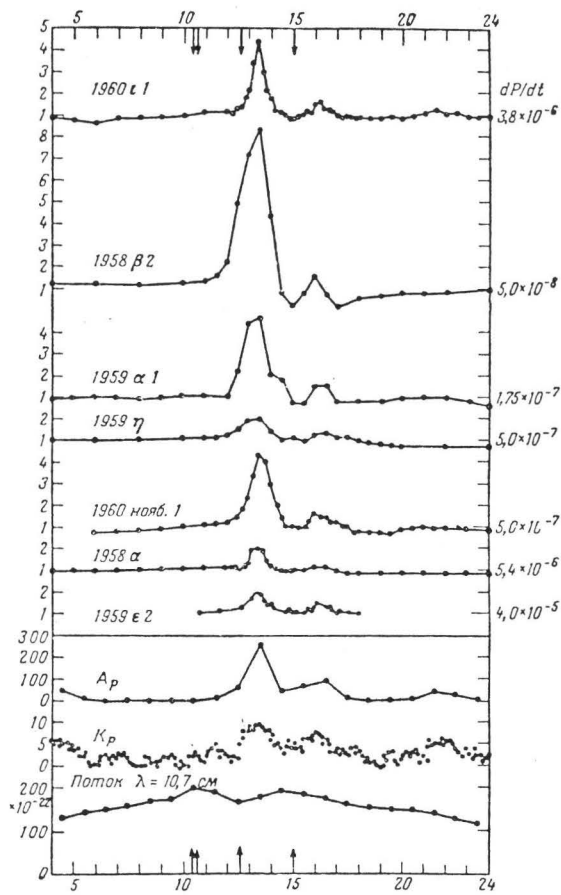


Рис. 48. Возмущения торможения спутников с перигеем от 200 до 1120 км в ноябре 1960 г., полученные Яккиа на основании точных определений ускорений.

В ту же модель атмосферы<sup>1)</sup>, которая приводит к вариациям плотности ото дня ко дню, зависящим от солнечной активности, должны быть включены возмущения атмосферного торможения, которые были обнаружены во время магнитных бурь. Из рис. 48 видно, что имеется также возрастание амплитуды ускорения с высотой перигея от 200 до 700 км; на очень больших высотах эти вариации должны уменьшаться.

Поскольку подобное воздействие суточных и многодневных вариаций солнечного излучения совместно с воздействием, вызываемым неэлектромагнитной радиацией, приводит к очень сложному поведению атмосферы, в первом приближении необходимо пренебречь сезонными и широтными эффектами. Результаты наблюдений<sup>2)</sup>, проведенных на спутнике «Дискаверер», не дают заметных изменений плотности с широтой, если сделано приведение к стандартному солнечному потоку (по

Таблица 36

Значения плотности, по Кинг-Хили и Уолкеру  
(симпозиум КОСПАР, Флоренция, 10—14 апреля 1961 г.)

Высота, км	День		Ночь	
	конец 1958 г.	конец 1959 г.	конец 1958 г.	конец 1959 г.
300	$3,6 \cdot 10^{-14}$	$2,5 \cdot 10^{-14}$	$2,8 \cdot 10^{-14}$	$2,3 \cdot 10^{-14}$
350	$2,0 \cdot 10^{-14}$	$1,1 \cdot 10^{-14}$	$1,1 \cdot 10^{-14}$	$6,2 \cdot 10^{-15}$
400	$1,2 \cdot 10^{-14}$	$5,7 \cdot 10^{-15}$	$4,5 \cdot 10^{-15}$	$2,4 \cdot 10^{-15}$
450	$6,9 \cdot 10^{-15}$	$3,1 \cdot 10^{-15}$	$1,9 \cdot 10^{-15}$	$9,4 \cdot 10^{-16}$
500	$4,1 \cdot 10^{-15}$	$1,7 \cdot 10^{-15}$	$8,1 \cdot 10^{-16}$	$3,9 \cdot 10^{-16}$
550	$2,4 \cdot 10^{-15}$	$9,6 \cdot 10^{-16}$	$3,3 \cdot 10^{-16}$	$1,6 \cdot 10^{-16}$
600	$1,5 \cdot 10^{-15}$	$5,5 \cdot 10^{-16}$	$1,4 \cdot 10^{-16}$	$6,6 \cdot 10^{-17}$
650	$9,1 \cdot 10^{-16}$		$5,7 \cdot 10^{-17}$	$2,6 \cdot 10^{-17}$
700	$5,5 \cdot 10^{-16}$		$2,3 \cdot 10^{-17}$	

<sup>1)</sup> L. G. Jacchia, COSPAR Symposium, Florence, April 10—14, 1961.

<sup>2)</sup> G. V. Groves, частное сообщение.

закону прямой пропорциональности). Однако коррекция плотности, связанная с солнечной активностью, является, конечно, более сложной. Простым способом ее можно производить только для усредненных величин, поскольку реакция всей атмосферы не является немедленной и зависит от распределения энергии в ультрафиолетовом спектре.

### 6.2. Верхняя атмосфера

Поскольку перенос тепла приводит на достаточно больших высотах к изотермическим областям, вертикальное распределение плотности становится функцией постоянной температуры и изменяющегося молекулярного веса. Любая гипотеза о молекулярном весе на некотором уровне приводит к температуре, которая должна рассматриваться как параметр и которая может отличаться на несколько сот градусов от кинетической температуры (см. рис. 7). Изменение высоты однородной атмосферы для изотермической области дается выражением

$$\frac{dH}{H} = -\frac{dm}{m} - \frac{dg}{g}. \quad (12.150)$$

Если это условие не выполняется, любая атмосферная модель приводит к противоречивым результатам.

Если имеется градиент температуры, этот градиент не может возрастать с высотой<sup>1)</sup>, и любая модель атмосферы, включающая возрастающий градиент температуры, не представляет реальных физических условий. С внешним потоком тепла (12.116)

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{A_a}{A} \left( \frac{a}{a+z} \right)^2 \left( \frac{T_a}{T} \right)^{1/2} \frac{\partial T_a}{\partial z}, \quad (12.151)$$

если  $a$  — радиус сферы для  $z = 0$ .  $dT/dz$  должно быть меньше, чем  $\partial T_a/\partial z$ , поскольку все члены в  $A_a a^2 T_a^{1/2}$  меньше, чем члены в  $A(a+z)^2 T^{1/2}$ . С учетом ультрафиолетового нагревания, определяемого формулой (12.136)

<sup>1)</sup> M. Nicolet, *Planet. and Space Sci.*, 5, 1 (1961).



для оптической толщины  $\tau < 1$ , выражение для  $dT/dz$  принимает вид'

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{A_a T_a^{1/2} n H}{A T_a^{1/2} n_a H_a} \frac{\partial T_a}{\partial z} \frac{1 - \tau/2 + \tau^2/2 - \dots}{1 - \tau_a/2 + \tau_a^2/2 - \dots}; \quad (12.152)$$

оно показывает, что  $\partial T/\partial z$  должно уменьшаться с высотой быстрее, чем в (12.151), поскольку зависит от общего числа молекул  $nH$ .

Наконец, необходимо помнить, что любое вертикальное распределение, основанное на законе поглощения ультрафиолетовой энергии, приводит на всех высотах к распределению температуры, зависящему от переноса тепла. Поскольку (12.138) показывает, что перераспределение температуры зависит от интервала времени, который пропорционален концентрации и квадрату расстояния, температура изотермического слоя становится существенным параметром, если фиксированы граничные условия в области 100—120 км и принят уровень начала диффузионного разделения.

### 6.3. Нижняя термосфера

Условия в области между 100 и 150 км зависят от нескольких параметров: температуры и ее градиента, отношения концентраций атомарного кислорода и молекулярного азота и начала диффузии. В разд. 5 гл. IV и разд. 2 гл. V эти условия были подробно обсуждены. В табл. 9 (стр. 52) приведены принципиальные различия в величинах параметров при разных условиях, принятых между 100 и 120 км. Температура на высоте 120 км является важным фактором, который видоизменяет условия на 150 км, поскольку плотность на этом уровне изменяется для одного и того же градиента высоты однородной атмосферы от  $\rho = 1,5 \cdot 10^{-12}$  до  $3,5 \times 10^{-12}$  г/см<sup>3</sup>. Из табл. 37 видно, что температура на высоте 120 км является важным параметром также и для плотности атомарного кислорода. Эта плотность может меняться в 5 раз на высоте 150 км, если диффузия начинается на 120 км. Ясно, что любая модель атмосферы зависит от граничных условий, которые при-

Таблица 37  
Плотности между 100 и 150 км

Высота, км	Температура, °К	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Плотность атомарного кислорода	
			диффузия отсутствует	диффузия на уровне 120 км
100	200	$6,6 \cdot 10^{-10}$	$3,7 \cdot 10^{-11}$	
120	262	$3,3 \cdot 10^{-11}$	$1,9 \cdot 10^{-12}$	
	324	$3,5 \cdot 10^{-11}$	$2,0 \cdot 10^{-12}$	
150	540—900	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$8,9 \cdot 10^{-14}$	$1,8 \cdot 10^{-13}$
	660—970	$2,4 \cdot 10^{-12}$	$1,4 \cdot 10^{-13}$	$3,0 \cdot 10^{-13}$
	660—1030	$3,4 \cdot 10^{-12}$	$2,0 \cdot 10^{-13}$	$4,0 \cdot 10^{-13}$

маются для нижней части термосферы. В качестве примера в табл. 37 показано, что одни и те же плотности на высотах 400—700 км могут быть достигнуты, если условия на 120 км соответствуют  $T = 262^\circ \text{К}$  при диффузии, начинающейся при 150 км, и  $T = 324^\circ \text{К}$  при диффузии, начинающейся на 120 км. Однако различие температур выше 400 км составляет при этом  $300^\circ \text{К}$ . Необходимо

Таблица 38

Плотности и температуры по двум моделям

Высота, км	Модель 1		Модель 2	
	температура, °К	плотность, г/см <sup>3</sup>	температура, °К	плотность, г/см <sup>3</sup>
120	262	$3,3 \cdot 10^{-11}$	324	$3,5 \cdot 10^{-11}$
150	872	$1,6 \cdot 10^{-12}$	803	$2,5 \cdot 10^{-12}$
200	1356	$2,6 \cdot 10^{-13}$	1125	$4,1 \cdot 10^{-13}$
300	1576	$3,2 \cdot 10^{-14}$	1261	$4,1 \cdot 10^{-14}$
400	1600	$6,1 \cdot 10^{-15}$	1273	$6,9 \cdot 10^{-15}$
500	1600	$1,4 \cdot 10^{-15}$	1273	$1,5 \cdot 10^{-15}$
600	1600	$4,1 \cdot 10^{-16}$	1273	$4,0 \cdot 10^{-16}$
700	1600	$1,4 \cdot 10^{-16}$	1273	$1,3 \cdot 10^{-16}$

очень точно знать вертикальное распределение плотности для того, чтобы правильно определить температуру изотермической области. В табл. 38 плотности на 150, 200 и 300 км различны, и выбор температур для изотермического слоя зависит от того, какая плотность принимается на 200 км. Поскольку невозможно представить все возможности, мы должны рассмотреть средние условия, имея в виду изменения, которые могут произойти при изменении атмосферных условий в слое *E*.

#### 6.4. Действие диффузии

Чтобы показать влияние диффузии на распределение плотности с высотой, приняты следующие средние условия (см. табл. 37):

$$\rho(120 \text{ км}) = 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ г/см}^3, \quad (12.153)$$

$$T(120 \text{ км}) = 325^\circ \text{K}, \quad (12.154)$$

$$n(\text{O}) = 7,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad (12.155)$$

$$n(\text{O}_2) = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}. \quad (12.156)$$

Градиенты температуры между 120 и 150 км приняты постоянными, поскольку форма градиента не влияет на вертикальное распределение, а выше — в соответствии с адекватным распределением, даваемым формулой (12.136). Табл. 39 дает температуру и ее градиент на различных высотах при диффузии, начинающейся на 150 км (символ *d*), или на 120 км (символ *D*). Распределение плотности с высотой между 130 и 250 км приведено на рис. 48. Различные кривые показывают, что для объяснения наблюдений необходим высокий градиент ( $\partial T/\partial z > 10^\circ \text{ км}^{-1}$ ) на 150 км, но что эффектами диффузии можно пренебречь. Другими словами, невозможно определить изменение молекулярного веса по изменениям плотности. Выше 250 км существен эффект диффузии, поскольку вблизи 700 км (см. рис. 50) плотность изменяется в 2 раза. В частности, ускорение спутника «Авангард I» (195832) изменялось от примерно  $7,5 \cdot 10^{-7}$  суток за сутки в октябре 1958 г. до значения меньше  $5 \cdot 10^{-8}$  суток за сутки в октябре 1960 г. В силу этого



произведение  $\rho H^{1/2}$  на высоте  $\sim 650$  км (высота перигея спутника J95832) должно было измениться не менее чем в 15 раз. Подобное изменение представляется смещением всех кривых от положения 6 к положению 3 на рис. 49, т. е. различием температуры термопаузы на  $1000^\circ\text{K}$ . В общем температура достигала значения  $2000^\circ\text{K}$  в октябре 1958 г. (высокая солнечная активность, атмосфера освещена Солнцем) и уменьшилась до небольшого значения порядка  $1000^\circ\text{K}$  (ночная атмосфера в 1960 г.). В табл. 40 приведены значения высоты однородной атмосферы и концентрации на высотах от 120 до 700 км, чтобы показать, как меняется концентрация основных компонент с высотой, когда температура термопаузы изменяется от  $1250^\circ\text{K}$  (модель 4D) до  $2100^\circ\text{K}$  (модель 6D). Существенный характер изменения хорошо заметен на высоте 700 км, где концентрация атомарного кислорода увеличивается в 10 раз при возрастании температуры на  $900^\circ\text{K}$ , в то время как концентрация молекулярного азота увеличивается в 100 раз.

Такие изменения отношения  $n(N_2)/n(O)$  с температурой приводят к важным различиям в распределении среднего молекулярного веса с высотой. Иными словами, если средний молекулярный вес является функцией температуры, нельзя заранее зафиксировать молекулярный вес для того, чтобы вычислять модель атмосферы, соответствующую распределению плотности с высотой, полученному из торможения искусственных спутников Земли. В действительности распределение плотности с высотой является очень сложной функцией распределения с высотой температуры и промежутков времени, связанных с процессами диффузии и теплопроводности.

