

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУККРИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ДАННЫХ О ТЕМПЕРАТУРЕ
ИОНОСФЕРЫ

Н. С. Герзон *)

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	564
2.	Основные уравнения ионосферы	566
3.	Модель атмосферы	569
4.	Температура и число соударений	572
5.	Барометрическая формула и число соударений	580
6.	Температура и масштаб высоты	583
7.	Температура и электронная концентрация	586
8.	Температура и коэффициент рекомбинации	595
9.	Температура и функция, описывающая приток электронов	604
10.	Тепловое равновесие в мезосфере	612
11.	Электронная температура	614
12.	Температура ионосферы	615
13.	Нагревание электрическими токами	616
14.	Направление дальнейших исследований	617

ОБОЗНАЧЕНИЯ

d — радиус действия сил притяжения ($см$)	n_e — число электронов ($см^{-3}$)
e — заряд электрона	q — количество вновь образуемых электронов ($см^{-3}сек^{-1}$)
f — частота электромагнитных волн ($герц$)	t — время ($сек$)
f_c — критическая частота	u, v — скорость ионов и молекул ($см/сек$)
g — ускорение силы тяжести ($см/сек^2$)	z — высота над земной поверхностью ($см$)
h — постоянная Планка ($эрг \cdot сек$)	z' — действующая высота ($см$)
k — постоянная Больцмана ($эрг/градус$)	$H = \frac{kT}{gmU}$ — высота однородной атмосферы, масштаб высот ($см$)
m — масса молекулы или иона ($г$)	J — интенсивность излучения
m_e — масса электрона ($г$)	
n — число ионов ($см^{-3}$)	

*) N. C. Gerson, Reports on Progress in Physics 14, 316—365 (1951).
Обзоры по ионосфере и, в частности, некоторый анализ рассматриваемых
здесь вопросов, см. в статьях Я. Л. Альперта, опубликованных в журнале
УФН ^{143, 144}, а также в книге И. А. Хвостикова ¹⁵⁰, в статьях Т. Г. Мегрешвили
^{151, 152} и Н. М. Штауде ¹⁵³. (Прим. пер.)

M — средний молекулярный вес атмосферы	δ — склонение Солнца (град.)
N — количество нейтральных частиц ($см^{-3}$)	θ — дополнительный угол к широте
P — полное барометрическое давление ($дин/см^2$)	η — постоянная Стефана
R — радиус Земли ($см$)	σ — поперечник соударений молекулы ($см^2$)
\bar{R} — газовая постоянная сухого воздуха ($см^2/г сек^2$)	λ — средняя длина свободного пробега ($см$)
T — температура газа (град.)	χ — зенитное расстояние Солнца (град.)
U — единица массы атома ($г$)	μ — коэффициент преломления
T_e — электронная температура (град.)	ρ — плотность атмосферы ($г/см^3$)
W — потенциал ионизации (эв)	ν — число соударений между нейтральными частицами ($сек^{-1}$)
$Z = \frac{(z - z_{\max})}{H}$ — высота, выраженная в единицах масштаба высот, измеряемая от z_{\max}	ν' — число соударений между электронами и нейтральными частицами ($сек^{-1}$)
α — коэффициент рекомбинации	ν'' — число соударений между электронами и ионами ($сек^{-1}$)
β — коэффициент поглощения	ν_e — число соударений между электронами ($сек^{-1}$)
e — основание натуральных логарифмов	

ПОСТОЯННЫЕ

$e = 4,8025 \cdot 10^{-10}$ абс. эл.-ст. единиц	$R = 6,3676 \cdot 10^8$ см
$g_0 = 980,665$ см/сек ²	$U = 1,6600 \cdot 10^{-24}$ г
$h = 6,63 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек	$e = 2,7183$
$k = 1,3805 \cdot 10^{-16}$ эрг/моль·град	$\eta = 5,735 \cdot 10^{-5}$ эрг/см ² /сек
$m_e = 9,107 \cdot 10^{-28}$ г	$\rho_0 = 1,2929$ г/см ³
$M_0 = 28,979$	

Индекс «0» обозначает среднее значение на уровне моря при 45° северной широты.

По степени важности можно указать на следующие методы, которые используются для расчёта температуры по данным ионосферных исследований:

- температура и количество соударений,
- температура и масштаб высот полярных сияний,
- температура и электронная концентрация,
- температура и приток ионов,
- температура и коэффициент рекомбинации.

Метод д), вследствие своего несовершенства, не позволяет получать точные значения температуры. С помощью метода г) можно получить некоторые указания о суточных изменениях температуры.

В приводимой ниже таблице содержатся значения температуры в области высот (100—400) км, которые получены разными способами:

Температура (T) верхней атмосферы (в градусах)

Высота (км)	Метод определения T		
	из количества соударений	из масштаба высот полярных сияний	из электронной концентрации
100	300	219	—
150	825	531	—
200	1350	1580	—
250	2175	2073	—
300	2400	2455	—
330	—	—	1530—2680
350	3225	2704	—
400	3450	—	—
500	—	—	2200—3910

Эти значения следует рассматривать как вероятные средне-годовые значения температуры на средних широтах.

Электронная температура и температура газа фактически одинаковы в ионосфере. Если свободные электроны получают избыток энергии (при ионизации), то эта энергия быстро передаётся газу и другим частицам.

На высоте в 100—400 км атмосфера находится в тепловом равновесии и, следовательно, скорости частиц имеют максвелловское распределение. Поэтому кинетическая температура эквивалентна температуре газа. Возможно, что на ещё больших высотах земной атмосферы также нет отклонений от максвелловского распределения скоростей.

Предположение о том, что атмосфера ниже 400 км полностью ионизована, не согласуется с экспериментальными данными; вычисленные на этой основе значения температуры не согласуются с наблюдаемыми значениями плотности.

Экспериментальные данные показывают, что в области высот (100—400) км нет значительных суточных изменений температуры. Это заключение, повидимому, подтверждается результатами предварительных расчётов скорости нагрева атмосферы, вызванного отдачей избыточной энергии, поглощённой при ионизации. Однако не известно, как нагревается атмосфера за счёт не обнаруженных ещё процессов поглощения или из-за больших токов, возникающих в ионосфере, или же в результате бомбардировки атмосферы большим числом электронов высокой энергии.

Трудно допустить чтобы температура земной атмосферы имела большие значения, чем указанные в таблице. Действительно, качественным путём можно показать, что максимальные значения температуры достигаются в ионосферных слоях, вблизи или

несколько выше 400 км. Выше области этого температурного максимума температура, повидимому, падает, и граничное значение температуры атмосферы соответствует температуре межзвёздного пространства. Температурный максимум возникает вблизи ионосферных слоёв из-за разнообразных процессов поглощения и нагревания, происходящих в этих областях, содержащих ещё достаточно большое количество частиц.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Физики, которые имеют случай заняться исследованиями верхней атмосферы, поражаются не только большому числу ещё не разрешённых проблем, но и быстрому росту активности на этом поле деятельности. В частности, разнообразные аспекты, с которыми связано изучение температуры, были предметом большого количества исследований особенно из-за того, что они переплетаются с такими вопросами, как давление верхней атмосферы, плотность, средняя длина свободного пробега молекул и т. п.

В литературе имеется много исследований температуры верхней атмосферы, результаты которых суммировались в различных обзорах. Однако отсутствие критического анализа основных предположений различных работ, часто полностью отличных, если не противоположных, было серьёзной помехой для получения унифицированной зависимости температуры от высоты.

Для того чтобы дать полную картину современного состояния вопроса о температуре верхней атмосферы, необходимо указать на некоторые ранние работы. Некоторые из них^{27, 75, 134} в настоящее время в значительной степени устарели. Ряд результатов исследований^{2, 52, 81} был впоследствии исправлен. Вслед за этими ранними работами проводилось много исследований разнообразными методами и их результаты находятся в общем в согласии для высот ниже 100 км. Выше этого уровня результаты существенно меняются от автора к автору и зависят как от сделанных предположений, так и от использованного метода.

Хотя прямые измерения температуры выполнены с разной степенью точности лишь до высоты в 100 км, теоретические исследования охватывают области вплоть до высоты порядка 400 км. Для определения температуры ниже 100 км использовались следующие методы:

- а) прямое зондирование с помощью воздушных змеев, шаров, самолётов и ракет;
- б) прямые исследования распространения атмосферных волн сжатия;
- в) изучение поглощения солнечного излучения в озоносфере;
- г) математический анализ приливов и колебаний атмосферы;

- д) исследования сумеречного света неба;
- е) фотографирование метеоров;
- ж) спектрографические исследования свечения ночного неба и полярных сияний и
- з) теория равновесного излучения в верхней атмосфере.

Результаты этих наблюдений суммировались в разных работах ^{46в, 112}.

Для получения данных о температуре выше 100 км использовались почти исключительно заключения из рассмотрения разных параметров с помощью методов ж) и з). Следует ожидать, что радиоисследования ионосферы послужат нитью для получения суточной, сезонной и географической зависимостей температуры и плотности ионосферных слоёв. Значение этих вопросов обсуждается в разных монографиях, в которых рассматривается связь между ионосферой и метеорологией верхней атмосферы. До сих пор значения температуры, полученные в разных работах, суммировались в обзорах ^{54, 98}.

Методы, использующие для определения температуры связь между ней и одним из ионосферных параметров, следующие:

- а) температура и количество соударений;
- б) барометрическая формула и количество соударений;
- в) температура и масштаб высот;
- г) температура и электронная концентрация;
- д) температура и коэффициент рекомбинации;
- е) температура и приток ионов.

Имеется ещё два метода, которые здесь не обсуждаются, а именно: ж) равновесие температуры между падающим излучением, нейтральными и ионизованными частицами и з) равновесие температуры между падающим излучением, нейтральными частицами и диссоциированными частицами.

Метод а) требует дополнительного знания плотности или количества нейтральных частиц на рассматриваемой высоте. Так как ни один из этих параметров обычно не известен из других источников, применение а) сильно ограничено. Это ограничение частично снимается при использовании метода б). В этом случае вместо барометрического давления используются грубые радиоизмерения числа соударений. В большинстве случаев определение масштаба высот требует знания электронной концентрации, поэтому до тех пор, пока не существует независимого способа определения масштаба высот, метод в) включает в себя метод г). Разделение их возможно при использовании исследований полярных сияний, а именно из анализа затухания их свечения способом, аналогичным способу определения поглощения излучения в ионосфере. При определении температуры с помощью метода г) делаются некоторые упрощающие предположения, которые, несомненно, несколько снижают точность соответствующих расчётов.

В методе д) используются в применении к ионосфере результаты лабораторных исследований связи между коэффициентом рекомбинации и температурой. В методе е) рассматриваются суточные изменения температуры, которые, вызывая ночное сжатие атмосферы, объясняют ночные изменения плотности ионизации.

С целью получения лучшей зависимости температуры от высоты в области (100—400) км в этой статье критически рассматривается взаимосвязь между разными параметрами ионосферы и температурой. Так как анализ свойств верхней атмосферы зависит от свойств нижней атмосферы, то ниже даётся модель атмосферы, основанная на лучших данных, выбранных из последних исследований (§ 3). Для полноты основные уравнения, используемые в тексте, рассматриваются в § 2.

В § 14 перечисляются исследования, которые необходимо провести для того, чтобы разрешить противоречия, существующие в современных теориях, и продвинуть вперёд наши знания о температуре атмосферы.

§ 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Хорошо известны выражения, устанавливающие функциональную зависимость между температурой и разными параметрами ионосферы; вычислена суточная зависимость плотности ионизации^{25*}). В них принимается, что атмосфера поглощает падающее ультрафиолетовое монохроматическое излучение Солнца, что коэффициент поглощения имеет постоянное значение и что при поглощении единицы количества энергии излучения образуется n'' ионов. Предполагается также, что процессы ионизации не подвержены влиянию ветров и диффузии, а что между ионизованными частицами происходит лишь рекомбинация по квадратичному закону. При этих условиях характер изменения плотности ионизации описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = q - an^2, \quad (2,1)$$

если предположить, что частицы однократно ионизованы. Количество же вновь образуемых пар ионов определяется следующим образом.

В предположении, что ионизирующее излучение падает в атмосферу под углом χ , получается следующее уравнение для интенсивности излучения, пересекающего атмосферу:

$$dJ = \beta \rho \cdot J \cdot \sec \chi \cdot dz. \quad (2,2)$$

Используя, далее, барометрическое уравнение $dP = -\rho g dz$ и уравнение идеального газа $\rho = \frac{mP}{kT}$, можно переписать (2,2)

*) Теорию ионизации атмосферы и образования так называемого простого слоя независимо и ранее чем в²⁵ дал С. Н. Крючков¹⁴⁸. (Прим. пер.)

в виде

$$\frac{dJ}{J} = \beta \rho_i T_i \sec \chi \left[\exp \left\{ - \int \frac{mg}{kT} dz \right\} \right] \cdot \frac{dz}{T}. \quad (2,3)$$

Если количество ионов, образующихся в $см^3/сек$, равно $Q = \beta n'' J \rho$, то из (2,3) следует (относя индекс i к условиям на уровне z_i)

$$Q = \beta n'' J_\infty \cdot \rho_i \left(\frac{T_i}{T} \right) e^G, \quad (2,4)$$

где

$$G = - \int \frac{mg}{kT} dz + \rho_i T_i \beta \cdot \sec \chi \int \left[\exp - \int \frac{mg}{kT} dz \right] \frac{dz}{T}$$

и J_∞ — интенсивность излучения в вершине атмосферы.

Если принять, что температура изменяется по линейному закону $T = T_i(1 + bz)$, где z отсчитывается от уровня z_i , а g постоянно, то получается

$$Q = \beta n'' J_\infty \rho_i \left(\frac{T}{T_i} \right)^{-(1+A)} \exp - \left[\rho_i \beta H_i \sec \chi \left(\frac{T}{T_i} \right)^{-A} \right], \quad (2,5)$$

где $A = \frac{1}{bH_i}$ и $H_i = \frac{kT_i}{mg}$. Когда $b = 0$, т. е. атмосфера изотермична, то (2,5) преобразуется в хорошо известное уравнение «простого» слоя

$$q = \beta n'' J \rho \exp \left\{ - \left(\frac{z}{H} + \beta \rho H e^{-\frac{z}{H}} \sec \chi \right) \right\}. \quad (2,6)$$

В (2,6) $\rho = \rho_i$, $T = T_i$, $H = H_i$ и у J опущен индекс ∞ . Уравнения эти непригодны для скользящего падения ($\chi < 80^\circ$). Высота, на которой количество вновь образуемых ионов максимально, равна из (2,6) для заданного значения зенитного угла χ :

$$z_{\max} = H \cdot \ln (\beta \rho H \sec \chi). \quad (2,7)$$

Количество вновь образуемых ионов принимает на этой высоте значение

$$q = \beta n'' \cdot J \cdot \rho \exp - \left[\frac{z_{\max}}{H} + 1 \right]. \quad (2,8)$$

Ясно, что q достигает максимума, когда $\frac{z_{\max}}{H} = 0$, т. е. когда $\beta \rho H = \cos \chi$. Следовательно, максимальное количество вновь образуемых ионов равно

$$q_{\max}' = \beta \rho n'' \frac{J}{e} = \frac{n'' J \cos \chi}{eH}. \quad (2,9)$$

Значение же q_{\max} , соответствующее случаю, когда $\chi = 0$, т. е. $\beta \rho H = 1$, равно

$$q_{\max} = \frac{n'' J}{eH}. \quad (2,10)$$

Из (2,6), (2,9) и (2,10) следует

$$q = q_{\text{макс}} e^{f(T)} = q'_{\text{макс}} e^{F(T)}, \quad (2,11)$$

где

$$f(T) = 1 - Z - e^{-Z} \cdot \sec \chi, \quad F(T) = 1 - Z - e^{-Z}. \quad (2,12)$$

В условиях равновесия, когда $\frac{dn}{dt} = 0$, из (2,1) получается уравнение

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}, \quad (2,13)$$

которое в изотермическом случае даёт для постоянного α

$$n = n_{\text{макс}} e^{\frac{f(T)}{2}} = n'_{\text{макс}} e^{\frac{1}{2} F(T)}, \quad (2,14)$$

где $n_{\text{макс}}$ обозначает электронную плотность на уровне максимальной ионизации ($\chi = 0$), а $n'_{\text{макс}}$ есть электронная плотность на этом же уровне при $\chi \neq 0$.

Принимая линейную зависимость T от высоты, получаем из (2,5)

$$n = \sqrt{\left(\frac{n'' J \cdot f_i \beta}{\alpha}\right) \cdot \left(\frac{T}{T_i}\right)^{(1+A)}} \cdot \exp \frac{1}{2} \left\{ \rho_i \beta H \sec \chi \left(\frac{T}{T_i}\right)^{-A} \right\}. \quad (2,15)$$

Когда $\chi = 0$ и используются первые три члена разложения экспоненциальной функции, то (2,12) и (2,14) принимают вид

$$\frac{1}{2} f(T) = -\frac{1}{4} Z^2; \quad n = n'_{\text{макс}} \left(1 - \frac{1}{4} Z^2\right). \quad (2,16)$$

Из (2,9) и (2,13) получается следующее соотношение между двумя значениями электронной концентрации n_a и n_b , соответствующими различным условиям ионообразования:

$$\frac{n_a}{n_b} = \sqrt{\frac{J_a H_b^2 \cos \chi_a}{J_b H_a^2 \cos \chi_b}}. \quad (2,17)$$

Для скользящего падения излучения вместо (2,6) получается уравнение

$$q = \beta n'' J \cdot \rho \exp \left[-\left(\frac{z}{H} + \beta \rho D\right) \right], \quad (2,18)$$

где

$$D = \int_{z=\infty}^{z=C \sec \chi - R} e^{\frac{z}{H}} \sqrt{\frac{(R+z)^2}{(R+z)^2 - C^2}} dz \quad (2,19)$$

и C — постоянная величина, зависящая от заданного потока излучения. Уравнение (2,18), которое следует применять, когда $\chi > 80^\circ$, можно переписать в виде

$$q = q_{\text{макс}} e^{\psi(T)}, \quad (2,20)$$

где

$$\psi(T) = 1 - \left(\frac{z - z'_{\text{макс}}}{H}\right) - \left(\frac{D}{H}\right) \exp\left(\frac{z'_{\text{макс}}}{H}\right). \quad (2,21)$$

Последнее уравнение решается методом численного интегрирования.

В дальнейшем используется также коэффициент преломления волны

$$\mu^2 = 1 - \frac{ne^2}{\pi m f^2} \quad (2,22)$$

В точке отражения волны, где $\mu = 0$,

$$n = \frac{\pi m f^2}{e^2} \quad (2,23)$$

Количество ионов вычисляется из экспериментальных значений f . В этой работе используется выражение для μ , выведенное по «Зельмайеру». Этот вывод находится в согласии с теоретическими заключениями Дарвина³⁰ и В. Л. Гинзбурга⁴⁸ и с экспериментальными результатами⁸².

§ 3. МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ

На протяжении всего нашего исследования необходимо будет обращаться к «модели атмосферы». В результате тщательного обсуждения ряда исследований^{13, 32, 46в, 51, 54, 56, 62в, 64, 74, 98в, 99, 132, 137} в этой работе выбрана модель атмосферы, представленная на рис. 1 и в таблице I (см. также^{92, 108, 109}). Значения температуры являются верхним пределом величин, полученных разными исследователями, и принимаются для 45° северной широты соответственно для января и августа месяцев. Высказывалось предположение¹³³, что выше слоя E температура падает, но, так как этот результат далеко ещё не надёжный, он здесь не учитывается*).

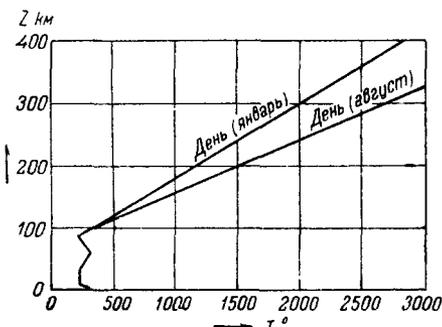


Рис. 1. Зависимость температуры от высоты в принятой модели атмосферы.

Используя уравнения гидростатики и полагая, что диссоциация молекулярного кислорода или азота происходит линейно-

*) Независимо Я. Л. Альперт^{144, 145} высказал предположение, что в атмосфере может существовать третий минимум температуры с $T \cong 200^\circ$, расположенный несколько выше слоя E ионосферы. Автор не учитывает ни этого результата работ^{144, 145}, ни ряда других результатов, имеющих прямое отношение к рассматриваемым в этой статье вопросам. См. следующие примечания переводчика. (Прим. пер.)

в пределах заданной области и что тяготение обратно пропорционально квадрату расстояния от центра Земли, можно вычислить значения давления; они также приводятся в таблице I.

Таблица I
Данные атмосферы вплоть до высоты в 400 км

Высота (км)	Температура (град. К)	Давление (мБары)	Количество частиц (см ⁻³) $(N = \frac{P}{kT})$	Плотность (г/см ³) $(\rho = \frac{PM}{M_0RT})$	Классическое значение средней длины свободного пробега $(\bar{\lambda}^{-1} = \sqrt{2} n \sigma^2)$ $\sigma = 3,2 \times 10^{-8}$ см
0	288	$1,01325 \cdot 10^3$	$2,549 \cdot 10^{19}$	$1,226 \cdot 10^{-3}$	$8,625 \cdot 10^{-6}$
10,8	218	$2,349 \cdot 10^2$	$7,805 \cdot 10^{18}$	$3,756 \cdot 10^{-4}$	$2,816 \cdot 10^{-5}$
32	218	$8,608 \cdot 10^0$	$2,860 \cdot 10^{17}$	$1,376 \cdot 10^{-5}$	$7,685 \cdot 10^{-4}$
62	330	$2,041 \cdot 10^{-1}$	$4,480 \cdot 10^{15}$	$2,156 \cdot 10^{-7}$	$4,906 \cdot 10^{-2}$
84	200	$1,204 \cdot 10^{-2}$	$4,361 \cdot 10^{14}$	$2,098 \cdot 10^{-8}$	$5,041 \cdot 10^{-1}$
94	262,5	$2,834 \cdot 10^{-3}$	$7,821 \cdot 10^{13}$	$3,763 \cdot 10^{-9}$	2,811
100	300	$1,488 \cdot 10^{-3}$	$3,593 \cdot 10^{13}$	$1,429 \cdot 10^{-9}$	6,118
300 август	2700	$1,142 \cdot 10^{-5}$	$3,064 \cdot 10^{10}$	$1,127 \cdot 10^{-12}$	$7,174 \cdot 10^3$
январь	2000	$3,983 \cdot 10^{-5}$	$1,443 \cdot 10^{10}$	$5,307 \cdot 10^{-13}$	$1,542 \cdot 10^4$
400 август	3900	$5,692 \cdot 10^{-6}$	$1,057 \cdot 10^{10}$	$3,619 \cdot 10^{-13}$	$2,079 \cdot 10^4$
январь	2850	$1,546 \cdot 10^{-6}$	$3,929 \cdot 10^9$	$1,345 \cdot 10^{-13}$	$5,594 \cdot 10^4$

Принимается, что кислород диссоциирует в области (94 ÷ 100) км и что выше 100 км он полностью находится в атомарном состоянии^{98в, 104, 140}. Несмотря на то, что в настоящее время принимается, что на больших высотах азот диссоциирован, ещё нельзя уверенно указать ни на одну высоту, на которой преобладал бы атомарный азот. Ультрафиолетовое излучение Солнца, приходящее на рассматриваемые здесь высоты, возможно недостаточно интенсивно для непосредственной диссоциации азота. Однако атомарный азот может также образоваться в достаточном количестве в результате преддиссоциации N₂, фотодиссоциации N₂^{+17, 60, 120} и т. п.

При расчёте таблицы I принималось, что концентрация соединений азота с кислородом, таких как N₂O, NO и т. д., мала. Относительное значение концентрации атомарного азота, которое получается при интерпретации спектрограмм северных сияний,

растёт с высотой³⁴. По фотографиям северных сияний было установлено¹⁷, что доля диссоциированного азота возрастает от значения 0,07 вблизи 100 км до 0,75 вблизи (600 ÷ 700) км. Имеются, однако, основания предполагать, что в зоне северных сияний процент атомарного азота больше, чем на более низких широтах, поэтому названный результат нельзя применить к атмосфере над всем земным шаром.

В пределах допустимых ошибок теория и эксперимент дают одинаковые концентрации атомарного азота и показывают, что азот ещё не диссоциирован полностью в этой области высот. Можно, например, указать, что интерпретация спектров наиболее высоких полярных сияний свидетельствует о наличии значительных количеств молекул N₂ и N₂⁺^{12, 127, 128}. В литературе также указывалось⁴⁵, что диссоциация азота начинается ниже 160 км и достигает на высоте 400 км 80% днём и 15% ночью. Судя по современным данным, это предположение несколько произвольно. В принимаемой здесь модели атмосферы постулируется, что на высоте 200 км азот ещё не диссоциирован, затем диссоциация возрастает линейно с высотой и достигает 25% на высоте 400 км. В работе⁸⁸ также допускается, что полное перемешивание составных частей атмосферы существует до 300—350 км и что градиент температуры равен 4° на километр; это значение отличается от принятого в данной выше модели атмосферы. В этой работе принимается, что полное перемешивание составных частей атмосферы существует до 400 км. При сделанных выше предположениях средние значения молекулярного веса атмосферы имеют значения, приводимые в таблице II, где C₂ = 3,5 · 10⁻⁴ см; C₃ = 9,4 · 10⁶ см; C₄ = 8,09 · 10⁻⁹ см; C₅ = 2 · 10⁷ см.