### 6.5. Влияние теплопроводности

Поскольку абсолютные величины плотности выше термопаузы сильно зависят от температуры изотермической области и слабо — от распределения плотности в термосфере, можно описать поведение атмосферы до больших высот, введя вертикальное охлаждение путем теплопроводности. Если термосфера аналогична определенной в разд. 6.4 гл. XII, то вертикальное охлаждение,

Таблица 40а

Модель 4D · T (термопауза) = 1250° K

Высота, км	$H(O),$ см	$H(N_2),$ см	$H(O_2),$ см	$n(O),$ см <sup>-3</sup>	$n(N_2),$ см <sup>-3</sup>	$n(O_2),$ см <sup>-3</sup>
120	$1,78 \cdot 10^6$	$1,02 \cdot 10^6$	$0,89 \cdot 10^6$	$7,60 \cdot 10^{10}$	$5,83 \cdot 10^{11}$	$1,18 \cdot 10^{11}$
130	2,47	1,41	1,23	3,42	1,84	$3,32 \cdot 10^{10}$
140	3,15	1,80	1,58	1,88	$7,70 \cdot 10^{10}$	1,27
150	3,84	2,19	1,92	1,16	3,84	$5,90 \cdot 10^9$
160	4,53	2,59	2,26	$7,77 \cdot 10^9$	2,15	3,11
170	5,07	2,89	2,53	5,65	1,34	1,84
180	5,49	3,14	2,75	4,33	$8,88 \cdot 10^9$	1,16
190	5,83	3,33	2,92	3,43	5,89	$7,73 \cdot 10^9$
200	6,09	3,48	3,05	2,78	4,22	5,31
210	6,31	3,60	3,15	2,30	3,09	3,73
220	6,48	3,70	3,24	1,92	2,30	2,67
230	6,63	3,79	3,32	1,61	1,72	1,92
240	6,75	3,86	3,37	1,37	1,31	1,41
250	6,84	3,91	3,42	1,17	1,00	1,04
260	6,93	3,96	3,46	1,00	$7,72 \cdot 10^8$	$7,73 \cdot 10^7$
270	6,99	4,00	3,50	$8,65 \cdot 10^8$	5,97	5,77
280	7,06	4,03	3,53	7,47	4,64	4,33
290	7,11	4,06	3,56	6,46	3,61	3,26
300	7,16	4,09	3,58	5,60	2,81	2,45
310	7,20	4,12	3,60	4,74	2,19	1,84
320	7,24	4,14	3,62	4,12	1,72	1,40
330	$7,28 \cdot 10^6$	$4,16 \cdot 10^6$	$3,64 \cdot 10^6$	$3,59 \cdot 10^8$	$1,36 \cdot 10^8$	$1,06 \cdot 10^7$
340	7,31	4,18	3,66	3,13	1,06	$8,05 \cdot 10^6$
350	7,34	4,20	3,67	2,72	$8,34 \cdot 10^7$	6,09
360	7,37	4,21	3,69	2,37	6,59	4,66
370	7,40	4,23	3,70	2,07	5,18	3,54
380	7,43	4,25	3,72	1,80	4,09	2,70

Продолжение табл. 40а

Высота, км	$H(O),$ см	$H(N_2),$ см	$H(O_2),$ см	$n(O),$ см <sup>-3</sup>	$n(N_2),$ см <sup>-3</sup>	$n(O_2),$ см <sup>-3</sup>
390	$7,46 \cdot 10^6$	$4,26 \cdot 10^6$	$3,73 \cdot 10^6$	$1,58 \cdot 10^8$	$3,24 \cdot 10^7$	$2,06 \cdot 10^6$
400	7,48	4,28	3,74	1,37	2,53	1,55
410	7,51	4,29	3,75	1,20	2,00	1,19
40	7,54	4,31	3,77	1,05	1,58	$9,13 \cdot 10^5$
450	7,60	4,34	3,80	7,07	7,90	4,13
500	7,71	4,41	3,86	3,68	2,52	1,12
550	7,83	4,47	3,91	1,93	$8,18 \cdot 10^5$	$3,09 \cdot 10^4$
600	7,94	4,54	3,97	1,02	2,70	$8,70 \cdot 10^3$
650	8,05	4,60	4,03	$5,49 \cdot 10^6$	$9,03 \cdot 10^4$	2,49
700	8,17	4,67	4,09	2,96	3,07	$7,26 \cdot 10^2$

Таблица 40б

Модель 5D · T (термопауза) = 1250° K

Высота, км	$H(O),$ см	$H(N_2),$ см	$H(O_2),$ см	$n(O),$ см <sup>-3</sup>	$n(N_2),$ см <sup>-3</sup>	$n(O_2),$ см <sup>-3</sup>
120	$1,78 \cdot 10^6$	$1,02 \cdot 10^6$	$0,89 \cdot 10^6$	$7,60 \cdot 10^{10}$	$5,83 \cdot 10^{11}$	$1,18 \cdot 10^{11}$
130	2,64	1,51	1,32	3,25	1,77	$3,20 \cdot 10^{10}$
140	3,50	2,00	1,75	1,77	7,53	1,26
150	4,35	2,49	2,18	1,10	$3,88 \cdot 10^{10}$	$6,07 \cdot 10^9$
160	5,21	2,98	2,61	$7,51 \cdot 10^9$	2,25	3,34
170	5,92	3,38	2,96	5,55	1,45	2,06
180	6,50	3,71	3,25	4,31	1,00	1,36
190	6,98	3,99	3,49	3,47	$7,21 \cdot 10^9$	$9,47 \cdot 10^8$
200	7,38	4,22	3,69	2,87	5,35	6,81
210	7,71	4,41	3,86	2,41	4,08	5,03
220	7,99	4,57	4,00	2,05	3,16	3,76
230	8,23	4,70	4,12	1,77	2,48	2,86

Продолжение табл. 406

Высота, км	$H(O),$ см	$H(N_2),$ см	$H(O_2),$ см	$n(O),$ см <sup>-3</sup>	$n(N_2),$ см <sup>-3</sup>	$n(O_2),$ см <sup>-3</sup>
240	$8,44 \cdot 10^6$	$4,82 \cdot 10^6$	$4,22 \cdot 10^6$	$1,53 \cdot 10^9$	$1,97 \cdot 10^9$	$2,20 \cdot 10^8$
250	8,61	4,92	4,31	1,34	1,58	1,71
260	8,76	5,01	4,38	1,19	1,27	1,34
270	8,89	5,08	4,45	1,04	1,03	1,06
280	9,01	5,15	4,51	$9,21 \cdot 10^8$	$8,40 \cdot 10^8$	$8,39 \cdot 10^7$
290	9,11	5,21	4,56	8,18	6,87	6,67
300	9,20	5,26	4,60	7,30	5,66	5,35
310	9,28	5,31	4,64	6,49	4,63	4,26
320	9,36	5,35	4,68	5,80	3,82	3,42
330	9,43	5,39	4,71	5,20	3,16	2,76
340	9,49	5,42	4,74	4,66	2,62	2,22
350	9,55	5,45	4,77	4,17	2,16	1,79
360	9,60	5,49	4,80	3,75	1,80	1,45
370	9,65	5,51	4,83	3,37	1,50	1,18
380	9,70	5,54	4,85	3,03	1,24	$9,53 \cdot 10^6$
390	9,74	5,57	4,87	2,73	1,04	7,72
400	9,79	5,59	4,89	2,45	$8,60 \cdot 10^7$	6,25
410	9,83	5,61	4,91	2,20	7,13	5,04
420	9,87	5,64	4,93	1,99	5,99	4,13
430	9,91	5,66	4,95	1,79	4,99	3,36
440	9,94	5,68	4,97	1,62	4,17	2,73
450	9,98	5,70	4,99	1,46	3,50	2,23
460	$1,00 \cdot 10^7$	5,72	5,01	1,32	2,93	1,82
470	1,00	5,74	5,02	1,20	2,46	1,49
480	1,01	5,76	5,04	1,08	2,06	1,22
490	1,01	5,78	5,06	$9,74 \cdot 10^7$	1,72	$9,90 \cdot 10^5$
500	1,02	5,80	5,08	8,81	1,44	8,09
510	1,02	5,82	5,09	7,97	1,21	6,63
520	1,02	5,84	5,11	7,18	1,01	5,40
550	1,03	5,89	5,15	5,37	$6,06 \cdot 10^6$	3,00



Продолжение табл. 40б

Высота, км	$H(O),$ см	$H(N_2),$ см	$H(O_2),$ см	$n(O),$ см <sup>-3</sup>	$n(N_2),$ см <sup>-3</sup>	$n(O_2),$ см <sup>-3</sup>
600	$1,05 \cdot 10^7$	$5,98 \cdot 10^6$	$5,23 \cdot 10^6$	$3,32 \cdot 10^8$	$2,61 \cdot 10^6$	$1,14 \cdot 10^5$
650	1,06	6,06	5,31	2,06	1,14	$4,41 \cdot 10^4$
700	1,08	6,15	5,38	1,29	$5,01 \cdot 10^5$	1,72

Таблица 40в

Модель 6D · T(термопауза) = 2100° К

Высота, км	$H(O),$ см	$H(N_2),$ см	$H(O_2),$ см	$n(O),$ см <sup>-3</sup>	$n(N_2),$ см <sup>-3</sup>	$n(O_2),$ см <sup>-3</sup>
120	$1,78 \cdot 10^6$	$1,02 \cdot 10^6$	$0,89 \cdot 10^6$	$7,60 \cdot 10^{10}$	$5,83 \cdot 10^{11}$	$1,18 \cdot 10^{11}$
130	2,81	1,61	1,40	3,10	1,70	$3,10 \cdot 10^{10}$
140	3,84	2,19	1,92	1,68	$7,36 \cdot 10^{10}$	1,24
150	4,87	2,78	2,43	1,05	3,89	$6,19 \cdot 10^9$
160	5,90	3,37	2,95	$7,25 \cdot 10^9$	2,32	3,53
170	6,77	3,87	3,38	5,41	1,54	2,25
180	7,51	4,29	3,75	4,25	1,09	1,54
190	8,14	4,65	4,07	3,46	$8,06 \cdot 10^9$	1,10
200	8,68	4,96	4,34	2,89	6,17	$8,17 \cdot 10^8$
210	9,15	5,23	4,57	2,46	4,82	6,22
220	9,56	5,46	4,78	2,12	3,84	4,82
230	9,91	5,66	4,95	1,85	3,10	3,80
240	$1,02 \cdot 10^7$	5,84	5,11	1,63	2,54	3,03
250	1,05	6,00	5,25	1,45	2,10	2,44
260	1,07	6,14	5,37	1,29	1,74	1,98
270	1,10	6,26	5,48	1,16	1,46	1,62
280	1,11	6,37	5,57	1,04	1,23	1,34
290	1,13	6,47	5,66	$9,45 \cdot 10^8$	1,04	1,10
300	1,15	6,56	5,74	8,56	$8,82 \cdot 10^8$	$9,18 \cdot 10^7$
310	1,16	6,64	5,81	7,78	7,51	7,64
320	1,17	6,71	5,87	7,08	6,41	6,39

Продолжение табл. 40<sub>в</sub>

Высота, км	$H(O_2)$ , см	$H(N_2)$ , см	$H(O_2)$ , см	$n(O_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(N_2)$ , см <sup>-3</sup>	$n(O_2)$ , см <sup>-3</sup>
330	$1,19 \cdot 10^7$	$6,78 \cdot 10^6$	$5,93 \cdot 10^6$	$6,47 \cdot 10^8$	$5,50 \cdot 10^8$	$5,36 \cdot 10^7$
340	1,20	6,84	5,99	5,91	4,71	4,50
350	1,21	6,90	6,04	5,41	4,05	3,79
360	1,22	6,95	6,08	4,96	3,50	3,21
370	1,23	7,00	6,13	4,54	3,00	2,69
380	1,23	7,05	6,17	4,18	2,61	2,29
390	1,24	7,09	6,21	3,84	2,26	1,94
400	1,25	7,13	6,24	3,53	1,95	1,65
410	1,26	7,17	6,28	3,26	1,69	1,40
420	1,26	7,21	6,31	3,00	1,47	1,20
430	1,27	7,25	6,34	2,77	1,28	1,02
440	1,27	7,28	6,37	2,55	1,11	8,65
450	1,28	7,31	6,40	2,36	$9,67 \cdot 10^7$	7,40
460	1,29	7,35	6,43	2,18	8,42	6,32
470	1,29	7,38	6,46	2,01	7,32	5,38
480	1,30	7,41	6,48	1,86	6,38	4,61
490	1,30	7,44	6,51	1,71	5,55	3,93
500	1,31	7,47	6,53	1,58	4,85	3,37
510	1,31	7,49	6,56	1,47	4,24	2,89
520	1,32	7,52	6,58	1,35	3,68	2,46
530	1,32	7,55	6,60	1,25	3,21	2,10
540	1,33	7,58	6,63	1,13	2,82	1,81
550	1,33	7,60	6,65	1,07	2,45	1,54
560	1,33	7,63	6,67	$9,92 \cdot 10^7$	2,14	1,32
570	1,34	7,65	6,70	9,17	1,87	1,13
580	1,34	7,68	6,72	8,47	1,63	$9,67 \cdot 10^5$
590	1,35	7,70	6,74	7,85	1,42	8,31
600	1,35	7,73	6,76	7,28	1,25	7,14
650	1,37	7,85	6,87	5,02	$6,46 \cdot 10^6$	3,36
700	1,39	7,95	6,96	3,50	3,43	1,63

вычисляемое с помощью (12.138), приводит к последовательной модели, в которой воздействие диффузии рассматривается совместно с переносом тепла. Приняв условия, ведущие к атмосфере 6D (см. табл. 39 и 40 и рис. 49 и 50), и учтя эффект воздействия гелия<sup>1)</sup> (табл. 34), получаем условия для построения модели атмосферы, пригодной для определения всех физических параметров. Подобная модель может помочь при изучении гетеросферы до 2000 км. Таким образом, плотность атмосферы для интервала высот, пройденного спутником «Эхо 1» (рис. 51), можно использовать для общего анализа. В течение периода порядка 5 месяцев, за который перигей спутника уменьшился с 1500 до 950 км, произошло общее уменьшение солнечной активности.

Результаты вычислений приведены на рис. 52 для плотностей между  $10^{-14}$  и  $10^{-19}$  г/см<sup>3</sup>, покрывающих интервал высот примерно от 500 до 1500 км при температуре термопаузы от 770 до 2100° К. Сравнение кривых этого рисунка с кривыми, приведенными на рис. 50, показывает, что они идентичны. Например, кривая 5D на рис. 50 для  $T = 1625^\circ$  К почти одинакова с кривой 6D2 для  $T = 1598^\circ$  К на рис. 52. Кривая 3D на рис. 50 также соответствует кривой 6D8 на рис. 52. Другими словами, плотность выше термопаузы зависит от температуры изотермического слоя, поскольку перенос тепла приводит к почти однородной термосфере, в которой градиент температуры определяет теплопроводность.

Таким образом, можно сравнить результаты наблюдений и теоретические вычисления. На рис. 53 показано, как наблюдения на 5 уровнях приводят к определению температуры термопаузы. В максимуме солнечного цикла (октябрь 1958 г.) температура достигала 2000° К, однако ночная температура опустилась в 1960 г. ниже 1000° К. Необходимо заметить, что определение температуры является достаточно точным для того, чтобы привести к анализу поведения других физических параметров. На рис. 54 приведено изменение среднего молекулярного веса атмосферы между 500 и 1000 км при изменении температуры от 2100 до 800° К. Из рассмотре-

<sup>1)</sup> Эффект водорода не учитывался.