Таблица II

Средние значения молекулярного веса атмосферы на разных высотах

Молекулярный вес	Высота (км)	Процент диссоциации	
		O ₂	N ₂
$M = M_0 = 28,98$	0 ÷ 94	0	0
$M = M_0 [1 - C_2 (z - C_3)]^{-1}$	94 ÷ 100	0—100	0
$M = M' = 23,95$	100 ÷ 200	100	0
$M = M' [1 - C_4 (z - C_5)]^{-1}$	200 ÷ 400	100	0—25
$M = 20,61$	400	100	25

В таблице III приводятся значения давления, средней длины свободного пробега и плотности частиц на высотах в 300 и 400 км, рассчитанные для разных значений температуры. В расчётах предполагается, что, начиная со 100 км (где $T=300^\circ$), температура изменяется линейно с высотой.

Таблица III

Значение давления, плотности и длины свободного пробега при разных температурах на высотах 300 и 400 км

T°	P (мбары)	N (см $^{-3}$)	$\bar{\lambda}$ (см)
$z = 300$ км			
300	$4,238 \cdot 10^{-11}$	$1,023 \cdot 10^6$	$2,148 \cdot 10^8$
500	$2,281 \cdot 10^{-9}$	$3,305 \cdot 10^7$	$6,652 \cdot 10^6$
800	$4,850 \cdot 10^{-8}$	$4,392 \cdot 10^8$	$5,005 \cdot 10^5$
1 200	$4,328 \cdot 10^{-7}$	$2,613 \cdot 10^9$	$8,413 \cdot 10^4$
2 000	$3,983 \cdot 10^{-6}$	$1,443 \cdot 10^{10}$	$1,524 \cdot 10^4$
2 700	$1,142 \cdot 10^{-5}$	$3,064 \cdot 10^{10}$	$7,174 \cdot 10^3$
3 000	$1,589 \cdot 10^{-5}$	$3,837 \cdot 10^{10}$	$5,729 \cdot 10^3$
4 000	$3,557 \cdot 10^{-5}$	$6,442 \cdot 10^{10}$	$3,412 \cdot 10^3$
5 000	$6,087 \cdot 10^{-5}$	$8,819 \cdot 10^{10}$	$2,493 \cdot 10^3$
10 000	$2,166 \cdot 10^{-4}$	$1,569 \cdot 10^{11}$	$1,401 \cdot 10^3$
$z = 400$ км			
300	$2,230 \cdot 10^{-14}$	$5,385 \cdot 10^2$	$4,082 \cdot 10^{11}$
600	$3,645 \cdot 10^{-11}$	$4,401 \cdot 10^5$	$4,995 \cdot 10^8$
1 050	$4,105 \cdot 10^{-9}$	$2,832 \cdot 10^7$	$7,762 \cdot 10^6$
1 650	$8,676 \cdot 10^{-8}$	$3,809 \cdot 10^8$	$5,771 \cdot 10^5$
2 850	$1,546 \cdot 10^{-6}$	$3,939 \cdot 10^9$	$5,594 \cdot 10^4$
3 900	$5,692 \cdot 10^{-6}$	$1,057 \cdot 10^{10}$	$2,079 \cdot 10^4$
4 350	$8,501 \cdot 10^{-6}$	$1,416 \cdot 10^{10}$	$1,553 \cdot 10^4$
5 850	$2,230 \cdot 10^{-5}$	$2,761 \cdot 10^{10}$	$7,960 \cdot 10^3$
7 350	$4,194 \cdot 10^{-5}$	$4,133 \cdot 10^{10}$	$5,318 \cdot 10^3$
10 000	$8,592 \cdot 10^{-5}$	$6,224 \cdot 10^{10}$	$3,532 \cdot 10^3$

§ 4. ТЕМПЕРАТУРА И ЧИСЛО СОУДАРЕНИЙ

4.1. Экспериментальные данные

До проведения теоретического обсуждения вопроса о числе соударений целесообразно привести результаты соответствующих опытов. Значения числа соударений, полученные разными авторами, приводятся в таблице IV и на рис. 2. Применялось несколько методов измерения числа соударений. Для слоя E использовалось явление кроссмодуляции, возникающее вследствие взаимодействия

Таблица IV

Результаты измерений числа соударений

Высота (км)	Число соударений	Автор
70 ÷ 95	$1,1 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^5$	Рэтклифф и Шоу ¹⁰⁶
85	$1,2 \cdot 10^6$	Хаксли, Фостер и Ньютон ⁶⁸
100	$1,0 \cdot 10^6 \div 3 \cdot 10^5$	Чэпман и Бартельс ²⁶
100	$1,9 \cdot 10^5$	Бэйли и Мартин ⁸
220	$1,2 \cdot 10^4$	Тошнивал, Пант и Байнай ¹²⁴
250 ÷ 400	$5,0 \cdot 10^3 \div 1,2 \cdot 10^3$	Вильбиг ¹³⁰
265	$3,6 \cdot 10^3 \div 1,6 \cdot 10^3$	Фармер и Рэтклифф ^{40б} Эккерслей ³⁷
300	$3 \cdot 10^3$	Фармер и Рэтклифф ^{40а} Гинзбург и Альперт ⁴⁹

радиоволн в ионосфере. Однако в основном использовались результаты измерения поглощения радиоволн в ионосфере или, иначе, измерения коэффициента отражения в зависимости от частоты. При некоторых предположениях эти величины приводятся в соответствие с числом соударений в исследуемой области.

4.2. Теоретическое рассмотрение

Так как верхняя атмосфера состоит из смеси нейтральных частиц разных газов, электронов и тяжёлых ионов, то число соударений включает в себя соударения нейтральных частиц между собой, нейтральных частиц с электронами, ионов с электронами и электронами между собой.

Каждый из этих актов является индивидуальным физическим процессом, описываемым определённым соотношением. Несколько таких соотношений рассматривается ниже.

В газе с максвелловским распределением скоростей средние значения скорости и длины свободного пробега соответственно равны (в отсутствие внешних силовых полей)

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (4,1)$$

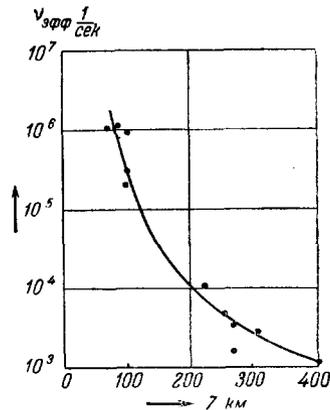


Рис. 2. Зависимость числа соударений от высоты, полученная из результатов ионосферных исследований.

и

$$\bar{\lambda} = \frac{\sqrt{3\pi}}{4\sigma^2 N}. \quad (4,2)$$

Так как среднее число соударений определяется как $\nu = \frac{u}{\bar{\lambda}}$, то

$$\nu = 8\sigma^2 N \cdot \sqrt{\frac{2kT}{3m}}. \quad (4,3)$$

Уравнение (4,3) можно использовать для определения температуры только если известны полное количество атомов и молекул и среднее значение их молекулярного веса. Формула (4,3) переписывается также в виде

$$\nu = 8P\sigma^2 \sqrt{\frac{2}{3mkT}}, \quad (4,4)$$

где P — парциальное давление атомов и молекул.

Уравнения (4,3) и (4,4) выражают числа соударений между нейтральными частицами, число же соударений электронов с нейтральными частицами увеличивается по сравнению с (4,4)

в $\sqrt{\frac{m}{m_e}}$ раз. Далее, так как длина свободного пробега электрона в $4\sqrt{2}$ раз больше длины свободного пробега незаряженных частиц, то число соударений ν' следует разделить на эту величину. Таким образом, число соударений между электронами и нейтральными частицами равно (принимая $T_e = T$):

$$\nu' = 2\sigma^2 N \sqrt{\frac{kT}{3m_e}} = 2\sigma^2 P \sqrt{\frac{1}{3m_e kT}}. \quad (4,5)$$

Если использовать классическое значение σ , то обычно $\frac{\nu'}{\nu} \approx 70$.

Совершенно другие формулы получены для соударений между ионами. Число соударений электрона с положительным ионом получилось равным⁷⁹

$$\nu_M'' = \frac{4\pi e^4}{3\sqrt{2\pi m_e k^3}} \cdot \frac{n}{T^{3/2}} [\ln(T\bar{\lambda}''^2) - B], \quad (4,6)$$

где $B = 24,58$ и $\bar{\lambda}''$ — средняя длина пробега иона. Это соотношение выведено для однократно ионизованных частиц. Для расчётов можно принять $\bar{\lambda}'' \sim \frac{\bar{\lambda}}{5}$. Аналогичное выражение для числа соударений между электронами и однократно ионизованными частицами получено В. Л. Гинзбургом^{48а *}

$$\nu_I'' = \frac{\pi e^4 n}{\sqrt{(kT)^3}} \sqrt{\frac{3}{m_e}} \cdot \ln\left(\frac{kT}{e^2 \sqrt[3]{n}}\right). \quad (4,7)$$

*) Следует отметить, что автор ошибочно подставляет в формулу Гинзбурга значение средней квадратичной скорости, а не средней скорости. (Прим. пер.)

Ниже показано, что по порядку величины (4,6) и (4,7) дают одинаковые численные результаты. Для соударений электронов с нейтральными частицами Гинзбург также использует (4,5).

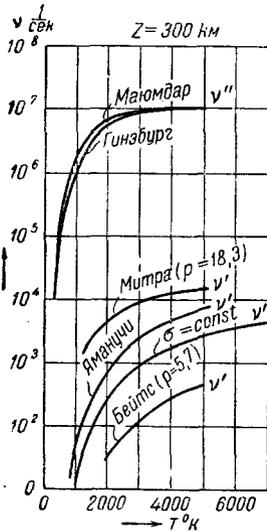


Рис. 3.

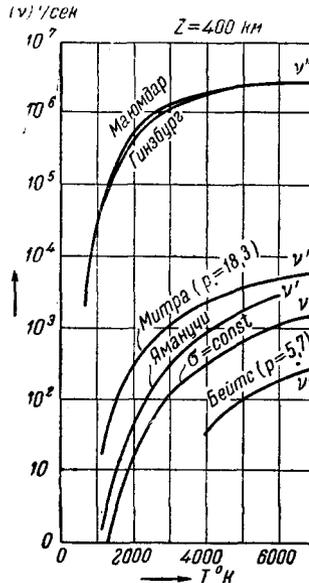


Рис. 4.

Результаты расчётов числа соударений на высотах 300 км (рис. 3) и 400 км (рис. 4). Числа соударений электронов с ионами вычислены для полностью ионизованной атмосферы по формулам Майюндара и Гинзбурга. Числа соударений электронов с атомами кислорода рассчитаны для различных состояний атомов кислорода, вычисленных Бэйтсом, Яманучи и Митра. Числа соударений электронов с азотом (с атомами и молекулами) рассчитаны для $\sigma = \text{const}$.

Для полноты следует также привести здесь формулу числа соударений электронов между собой. Эта величина, вычисленная Друкарёвым³³, равна:

$$\nu_e = \frac{n_e e^4}{\sqrt{m_e} (kT_e)^{3/2}} \ln \frac{\sqrt{(kT_e)^3}}{e \bar{\lambda}'^{1/2} \sqrt{8\pi n_e}}, \quad (4,8)$$

где

$$\bar{\lambda}' = 4\sqrt{2} \bar{\lambda}.$$

Следует напомнить, что экспериментально измеряемое значение $\nu_{эфф}$ есть сумма различных чисел соударений

$$\nu_{эфф} = \nu' + \nu'' + \nu_e. \quad (4,9)$$

На рис. 3 и 4 показана зависимость от температуры всех составляющих $\nu_{эфф}$ соответственно на высотах 300 и 400 км. Для

расчёта кривых использовались данные таблицы III и в формулах (4,6) и (4,7) принималось, что $n = \frac{N}{2}$, т. е. что атмосфера полностью ионизована. При расчётах с помощью (4,5) рассмотрены случаи: а) $\sigma = \text{const}$ (азот) и б) $\sigma = \sigma(T)$ (атомарный кислород). Использовано несколько значений $\sigma(T)$ (детальнее см. § 4.3). Из рисунков видно, что значения v_m'' согласно Маюмдару и Гинзбургу близко совпадают между собой.

С помощью (4,8) Друкарёв получил значения $v_e = 30$ 1/сек и $v_e = 3$ 1/сек соответственно для слоёв F_2 и E . Друкарёв принимал, что средняя длина свободного пробега равна 10^{-8} см, что типично для атмосферы на уровне моря. Из таблиц I и III, однако, видно, что для слоя F_2 $\bar{\lambda} \sim 10^4$ см, а для слоя E $\bar{\lambda} \sim 10$ см. Если подставить эти значения в (4,8), то получаются отрицательные значения логарифма, так что по формуле Друкарёва можно вычислять v_e только для очень малых значений $\bar{\lambda}$.

При сделанных предположениях число соударений электронов с ионами при $T = 1000^\circ$ в ($10^4 \div 10^5$) раз больше числа соударений электронов с нейтральными частицами. Далее, так как наблюдаемые числа соударений на высоте 300 км порядка 10^3 1/сек, то для того, чтобы удовлетворить этому значению $v_{эфф}$, необходимо, чтобы атмосфера, состоящая полностью из ионов, имела температуру порядка 200° . Если же предположить, что основным процессом являются соударения электронов с нейтральными частицами, то получаются значения температуры 4000° для азота ($\sigma = \text{const}$) или ($1300 \div 7000^\circ$) для атомарного кислорода (для различных допустимых значений сечения).

В отношении ионосферы, состоящей полностью из ионов, одно очевидно: что на высоте 300 км температура в 200° невозможна, так как при такой температуре получаются значения плотности, меньшие наблюдаемой плотности ионизации (см. табл. III). Поэтому непосредственно исключается возможность полной ионизации атмосферы ниже 400 км*).

В отдельных случаях принималось, что число соударений электронов с ионами в ионосфере на несколько порядков больше

*) Автор исключает здесь третью альтернативу, а именно, что на высоте 300 ÷ 400 км могла бы наступить полная ионизация атмосферы, если здесь плотность нейтральных частиц равна $10^6 \div 10^7$, а не 10^{10} , как это принято в настоящее время рядом исследователей, а также автором, но ещё окончательно не доказано. При $n \sim 10^6 \div 10^7$ и $T \sim 1000 \div 2000$ число соударений электронов с ионами, рассчитанное по (4,7), составляет несколько единиц $\times 10^3$ и лучше совпадает с результатами измерений $v_{эфф}$, чем при рассмотрении соударений электронов с нейтральными частицами (см. ниже). Такая гипотеза, основанная на обработке результатов измерений электронной плотности слоя F_2 , была высказана в работах ^{144, 145}, где построена модель атмосферы, несколько отличная от модели, предлагаемой в этой статье. (Прим. пер.)

числа соударений электронов с нейтральными частицами. Эти результаты здесь не подтверждаются. Сделанные здесь заключения находятся в согласии с результатами Каулинга²⁸, который определил, что если $\frac{N}{n} > 10^6$, то соударения между зарядами противоположных знаков почти невозможны.

Следует здесь отметить, что так как температура пропорциональна четвёртой степени поперечника соударений^{*}), то очень важно тщательно определить σ , поскольку незначительные изменения σ приводят к большим изменениям T .

4.3. Сечение соударений атмосферного кислорода

Для медленных электронов, взаимодействующих с молекулами кислорода или азота, можно использовать газовой-кинетическое значение эффективного поперечника соударений^{42, 77}. При энергиях электрона в 1 эв и менее сечение соударений атомарного кислорода зависит не только от энергии электрона, но и от силового поля атома. В частности, для определения коэффициента упругого рассеяния и эффективного сечения соударений необходимо определить радиальную волновую функцию Хартри, вычисленную методом самосогласованного поля с учётом обмена, т. е. необходимо получить решение уравнений Фока^{58, 90}.

Из-за того, что поле атома точно не известно, в одной из работ¹⁵ вводится параметр p , характеризующий поляризуемость атома, который учитывает влияние $3s$ -электрона на поляризацию оболочки. Используя параметр p , можно численно проинтегрировать соответствующие уравнения Фока. В дальнейшем с помощью этого метода были получены¹⁵⁶ числа соударений для разных значений p . С помощью метода самосогласованного поля было вычислено⁸⁹ сечение соударений атомарного кислорода с электронами. Сечение соударений было оценено также в другой работе¹⁴¹, в которой в качестве среднего поля основного состояния атома кислорода было использовано самосогласованное поле с обменом. Следует отметить, что в то время как в¹⁴¹ рассмотрено основное состояние 3P , в¹⁵ рассмотрен комплекс из атома кислорода, находящегося в основном состоянии, и свободного s -электрона (принимается, что атом находится в состоянии 2P или 4P).

На рис. 5 построены кривые зависимости поперечника соударений от температуры, вычисленные по указанным выше теориям, для случая взаимодействия атома кислорода с медленными

^{*}) Поперечник соударений или средний эффективный диаметр определяется как $\sqrt{\frac{s}{\pi}}$, где s — сечение соударений (см^2).

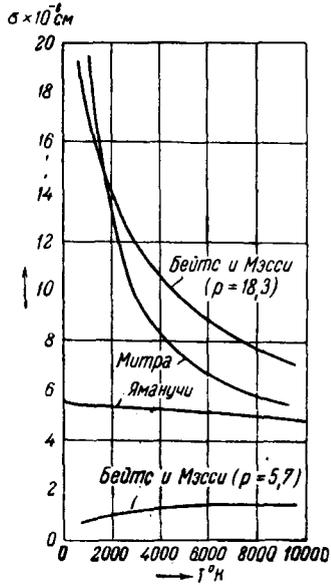


Рис. 5. Зависимость эффективного поперечника соударений атомов кислорода с электронами от температуры, вычисленная различными исследователями.

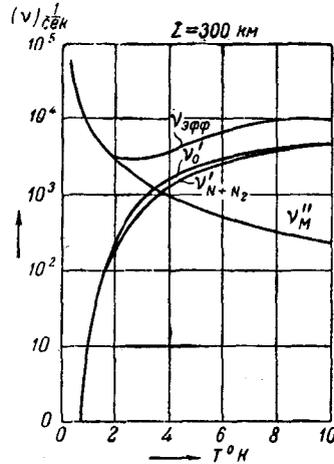


Рис. 6. Зависимость числа соударений электронов с атомами кислорода, частицами азота и ионами от температуры на высоте 300 км (для различных значений градиента температуры и состояния атома).

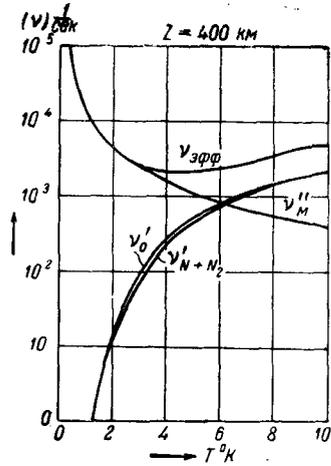


Рис. 7. Зависимость числа соударений электронов с атомами кислорода, частицами азота и ионами от температуры на высоте 400 км.

электронами. Взяты два случая, когда $p=5,7$ (предсказанное значение) и $p=18,3$ (значение, соответствующее почти резонансу). Видно, что сечение упругих соударений сильно зависит от фактора поляризации. Из рис. 5 также следует, что кривая, полученная в ⁸⁹, близко совпадает с кривой, вычисленной ¹⁵ для $p=18,3$.

При таком различии и расхождении значений $\sigma=\sigma(T)$ выбор его эффективного значения в атмосфере связан с путаницей. Значение $p=18,3$ близко соответствует резонансу, когда электрон прилипает к атому кислорода. Из анализа физических процессов, происходящих в верхней атмосфере, кажется невероятным, чтобы здесь оболочка атома имела такое большое значение поляризации. К тому же ниже показано, что числа соударений, вычисленные для $p=18,3$, значительно больше, чем наблюдаемые значения. С другой стороны, числа соударений, получаемые для $p=5,7$, настолько малы, что для согласия с опытом необходимы чрезмерно большие значения температуры в высоких областях атмосферы. Повидимому, наиболее подходящие значения получены в работе ¹⁴¹.

4.4. Эффективное число соударений

Так как v_e можно отбросить, а σ равно $\sigma(T)$ атомарного кислорода, то (4,9) следует переписать в виде

$$v_{эфф} = v'' + v'_{N+N_2} + v'_0, \tag{4,10}$$

где

$$v'_{N+N_2} = 2 \sigma^2 N_{N+N_2} \sqrt{\frac{kT}{3m_e}}, \tag{4,11}$$

$$v'_0 = 2 [\sigma'(T)]^2 N_0 \sqrt{\frac{kT_0}{3m_e}}, \tag{4,12}$$

а N_{N+N_2} и N_0 — соответственно количества молекул и атомов азота и атомов кислорода.

Значение v'' вычислялось в уравнении (4,10) для $n=2,5 \cdot 10^6$ $1/см^3$ на высоте 300 км и $n=10^6$ $1/см^3$ на высоте 400 км и для соответствующих значений плотности.

Результаты расчётов приводятся на рис. 6 и 7, соответственно для высот в 300 и 400 км. Для определения v'' использовалась формула (4,6) и значение $\sigma(T)$, вычисленное в ¹⁴¹. Из сопоставления измеренных значений чисел соударений, приведённых на рис. 2, с данными рис. 6 и 7 получается, что на высоте в 300 км температура изменяется в пределах (2000 ÷ 3100°), а на высоте в 400 км $T < 4100^\circ$.

§ 5. БАРОМЕТРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА И ЧИСЛО СОУДАРЕНИЙ *)

5.1. Теоретические рассуждения

Высказывалось предположение^{1276, 138}, что давление в верхней атмосфере подвержено влиянию кулоновских и радиационных сил, так же как и влиянию сил гравитационных. Кулоновы силы могут быть результатом взаимодействия пространственных зарядов, находящихся в атмосфере и охватывающих большие объёмы, радиационные же силы обусловлены излучением Солнца и, возможно, звёзд. Первый эффект может возникнуть при подходящем разделении зарядов, т. е. при процессе, который эффективен на больших высотах. Однако расчёты¹¹⁸⁶ ясно показали, что такая гипотеза несостоятельна из-за больших необходимых для этого энергий. Радиационные силы также могут иметь значение лишь на больших расстояниях от Земли и в рассматриваемом диапазоне высот их можно игнорировать. Таким образом, в этом параграфе учитывается лишь влияние гравитационных сил на атмосферное давление.

Из барометрического уравнения получается

$$\frac{dP}{P} = - \left(\frac{mg}{kT} \right) dz. \quad (5,1)$$

Предполагается, что температура изменяется линейно с высотой, т. е. что

$$T = T_1 [1 - a(z - z_1)]. \quad (5,2)$$

Интегрируя (5,1) и допуская, что в рассмотренном интервале высот m и g постоянны, получаем

$$\frac{P}{P_1} = \left(\frac{T_1}{T} \right)^{\frac{mg}{akT}}. \quad (5,3)$$

Подставляя (4,5) в (5,3), имеем

$$\frac{v'}{v_1} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_1} \right)^2 \left(\frac{T_1}{T} \right)^{\frac{mg}{akT} + \frac{1}{2}}, \quad (5,4)$$

а исключив коэффициент a , получаем

$$\frac{v'}{v_1} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_1} \right)^2 \left(\frac{T_1}{T} \right)^x, \quad (5,5)$$

где

$$x = \frac{mg(z - z_1)}{k(T - T_1)} + \frac{1}{2}. \quad (5,6)$$

*) В § 4 и в этом параграфе рассматривается один и тот же вопрос, только с разных точек зрения. В § 3 число соударений рассматривается на фиксированной высоте и температура является переменной величиной. В этом параграфе исследуется зависимость числа соударений от высоты для разных законов изменения температуры. Из-за важности результатов представляется целесообразным рассмотреть обоих этих вопросов.

Расчёты с помощью формулы (5,5) проводились для нейтральных атомов и молекул азота и атомарного кислорода; в последнем случае принималось несколько значений $\sigma(T)$. Начальное значение числа соударений ν'_1 было определено на основе выбранной модели атмосферы для высоты в 100 км. Для азота σ принималось постоянным.

Как и следовало ожидать, полученные результаты совпадают с результатами предыдущего параграфа. Незначительное расхождение, возникающее между ними, вызвано различием сделанных предположений.

5.2. Влияние нейтральных частиц и ионов

Результаты расчёта для азота приведены на рис. 8 для нескольких значений градиента температуры $\frac{\Delta T}{\Delta Z}$. Значение ν'_1 соответствует числу соударений между электронами и частицами азота на высоте 100 км. Хотя $\frac{\Delta T}{\Delta Z} = 20^\circ/\text{км}$ лучше удовлетворяет результатам наблюдений, это значение $\frac{\Delta T}{\Delta Z}$ приводит к температуре в 6300° на высоте в 400 км, которая совершенно невозможна в земной атмосфере.

Для того чтобы окончательно найти наиболее вероятное значение ν'_1 , расчёты с (5,5) проводились для нескольких предложенных для атомарного кислорода значений $\sigma(T)$ (рис. 9). Можно заметить, что при $p=5,7$ значения ν' не совпадают с экспериментальными данными; даже при $\frac{\Delta T}{\Delta Z} = 20^\circ/\text{км}$ расчётные значения ν' в 10^3 раз меньше значений, полученных для азота и, как будет показано ниже, для ионов. При $p=18,3$ значения ν'_0 на высоте в 100 км в 10 раз больше наблюдаемых; из этого можно сделать заключение, что такие значения поляризации оболочки атома невозможны в верхней атмосфере. Значение $\sigma(T)$, рекомендуемое Яманучи¹⁴¹, даёт значения ν'_0 , которые по порядку величины правильны.