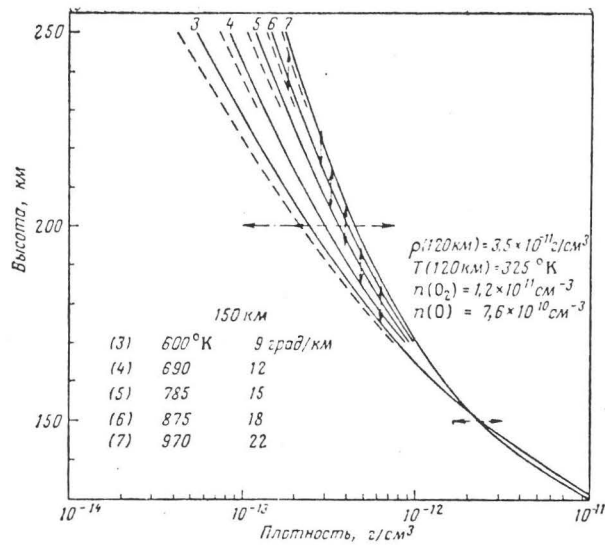


Рис. 49. Вертикальное распределение плотности между 120 и 250 км при различных градиентах температуры.

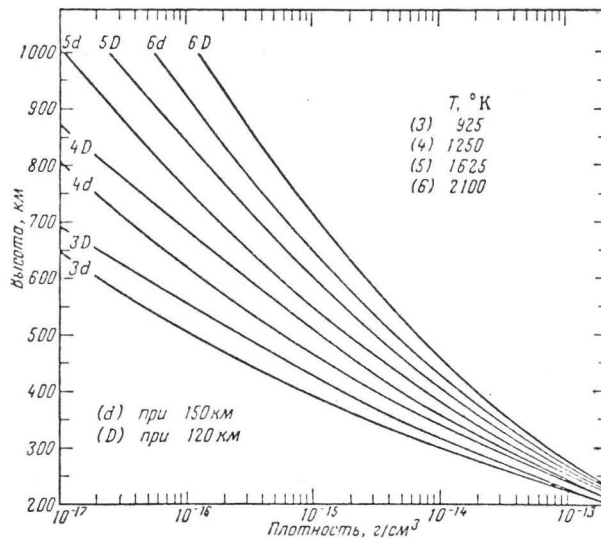


Рис. 50. Распределение плотности выше 200 км, соответствующее различным температурам термосферы с диффузией, начинающейся на высоте 120 км (кривые D) и 150 км (кривые d).

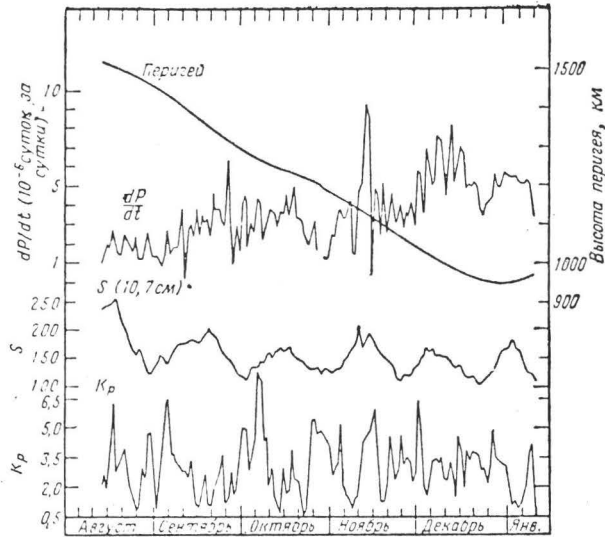


Рис. 51. Скорость изменения периода спутника «Эхо 1» между августом 1960 и январем 1961 г. из-за торможения атмосферы на высотах 1500—950 км (по Zadunaisky, Shapiro, Jones, Research in Space Science, Smithsonian Inst., 61, 1961).

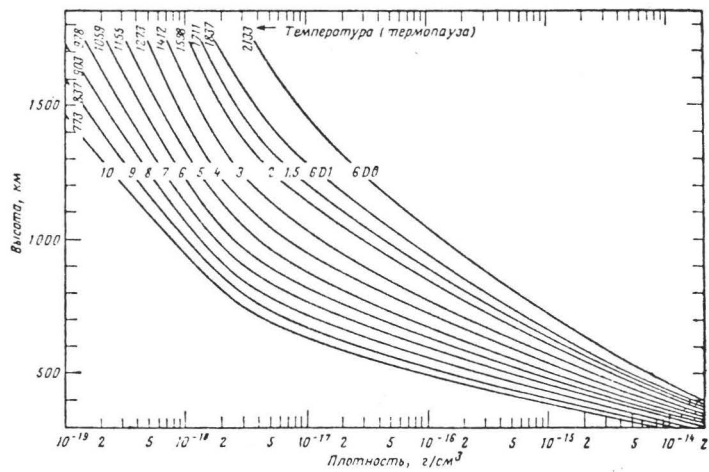


Рис. 52. Вертикальное распределение плотности при температуре и высоте термопаузы, зависящих от вертикального охлаждения путем теплопроводности.

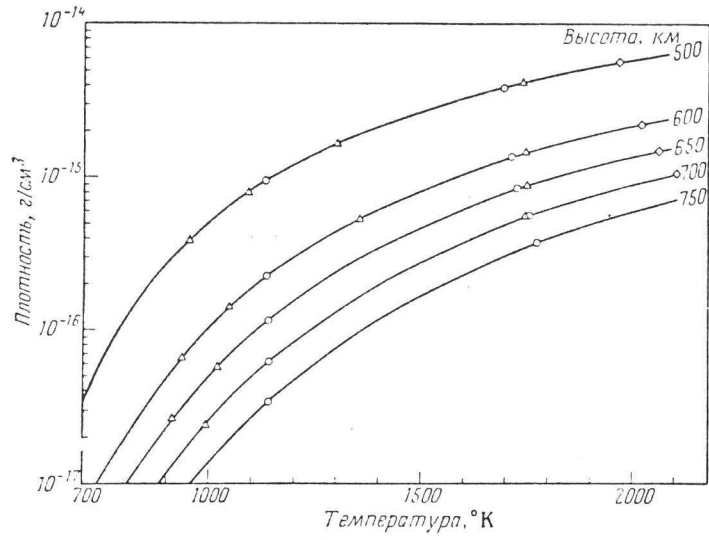


Рис. 53. Плотность между 500 и 750 км для температур от 700 до 2100° К. По Кинг-Хили и Уолкеру.

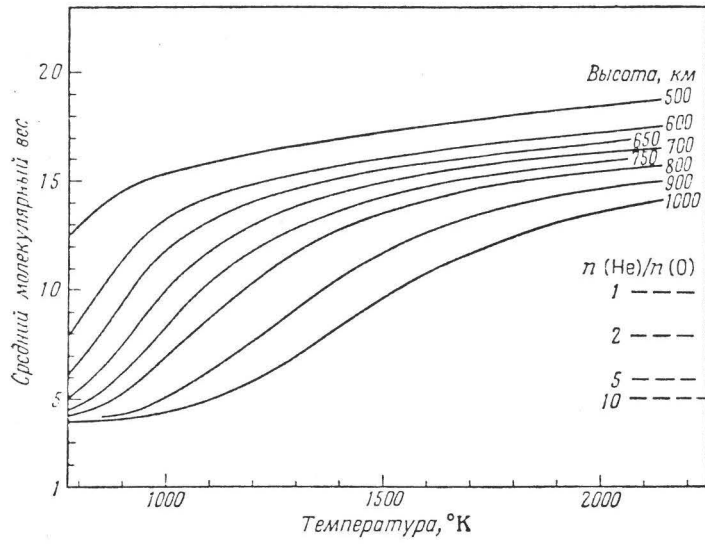


Рис. 54. Средний молекулярный вес между 500 и 750 км для температур от 800 до 2100° К, соответствующих плотностям, приведенным на рис. 52.

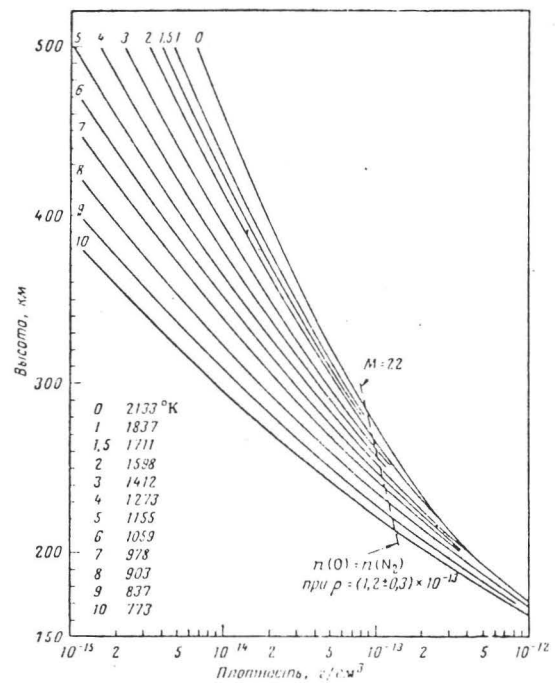


Рис. 55. Изменение плотности с температурой. Вертикальное распределение температуры с высотой обусловлено теплопроводностью, а распределение составляющих — диффузией.

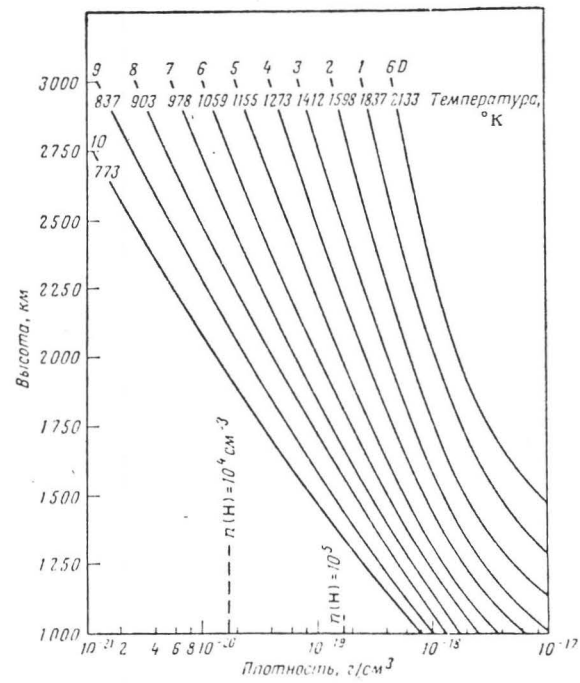


Рис. 56. Плотность в экзосфере в гелиево-кислородной атмосфере без учета атомарного водорода.

ния различных кривых ясно, что произвольный выбор среднего молекулярного веса на любой высоте должен привести к противоречиям в атмосферных моделях.

Заканчивая этот анализ, полезно привести структуру термосферы выше 150 км и структуру нижней экзосферы до 3000 км. Поскольку теплопроводность и диффузия определяют плотность на высоте 650 км, которая менялась более чем в 50 раз от максимума в октябре 1958 г. к ночному времени в 1960 г. (рис. 53), важно определить вариации на нижних уровнях. На рис. 55 приведены вариации плотности между  $10^{-12}$  г/см<sup>3</sup> и  $10^{-15}$  г/см<sup>3</sup>. Между 200 и 225 км (область, где были выполнены прямые измерения при помощи ракет и определения плотности по скорости изменения периода обращения спутников) изменения плотности очень малы. Для температур больше 1100° К плотность на 200 км равна  $\rho = (4,1 \pm 0,1) \times 10^{-13}$  г/см<sup>3</sup> и на 220 км —  $(2,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$  г/см<sup>3</sup>. При уменьшении температуры от 1000 до 750° К плотности равны  $(2,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-13}$  и  $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-13}$  г/см<sup>3</sup> на 200 и 220 км соответственно. Таким образом, в области высот, соответствующих высотам перигеев спутников, вариации очень малы, порядка  $\pm 10\%$  с максимумом  $\pm 20\%$ , соответствующим вариациям ото дня ко дню, или вариациям, связанным с солнечной активностью. На больших высотах различия в плотности более значительны. На высоте 300 км плотность для температур между 1200 и 2000° К равна  $(5 \pm 1,5) \cdot 10^{-14}$  г/см<sup>3</sup>, т. е. изменение составляет по крайней мере  $\pm 30\%$ . При изменении температуры между 750 и 1100° К изменения достигают  $\pm 50\%$ , поскольку плотность равна  $(1,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-14}$  г/см<sup>3</sup>. На высоте 500 км изменения для того же интервала температур соответствуют  $\pm 100\%$ , т. е.  $\rho(4 \pm 3) \cdot 10^{-15}$  г/см<sup>3</sup> для  $T > 1200^\circ \text{К}$  и  $\rho = (5 \pm 4) \cdot 10^{-16}$  г/см<sup>3</sup> для  $750^\circ \text{К} < T < 1100^\circ \text{К}$ . Таким образом, вариации плотности порядка 10—20% около высоты 200 км соответствуют вариациям порядка 100% около высоты 500 км. Если вводятся другие вариации, их следует объяснить изменением граничных условий в области 100—120 км, т. е. модификацией структуры атмосферы в области нижней термосферы.



Поскольку на рис. 55 просуммированы все суточные эффекты и все эффекты солнечной активности, наблюдаемые вариации периода вращения спутников можно объяснить вариациями температуры, зависящими от

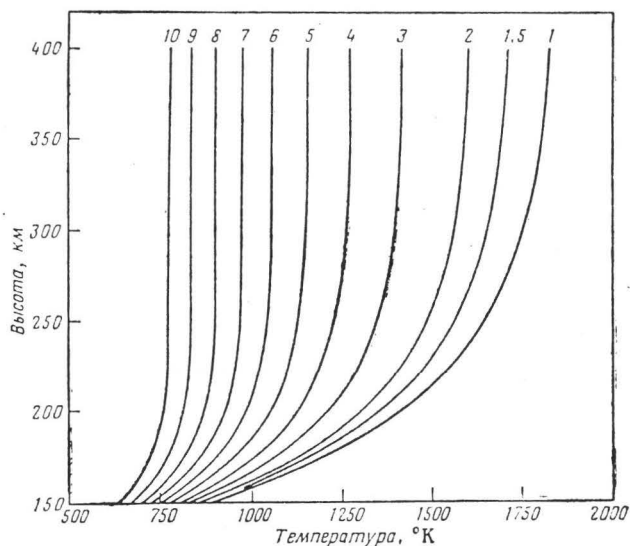


Рис. 57. Вертикальное распределение температуры, указывающей уровень термопаузы. Обозначения те же, что на рис. 55—56.