Остаётся рассмотреть соударения электронов с ионами. Для этого использовалось уравнение (4,7) для: а) разных значений

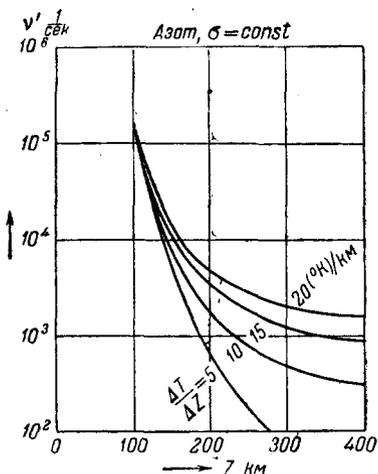


Рис. 8. Зависимость числа соударений электронов с частицами азота (атомами и молекулами) от высоты для различных значений градиента температуры.

$\frac{\Delta T}{\Delta Z}$ и б) линейного изменения ионной концентрации с высотой от значения $n = 2 \cdot 10^5$ $1/\text{см}^3$ на высоте в 100 км до $n = 4 \cdot 10^6$ $1/\text{см}^3$ на высоте в 400 км. При этих предположениях получены кривые, изображённые на рис. 10. В-первых, ясно, что на высоте в 100 км число соударений электронов с ионами пренебрежимо мало по сравнению с числом соударений с нейтральными частицами. Далее

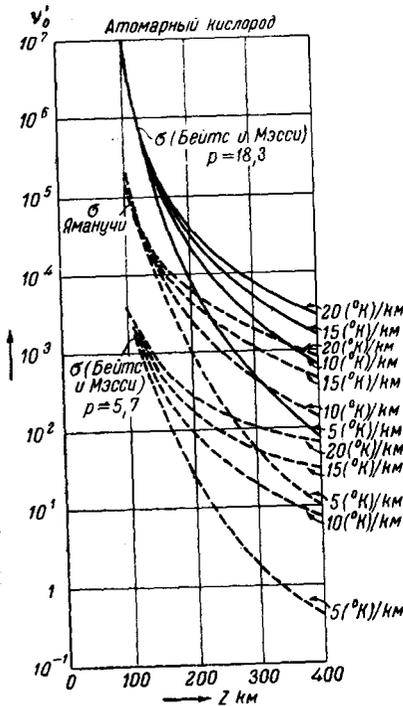


Рис. 9. Результаты расчёта зависимости числа соударений электронов с атомами кислорода от высоты для различных значений градиента температуры и состояний атома.

изображённые на рис. 10. В-первых, ясно, что на высоте в 100 км число соударений электронов с ионами пренебрежимо мало по сравнению с числом соударений с нейтральными частицами. Далее

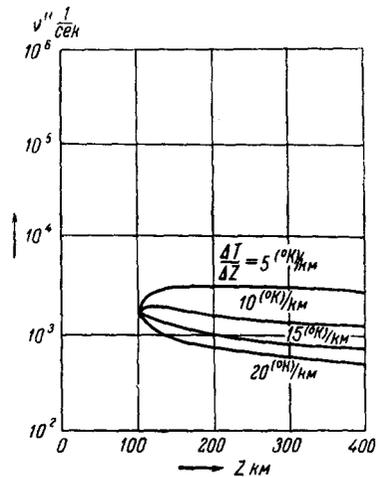


Рис. 10. Зависимость числа соударений электронов с ионами от высоты для различных значений градиента температуры.

очевидно, что для $\frac{\Delta T}{\Delta Z} = \text{const}$ v'' почти постоянно в области (150—400) км и, возможно, ещё до больших высот. Постоянство v'' маскируется на больших высотах соударениями электронов с нейтральными частицами.

Из разных результатов (рис. 8—10) можно теперь сделать заключения об условиях, существующих в атмосфере. Наблюдаемые числа соударений на высоте в 100 км можно объяснить, если рассматривать соударения электронов с частицами азота или атомарного кислорода, имеющего значение $\sigma(T)$, полученное в ¹⁴¹. На высоте в 300 км вычисленные значения числа соударений совпадают с экспериментальными значениями для комбинированной ре-

акции столкновений электронов с ионами, нейтральными частицами азота и атомарного кислорода (для $\sigma(T)$ по ¹⁴¹); если $\frac{\Delta T}{\Delta Z} \cong \cong (5 \text{--} 10)^\circ/\text{км}$, то такие же результаты получаются и для высоты в 400 км*).

Другие значения числа соударений, полученные из расчётов, не дают такого же согласия с результатами опытов, как выбранная выше комбинация. Наиболее вероятная зависимость температуры от высоты, получаемая из обсуждения, проведённого в этом разделе, приводится в таблице V.

Таблица V

Значения температуры, вычисленные из барометрической формулы и числа соударений

z (км)	100	150	200	250	300	350	400
T°	300	825	1350	1875	2400	2925	3450
$T^\circ *$	300	—	—	1200 ^{71, 83}	—	—	—

5.3. Сравнение с данными других исследователей

В работе, результаты которой приводятся в таблице V, принималось ⁸³, что

$$\frac{v'}{v_1} = \left(\frac{T_1}{T} \right)^{\frac{mg}{akT}}, \tag{5,7}$$

что число соударений в F-слое равно $\frac{1}{200}$ числа соударений в слое E (это совпадает с данными таблицы III) и что средняя скорость электронов в слое F в 10 раз больше таковой в слое E (это не совсем точно).

§ 6. ТЕМПЕРАТУРА И МАСШТАБ ВЫСОТЫ

6.1. Масштаб высот по данным северных сияний

Масштаб высот равен

$$H = \frac{kT}{mg} = \frac{kT(R+z)^3}{mg_0 R^2}. \tag{6,1}$$

*) По неясной причине автор не подчёркивает здесь того факта, что получаемые им же значения v'' в слое F ближе совпадают с экспериментальными значениями $v_{эфф}$. Это даёт основание предполагать, что в слое F главным процессом соударений являются соударения электронов с ионами. Далее, автор не отмечает ни здесь, ни в последующих разделах, что так как v'' уменьшается с ростом температуры, а v' , наоборот, увеличивается, то это может помочь при соответствующей обработке экспериментальных данных уточнению вопроса о типе соударений, а также определению плотности и температуры в слое F¹⁴⁴. (Прим. пер.)

Так как k и R — постоянные и в рассматриваемом диапазоне высот изменение z составляет не более 5%, то изменения H можно непосредственно приписать изменениям m или T . В этом разделе рассматривается метод определения H из кривых светимости северных сияний при использовании фотографий, сделанных с фильтрами^{57б, в}. Основой метода определения светимости по

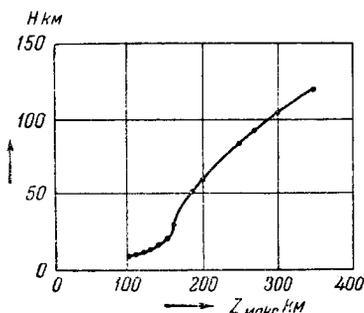


Рис. 11. Зависимость высоты однородной атмосферы от высоты, полученная из результатов наблюдений полярных сияний.

кривым поглощения электронов, вторгающихся в земную атмосферу, является пропорциональность светимости L , возникающей в интервале высот dz , значению $\frac{dJ}{dz}$, где J — интенсивность потока электронов. Это соотношение аналогично соотношению, используемому в теории ионосферы для определения плотности ионизации, возникающей под воздействием монохроматического излучения, пронизывающего однородную атмосферу. Таким образом, для светимости полярных сияний получается функция, аналогичная уравнению (2,3).

Действуя таким образом, получили⁵⁷ значения масштаба высот, приводимые в таблице VI и на рис. 11.

Таблица VI

Значения масштаба высот и соответствующие им значения температуры, полученные из данных наблюдения сияний полярных сияний (зима 1943/1944 г., Тромсо, Норвегия)

Максимальная высота (км)	H (км)	T (градусы)	Максимальная высота (км)	H (км)	T (градусы)
100	8,0	219	185	51	1360
110	8,8	240	200	(59,5)	(1580)
120	10,3	280	250	(82,5)	(2073)
130	12,3	334	270	92	2263
140	15,2	411	300	(103)	(2455)
150	19,7	531	—	—	—
160	28,3	761	350	(119,5)	(2704)

Следует отметить, что на высоте порядка 185 км полученные данные имеют разрыв. Ниже этой высоты значения H вычислялись

из дуговых сияний и сияний типа драпри; на высоте порядка 185 км — из лучевых сияний, а на высоте порядка 270 км — из исследований свечения областей, освещённых солнечными лучами. Таким образом, значения температуры, полученные выше 270 км, соответствуют дневным условиям. Следует отметить, что приводимые значения масштаба высот являются минимальными, так как не учитывается спиральный характер орбиты падающего иона.

Значения температуры, полученные из наблюдений полярных сияний, могут отличаться от значений T , вычисляемых другим способом. Одна из причин этого расхождения связана с тем, что интенсивное изучение полярных сияний происходит главным образом осенью, зимой и весной и на высоких широтах, где температурный режим атмосферы отличен от такового на более низких широтах. В этой связи следует отметить, что значения температуры, полученные из измерений числа соударений (проводившихся на более низких широтах), в общем выше значений T , полученных из данных полярных сияний. Например, на высоте 350 км получаются соответственно значения $T = 3300$ и 2700° . Отличие может, правда, объясняться не только различием широт, но и тем, что в расчётах не учитывался спиральный характер орбиты иона. На высоте 100 км из этих расчётов также получается более низкая температура.

6.2. Значения масштаба высот, полученные разными методами

Впервые значения температуры по масштабу высот определялись⁹⁸ при использовании данных измерений в E -слое^{3в}, а также⁹⁷ по данным для слоя F_2 ^{3в}. Получены, соответственно, значения $H = 11,4$ км для слоя E и $H = 20 \div 30$ км для слоя F_2 . Исходя из этих значений H и разных концентраций молекулярного и атомарного кислорода и азота, были вычислены значения $T = 308 \div 374^\circ$ в слое E и значения $T = 437 \div 625^\circ$ и $655 \div 936^\circ$ в слое F_2 . Низкие значения H и соответственно T слоя F_2 кажутся необычными.

Далее, из ионосферных исследований были получены значения $H = 70$ км и 40 км в слое F_2 соответственно для лета и зимы, $H = 55$ км и $H = 90$ км для осени и весны (в Уотеру, Австралия³²) и $H = 65 \div 5$ км для осени¹⁰³. Приводится также среднее значение $H = 170$ км⁷⁰ и значения $H = 30$ и 60 км, соответственно, для слоёв F_1 и F_2 ⁹³⁵.

Из данных, приводимых в^{3в}, были также получены для слоёв F_1 и F_2 значения температуры 615 и 1080° ¹²⁶. В этих расчётах предполагалось, что азот полностью диссоциирован. Автор, используя данные по диссоциации азота, принятые в приведённой выше

модели атмосферы, вычислил из этих же данных для слоёв F_1 и F_2 значения температуры 955 и 1670°. Приводившиеся в литературе значения масштаба высоты H суммируются в таблице VII.

Таблица VII

Значения масштаба высоты (в км), полученные из ионосферных данных

Исследователь	Слой ионосферы				
	D	E	F	F_1	F_2
Эпплтон ^{3с}	—	11,4	40	—	70
Эпплтон и Бэйном ⁴	—	—	45	55	45 ÷ 70
Буккер и Ситон ²²	—	—	—	—	50 ÷ 90
Бадден, Ратклиф и Вилкс ²⁴	6	—	—	—	—
Фукс ⁴⁴	—	—	—	—	110 *)
Герзон ⁴⁶	{ —	—	—	—	67 ÷ 167
	{ —	—	—	—	105 ÷ 186 **)
Грэйк, Келсо и Миллер ⁵³	—	10	—	—	—
Гуха ⁵⁵	—	10	—	—	46 ÷ 54 *)
Джонс ⁶⁷	—	—	6—32 **)	—	—
Джонс и Джонс ⁶⁹	—	—	15—56 **)	—	—
Келлог ⁷⁰	—	—	—	43 *)	170 *)
Николе ^{93б}	—	—	—	30	60
Пекерис ⁹⁷	—	—	—	—	20 ÷ 30
Пирс ¹⁰³	—	—	—	—	65 ± 5
Ридбек ¹¹⁰	{ —	—	—	—	37 ÷ 58
	{ —	—	—	—	51 ÷ 165 *)
Ридбек ^{110б}	—	—	35	—	—

*) Экваториальные значения. **) Арктические значения.