переноса тепла с помощью теплопроводности. Отрицательное заключение о широтном эффекте следует объяснить сильными суточными эффектами, включающими зависимость от угла между направлениями на Солнце и на перигей спутника. Существование других возможных типов вариаций не может быть принято, пока мы не имеем точного определения сложной функции, которая связывает температуру с углом между направлениями на Солнце и на перигей и с нагреванием, вызываемым солнечным ультрафиолетом.

Если ограничиваться высотами больше 700 км, из изменений периода спутника «Эхо 1» становится ясным, что гелий является существенной составляющей атмо-

сферы<sup>1)</sup>). Рис. 56 дает распределение плотности с высотой между 1000 и 3000 км при использовании результатов разд. 4.6 гл. XII и данных табл. 34. Плотность на высоте 1500 км не меньше  $10^{-18}$  г/см<sup>3</sup> для  $T \geq 1400^\circ \text{K}$  и обусловлена гелием, поскольку атомарный кислород имеет плотность меньше  $10^{-19}$  г/см<sup>3</sup>. Если температура порядка  $100^\circ \text{K}$ , то плотность на высоте 1000 км  $2 \times 10^{-18}$  г/см<sup>3</sup> и атомарный кислород составляет только 10%. Ясно, что средний молекулярный вес между 1000 и 1500 км зависит от гелия, тогда как атомарный водород скорее всего играет существенную роль на больших высотах (см. рис. 56).

Если вычисления на достаточно больших высотах выполнены для атмосферы при постоянной температуре (рис. 57), то плотность связана с высотой однородной атмосферы, которая меняется с высотой (см. рис. 58 для высоты однородной атмосферы между 150 и 500 км). Торможение нейтральной атмосферы, пропорциональное  $\rho H^{1/2}$ , зависит от изменения  $H$  и высоты однородной атмосферы, которые берутся для вычислений, и может содержать ошибки в измерении плотности, особенно при наличии быстрых вариаций последних. Если желательно получить плавное размещение по

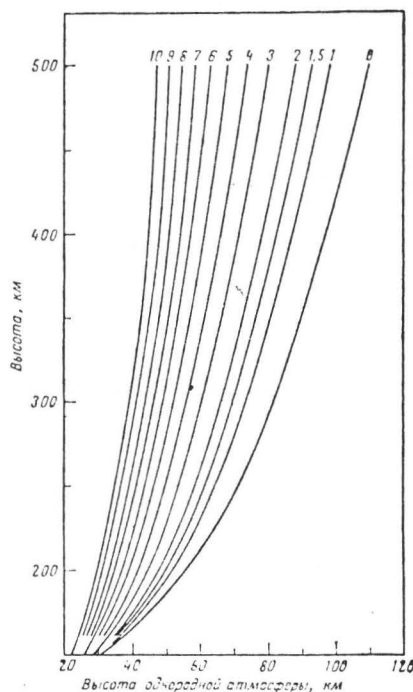


Рис. 58. Изменение высоты однородной атмосферы между 150 и 500 км в азотно-кислородной атмосфере. Обозначения те же, что на рис. 55–56.

<sup>1)</sup> M. Nicolet, J. Geophys. Res., 66 (1961).

вертикали высоты однородной атмосферы в кислородно-азотной атмосфере, то очень важен учет присутствия компонент с малым весом, таких, как гелий. На рис. 59 приведено изменение с высотой высоты однородной атмосферы между 500 и 1500 км. Такое специфическое изменение высоты однородной атмосферы вызвано изменением отношения  $T/M$ . Интересно, что высота однородной атмосферы на высоте 650 км (перигей спутника «Авангард») составляет  $H = 100 \pm 15$  км для температур от 1850 до 850° К. Другой интересный факт состоит в том, что анализ<sup>1)</sup> скорости изменения периода спутника «Эхо 1» (см. рис. 51) был выполнен с помощью двух пробных величин высоты однородной атмосферы 200 и 400 км, что соответствует высотам от 1100 до 1500 км (рис. 59). Во всяком случае, кривые на рис. 59 показывают, что минимальное значение  $H$  составляет 150 км. Наконец, некоторые вариации высоты однородной атмосферы не сказываются на произведении  $\rho H^{1/2}$  (рис. 60), и невозможно получить точную величину высоты однородной атмосферы из наблюдений скорости изменения периода обращения, полученных в разное время. Например,  $\rho H^{1/2}$  на высоте 1500 км составляет лишь одну треть значения  $\rho H^{1/2}$  на высоте 1000 км, если температура убывает от 1650 до 1250° К. Изменение на 500° К приводит к той же скорости изменения периода на высотах 900 и 1250 км (постоянная высота однородной атмосферы должна приводить к одной и той же плотности), которая объясняется вариациями потока солнечного излучения.

#### 6.6. Таблицы

Поскольку предыдущий анализ показывает, что любая модель атмосферы соответствует определенным условиям, таблицы атмосферы должны отражать влияние температуры, которая меняется в зависимости от времени суток и солнечной активности. Поэтому температура была взята в качестве основного параметра, а все

<sup>1)</sup> Zadunaisky, Shapiro, Jones, Smith. Inst. Astrophys. Obs., Special Report, No. 61 (1961).

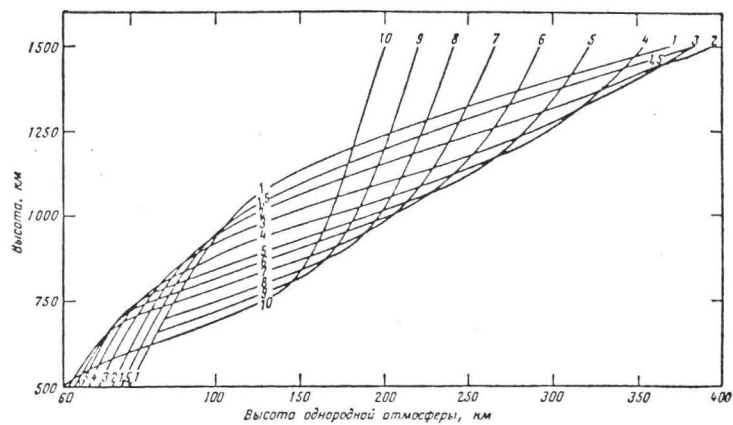


Рис. 59. Изменение высоты однородной атмосферы между 500 и 1500 км. Геллий приводит к специфическому распределению высоты однородной атмосферы. Обозначения те же, что на рис. 55—56.

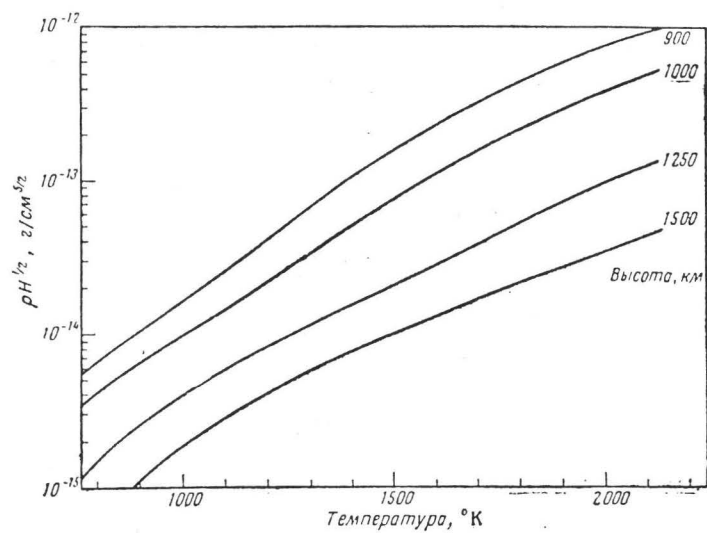


Рис. 60. Изменение величины  $\rho H^{1/2}$  для температур от 8000 до 2100° К на высоте 900, 1000, 1250 и 1500 км.

остальные параметры были вычислены так, чтобы получить полностью согласующиеся результаты. Распределение температуры с высотой соответствует распределению, определяемому вертикальным переносом тепла путем теплопроводности и средним молекулярным весом, вытекающим из закона молекулярной диффузии. Если граничные условия на высоте 120 км изменяются, то ясно, что должны быть изменены и результаты. Например, распределение с высотой молекулярного кислорода правильно, если оно соответствует диффузионному распределению, однако абсолютная величина концентраций должна рассматриваться как максимальная, поскольку восстановление первоначальной концентрации после фотонизации требует некоторого времени. Физические параметры приведены в табл. 41—52; ниже следует их краткое описание.

*Таблица 41.* Температура от высоты 150 км до термопаузы. Первый столбец дает высотное распределение температуры, соответствующее рабочей модели 6D, описанной в разд. 6.4 гл. XII и табл. 39. Второй столбец представляет распределение температуры, когда вертикальный перенос тепла вниз путем теплопроводности применяется к атмосфере без учета образования нового теплового излучения внутри рассматриваемого объема. Поток тепла на 120 км автоматически сбалансирован.

*Таблица 42.* Приведены величины общей плотности, соответствующие моделям атмосферы с температурами, согласно табл. 41, и диффузией, начинающейся на 120 км. Граничные условия определяются формулами (12.153) и (12.156).

*Таблица 43.* Средний молекулярный вес в единицах массы атомарного кислорода ( $m = 16$ ). При  $m < 16$  учитывается эффект гелия при помощи данных табл. 34.

*Таблица 44.* Общая концентрация, определяемая суммой  $n(\text{N}_2)$ ,  $n(\text{O}_2)$ ,  $n(\text{O})$  и  $n(\text{He})$ . На очень больших высотах нельзя пренебрегать водородом (который не включен в таблицу).

*Таблица 45.* Давление, соответствующее общей концентрации, согласно табл. 44, и температуре, согласно табл. 41.

Таблица 41

## Температура (°K)

Высо- та, км	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	877	873	863	852	829	803	777	751	726	699	671	642
160	1059	1022	1002	982	941	902	864	827	793	758	722	685
170	1212	1148	1117	1088	1031	979	930	884	842	800	757	714
180	1340	1252	1212	1174	1104	1039	981	927	878	830	781	734
190	1448	1340	1292	1246	1162	1087	1020	960	905	852	799	748
200	1540	1414	1358	1305	1210	1126	1051	985	925	867	811	757
210	1618	1477	1413	1355	1248	1156	1075	1004	940	879	820	763
220	1685	1530	1460	1396	1280	1180	1094	1018	951	887	826	767
240	1791	1613	1532	1458	1327	1215	1120	1037	965	896	833	772
260	1870	1674	1585	1503	1358	1237	1136	1048	973	901	836	773
280	1930	1719	1622	1534	1379	1252	1145	1054	977	903	837	
300	1975	1752	1650	1556	1393	1261	1150	1057	978			
320	2010	1777	1670	1572	1402	1267	1153	1059				
340	2036	1796	1685	1583	1408	1271	1155					
360	2057	1809	1695	1590	1411	1272						
380	2073	1819	1702	1594	1412							
400	2086	1826	1707	1597								
420	2096	1831	1710	1598								
440	2104	1835	1711									
460	2110	1837										
480	2115											
500	2119											
520	2123											
540	2125											
560	2128											
580	2130											
600	2131											

Плотность

Высо- та, км	6D	1	1,5	2	3	4
150	$2,41 \cdot 10^{-12}$	$2,43 \cdot 10^{-12}$	$2,45 \cdot 10^{-12}$	$2,48 \cdot 10^{-12}$	$2,54 \cdot 10^{-12}$	$2,59 \cdot 10^{-12}$
160	1,46	1,50	1,52	1,54	1,58	1,61
170	$9,79 \cdot 10^{-13}$	1,01	1,03	1,04	1,07	1,08
180	7,01	$7,26 \cdot 10^{-13}$	$7,35 \cdot 10^{-13}$	$7,42 \cdot 10^{-13}$	$7,54 \cdot 10^{-13}$	$7,58 \cdot 10^{-13}$
190	5,25	5,40	5,45	5,48	5,53	5,51
200	4,07	4,14	4,17	4,17	4,16	4,10
210	3,22	3,25	3,25	3,24	3,20	3,11
220	2,61	2,60	2,58	2,56	2,50	2,39
240	1,77	1,72	1,70	1,66	1,58	1,47
260	1,26	1,19	1,16	1,11	1,03	$9,35 \cdot 10^{-14}$
280	$9,20 \cdot 10^{-14}$	$8,47 \cdot 10^{-14}$	$8,10 \cdot 10^{-14}$	$7,71 \cdot 10^{-14}$	$6,93 \cdot 10^{-14}$	6,11
300	6,86	6,15	5,80	5,44	4,76	4,08
320	5,20	4,54	4,23	3,91	3,32	2,77
340	4,00	3,40	3,13	2,86	2,36	1,92
360	3,11	2,58	2,34	2,11	1,70	1,34
380	2,44	1,98	1,77	1,58	1,24	$9,56 \cdot 10^{-15}$
400	1,93	1,53	1,36	1,19	$9,11 \cdot 10^{-15}$	6,89
420	1,55	1,20	1,04	$9,07 \cdot 10^{-15}$	6,78	5,01
440	1,24	$9,42 \cdot 10^{-15}$	$8,13 \cdot 10^{-15}$	6,97	5,08	3,68
460	1,00	7,46	6,37	5,40	3,84	2,73
480	$8,14 \cdot 10^{-15}$	5,95	5,02	4,21	2,93	2,04
500	6,64	4,78	4,00	3,31	2,26	1,54
520	5,45	3,85	3,19	2,62	1,75	1,17
540	4,50	3,12	2,56	2,08	1,36	$8,93 \cdot 10^{-16}$
560	3,72	2,54	2,06	1,66	1,06	6,85
580	3,07	2,08	1,67	1,33	$8,34 \cdot 10^{-16}$	5,28
600	2,56	1,72	1,36	1,07	6,58	4,09
650	1,66	1,07	$8,25 \cdot 10^{-16}$	$6,32 \cdot 10^{-16}$	3,70	2,19
700	1,11	$6,79 \cdot 10^{-16}$	5,12	3,82	2,13	1,21
750	$7,49 \cdot 10^{-16}$	4,39	3,22	2,35	1,25	$6,82 \cdot 10^{-17}$
800	5,14	2,88	2,07	1,47	$7,49 \cdot 10^{-17}$	3,95
850	3,58	1,91	1,34	$9,37 \cdot 10^{-17}$	4,59	2,37
900	2,52	1,29	$8,86 \cdot 10^{-17}$	6,06	2,88	1,47
1000	1,28	$6,08 \cdot 10^{-17}$	4,03	2,68	1,24	$6,51 \cdot 10^{-18}$
1250	$2,82 \cdot 10^{-17}$	1,19	$7,73 \cdot 10^{-18}$	$5,24 \cdot 10^{-18}$	$2,79 \cdot 10^{-18}$	1,79
1500	$8,20 \cdot 10^{-18}$	$3,68 \cdot 10^{-18}$	2,59	1,94	1,22	$8,48 \cdot 10^{-19}$
2000	1,79	1,05	$8,14 \cdot 10^{-19}$	$6,49 \cdot 10^{-19}$	$4,10 \cdot 10^{-19}$	2,64

(г/см<sup>3</sup>)

Таблица 42

5	6	7	8	9	10
$2,62 \cdot 10^{-12}$	$2,65 \cdot 10^{-12}$	$2,61 \cdot 10^{-12}$	$2,35 \cdot 10^{-12}$	$2,14 \cdot 10^{-12}$	$1,97 \cdot 10^{-12}$
1,63	1,64	1,60	1,43	1,29	1,17
1,08	1,08	1,05	$9,26 \cdot 10^{-13}$	$8,21 \cdot 10^{-13}$	$7,34 \cdot 10^{-13}$
$7,54 \cdot 10^{-13}$	$7,44 \cdot 10^{-13}$	$7,14 \cdot 10^{-13}$	6,22	5,43	4,77
5,42	5,28	5,00	4,30	3,69	3,18
3,98	3,84	3,59	3,03	2,56	2,16
2,98	2,83	2,61	2,18	1,80	1,50
2,27	2,12	1,93	1,58	1,29	1,05
1,35	1,23	1,09	$8,64 \cdot 10^{-14}$	$6,79 \cdot 10^{-14}$	$5,32 \cdot 10^{-14}$
$8,36 \cdot 10^{-14}$	$7,40 \cdot 10^{-14}$	$6,35 \cdot 10^{-14}$	4,89	3,72	2,82
5,31	4,57	3,81	2,85	2,11	1,55
3,45	2,89	2,35	1,71	1,23	$8,77 \cdot 10^{-15}$
2,29	1,87	1,48	1,05	$7,37 \cdot 10^{-15}$	5,11
1,54	1,23	$9,55 \cdot 10^{-15}$	$6,61 \cdot 10^{-15}$	4,52	3,06
1,06	$8,23 \cdot 10^{-15}$	6,26	4,23	2,83	1,87
$7,34 \cdot 10^{-15}$	5,60	4,16	2,75	1,80	1,16
5,16	3,86	2,81	1,82	1,16	$7,28 \cdot 10^{-16}$
3,68	2,69	1,92	1,23	$7,75 \cdot 10^{-16}$	4,76
2,64	1,89	1,33	$8,34 \cdot 10^{-16}$	5,14	3,08
1,92	1,35	$9,24 \cdot 10^{-16}$	5,70	3,45	2,02
1,40	$9,64 \cdot 10^{-16}$	6,48	3,94	2,33	1,34
1,04	7,07	4,68	2,74	1,59	$8,98 \cdot 10^{-17}$
$7,76 \cdot 10^{-16}$	5,15	3,35	1,92	1,10	6,09
5,80	3,78	2,41	1,36	$7,63 \cdot 10^{-17}$	4,20
4,36	2,78	1,74	$9,65 \cdot 10^{-17}$	5,37	2,94
3,29	2,06	1,27	6,93	3,82	2,10
2,50	1,54	$9,30 \cdot 10^{-17}$	5,02	2,76	1,53
1,28	$7,55 \cdot 10^{-17}$	4,42	2,36	1,32	$7,71 \cdot 10^{-18}$
$6,76 \cdot 10^{-17}$	3,86	2,22	1,21	$7,11 \cdot 10^{-18}$	4,50
3,69	2,07	1,20	$6,84 \cdot 10^{-18}$	4,34	3,97
2,10	1,18	$7,02 \cdot 10^{-18}$	4,30	2,94	2,12
1,26	$7,20 \cdot 10^{-18}$	4,49	2,96	2,14	1,60
$7,93 \cdot 10^{-18}$	4,73	3,11	2,18	1,63	1,23
3,78	2,48	1,78	1,34	1,02	$7,61 \cdot 10^{-19}$
1,24	$9,04 \cdot 10^{-19}$	$6,7 \cdot 10^{-19}$	$4,99 \cdot 10^{-19}$	$3,62 \cdot 10^{-19}$	2,51
$5,93 \cdot 10^{-19}$	4,17	2,94	2,06	1,40	$8,95 \cdot 10^{-20}$
1,67	1,05	$6,65 \cdot 10^{-20}$	$4,11 \cdot 10^{-20}$	$2,46 \cdot 10^{-20}$	1,36



Таблица 43

Средний молекулярный вес  
(атомарный кислород = 16)

Высо- та, км	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	26,2	26,2	26,2	26,2	26,2	26,1	26,1	26,1	26,1	26,0	26,0	26,0
160	25,8	25,8	25,8	25,8	25,8	25,8	25,8	25,7	25,7	25,6	25,6	25,5
170	25,6	25,5	25,5	25,5	25,5	25,4	25,4	25,3	25,3	25,2	25,1	25,0
180	25,3	25,3	25,2	25,2	25,2	25,1	25,0	24,9	24,8	24,7	24,6	24,5
190	25,1	25,0	25,0	24,9	24,8	24,8	24,7	24,5	24,4	24,3	24,1	24,0
200	24,8	24,7	24,7	24,6	24,5	24,4	24,3	24,1	24,0	23,8	23,6	23,4
210	24,6	24,5	24,4	24,3	24,2	24,1	23,9	23,7	23,5	23,3	23,1	22,9
220	24,3	24,2	24,1	24,0	23,9	23,7	23,5	23,3	23,1	22,9	22,6	22,3
240	23,9	23,7	23,6	23,5	23,3	23,0	22,8	22,5	22,2	21,9	21,6	21,2
260	23,4	23,2	23,0	22,9	22,6	22,3	22,0	21,7	21,3	21,0	20,6	20,2
280	23,0	22,7	22,5	22,4	22,0	21,6	21,3	20,9	20,5	20,1	19,7	19,3
300	22,6	22,2	22,0	21,8	21,4	21,0	20,6	20,2	19,8	19,4	18,9	18,5
320	22,2	21,8	21,5	21,3	20,8	20,4	19,9	19,5	19,1	18,7	18,3	17,9
340	21,8	21,3	21,0	20,8	20,3	19,8	19,4	18,9	18,5	18,1	17,7	17,3
360	21,4	20,8	20,6	20,3	19,8	19,3	18,8	18,4	18,0	17,5	17,2	16,7
380	21,0	20,4	20,1	19,9	19,3	18,8	18,4	18,0	17,6	17,0	16,6	16,1
400	20,6	20,0	19,7	19,4	18,9	18,4	18,0	17,6	17,3	16,6	16,2	15,6
420	20,3	19,7	19,4	19,1	18,5	18,0	17,6	17,3	16,9	16,1	15,7	15,1
440	19,9	19,3	19,0	18,7	18,2	17,7	17,3	16,9	16,5	15,8	15,2	14,6
460	19,6	19,0	18,7	18,4	17,8	17,4	16,9	16,5	16,1	15,4	14,8	14,0
480	19,3	18,6	18,3	18,0	17,4	17,0	16,6	16,1	15,7	15,0	14,3	13,2
500	18,9	18,2	17,9	17,6	17,0	16,6	16,1	15,7	15,3	14,6	13,7	12,4
520	18,6	17,9	17,6	17,3	16,8	16,3	15,8	15,4	14,9	14,1	13,0	11,6
540	18,3	17,6	17,4	17,0	16,5	16,0	15,6	15,1	14,5	13,5	12,3	10,6
560	18,0	17,4	17,1	16,8	16,3	15,8	15,3	14,8	14,1	12,9	11,4	9,7
580	17,8	17,2	16,9	16,6	16,0	15,5	15,0	14,4	13,6	12,2	10,6	8,8
600	17,6	17,0	16,7	16,4	15,8	15,3	14,7	13,9	13,0	11,5	9,7	7,9

Продолжение табл. 43

Высо- та, км	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
650	17,1	16,5	16,2	15,9	15,2	14,6	13,7	12,7	11,4	9,5	7,7	6,2
700	16,6	16,0	15,7	15,4	14,6	13,7	12,5	11,2	9,6	7,7	6,2	5,2
750	16,2	15,6	15,2	14,8	13,8	12,6	11,1	9,6	8,0	6,3	5,2	4,6
800	15,8	15,1	14,7	14,2	12,9	11,4	9,7	8,0	6,6	5,4	4,7	4,3
850	15,5	14,6	14,1	13,4	11,9	10,1	8,3	6,8	5,6	4,8	4,4	4,1
900	15,1	14,1	13,4	12,6	10,7	8,8	7,1	5,8	5,0	4,4	4,2	4,1
1000	14,2	12,7	11,8	10,7	8,5	6,7	5,4	4,7	4,4	4,1	4,0	4,0
1250	11,2	8,7	7,5	6,4	5,1	4,4	4,2	4,1	4,0	4,0	4,0	4,0
1500	7,9	5,8	5,1	4,6	4,2	4,1	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0
2000	4,7	4,2	4,1	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0

Таблица 46. Высота однородной атмосферы, соответствующая локальной высоте однородной атмосферы, определяемой по формуле  $H = kT/mg$ , где  $T$  — температура, согласно табл. 41, а  $m = \sum n_i m_i / \sum n_i$  — средний молекулярный вес по табл. 43.

Таблица 47. Параметр  $\rho H^{1/2}$  г/см<sup>3/2</sup>, пропорциональный скорости изменения периода спутника. Плотность взята из табл. 42, а локальная высота однородной атмосферы  $H$  — из табл. 46.

Таблицы 48, 49 и 50 дают концентрации атомарного кислорода, молекулярного азота и молекулярного кислорода соответственно.

Таблицы 51 и 52 дают локальную высоту однородной атмосферы для атомарного кислорода и молекулярного азота, находящихся в диффузионном равновесии. Необходимо отметить, что высота однородной атмосферы из гелия и водорода в 4 и 16 раз соответственно больше высоты однородной атмосферы из атомарного кислорода,

Полная концентрация (см<sup>-3</sup>)

Таблица 44

Высота, км	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	$5,6 \cdot 10^{10}$	$5,6 \cdot 10^{10}$	$5,6 \cdot 10^{10}$	$5,7 \cdot 10^{10}$	$5,8 \cdot 10^{10}$	$6,0 \cdot 10^{10}$	$6,0 \cdot 10^{10}$	$6,1 \cdot 10^{10}$	$6,0 \cdot 10^{10}$	$5,4 \cdot 10^{10}$	$4,9 \cdot 10^{10}$	$4,6 \cdot 10^{10}$
160	3,4	3,5	3,6	3,6	3,7	3,8	3,8	3,8	3,8	3,4	3,0	2,8
170	2,3	2,4	2,4	2,4	2,5	2,6	2,6	2,6	2,5	2,2	2,0	1,8
180	1,7	1,7	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8	1,7	1,5	1,3	1,2
190	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,2	1,1	$9,2 \cdot 10^9$	$8,0 \cdot 10^9$
200	$9,9 \cdot 10^9$	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	$9,9 \cdot 10^9$	$9,6 \cdot 10^9$	$9,0 \cdot 10^9$	$7,7 \cdot 10^9$	6,5	5,6
210	7,9	$8,0 \cdot 10^9$	$8,0 \cdot 10^9$	$8,0 \cdot 10^9$	$8,0 \cdot 10^9$	$7,8 \cdot 10^9$	7,5	7,2	6,7	5,6	4,7	3,9
220	6,4	6,5	6,4	6,4	6,3	6,1	5,8	5,5	5,0	4,2	3,4	2,8
240	4,5	4,4	4,3	4,2	4,1	3,8	3,6	3,3	2,9	2,4	1,9	1,5
260	3,2	3,1	3,0	2,9	2,7	2,5	2,3	2,0	1,8	1,4	1,1	$8,4 \cdot 10^8$
280	2,4	2,2	2,2	2,1	1,9	1,7	1,5	1,3	1,1	$8,5 \cdot 10^8$	$6,4 \cdot 10^8$	4,8
300	1,8	1,7	1,6	1,5	1,3	1,2	1,0	$8,6 \cdot 10^8$	$7,2 \cdot 10^8$	5,3	3,9	2,8
320	1,4	1,2	1,2	1,1	$9,6 \cdot 10^8$	$8,2 \cdot 10^8$	$6,9 \cdot 10^8$	5,8	4,7	3,4	2,4	1,7
340	1,1	$9,6 \cdot 10^8$	$8,9 \cdot 10^8$	$8,3 \cdot 10^8$	7,0	5,8	4,8	3,9	3,1	2,2	1,5	1,0
360	$8,8 \cdot 10^8$	7,5	6,8	6,2	5,2	4,2	3,4	2,7	2,1	1,4	$9,8 \cdot 10^7$	$6,6 \cdot 10^7$
380	7,0	5,8	5,3	4,8	3,8	3,1	2,4	1,9	1,4	$9,6 \cdot 10^7$	6,4	4,2
400	5,6	4,6	4,1	3,7	2,9	2,2	1,7	1,3	$9,8 \cdot 10^7$	6,4	4,2	2,6
420	4,6	3,7	3,2	2,9	2,2	1,7	1,2	$9,4 \cdot 10^7$	6,8	4,6	3,0	1,9

440	3,7	2,9	2,6	2,2	1,7	1,2	$9,2 \cdot 10^7$	6,7	4,8	3,2	2,0	1,3
460	3,1	2,4	2,0	1,8	1,3	$9,4 \cdot 10^7$	6,8	4,8	3,3	2,2	1,4	$8,7 \cdot 10^6$
480	2,5	1,9	1,6	1,4	1,0	7,1	5,0	3,5	2,4	1,6	$9,8 \cdot 10^6$	6,1
500	2,1	1,6	1,3	1,1	$8,0 \cdot 10^7$	5,6	3,9	2,7	1,8	1,1	7,0	4,3
520	1,8	1,3	1,1	$9,1 \cdot 10^7$	6,3	4,3	3,0	2,0	1,4	$8,2 \cdot 10^6$	5,1	3,2
540	1,5	1,1	$8,9 \cdot 10^7$	7,3	5,0	3,4	2,2	1,5	1,0	6,0	3,7	2,4
560	1,2	$8,8 \cdot 10^7$	7,3	5,9	3,9	2,6	1,7	1,1	$7,4 \cdot 10^6$	4,5	2,8	1,8
580	1,0	7,3	6,0	4,8	3,1	2,0	1,3	$8,6 \cdot 10^6$	5,6	3,4	2,2	1,4
600	$8,8 \cdot 10^7$	6,1	4,9	3,9	2,5	1,6	1,0	6,6	4,3	2,6	1,7	1,2
650	5,9	3,9	3,1	2,4	1,5	$9,1 \cdot 10^6$	$5,6 \cdot 10^6$	3,6	2,3	1,5	1,0	$7,5 \cdot 10^5$
700	4,0	2,6	2,0	1,5	$8,8 \cdot 10^6$	5,3	3,2	2,1	1,4	$9,4 \cdot 10^5$	$6,9 \cdot 10^5$	5,2
750	2,8	1,7	1,3	$9,6 \cdot 10^6$	5,4	3,2	2,0	1,3	$9,1 \cdot 10^5$	6,5	5,0	3,9
800	2,0	1,1	$8,5 \cdot 10^6$	6,3	3,5	2,1	1,3	$8,8 \cdot 10^5$	6,4	4,8	3,8	3,0
850	1,4	$7,9 \cdot 10^6$	5,7	4,2	2,3	1,4	$9,1 \cdot 10^5$	6,4	4,8	3,7	3,0	2,3
900	1,0	5,5	4,0	2,9	1,6	1,0	6,8	4,9	3,8	3,0	2,3	1,8
1000	$5,4 \cdot 10^6$	2,9	2,0	1,5	$8,8 \cdot 10^5$	$5,9 \cdot 10^5$	4,2	3,2	2,5	1,9	1,5	1,1
1250	1,5	$8,3 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^5$	$4,9 \cdot 10^5$	3,3	2,4	1,8	1,3	1,0	$7,5 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^4$	$3,8 \cdot 10^4$
1500	$6,3 \cdot 10^5$	3,8	3,0	2,5	1,8	1,2	$8,9 \cdot 10^4$	$6,2 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^4$	3,1	2,1	1,3
2000	2,3	1,5	1,2	$9,7 \cdot 10^4$	$6,1 \cdot 10^4$	$4,0 \cdot 10^4$	2,5	1,6	1,0	$6,2 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^3$