§ 7. ТЕМПЕРАТУРА И ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ

7. 1. Введение

Для простого слоя из (2,14) получается зависимость электронной концентрации от высоты в виде

$$n = n_{\max} \cdot e^{\frac{1}{2} f(T)} = n'_{\max} \cdot e^{\frac{1}{2} F(T)}, \quad (7,1)$$

где

$$n = \frac{\pi m f^2}{e^2}. \quad (7,2)$$

В этих уравнениях не учитывается поляризационная поправка Лорентца. При ионосферных исследованиях обычно измеряется зависимость действующей высоты от частоты, поэтому необходимо определить соотношения между соответствующими параметрами.

7. 2. Приближение простого слоя

Без учёта магнитного поля Земли действующая высота равна

$$z' = z_0 + \int_0^s \frac{ds}{\mu}. \quad (7,3)$$

Коэффициент же преломления для квадратичного приближения простого слоя (см. (2,16)^{3,43}) равен

$$\mu^2 = 1 - \frac{2s}{A} \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 + \left(\frac{f_c}{f} \right) \left(\frac{s}{A} \right)^2. \quad (7,4)$$

В вышенаписанных уравнениях z_0 — нижняя граница слоя, где $n=0$, $A=(z_{\text{макс}} - z_0)$ и s измеряются вдоль z так, что $s=0$ при $z=z_0$. В результате интегрирования получается

$$z' = z_0 + \frac{kT}{mg} \cdot \frac{f}{f_c} \ln \left(\frac{f_c + f}{f_c - f} \right), \quad (7,5)$$

если $A=2H$.

Для кубической аппроксимации простого слоя

$$n = n_{\text{макс}} \left[1 - \frac{32}{81} z^3 - \frac{64}{729} z^6 \right]. \quad (7,6)$$

Фукс⁴⁴⁶ получил:

$$z' = z_0 + \frac{9}{16} \left(\frac{kT}{mg} \right) B \ln \left(\frac{1+B}{1-B} \right), \quad (7,7)$$

где

$$A = \frac{9H}{4} \quad \text{и} \quad 2B^2 = -1 + \sqrt{1 + \frac{8f^2}{f_c^2}}. \quad (7,8)$$

На рис. 12 построены кривые, изображающие параболическое и кубическое приближения простого слоя.

Для того чтобы подчеркнуть отличие между ними, можно переписать уравнения (7,5) и (7,7) в общей форме:

$$T = \frac{mg}{k} \frac{z' - z_0}{\Phi(f)}, \quad (7,9)$$

где для параболического приближения

$$\Phi(f)_A = \frac{f}{f_c} \ln \frac{f_c + f}{f_c - f} \quad (7,10)$$

и для кубического приближения

$$\Phi(f)_F = \frac{9B}{16} \ln \frac{1+B}{1-B}. \quad (7,11)$$

Следует напомнить, что в обоих случаях не учитывается магнитное поле Земли. На рис. 13 построены кривые функций $\Phi(f)_A$ и $\Phi(f)_F$.

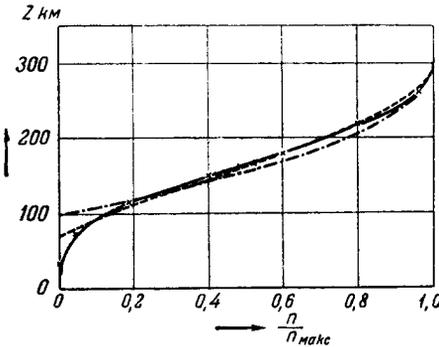


Рис. 12. Распределение ионизации с высотой по Чэпману и его квадратичное (пунктир) и кубичное (точки) приближения. Крестиками нанесены результаты расчётов по формуле Гуха.

С помощью (7,9) и (7,10) получено, что зимой в F_2 значение $H = \frac{kT}{mg} = 70 \text{ км}^{\text{эв}}$. При использовании (7,11) H будет больше. Точность определения H зависит от используемых радиочастот.

Для двух последовательных значений z_i и z_{i+1} действующей высоты из (7,9) получается:

$$T = \frac{mg}{k} \cdot \frac{\Delta z'}{\Delta \Phi(f)}, \quad (7,12)$$

где $\Delta z' = z_i - z_{i+1}$ и $\Delta \Phi(f) = \Phi(f_i) - \Phi(f_{i+1})$.

С помощью (7,12) была рассчитана⁴⁴ температура в F_1 и F_2 над Гаункайо (Перу) для значения $\frac{mg}{k} = 1,77 \cdot 10^{-4} \text{ град/см}$. Это

значение, повидимому, преуменьшено и соответствует почти полной диссоциации азота. Поскольку опыты не подтверждают такой высокой степени диссоциации азота, постольку значение $\frac{mg}{k}$ необходимо улучшить, используя модель атмосферы, данную в этой работе. Получается, например, для высоты в 185 км $\frac{mg}{k} = 2,67 \cdot 10^{-4} \text{ град/км}$.

Следует отметить, что в⁴⁴ имеется ряд неточностей в вычислениях. Исправление этих расчётов и использование более правильного значения $\frac{mg}{k}$ приводят к существенно отличающимся значениям температуры (см. таблицу VIII).

Было рекомендовано ещё третье соотношение, позволяющее вычислять температуру из уравнения простого слоя. В качестве

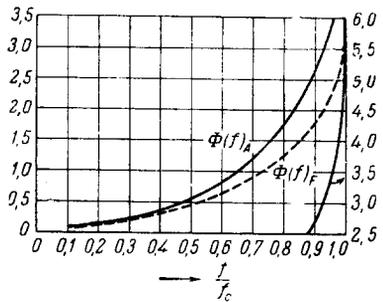


Рис. 13. Графики функций

$$\Phi(f)_A = \frac{f}{f_c} \ln \left(\frac{f_c + f}{f_c - f} \right),$$

$$\text{и } \Phi(f)_F = \frac{9B}{16} \ln \left(\frac{1+B}{1-B} \right),$$

где $B = B \left(\frac{f}{f_c} \right)$.

Таблица VIII

Температура над Гуанкайо (Перу) в полдень, февраль 1934 г.

<i>f</i> Мгц	Температура (градусы)			Высота (км)	
	Фукс	Пересчитано		Фукс	Пересчитано
<i>F</i> ₁ , 14 II 1934 г.	3,53	—	—	—	—
	4,00	373	553	316	—
	4,21	368	599	333	—
	4,37	782	1184	852	190 ÷ 220
	4,52	—	—	—	185
<i>F</i> ₁ , 28 II 1934 г.	3,50	—	—	—	—
	3,90	435	623	355	—
	4,11	460	737	410	—
	4,23	1040	1626	897	190 ÷ 220
	4,41	—	—	—	—
<i>F</i> ₂ , 14/II 1934 г.	6,30	—	—	—	—
	6,60	1670	1942	1113	—
	6,90	1510	2086	1170	—
	7,10	1960	2448	1359	—
	7,26	1960	2384	1324	350 ÷ 420
	7,75	—	—	—	—
<i>F</i> ₂ , 28/II 1934 г.	5,45	—	—	—	—
	5,80	1175	1442	826	—
	6,20	980	1198	672	—
	6,39	1430	1717	947	—
	6,49	1950	2403	1332	350 ÷ 420
	6,80	—	—	—	—

аппроксимации распределения ионизации получено⁵⁵ уравнение

$$\begin{aligned}
 -z = 0,6672 + 1,397 \frac{n}{n_{\text{макс}}} - 2,084 \sqrt{\frac{n}{n_{\text{макс}}}} + \\
 + 2 \sqrt{1 - \frac{n}{n_{\text{макс}}}}. \quad (7,13)
 \end{aligned}$$

В расчётах используется обычное выражение коэффициента преломления ионизованного газа без учёта влияния магнитного поля Земли:

$$\mu^2 = 1 - \frac{ne^2}{\pi m f^2}. \quad (7,14)$$

Подстановка (7,13) в (7,3) и интегрирование непосредственно дают:

$$z' = z_{\text{макс}} - 2,667H - 2,794H \cdot \left(\frac{f}{f_c}\right)^2 + \\ + 3,274H \cdot \left(\frac{f}{f_c}\right) + 2H \left(\frac{f}{f_c}\right) \text{Arcsh} \sqrt{\left(\frac{f_c}{f}\right)^2 - 1}, \quad (7,15)$$

если переписать формулу коэффициента преломления в виде

$$\mu = 1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2 \left(\frac{n}{n'_{\text{макс}}}\right). \quad (7,16)$$

Уравнение (7,15) можно разрешить относительно $z_{\text{макс}}$ и H , используя, как и в (7,12), значения z' в разных точках экспериментально снятой высотно-частотной характеристики.

Можно определять температуру способами, подобными описанным выше, используя ещё и четвёртый метод. Во всех случаях, представляющих интерес, зондирующая электромагнитная волна начинает и кончает свой путь через ионосферу в области, где коэффициент преломления близок к единице; поэтому можно определить разность между эквивалентным и истинным путями волны. Эта разность равна ⁶⁵ (см. (7,3))

$$X = \int \left(\frac{1}{\mu} - 1\right) ds. \quad (7,17)$$

Вводя

$$x^2 = e^{-\frac{1}{2}z} \quad (7,18)$$

и

$$a = \sqrt{2e} \left(\frac{f_c}{f}\right)^2, \quad (7,19)$$

получаем вместо (7,14)

$$\mu^2 = 1 - ax \cdot e^{-x^2}, \quad (7,20)$$

и уравнение (7,17) принимает вид

$$X = -2H \int_{x_1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - axe^{-x^2}}} - 1 \right\} \frac{dx}{x}. \quad (7,21)$$

Используя для определения x_1 выражение

$$ax = e^{x^2}, \quad (7,22)$$

получаем значение высоты отражения над земной поверхностью:

$$z = z_{\text{макс}} + H \ln \left(\frac{1}{2}\right) - 2H \ln x_1. \quad (7,23)$$

Действующая же высота отражения получается равной

$$z' = z_{\text{макс}} + H \ln \left(\frac{1}{2} \right) - 2H \ln x_1 + \frac{1}{2} HY \left(\frac{f}{f_c} \right). \quad (7,24)$$

Значения $x_1 = x_1 \left(\frac{f}{f_c} \right)$ и $Y = Y \left(\frac{f}{f_c} \right)$ протабулированы в ⁶⁵.

Уравнения (7,5), (7,7), (7,15) и (7,24) были получены без учёта нижних слоёв ионосферы. Если же имеется такой задерживающий слой, то получаются следующие формулы:

а) вместо (7,5)

$$z' = z_0 + H_F \left(\frac{f}{f_c} \right) \ln \left(\frac{f_c + f}{f_c - f} \right) - 4H_E + 2H_E \left(\frac{f}{f_E} \right) \ln \left(\frac{f + f_E}{f - f_E} \right), \quad (7,25)$$

б) вместо (7,15)

$$z' = z_{\text{макс}} + H_F \left\{ -2,667 - 2,794 \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 + 3,274 \left(\frac{f}{f_c} \right) + 2 \left(\frac{f}{f_c} \right) \text{Arcsh} \sqrt{\left(\frac{f_c}{f} \right)^2 - 1} \right\} + AH_E, \quad (7,26)$$

в) вместо (7,24)

$$z' = z_{\text{макс}} + H_F \left[\ln \left(\frac{1}{2} \right) - 2 \ln x_1 + \frac{1}{2} Y \left(\frac{f}{f_c} \right) \right] + \frac{1}{2} H_E Y' \left(\frac{f}{f_E} \right). \quad (7,27)$$

В последней группе формул H_F и H_E , f_c и f_E — соответственно значения масштаба высот и критической частоты слоёв F и E , а

$$A = \sqrt{\frac{\pi e}{2}} \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 + \frac{3e}{8} \left(\frac{f_c}{f} \right)^4 + \frac{5}{24} \sqrt{\frac{\pi e^3}{6}} \left(\frac{f_c}{f} \right)^6 + \dots, \quad (7,28)$$

где e — основание натурального логарифма.

С помощью (2,16) можно получить для расчёта температуры формулу

$$T = \frac{mg(z - z_{\text{макс}})}{2k \left(1 - \frac{n}{n_{\text{макс}}} \right)^{1/2}}. \quad (7,29)$$

По этим формулам были получены ⁹⁷ для слоя F_2 очень малые значения $H = 20 \div 30$ км. Из тех же данных с помощью (7,29) и (7,5) получены соответственно значения $H = 18 \div 35$ км и $H = 28 \div 32$ км. Таким образом, в рассмотренном случае значения H над Англией действительно были малы.

7.3. Простой слой

Можно получить решение для T из полных уравнений простого слоя (7,1) и (7,2)*):

$$4 \ln \left(\frac{f}{f_c} \right) = F(T). \quad (7,30)$$

Это уравнение было использовано для определения температуры в слое F_2 над Вашингтоном и Гуанкайо (Перу) 14 января 1947 г. Для сравнения значения температуры вычислялись по нескольким формулам. Истинные высоты максимума ионизации, полученные методом, данным в ³ и ⁸⁰, также сравниваются со значениями, рассчитанными по приведённым выше формулам. Результаты расчётов приведены в таблице IX.

Таблица IX

Сравнение разных данных для слоя F_2
(местный полдень 14 января 1947 г.)

№ формулы	$z_{\text{макс}}$ (км)	H_F (км)	H_E (км)	T °К
Вашингтон				
(7,5)	331	67	—	1530
(7,30)	—	71	—	1630
(7,25)	186	68	— 550 ÷ 440	—
(7,7)	—	117	—	2680
(7,15)	313	68	—	1600
(7,26)	320	81	— 305 ÷ 142	—
(7,24)	309	73	—	1720
(7,27)	284	83	— 580 ÷ + 110	—
Гуанкайо				
(7,5)	500	105	—	2200
(7,30)	—	132	—	2750
(7,6)	—	186	—	3910
(7,15)	564	160	—	—
(7,24)	568	154	—	—

*) Вызывает некоторое удивление, что как здесь, так и в других местах этой статьи автор так подробно анализирует ряд соотношений, являющихся следствием расчётов с простым слоём, когда хорошо известно, что слой F_2 никак не описывается уравнением простого слоя, что ниже отмечает сам автор. (Прим. пер.)

Температуру можно также определить с помощью уравнения (2,5)

$$Q = \beta n'' J_{\infty} \cdot \rho_i \left(\frac{T}{T_i} \right)^{-(1+A)} e^{-\left[\rho_i \beta H_i \sec \chi \left(\frac{T}{T_i} \right)^{-A} \right]}, \quad (7,31)$$

которое получено для линейной зависимости температуры; индекс i обозначает величину, относящуюся к данной высоте. Из (7,31) получается:

$$z_{\text{макс}} = z_i + \frac{1}{b} \left\{ \frac{\cos \chi}{\rho_i \beta H_i} (1+A)^{-A} - 1 \right\} \quad (7,32)$$

и

$$n_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{\beta \rho_i n'' J}{\alpha} \frac{\cos \chi}{\rho_i \beta H_i} (1+A) e^{-\frac{1}{2}(1+A)}} \quad (7,33)$$

где

$$A = \frac{1}{b H_i}.$$

С помощью уравнений (7,31) и (7,33) были вычислены значения температуры на высотах в 200 и 300 км по данным ионосферных наблюдений в Южной Африке⁵⁰ за период с ноября 1945 г. по февраль 1946 г. В этих расчётах принималось, что $M = 15$ (т. е. $\frac{mg}{k} = 16,2 \text{ град/см}$) и $\rho_i = 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ на высоте 200 км, и использовались соответствующие значения b , T_i , β и χ . Для определения b и T_i последовательно исследовались рассчитанные значения коэффициента поглощения β и выражения $\frac{\beta \rho_i n'' J}{\alpha}$. Для $\beta = 3,2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ и высот 200 и 300 км получены следующие значения температуры:

Высота (км)	Значения температуры			
	Ноябрь	Декабрь	Январь	Февраль
200	485	408	369	447
300	1097	1376	1392	1305

7.4. Заключение

Результаты, приведённые в таблице IX, указывают на то, с какой осторожностью необходимо относиться к приведённым выше формулам. В случае, когда не учитывается эффект запаздывания в слое E , получается, что в тропиках температура выше, чем на

средних широтах. Разброс полученных значений температуры, конечно, важен при всех условиях, так как в расчётах использовались одни и те же экспериментальные данные.

Анализируя внутренние противоречия результатов расчёта, следует указать, что основное уравнение (7,1) в действительности неприменимо к слою F_2 , так как этот слой вряд ли может быть «простым» слоем, уравнения которого получены в предположении изотермической атмосферы.

Аппроксимации основного (некорректного) уравнения повторяют ошибки основного уравнения и вносят дополнительные ошибки, связанные со взятыми приближениями. Следует также напомнить, что (7,1) написано в предположении $\frac{dn}{dt} = 0$, которое обычно неверно для слоя F_2 .

Получение точных экспериментальных значений критической частоты и действующей высоты также составляет некоторые трудности. В ряде случаев трудно определить истинное значение электронной концентрации вблизи максимума слоя; кроме того, вблизи критической частоты определение действующей высоты также подвержено ошибкам.

На результаты расчётов может также заметным образом влиять пренебрежение магнитным полем Земли. Предварительные расчёты для слоя E с учётом магнитного поля Земли изменяют значения H на множитель порядка 1,2; ещё большая ошибка может вноситься при определении H слоя F_2 . Указывалось⁶⁹, что учёт приливных колебаний атмосферы также может изменить значение H , однако их влияние ещё не обсуждалось.

При учёте запаздывания в слое E (уравнения (7,25), (7,26) и (7,27)) получаются значения масштаба высот H_E , которые сильно расходятся с ожидаемыми значениями H_E . Совершенно очевидные неправильные значения H_E могут быть следствием не только отмеченных выше причин, но и результатом того, что нижний слой — не параболический или «простой слой»^{*}). Кроме того, запаздывание сильно зависит от электронной концентрации между слоями; так как она не учитывается, то это может полностью испортить полезность этих уравнений. Так как результаты расчётов очень чувствительны к значению действующей высоты, то малые ошибки в её определении могут сильно влиять на значения H_E . Оценки значений H_E , приведённые в таблице IX, вызывают серьёзные опасения в полезности этих уравнений.

^{*}) Автор несколько ослабляет неполноценность этих расчётов, говоря: «сильно расходятся» с ожидаемыми значениями H'_E . На самом деле получаются абсурдные значения H_E (см. табл. IX). Появляется подозрение, что в расчёты вкралась вычислительные ошибки, однако соответствующая проверка невозможна из-за отсутствия исходных данных. (Прим. пер.)

Использование формулы (7,31) подвержено тем же, указанным выше, сомнениям. При расчётах с (7,31) и (7,33) возникает дополнительная трудность, связанная с неизвестностью точного значения β . Кроме того, значение M , взятое в ⁵⁰, также сомнительно, ибо соответствует почти полной диссоциации азота. Хотя этот метод несомненно лучше, так как в нём вместо изотермической атмосферы рассматривается линейный градиент температуры, его нельзя непосредственно применять к F_2 из-за странностей поведения этого слоя.

На основе имеющихся результатов можно заключить ⁹⁶, что возможность использования результатов измерения электронной концентрации для определения температуры слоя F_2 является ещё открытым вопросом. Методы расчёта дают подходящие по порядку величины, но грубые значения температуры; эти методы несомненно требуют переработки.

§ 8. ТЕМПЕРАТУРА И КОЭФФИЦИЕНТ РЕКОМБИНАЦИИ

8.1. Рекомбинация при низких давлениях

До детального обсуждения этого вопроса необходимо получить ясное понимание процесса, называемого рекомбинацией. Рекомбинация ионов означает соединение положительного и отрицательного (включая электрон) ионов в нейтральную систему. Коэффициент рекомбинации характеризует скорость образования нейтральных систем.

Из этого определения видно, что рекомбинация есть процесс, осуществляющийся во всевозможных условиях. В каждом отдельном случае могут происходить существенно отличные явления. Основания для этого лежат в большом разнообразии природы носителей зарядов и состояний, в которых они находятся после ионизации. Например, механизм соединения свободного электрона с положительным ионом радикально отличается от случая, когда происходит переход заряда от обычного отрицательного иона к положительному иону или когда два противоположно заряженных иона нейтрализуются в результате соприкосновения. Хотя каждый из этих актов является рекомбинацией, механизм и характерные постоянные в этих случаях отличаются друг от друга и требуют отдельного рассмотрения.

Общий термин «рекомбинация» включает специальные действия электрона, когда происходит преимущественная (*preferential*), колонная (*columnar*) и объёмная (*volumnar*) рекомбинации; каждый из этих процессов представляет собой отдельный механизм и имеет соответствующий коэффициент рекомбинации *). Для ионосферы

*) Подробнее о процессах рекомбинации см.¹⁴⁷. (Прим. пер.)

определяется^{7, 47, 84} обобщенный коэффициент рекомбинации, который описывает совместное действие прилипания и рекомбинации или совместное действие нескольких одновременно или последовательно действующих механизмов рекомбинации. Вообще, если обращаться свободно с термином «рекомбинация», то может быть большая путаница.

Удачно, что в ионосферных работах следует обсуждать только два механизма: а) объемную рекомбинацию при низких давлениях и б) обобщенную рекомбинацию. Первая реакция возникает, когда одинаковое количество ионов разных знаков хаотично распределено в объеме: такие условия бывают в слое F_2 . Второй механизм, повидимому, имеет место в слое E .

Объемная рекомбинация при низких давлениях определяется коэффициентом

$$\alpha = \pi \sqrt{u^2 + v^2} \left(R d^3 + \frac{\sigma^2}{4} \right), \quad (8,1)$$

где

$$d = \frac{2e^2}{3kT} \quad (8,2)$$

— радиус действия сил притяжения, u и v — соответственно скорости ионов каждого типа и R — вероятность столкновения на расстоянии d . σ можно рассматривать как среднее эффективное значение поперечника соударений в предположении максвелловского распределения скоростей.

В зависимости от того, равно, меньше или больше значение энергии ионов при последнем столкновении по сравнению с энергией, приобретаемой ими при падении из бесконечности под действием сил притяжения, орбита иона образует эллипс, параболу или гиперболу. Если значение d порядка или меньше длины свободного пробега, ионы будут приближаться друг к другу с энергиями, равными сумме их тепловой энергии и энергии, образованной их взаимным потенциальным полем. Таким образом, их орбита не будет замкнутой, и имеется большая вероятность того, что после встречи ионы разойдутся. Если, однако, в пределах расстояния d ионы испытывают упругие соударения с нейтральными молекулами, то они имеют большой шанс потерять часть энергии, приобретённой в поле, и поэтому захватиться на эллиптические орбиты.

В одной из работ постулируется¹²³, что достаточно одного соударения одного из ионов с третьей частицей в пределах расстояния d , для того чтобы энергия упала до величины, требуемой для образования замкнутой орбиты. Это предположение принимается и в этой работе.

При низких давлениях средняя длина пробега между столкновениями велика и $R \cong \frac{4d}{3} \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right)$, где индексы соответ-

ствуют ионам разного типа. Так как $\frac{\sigma}{2} \cong 10^{-8}$ см и $d \cong 10^{-7}$ см, член Rd^3 преобладает при давлениях, больших 10^{-5} мб; для меньших давлений преобладает член $\frac{\sigma^2}{4}$. Таким образом, когда давление больше 10^{-5} мб, (8,1) приводится к формуле¹²³

$$\alpha = \pi R d^2 \sqrt{u^2 + v^2}. \quad (8,3)$$

При более низких давлениях получается¹⁷ формула

$$\alpha = \pi \frac{\sigma^2}{4} \sqrt{u^2 + v^2}. \quad (8,4)$$

Так как $\bar{\lambda}$ изменяется как $T^{1/2}$, d —как T^{-1} и $\sqrt{u^2 + v^2}$ —как $T^{1/2}$, то (8,3) и (8,4) соответственно дают:

$$\alpha = AT^{-3} \quad (8,5)$$

и

$$\alpha = B\sqrt{T}, \quad (8,6)$$

где A и B —постоянные числа.

Физический смысл, который скрывается в (8,1), легко виден. Член Rd^3 описывает механизм, при котором один ион движется после соударения с третьим телом в пределах расстояния d по замкнутой орбите вокруг другого иона. Однако, когда давление уменьшается, вероятность процесса уменьшается и Rd^3 становится равным $\frac{\sigma^2}{4}$. В этих условиях вероятность простого соударения, приводящего к нейтрализации, и вероятность соударения трёх частиц¹²² равны. При дальнейшем уменьшении давления первый член быстро уменьшается по сравнению со вторым. Так как в слое F_2 давление меньше 10^{-6} мб, то прилипание становится пренебрежимо малым и в нём более применимы условия, описываемые уравнением (8,6), чем (8,5). Применимость же уравнения (8,5) к слою E обсуждается ниже.

Следует указать, что уравнения (8,5) и (8,6) можно рассматривать как частные случаи более общего уравнения

$$\alpha = CT^r. \quad (8,7)$$

Его можно также написать в виде

$$\frac{\alpha}{\alpha_a} = \left(\frac{T}{T_a} \right)^r. \quad (8,8)$$

На основе теории статистического равновесия^{85, 142} было получено, что $r = -\frac{1}{2}$, когда T есть электронная температура T_e . Аналогичный результат был получен из квантовомеханических соображений¹²⁵. На основе теоретических расчётов¹⁴ было установлено^{46a}, что при низких давлениях радиационная рекомбина-

ция электронов с положительными ионами происходит по закону $\sim T^{-\frac{3}{4}}$. В условиях ионосферы^{15a} $r = -\frac{3}{2}$. В более ранних теоретических работах было получено значение $r = -\frac{5}{2}$ при низких давлениях и $r = -\frac{3}{2}$ при высоких давлениях¹³¹. Из квантовомеханических соображений получено¹⁹ значение $r = -0,9$.