Давление

Высо- та, км	6D	1	1,5	2	3	4
150	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$
160	3,7	3,7	3,7	3,6	3,6	3,5
170	2,9	2,8	2,8	2,8	2,7	2,6
180	2,3	2,2	2,2	2,2	2,1	2,0
190	1,9	1,8	1,8	1,7	1,6	1,5
200	1,6	1,5	1,4	1,4	1,3	1,2
210	1,3	1,2	1,2	1,1	1,0	$9,3 \cdot 10^{-7}$
220	1,1	1,0	$9,7 \cdot 10^{-7}$	$9,2 \cdot 10^{-7}$	$8,3 \cdot 10^{-7}$	7,4
240	$8,3 \cdot 10^{-7}$	$7,3 \cdot 10^{-7}$	6,9	6,4	5,6	4,8
260	6,2	5,4	5,0	4,6	3,8	3,2
280	4,8	4,0	3,6	3,3	2,7	2,2
300	3,7	3,0	2,7	2,4	1,9	1,5
320	2,9	2,3	2,0	1,8	1,4	1,1
340	2,3	1,8	1,6	1,4	1,0	$7,7 \cdot 10^{-8}$
360	1,9	1,4	1,2	1,0	$7,5 \cdot 10^{-8}$	5,5
380	1,5	1,1	$9,3 \cdot 10^{-8}$	$7,9 \cdot 10^{-8}$	5,6	4,0
400	1,2	$8,7 \cdot 10^{-8}$	7,3	6,1	4,2	3,0
420	1,0	7,0	5,8	4,7	3,2	2,2
440	$8,2 \cdot 10^{-8}$	5,6	4,6	3,7	2,5	1,6
460	6,7	4,5	3,6	2,9	1,9	1,2
480	5,6	3,6	2,9	2,3	1,5	$9,4 \cdot 10^{-9}$
500	4,7	3,0	2,4	1,9	1,2	7,4
520	3,9	2,5	1,9	1,5	$9,2 \cdot 10^{-9}$	5,7
540	3,2	2,0	1,6	1,2	7,2	4,4
560	2,7	1,7	1,3	$9,8 \cdot 10^{-9}$	5,7	3,4
580	2,3	1,4	1,1	8,0	4,6	2,7
600	1,9	1,2	$8,7 \cdot 10^{-9}$	6,5	3,7	2,1
650	1,3	$7,4 \cdot 10^{-9}$	5,4	4,0	2,1	1,2
700	$8,8 \cdot 10^{-9}$	4,8	3,5	2,5	1,3	$7,0 \cdot 10^{-10}$
750	6,1	3,2	2,2	1,6	$8,0 \cdot 10^{-10}$	4,3
800	4,3	2,2	1,5	1,0	5,1	2,7
850	3,1	1,5	1,0	$6,9 \cdot 10^{-10}$	3,4	1,8
900	2,2	1,0	$7,0 \cdot 10^{-10}$	4,8	2,4	1,3
1000	1,2	$5,5 \cdot 10^{-10}$	3,6	2,5	1,3	$7,7 \cdot 10^{-11}$
1250	$3,4 \cdot 10^{-10}$	1,6	1,1	$8,1 \cdot 10^{-11}$	$4,8 \cdot 10^{-11}$	3,2
1500	1,4	$7,3 \cdot 10^{-11}$	$5,4 \cdot 10^{-11}$	4,2	2,6	1,6
2000	$5,1 \cdot 10^{-11}$	2,9	2,1	1,6	$9,0 \cdot 10^{-12}$	$5,2 \cdot 10^{-12}$

(мм рт. ст.)

Таблица 45

5	6	7	8	9	10
$4,9 \cdot 10^{-6}$	$4,8 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$
3,4	3,3	3,1	2,6	2,3	2,0
2,5	2,4	2,2	1,8	1,5	1,3
1,8	1,7	1,6	1,3	1,1	$8,9 \cdot 10^{-7}$
1,4	1,3	1,2	$9,4 \cdot 10^{-7}$	$7,6 \cdot 10^{-7}$	6,2
1,1	$9,8 \cdot 10^{-7}$	$8,6 \cdot 10^{-7}$	6,9	5,5	4,4
$8,4 \cdot 10^{-7}$	7,5	6,5	5,1	4,0	3,1
6,6	5,8	5,0	3,8	2,9	2,2
4,2	3,5	2,9	2,2	1,6	1,2
2,7	2,2	1,8	1,3	$9,4 \cdot 10^{-8}$	$6,7 \cdot 10^{-8}$
1,8	1,4	1,1	$8,0 \cdot 10^{-8}$	5,6	3,9
1,2	$9,4 \cdot 10^{-8}$	$7,2 \cdot 10^{-8}$	5,0	3,4	2,3
$8,2 \cdot 10^{-8}$	6,3	4,7	3,2	2,1	1,4
5,7	4,3	3,1	2,0	1,3	$8,5 \cdot 10^{-9}$
4,0	3,0	2,1	1,3	$8,5 \cdot 10^{-9}$	5,3
2,9	2,0	1,4	$9,0 \cdot 10^{-9}$	5,5	3,3
2,1	1,4	$9,9 \cdot 10^{-9}$	6,0	3,6	2,1
1,5	1,0	6,9	4,3	2,6	1,5
1,1	$7,3 \cdot 10^{-9}$	4,8	3,0	1,8	1,0
$8,1 \cdot 10^{-9}$	5,3	3,4	2,1	1,2	$7,0 \cdot 10^{-10}$
6,0	3,8	2,4	1,5	$8,5 \cdot 10^{-10}$	4,9
4,7	3,0	1,9	1,0	6,1	3,5
3,5	2,2	1,4	$7,7 \cdot 10^{-10}$	4,4	2,5
2,7	1,6	1,0	5,6	3,2	1,9
2,0	1,2	$7,6 \cdot 10^{-10}$	4,2	2,4	1,5
1,6	$9,5 \cdot 10^{-10}$	5,7	3,2	1,9	1,2
1,2	7,3	4,4	2,5	1,5	$9,3 \cdot 10^{-11}$
$6,7 \cdot 10^{-10}$	3,9	2,4	1,4	$8,9 \cdot 10^{-11}$	6,0
3,9	2,3	1,4	$8,8 \cdot 10^{-11}$	6,0	4,2
2,4	1,4	$9,2 \cdot 10^{-11}$	6,1	4,3	3,1
1,6	$9,7 \cdot 10^{-11}$	6,5	4,5	3,3	2,4
1,1	7,0	4,9	3,5	2,6	1,8
$8,1 \cdot 10^{-11}$	5,4	3,8	2,8	2,0	1,4
5,0	3,5	2,5	1,8	1,3	$9,1 \cdot 10^{-12}$
2,1	1,5	1,0	$7,0 \cdot 10^{-12}$	$4,7 \cdot 10^{-12}$	3,0
1,1	$6,8 \cdot 10^{-12}$	$4,5 \cdot 10^{-12}$	2,9	1,8	1,1
$3,0 \cdot 10^{-12}$	1,7	1,0	$5,8 \cdot 10^{-13}$	$3,2 \cdot 10^{-13}$	$1,6 \cdot 10^{-13}$

Высота однородной атмосферы (км)

Таблица 46

Высота, км	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	29,8	29,6	29,3	28,9	28,1	27,3	26,4	25,6	24,7	23,8	22,9	21,9
160	36,5	35,2	34,6	33,8	32,5	31,1	29,9	28,7	27,5	26,3	25,1	23,9
170	42,4	40,1	39,1	38,1	36,2	34,4	32,7	31,2	29,8	28,4	26,9	25,5
180	47,4	44,4	41,7	41,7	39,3	37,1	35,1	33,3	31,7	30,1	28,4	26,8
190	52,0	48,2	46,5	44,9	42,0	39,5	37,2	35,2	33,3	31,5	29,7	28,0
200	56,0	51,6	49,6	47,8	44,5	41,6	39,0	36,8	34,8	32,8	30,9	29,1
210	59,6	54,6	52,4	50,3	46,6	43,4	40,7	38,3	36,1	34,0	32,1	30,2
220	62,8	57,3	54,9	52,6	48,6	45,2	42,2	39,6	37,4	35,2	33,2	31,2
240	68,4	62,1	59,3	56,7	52,0	48,2	44,9	42,1	39,7	37,4	35,2	33,2
260	73,3	66,3	63,1	60,2	55,1	50,9	47,4	44,4	41,9	39,4	37,3	35,2
280	77,5	70,0	66,5	63,4	57,9	53,4	49,7	46,6	44,0	41,4	39,2	37,0
300	81,3	73,3	69,6	66,3	60,5	55,8	52,0	48,7	46,0	43,3	41,1	38,8
320	84,8	76,4	72,6	69,0	62,9	58,1	54,1	50,7	47,9	45,2	42,8	40,4
340	88,0	79,4	75,3	71,6	65,2	60,3	56,1	52,6	49,7	46,8	44,4	42,0
360	91,1	82,1	77,9	74,0	67,5	62,4	58,0	54,4	51,3	48,6	46,0	43,8
380	94,1	84,8	80,4	76,4	69,6	64,4	59,8	56,1	52,8	50,6	48,0	45,7
400	96,9	87,3	82,8	78,6	71,6	66,2	61,5	57,6	54,2	52,1	49,5	47,4
420	99,6	89,7	85,1	80,8	73,2	68,0	63,1	59,0	55,7	53,9	51,5	49,3

440	102,3	92,0	87,2	82,8	75,3	69,6	64,5	60,7	57,4	55,4	53,2	51,5
460	104,9	94,3	89,3	84,7	77,3	71,1	66,6	62,5	59,2	57,1	55,2	54,0
480	107,4	96,8	91,7	87,1	79,6	73,4	68,2	64,5	61,1	59,0	57,5	57,2
500	110,8	99,5	94,4	89,7	81,8	75,9	70,6	66,4	63,2	61,1	60,4	61,3
520	113,4	101,6	96,4	91,6	83,6	77,6	72,3	68,1	65,0	63,6	63,9	66,3
540	115,9	103,9	98,4	93,6	85,4	79,2	74,0	70,0	67,2	66,7	68,2	72,5
560	118,3	105,9	100,4	95,4	87,1	80,9	75,8	72,0	69,7	70,2	73,4	80,0
580	120,7	108,0	102,3	97,3	88,8	82,7	77,8	74,3	72,8	74,6	79,8	88,8
600	123,1	109,9	104,2	99,2	90,6	84,6	80,0	77,1	76,2	79,9	87,3	99,1
650	128,8	114,8	109,0	103,8	95,5	90,1	86,8	86,0	88,3	97,6	111,4	128,1
700	134,0	119,8	113,8	108,7	101,1	97,3	96,3	98,9	106,1	122,4	140,8	156,4
750	139,3	124,9	119,1	114,4	108,3	106,8	109,9	117,4	130,3	151,7	169,6	178,5
800	144,6	130,6	125,1	121,1	117,5	119,9	128,4	141,7	159,2	181,2	192,9	193,5
850	150,2	136,9	132,3	129,6	129,6	137,2	152,3	170,7	189,4	206,0	209,5	203,2
900	156,5	144,2	140,8	140,1	145,3	159,6	180,6	201,2	216,6	224,9	220,7	209,7
1000	170,9	163,8	164,6	169,6	189,2	216,2	241,4	254,1	255,2	247,8	234,4	218,3
1250	232,1	256,9	277,8	302,7	338,7	347,4	335,5	315,6	294,2	273,1	253,6	234,3
1500	351,7	412,0	434,5	446,3	434,6	404,7	371,4	341,8	316,2	292,0	270,7	250,0
2000	665,7	641,6	611,5	578,7	515,5	465,6	422,5	387,5	357,9	330,4	306,3	282,9



$pH^{1/2}$ 

Высота, км	6D	1	1,5	2	3	4
150	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$4,3 \cdot 10^{-9}$
160	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8
170	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
180	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
190	1,2	1,2	1,2	1,2	1,1	1,1
200	$9,6 \cdot 10^{-10}$	$9,4 \cdot 10^{-10}$	$9,3 \cdot 10^{-10}$	$9,8 \cdot 10^{-10}$	$8,8 \cdot 10^{-10}$	$8,4 \cdot 10^{-10}$
210	7,9	7,6	7,4	7,3	6,9	6,5
220	6,5	6,2	6,0	5,9	5,5	5,1
240	4,6	4,3	4,1	3,9	3,6	3,2
260	3,4	3,1	2,9	2,7	2,4	2,1
280	2,6	2,2	2,1	1,9	1,7	1,4
300	2,0	1,7	1,5	1,4	1,2	$9,6 \cdot 10^{-11}$
320	1,5	1,2	1,1	1,0	$8,3 \cdot 10^{-11}$	6,7
340	1,2	$9,6 \cdot 10^{-11}$	$8,6 \cdot 10^{-11}$	$7,6 \cdot 10^{-11}$	6,0	4,7
360	$9,4 \cdot 10^{-11}$	7,4	6,5	5,7	4,4	3,4
380	7,5	5,8	5,0	4,4	3,3	2,4
400	6,0	4,5	3,8	3,3	2,4	1,8
420	4,9	3,6	3,0	2,6	1,8	1,3
440	4,0	2,8	2,4	2,0	1,4	$9,7 \cdot 10^{-12}$
460	3,2	2,3	1,9	1,6	1,1	7,3
480	2,7	1,8	1,5	1,2	$8,2 \cdot 10^{-12}$	5,5
500	2,2	1,5	1,2	$9,9 \cdot 10^{-12}$	6,5	4,2
520	1,8	1,2	$9,9 \cdot 10^{-12}$	7,9	5,0	3,2
540	1,5	1,0	8,0	6,4	4,0	2,5
560	1,3	$8,3 \cdot 10^{-12}$	6,5	5,1	3,1	1,9
580	1,1	6,9	5,3	4,1	2,5	1,5
600	$9,0 \cdot 10^{-12}$	5,7	4,4	3,4	2,0	1,2
650	6,0	3,6	2,7	2,0	1,1	$6,6 \cdot 10^{-13}$
700	4,0	2,3	1,7	1,3	$6,7 \cdot 10^{-13}$	3,8
750	2,8	1,6	1,1	$8,0 \cdot 10^{-13}$	4,1	2,2
800	2,0	1,0	$7,3 \cdot 10^{-13}$	5,1	2,6	1,4
850	1,4	$7,1 \cdot 10^{-13}$	4,9	3,4	1,6	$8,8 \cdot 10^{-14}$
900	$9,9 \cdot 10^{-13}$	4,9	3,3	2,3	1,1	5,9
1000	5,3	2,4	1,6	1,1	$5,4 \cdot 10^{-14}$	3,0
1250	1,4	$6,0 \cdot 10^{-14}$	$4,1 \cdot 10^{-14}$	$2,9 \cdot 10^{-14}$	1,6	1,0
1500	$4,9 \cdot 10^{-14}$	2,4	1,7	1,3	$8,1 \cdot 10^{-15}$	$5,4 \cdot 10^{-15}$
2000	1,4	$8,4 \cdot 10^{-15}$	$6,4 \cdot 10^{-15}$	$4,9 \cdot 10^{-15}$	2,9	1,8

Таблица 47

 $(z/cm)^{1/2}$ 

5	6	7	8	9	10
$4,3 \cdot 10^{-9}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$4,1 \cdot 10^{-9}$	$3,6 \cdot 10^{-9}$	$3,2 \cdot 10^{-9}$	$2,9 \cdot 10^{-9}$
2,8	2,8	2,7	2,3	2,0	1,8
2,0	1,9	1,8	1,6	1,3	1,2
1,4	1,4	1,3	1,1	$9,2 \cdot 10^{-10}$	$7,8 \cdot 10^{-10}$
1,0	$9,9 \cdot 10^{-10}$	$9,1 \cdot 10^{-10}$	$7,6 \cdot 10^{-10}$	6,4	5,3
$7,9 \cdot 10^{-10}$	7,4	6,7	5,5	4,5	3,7
6,0	5,5	5,0	4,0	3,2	2,6
4,6	4,2	3,7	3,0	2,3	1,8
2,9	2,5	2,2	1,7	1,3	$9,7 \cdot 10^{-11}$
1,8	1,6	1,3	$9,7 \cdot 10^{-11}$	$7,2 \cdot 10^{-11}$	5,3
1,2	$9,9 \cdot 10^{-11}$	$8,0 \cdot 10^{-11}$	5,8	4,2	3,0
$7,9 \cdot 10^{-11}$	6,4	5,0	3,6	2,5	1,7
5,3	4,2	3,2	2,2	1,5	1,0
3,6	2,8	2,1	1,4	$9,5 \cdot 10^{-12}$	$6,2 \cdot 10^{-12}$
2,5	1,9	1,4	$9,3 \cdot 10^{-12}$	6,0	3,9
1,8	1,3	$9,6 \cdot 10^{-12}$	6,1	3,9	2,4
1,3	$9,2 \cdot 10^{-12}$	6,5	4,1	2,5	1,5
$9,2 \cdot 10^{-12}$	6,5	4,5	2,8	1,8	1,0
6,7	4,6	3,2	2,0	1,2	$7,0 \cdot 10^{-13}$
4,9	3,3	2,2	1,4	$8,1 \cdot 10^{-13}$	4,7
3,6	2,4	1,6	$9,6 \cdot 10^{-13}$	5,6	3,2
2,8	1,8	1,2	6,8	3,9	2,2
2,1	1,3	$8,5 \cdot 10^{-13}$	4,8	2,8	1,6
1,6	1,0	6,2	3,5	2,0	1,1
1,2	$6,6 \cdot 10^{-13}$	4,6	2,6	1,4	$8,3 \cdot 10^{-14}$
$9,2 \cdot 10^{-13}$	5,6	3,4	1,9	1,1	6,2
7,1	4,3	2,6	1,4	$8,2 \cdot 10^{-14}$	4,8
3,8	2,2	1,3	$7,4 \cdot 10^{-14}$	4,4	2,8
2,1	1,2	$7,2 \cdot 10^{-14}$	4,2	2,7	1,8
1,2	$7,1 \cdot 10^{-14}$	4,3	2,7	1,8	1,2
$7,5 \cdot 10^{-14}$	4,4	2,8	1,8	1,3	$9,3 \cdot 10^{-15}$
4,9	3,0	2,0	1,3	$9,8 \cdot 10^{-15}$	7,2
3,4	2,1	1,4	1,0	7,7	5,6
1,9	1,2	$9,0 \cdot 10^{-15}$	$6,6 \cdot 10^{-15}$	4,9	3,6
$7,2 \cdot 10^{-15}$	$5,1 \cdot 10^{-15}$	3,6	2,6	1,8	1,2
3,6	2,4	1,6	1,1	$7,2 \cdot 10^{-16}$	$4,5 \cdot 10^{-16}$
1,1	$6,6 \cdot 10^{-16}$	$4,0 \cdot 10^{-16}$	$2,4 \cdot 10^{-16}$	1,4	$7,3 \cdot 10^{-17}$

Таблица 48

Концентрация атомарного кислорода ( $\text{см}^{-3}$ )

Высота, км	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	$1,0 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$9,9 \cdot 10^9$	$9,2 \cdot 10^9$
160	$7,2 \cdot 10^9$	$7,5 \cdot 10^9$	$7,6 \cdot 10^9$	$7,7 \cdot 10^9$	$8,0 \cdot 10^9$	$8,2 \cdot 10^9$	$8,4 \cdot 10^9$	$8,6 \cdot 10^9$	$8,5 \cdot 10^9$	$7,8 \cdot 10^9$	7,1	6,6
170	5,4	5,6	5,8	5,9	6,1	6,2	6,4	6,5	6,5	5,8	5,3	4,9
180	4,2	4,5	4,6	4,6	4,8	4,9	5,0	5,1	5,0	4,5	4,1	3,7
190	3,5	3,6	3,7	3,8	3,9	4,0	4,0	4,1	4,0	3,6	3,2	2,9
200	2,9	3,0	3,1	3,1	3,2	3,3	3,3	3,3	3,2	2,8	2,5	2,2
210	2,5	2,6	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7	2,7	2,6	2,3	2,0	1,8
220	2,1	2,2	2,2	2,2	2,3	2,3	2,3	2,2	2,1	1,8	1,6	1,4
240	1,6	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,6	1,6	1,5	1,2	1,0	$8,7 \cdot 10^8$
260	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,2	1,2	1,1	1,0	$8,4 \cdot 10^8$	$6,8 \cdot 10^8$	5,5
280	1,0	1,0	1,0	1,0	$9,7 \cdot 10^8$	$9,2 \cdot 10^8$	$8,6 \cdot 10^8$	$7,9 \cdot 10^8$	$7,1 \cdot 10^8$	5,7	4,5	3,5
300	$8,6 \cdot 10^8$	$8,3 \cdot 10^8$	$8,1 \cdot 10^8$	$7,9 \cdot 10^8$	7,5	6,9	6,3	5,7	5,0	3,9	3,0	2,3
320	7,1	6,7	6,5	6,3	5,8	5,3	4,7	4,1	3,5	2,6	2,0	1,4
340	5,9	5,5	5,3	5,0	4,6	4,0	3,5	3,0	2,5	1,8	1,3	$9,3 \cdot 10^7$
360	5,0	4,5	4,3	4,0	3,6	3,1	2,6	2,2	1,7	1,2	$8,8 \cdot 10^7$	6,0
380	4,2	3,7	3,5	3,3	2,8	2,4	1,9	1,6	1,2	$8,6 \cdot 10^7$	5,8	3,9
400	3,5	3,1	2,9	2,6	2,2	1,8	1,4	1,1	$8,8 \cdot 10^7$	5,9	3,9	2,5
420	3,0	2,6	2,4	2,1	1,8	1,4	1,1	$8,4 \cdot 10^7$	6,2	4,1	2,6	1,6

20\*

287

440	2,5	2,1	1,9	1,7	1,4	1,1	$8,2 \cdot 10^7$	6,1	4,4	2,8	1,8	1,1
460	2,2	1,8	1,6	1,4	1,1	$8,3 \cdot 10^7$	6,1	4,5	3,2	2,0	1,2	$7,0 \cdot 10^6$
480	1,8	1,5	1,3	1,2	$8,7 \cdot 10^7$	6,4	4,6	3,3	2,3	1,5	$8,1 \cdot 10^6$	4,6
500	1,6	1,2	1,1	$9,4 \cdot 10^7$	6,9	5,0	3,5	2,4	1,6	$9,5 \cdot 10^6$	5,5	3,0
520	1,4	1,0	$9,1 \cdot 10^7$	7,7	5,5	3,8	2,6	1,8	1,2	6,7	3,7	2,0
540	1,2	$8,8 \cdot 10^7$	7,5	6,3	4,4	3,0	2,0	1,3	$8,4 \cdot 10^6$	4,7	2,5	1,3
560	$9,9 \cdot 10^7$	7,4	6,2	5,2	3,5	2,3	1,5	$9,7 \cdot 10^6$	6,1	3,3	1,7	$8,6 \cdot 10^5$
580	8,5	6,2	5,2	4,2	2,8	1,8	1,1	7,2	4,4	2,3	1,2	5,7
600	7,3	5,2	4,3	3,5	2,2	1,4	$8,7 \cdot 10^6$	5,3	3,2	1,6	$8,1 \cdot 10^5$	3,8
650	5,0	3,4	2,7	2,1	1,3	$7,6 \cdot 10^6$	4,4	2,6	1,4	$6,8 \cdot 10^5$	3,2	1,4
700	3,5	2,2	1,7	1,3	$7,4 \cdot 10^6$	4,2	2,3	1,2	$6,5 \cdot 10^5$	2,9	1,3	$5,1 \cdot 10^4$
750	2,4	1,5	1,1	$8,2 \cdot 10^6$	4,3	2,3	1,2	$6,0 \cdot 10^5$	3,0	1,2	$5,1 \cdot 10^4$	1,9
800	1,7	$9,9 \cdot 10^6$	$7,2 \cdot 10^6$	5,1	2,5	1,3	$6,1 \cdot 10^5$	3,0	1,4	$5,4 \cdot 10^4$	2,1	$7,2 \cdot 10^3$
850	1,2	6,6	4,6	3,2	1,5	$7,1 \cdot 10^5$	3,2	1,5	$6,5 \cdot 10^4$	2,4	$8,6 \cdot 10^3$	2,8
900	$8,6 \cdot 10^6$	4,4	3,0	2,0	$9,0 \cdot 10^5$	4,0	1,7	$7,4 \cdot 10^4$	3,1	1,1	3,6	1,1
1000	4,4	2,0	1,3	$8,3 \cdot 10^5$	3,3	1,3	$5,0 \cdot 10^4$	1,9	$7,2 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^3$	$6,5 \cdot 10^2$	$1,7 \cdot 10^2$
1250	$9,0 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^5$	$9,0 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$	$9,0 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^3$	$7,7 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^2$	$5,0 \cdot 10^1$	$1,1 \cdot 10^1$	$2,1 \cdot 10^0$
1500	2,0	$5,6 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^4$	1,3	$3,0 \cdot 10^3$	$7,3 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^2$	$3,8 \cdot 10^1$	$8,4 \cdot 10^0$	$1,5 \cdot 10^0$		
2000	$1,3 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^2$	$3,4 \cdot 10^2$	$5,0 \cdot 10^1$	$7,6 \cdot 10^0$	$1,1 \cdot 10^0$					

Таблица 49

Концентрация молекулярного азота ( $\text{см}^{-3}$ )

Высота, км	288											
	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	$3,9 \cdot 10^{10}$	$3,9 \cdot 10^{10}$	$3,9 \cdot 10^{10}$	$4,0 \cdot 10^{10}$	$4,1 \cdot 10^{10}$	$4,2 \cdot 10^{10}$	$4,2 \cdot 10^{10}$	$4,2 \cdot 10^{10}$	$4,2 \cdot 10^{10}$	$3,8 \cdot 10^{10}$	$3,4 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^{10}$
160	2,3	2,4	2,4	2,4	2,5	2,6	2,6	2,6	2,5	2,2	2,0	1,8
170	1,5	1,6	1,6	1,6	1,7	1,7	1,7	1,7	1,6	1,4	1,3	1,1
180	1,1	1,1	1,1	1,1	1,2	1,2	1,2	1,1	1,1	$9,4 \cdot 10^9$	$8,1 \cdot 10^9$	$7,1 \cdot 10^9$
190	$8,1 \cdot 10^9$	$8,3 \cdot 10^9$	$8,3 \cdot 10^9$	$8,4 \cdot 10^9$	$8,4 \cdot 10^9$	$8,3 \cdot 10^9$	$8,1 \cdot 10^9$	$7,9 \cdot 10^9$	$7,4 \cdot 10^9$	6,3	5,4	4,6
200	6,2	6,2	6,3	6,2	6,2	6,1	5,8	5,6	5,2	4,3	3,6	3,0
210	4,8	4,8	4,8	4,8	4,7	4,5	4,3	4,0	3,6	3,0	2,4	2,0
220	3,8	3,8	3,8	3,7	3,6	3,4	3,2	2,9	2,6	2,1	1,6	1,3
240	2,5	2,4	2,4	2,3	2,1	2,0	1,8	1,6	1,3	1,0	$7,8 \cdot 10^8$	$5,8 \cdot 10^8$
260	1,7	1,6	1,6	1,5	1,3	1,2	1,0	$8,6 \cdot 10^8$	$7,1 \cdot 10^8$	$5,2 \cdot 10^8$	3,7	2,6
280	1,2	1,1	1,0	$9,7 \cdot 10^8$	$8,4 \cdot 10^8$	$7,1 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^8$	4,8	3,8	2,6	1,8	1,2
300	$8,8 \cdot 10^8$	$7,6 \cdot 10^8$	$7,0 \cdot 10^8$	6,5	5,4	4,4	3,5	2,7	2,0	1,4	$8,8 \cdot 10^7$	$5,5 \cdot 10^7$
320	6,4	5,3	4,8	4,4	3,5	2,7	2,0	1,5	1,1	$7,0 \cdot 10^7$	4,3	2,5
340	4,7	3,8	3,4	3,0	2,3	1,7	1,2	$8,7 \cdot 10^7$	$6,0 \cdot 10^7$	3,6	2,1	1,2
360	3,5	2,7	2,4	2,0	1,5	1,0	$7,3 \cdot 10^7$	5,0	3,3	1,9	1,0	$5,4 \cdot 10^8$



Таблица 50

Концентрация молекулярного кислорода (макс. вел.) ( $\text{см}^{-3}$ )

Высота, км	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	$6,2 \cdot 10^9$	$6,2 \cdot 10^9$	$6,3 \cdot 10^9$	$6,3 \cdot 10^9$	$6,5 \cdot 10^9$	$6,6 \cdot 10^9$	$6,7 \cdot 10^9$	$6,7 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$5,9 \cdot 10^9$	$5,3 \cdot 10^9$	$4,9 \cdot 10^9$
160	3,5	3,6	3,7	3,7	3,8	3,8	3,9	3,9	3,8	3,3	3,0	2,7
170	2,2	2,3	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4	2,3	2,0	1,7	1,5
180	1,5	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,5	1,4	1,2	1,0	$9,1 \cdot 10^8$
190	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,0	1,0	$9,4 \cdot 10^8$	$7,9 \cdot 10^8$	$6,6 \cdot 10^8$	5,5
200	$8,2 \cdot 10^8$	$8,2 \cdot 10^8$	$8,2 \cdot 10^8$	$8,1 \cdot 10^8$	$8,0 \cdot 10^8$	$7,7 \cdot 10^8$	$7,3 \cdot 10^8$	$6,8 \cdot 10^8$	6,2	5,1	4,2	3,4
210	6,2	6,2	6,1	6,0	5,8	5,5	5,1	4,7	4,2	3,4	2,7	2,1
220	4,8	4,7	4,6	4,5	4,3	4,0	3,6	3,3	2,8	2,2	1,7	1,3
240	3,0	2,8	2,7	2,6	2,4	2,1	1,9	1,6	1,3	1,0	$7,3 \cdot 10^7$	$5,3 \cdot 10^7$
260	2,0	1,8	1,7	1,6	1,4	1,2	1,0	$8,2 \cdot 10^7$	$6,5 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^7$	3,2	2,1
280	1,3	1,2	1,1	$9,9 \cdot 10^7$	$8,2 \cdot 10^7$	$6,7 \cdot 10^7$	$5,4 \cdot 10^7$	4,2	3,2	2,1	1,4	$8,7 \cdot 10^6$
300	$9,2 \cdot 10^7$	$7,6 \cdot 10^7$	$6,9 \cdot 10^7$	6,2	5,0	3,8	2,9	2,2	1,6	$9,9 \cdot 10^6$	$6,0 \cdot 10^6$	3,5
320	6,4	5,1	4,5	4,0	3,0	2,2	1,6	1,1	$7,8 \cdot 10^6$	4,6	2,6	1,5
340	4,5	3,4	3,0	2,6	1,8	1,3	$8,9 \cdot 10^6$	$6,0 \cdot 10^6$	3,9	2,2	1,2	$6,0 \cdot 10^5$
360	3,2	2,3	2,0	1,7	1,1	$7,6 \cdot 10^6$	4,9	3,1	1,9	1,0	$5,2 \cdot 10^5$	2,5





Таблица 51

## Высота однородной атмосферы для атомарного кислорода (км)

Высота, км	6D	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	48,7	48,5	47,9	47,3	46,0	44,6	43,2	41,7	40,3	38,8	37,2	35,6
160	59,0	56,9	55,8	54,7	52,4	50,2	48,1	46,1	44,2	42,2	40,2	38,1
170	67,7	64,1	62,4	60,7	57,6	54,7	51,9	49,4	47,0	44,7	42,3	39,9
180	75,1	70,2	67,9	65,8	61,8	58,2	54,9	52,0	49,2	46,5	43,8	41,1
190	81,1	75,3	72,6	70,0	65,3	61,1	57,3	53,9	50,9	47,9	44,9	42,0
200	86,8	79,7	76,5	73,6	68,2	63,4	59,2	55,5	52,2	48,9	45,7	42,7
210	91,5	83,5	79,9	76,7	70,6	65,4	60,8	56,7	53,2	49,7	46,3	43,1
220	95,6	86,8	82,8	79,1	72,6	66,9	62,0	57,7	53,9	50,3	46,8	43,5
240	102,2	92,0	87,4	83,2	75,7	69,3	63,9	59,2	55,1	51,2	47,5	44,0
260	107,4	96,1	91,0	86,2	77,9	71,0	65,2	60,2	55,9	51,7	48,0	44,4
280	111,5	99,3	93,7	88,6	79,6	72,3	66,1	60,9	56,4	52,1	48,3	44,6
300	114,8	101,8	95,9	90,4	81,0	73,3	66,9	61,4	56,8	52,4	48,6	44,9
320	117,5	103,9	97,6	91,9	82,0	74,0	67,4	61,9	57,2	52,7	48,9	45,3
340	119,7	105,6	99,1	93,1	82,8	74,7	67,9	62,2	57,5	53,1	49,2	45,4
360	121,7	107,0	100,3	94,0	83,5	75,3	68,3	62,6	57,8	53,4	49,5	45,7
380	123,4	108,3	101,3	94,9	84,1	75,8	68,7	63,0	58,2	53,7	49,8	46,0
400	124,8	109,3	102,2	95,4	84,5	76,2	69,1	63,4	58,6	54,0	50,1	46,3
420	126,2	110,3	102,9	96,0	85,0	76,7	69,5	63,8	58,9	54,4	50,4	46,6

440	127,4	111,1	103,6	96,0	85,6	77,1	69,9	64,1	59,2	54,7	50,7	46,8
460	128,6	111,9	104,2	97,2	86,0	77,6	70,4	64,5	59,6	55,0	51,0	47,1
480	129,6	112,6	104,8	97,7	86,6	78,0	70,8	64,9	60,0	55,3	51,3	47,4
500	130,6	113,3	105,5	98,3	87,1	78,5	71,2	65,3	60,3	55,6	51,6	47,7
520	131,6	113,9	106,1	98,9	87,6	79,0	71,6	65,6	60,6	56,0	51,9	47,9
540	132,6	114,6	106,7	99,4	88,1	79,4	72,0	66,0	61,0	56,3	52,2	48,2
560	133,5	115,2	107,3	100,0	88,6	79,9	72,4	66,4	61,3	56,6	52,5	48,5
580	134,4	115,9	107,9	100,6	89,1	80,3	72,8	66,8	61,7	57,0	52,8	48,8
600	135,2	116,6	108,6	101,2	89,6	80,8	73,3	67,2	62,0	57,3	53,1	49,1
650	137,3	118,3	110,2	102,7	90,9	82,0	74,3	68,2	63,0	58,1	53,9	49,8
700	139,3	120,0	111,7	104,1	92,2	83,1	75,4	69,1	63,9	58,9	54,7	50,5
750	141,3	121,7	113,3	105,6	93,5	84,3	76,5	70,1	64,8	59,8	55,4	51,2
800	143,3	123,4	114,8	107,1	94,9	85,5	77,5	71,1	65,7	60,7	56,2	51,9
850	145,3	125,1	116,5	108,6	96,2	86,7	78,6	72,1	66,6	61,5	57,0	52,6
900	147,3	126,9	118,2	110,1	97,5	87,9	79,7	73,1	67,6	62,4	57,8	53,4
1000	151,4	130,4	121,4	113,4	100,2	90,4	81,9	75,1	69,4	64,1	59,4	54,9
1250	161,8	139,4	129,8	121,3	107,2	96,6	87,6	80,3	74,2	68,5	63,5	58,6
1500	172,6	148,7	138,5	129,4	114,3	103,1	93,5	85,7	79,2	73,1		
2000	195,3	168,3	156,7	146,4	129,3	116,6	105,7					

Таблица 52

## Высота однородной атмосферы для молекулярного азота (км)

Высота, км	6D	1'	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
150	27,8	27,7	27,4	27,0	26,3	25,5	24,7	23,8	23,0	22,2	21,3	20,4
160	33,7	32,5	31,9	31,2	30,0	28,7	27,5	26,3	25,2	24,1	23,0	21,8
170	38,7	36,6	35,7	34,7	32,9	31,2	29,7	28,2	26,9	25,5	24,2	22,8
180	42,9	40,1	38,8	37,6	35,3	33,3	31,4	29,7	28,1	26,6	25,0	23,5
190	46,5	43,0	41,5	40,0	37,3	34,9	32,8	30,8	29,1	27,4	25,6	24,0
200	49,6	45,6	43,7	42,0	39,0	36,2	33,8	31,7	29,8	27,9	26,1	24,4
210	52,3	47,7	45,7	43,8	40,4	37,4	34,7	32,4	30,4	28,4	26,5	24,6
220	54,6	49,6	47,3	45,2	41,5	38,2	35,4	33,0	30,8	28,8	26,8	24,9
240	58,4	52,6	50,0	47,6	43,2	39,6	36,5	33,8	31,5	29,2	27,2	25,2
260	61,4	54,9	52,0	49,3	44,5	40,6	37,2	34,4	31,9	29,6	27,4	25,4
280	63,7	56,7	53,6	50,6	45,5	41,3	37,8	34,8	32,2	29,8	27,6	25,5
300	65,6	58,2	54,8	51,7	46,2	41,9	38,2	35,1	32,5	30,0	27,8	25,7
320	67,1	59,4	55,8	52,5	46,8	42,3	38,5	35,4	32,7	30,1	28,0	25,8
340	68,4	60,3	56,6	53,2	47,3	42,7	38,8	35,6	32,9	30,3	28,1	26,0
360	69,5	61,1	57,3	53,7	47,7	43,0	39,0	35,8	33,0	30,5	28,3	26,1



## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие к русскому изданию . . . . .	5
<b>I. Введение . . . . .</b>	<b>9</b>
1. Вводные замечания . . . . .	9
2. Плотность атмосферы . . . . .	10
3. Температура . . . . .	13
4. Молекулярный вес . . . . .	15
5. Ионосфера . . . . .	16
6. Области атмосферы . . . . .	19
<b>II. Состав гомосферы . . . . .</b>	<b>25</b>
1. Введение . . . . .	25
2. Основные постоянные составляющие . . . . .	25
3. Инертные газы . . . . .	27
4. Молекулярные примеси . . . . .	30
5. Изотопный состав . . . . .	33
<b>III. Физические условия в гомосфере . . . . .</b>	<b>38</b>
1. Введение . . . . .	38
2. Численные значения параметров между 30 и 100 км . . . . .	40
3. Нижняя термосфера . . . . .	42
<b>IV. Диссоциация кислорода . . . . .</b>	<b>45</b>
1. Введение . . . . .	45
2. Теоретическая задача . . . . .	45
3. Образование озона . . . . .	47
4. Время жизни атомарного кислорода . . . . .	49
5. Атомарный кислород на высоте 100 км . . . . .	51
<b>V. Температурный градиент в термосфере . . . . .</b>	<b>55</b>
1. Введение . . . . .	55
2. Условия на высоте 200 км . . . . .	57
3. Условия выше 250 км . . . . .	64
4. Энергия в термосфере . . . . .	66

<b>VI. Фотоионизация</b> . . . . .	68
1. Введение . . . . .	68
2. Поглощение рентгеновских лучей в интервале 1—10 Å . . . . .	68
3. Поглощение рентгеновских лучей в интервале 10—100 Å . . . . .	73
4. Поглощение ультрафиолетового излучения с длиной волны короче 1000 Å . . . . .	75
5. Ионизация ультрафиолетом при $\lambda > 1000 \text{ Å}$ . . . . .	84
<b>VII. Фотодиссоциация</b> . . . . .	86
1. Введение . . . . .	86
2. Молекулярный кислород . . . . .	86
3. Озон . . . . .	92
4. Водяной пар . . . . .	94
5. Углекислый газ . . . . .	95
6. Прочие компоненты . . . . .	95
<b>VIII. Солнечное излучение и его воздействия</b> . . . . .	97
1. Введение . . . . .	97
2. Излучение черного тела и солнечные данные . . . . .	103
3. Линии L $\alpha$ и L $\beta$ . . . . .	106
4. Рентгеновское излучение . . . . .	110
5. Ультрафиолетовая радиация с длиной волны короче 1050 Å . . . . .	112
6. Вариации солнечного излучения . . . . .	119
<b>IX. Столкновения и реакции</b> . . . . .	126
1. Введение . . . . .	126
2. Столкновения между упругими сферами . . . . .	126
3. Упругие столкновения электронов с нейтральными частицами . . . . .	130
4. Упругие столкновения ионов с нейтральными части- цами . . . . .	132
5. Радиативная рекомбинация . . . . .	133
6. Рекомбинация при столкновении трех тел . . . . .	134
7. Атомный обмен . . . . .	136
8. Электроны и положительные ионы . . . . .	137
9. Отрицательные ионы . . . . .	141
10. Ионно-атомная перезарядка . . . . .	144
<b>X. Аэрономические реакции</b> . . . . .	149
1. Введение . . . . .	149
2. Диссоциация кислорода . . . . .	149
3. Диссоциация азота . . . . .	151

4. Образование окиси азота . . . . .	152
5. Образование N и NO в ионосфере . . . . .	155
6. Окись азота в мезосфере . . . . .	161
7. Соединения водорода . . . . .	163
<b>XI. Ионосфера . . . . .</b>	<b>167</b>
1. Введение . . . . .	167
2. Ионосферные процессы . . . . .	168
3. Нормальная ионизация . . . . .	169
3.1. Атмосферное поглощение (169). 3.2. Распреде-	
ление поглощения по высоте (170). 3.3. Вертикальное	
распределение электронов (173).	
4. Электроны и отрицательные ионы . . . . .	175
5. Электроны и ионно-атомные взаимодействия . . . . .	179
6. Происхождение ионизации области <i>D</i> . . . . .	183
7. Происхождение ионизации области <i>E</i> . . . . .	188
8. Происхождение ионизации области <i>F</i> . . . . .	196
<b>XII. Гетеросфера . . . . .</b>	<b>204</b>
1. Введение . . . . .	204
2. Связь между давлением, плотностью и температурой	205
3. Теоретическое рассмотрение проблемы диссипации .	206
4. Диффузия . . . . .	212
4.1. Уравнение диффузии (212). 4.2. Диффузионное	
равновесие (214). 4.3. Скорость диффузии малой	
составляющей (215). 4.4. Диффузия, зависящая от	
времени (216). 4.5. Влияние потоков на вертикаль-	
ное распределение (219). 4.6. Концентрация и плот-	
ность гелия (224). 4.7. Диффузионное равновесие	
ионов (225). 4.8. Скорость диффузии в ионо-	
сфере (228).	
5. Теплопроводность . . . . .	232
5.1. Введение (232). 5.2. Уравнение теплопровод-	
ности (235). 5.3. Состояние установившегося равно-	
весия (238). 5.4. Потери тепла за счет инфракрас-	
ного излучения (240). 5.5. Нагревание за счет ультра-	
фиолетового излучения (242). 5.6. Характерное	
время теплопередачи (244).	
6. Структура атмосферы . . . . .	247
6.1. Результаты наблюдений (247). 6.2. Верхняя атмо-	
сфера (251). 6.3. Нижняя термосфера (252). 6.4. Дей-	
ствие диффузии (254). 6.5. Влияние теплопровод-	
ности (256). 6.6. Таблицы (270).	