Разнообразие этих значений следует интерпретировать в свете рассмотренных механизмов рекомбинации. Для радиационной рекомбинации электронов с положительными ионами наиболее вероятным значением является $r = -\frac{1}{2}$, а для объёмной рекомбинации типа происходящей в плазме разрядной трубки, повидимому, $r = -\frac{3}{2}$. Однако, исходя из современного состояния вопроса, эти реакции, повидимому, применимы к ионосфере.

Примем, что в слое E сосуществуют два процесса: рекомбинация и прилипание. Комбинированный процесс можно описать с помощью обобщённого эффективного коэффициента рекомбинации¹¹¹

$$\alpha' = \alpha_e + K\alpha_i, \quad (8,9)$$

где α_e — коэффициент рекомбинации электронов с положительными ионами, α_i — коэффициент рекомбинации отрицательных и положительных ионов, $K = \frac{n_-}{n_e}$ и n_- — число отрицательных ионов.

Хотя α_e и α_i могут описываться уравнением (8,7), нет оснований считать, что в каждом случае значения r идентичны. При этих обстоятельствах нельзя рекомендовать для слоя E формулу (8,5).

В нескольких обширных работах¹¹⁶ проводились для разных широт вычисления суточного хода температуры и распределения температуры по высоте в области 100–300 км. Для этих вычислений температуры необходимо было первоначально определить изменение коэффициента рекомбинации в течение дня.

8.2. Дневной ход коэффициента рекомбинации

Для разного времени дня были получены значения коэффициента рекомбинации следующим образом:

а) в ночное время для обработки экспериментальных данных использовалось уравнение

$$\frac{dn_a}{dt} = -\alpha_a n_a^2 \quad (q_a = 0); \quad (8,10)$$

б) для сравнительно коротких, но не обязательно равных интервалов времени по обе стороны от восхода и захода Солнца

$$\frac{dn_a}{dt} = -\alpha_a n_a^2, \quad \frac{dn_b}{dt} = q_b - \alpha_a n_a^2, \quad (8,11)$$

где $q_a = 0$, $n_b = n_a$, $\alpha_b = \alpha_a$;

в) для небольших и равных интервалов времени по разные стороны полдня

$$\frac{dn_c}{dt} = q_c - \alpha_c n_c^2, \quad \frac{dn_d}{dt} = q_c - \alpha_c n_d^2, \quad (8,12)$$

где $q_c = q_d$ и $\alpha_c = \alpha_d$. Во всех этих случаях можно разрешить уравнения относительно x . Правда, если $n_c^2 = n_d^2$, — уравнения (8,12) несовместимы.

Следует отметить, что уравнения (8,11) и (8,12) можно правильно применять к слою F_2 лишь тогда, когда уровень его максимума ионизации не колеблется из-за изменения атмосферных условий и в течение рассматриваемого периода времени остаётся на одной и той же высоте. Вопрос о применимости этих уравнений в периоды возмущений ионосферы остаётся открытым. Предварительные исследования^{116в} дали различные результаты в случаях, когда интервал времени по обе стороны полдня составлял несколько часов. Однако эти заключения нельзя ещё считать окончательными. За некоторыми исключениями следует считать недопустимым использование (8,10) и (8,12) для перекрывающихся интервалов времени*) из-за того, что при такой процедуре могут возникнуть серьёзные противоречия.

В этих расчётах¹¹⁶ для слов E , F_1 и F_2 было использовано соотношение

$$\frac{\alpha}{\alpha_a} = \left(\frac{T}{230}\right)^{-3}. \quad (8,13)$$

Значение $T = 230^\circ$ выбрано на основе исследований спектров полярных сияний¹³⁹. Значение же α_a определялось следующим

*) Автор не рассматривает ещё одной возможности, позволяющей вычислять дневной ход q и α в тех случаях, когда сглаженный суточный ход ионизации слоя достаточно плавный. Уравнения (8,12) можно решать попарно шаг за шагом для двух смежных интервалов времени длительностью каждый в $(60 \div 30)$ минут и менее, постулируя постоянство q и α в эти отрезки времени. Таким путём в работах¹⁴⁵ и ¹⁴⁶, в частности, вычислялся дневной ход усреднённых за соответствующие интервалы времени значений α . Этот же метод можно, кроме того, применить для расчёта α на разных уровнях слоя, а не только для области максимума слоя, как это обычно делается, построив по высотно-частотным характеристикам истинное распределение ионизации с высотой и соответственно суточный ход электронной плотности на разных высотах. Этим путём в цитированных выше работах³ и ⁴ были получены некоторые данные о суточной и высотной зависимости α . Автор не рассматривает здесь этих данных, а также не обсуждает подобного метода исследования α и T . (Прим. пер.)

образом: а) для слоёв E и F_1 выбрано значение для раннего утра, б) для слоя F_2 — среднее ночное значение, рассчитанное по (8,10). (В ранней работе^{116б} при обработке данных для трёх станций было выбрано значение α_a , полученное как среднесуточное значение α в Тромсо (Норвегия).) На этой основе были вычислены значения температуры за январь 1947 г. для 18 станций, расположенных на разных широтах (от 70° сев. до 43° юж.) и долготах. Найдено, что в течение дневного времени в слоях E и F_1 температура имеет значения $T = 71 \div 568^\circ$ и $T = 35 \div 1785^\circ$ соответственно. В слое же F_2 температура изменялась в течение 24 часов от $T = 84$ до $T = 1098^\circ$.

8.3. Ограничения метода

Следует указать на несколько ограничений, свойственных любому способу определения температуры ионосферы из измерений коэффициента рекомбинации. Эти ограничения возникают: а) из-за методов получения коэффициента рекомбинации и б) из-за неопределённости используемых значений α и T .

При определении α с помощью уравнений (8,10) и (8,12) очевидно, что когда ход кривой (n, t) постоянен (в окрестности полдня), то $\alpha \rightarrow 0$. Действительно, если в окрестности полдня электронная концентрация растёт линейно, так что $\frac{dn_a}{dt} = \frac{dn_b}{dt}$, то $\alpha = 0$, так как $q_a = q_b$ и $n_a \neq n_b$. В этом случае $T \rightarrow \infty$, если $r < 0$, и $T \rightarrow 0$, если $r > 0$, что абсурдно. Далее, в некоторых случаях из расчётов следует, что $\alpha < 0$. Эти странные результаты можно отнести за счёт неправильности предпосылок, положенных при написании уравнений (8,11) и (8,12). Кроме того, не доказана также законность применения первых из этих уравнений для получения α за длительные периоды по обе стороны моментов темноты. Для того чтобы эти два уравнения были пригодны, необходимо, чтобы: а) изменение ионной концентрации описывалось квадратичным законом рекомбинации и б) не было никаких нарушений на уровне максимума ионизации. Ясно также, что в этих уравнениях не предусмотрено влияние значительных суточных изменений температуры, так как отброшены члены, учитывающие приток и отток ионов (см. § 9).

Если же рассматривается метод получения коэффициента рекомбинации в течение суток, то в связи с определением α и T возникают новые вопросы. Ранние лабораторные опыты дали значение $r \cong -\frac{7}{3}^{39}$ и $r \cong -2,2^{102}$ (оба значения близки к $r = -3$) для давлений, значительно больших ионосферного давления, и, повидимому, для чистого процесса рекомбинации. Экстраполяция этого значения, даже если оно в общем и согласуется

с теорией, для получения эффективного коэффициента рекомбинации вряд ли обоснована.

Наконец, возникает вопрос о соответствии между значениями α и T . Так как $\alpha = \alpha(T)$, то каждому значению α соответствует определенное значение температуры и в уравнениях должно быть использовано это значение температуры, а не значение ротационной температуры, получаемое из данных наблюдений полярных сияний. На самом деле было показано^{61, 95}, что температура, получаемая из полос ротационных спектров, не обязательно равна температуре газа. Исследуя температуру, вычисленную из отрицательных полос азота, в ряде работ^{35, 36} пришли к заключению, что ротационная температура зависит не только от температуры газа, но и от типа соударений. Было, однако, указано³⁴, что хотя эффективное значение ротационной температуры зависит от температуры газа, она не идентична последней. Получилось, что ротационная температура, вычисленная из полос N_2^+ , ниже температуры оболочки, окружавшей разрядную трубку*). Было также обнаружено³³, что при соударениях с электронами молекулы имеют аномально низкие ротационные температуры; такие условия могут легко осуществляться во время полярных сияний.

Приближенные значения α и T слоя F_2 можно вычислить с помощью (8,4). Принимая $\sigma = 3,2 \cdot 10^{-8}$ см, $\bar{u}^2 = \bar{v}^2 = \frac{3kT}{m}$ (m — масса атома кислорода или иона) и $T = 2000^\circ$, получаем $\alpha = 2 \cdot 10^{-10}$ см³/сек. Это значение довольно близко к значениям, полученным из ионосферных данных^{111, 136}.

Для слоя F_2 приводятся также значения α , изменяющиеся в пределах от $1 \cdot 10^{-12}$ до $1,3 \cdot 10^{-9}$, и значения температуры, изменяющиеся соответственно (при $r = -3$) от 1100 до 85° ^{116г}. В этих вычислениях принималось, что среднее ночное значение α соответствует $T = 230^\circ$. Если допустить, что $r = +1/2$ при $\alpha = 2 \cdot 10^{-10}$ и $T = 2000^\circ$, то диапазон изменения температуры будет составлять $(5 \cdot 10^{-2} - 84,500)^\circ$! Поистине видно, что метод вычисления температуры по коэффициенту рекомбинации требует более основательного изучения.

По причинам, указанным выше, применение этого метода для установления соответствия между температурой и характером слоя F_2 (см. ¹¹¹) вызывает серьезную критику.

8.4. Сезонные изменения температуры слоя F_2

Соотношение между температурой и коэффициентом рекомбинации было также использовано для получения сведений относительно сезонного и широтного изменения температуры. Так,

*) При некоторых условиях значения температуры, вычисленные по полосам ротационных спектров, могут быть значительно ниже температуры газа. Такие условия могут возникать в ионосфере и мезосфере (см. ¹¹⁸).

в предположении, что $J_a = J_b$, $m_a = m_b$ и $g_a = g_b$, из (2,17) получается

$$\frac{n_a}{n_b} = \sqrt{\frac{T_b^{\alpha_b} \cdot \cos \gamma_a}{T_a^{\alpha_a} \cos \gamma_b}} \quad (8,14)$$

и с помощью (8,8)

$$\frac{n_a}{n_b} = \left(\frac{T_b}{T_a}\right)^{\frac{r+1}{2}} \sqrt{\frac{\cos \gamma_a}{\cos \gamma_b}} \quad (8,15)$$

Если различие условий, обозначаемое в этих уравнениях индексами a и b , означает противоположные периоды солнцестояния в полдень на той же высоте над земной поверхностью, то

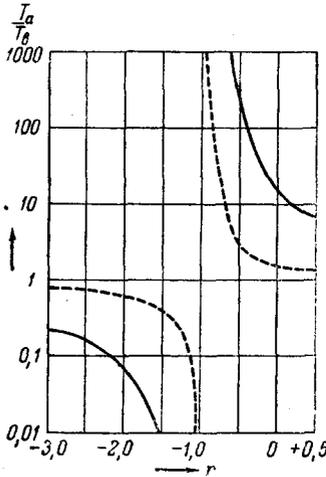


Рис. 14. Отношение значений температуры в июне и декабре в зависимости от r . Сплошные линии соответствуют 45° сев. шир., а пунктир — 45° юж. шир.

странен для северного полушария. Хотя в декабре Солнце ближе к Земле, маловероятно, чтобы близость положения Солнца перевешивала эффект увеличения угла падения излучения в Северном полушарии. Такой же странный результат получается для $r > -1$, так как в этом случае в обоих полушариях в июне температура выше, чем в декабре. Так, при $r = 0,5$ их отношение равно соответственно для 45° сев. и 45° юж. 6 и 1,3.

В прошлом делались также попытки определения сезонных изменений температуры. С помощью (8,14) было получено ⁶ соотношение

$$\frac{n_a}{n_b} = \sqrt{\frac{T_b}{T_a}} \cdot \sqrt{\frac{\sin(\theta + \delta_a)}{\sin(\theta - \delta_b)}} \quad (8,17)$$

$$\frac{n_a}{n_b} = \left(\frac{T_b}{T_a}\right)^{\frac{r+1}{2}} \cdot \sqrt{\frac{\sin(\theta + \delta_a)}{\sin(\theta + \delta_b)}}, \quad (8,16)$$

где индекс a относится теперь к декабрю, а индекс b — к июню. Для средней широты, например при $\theta = 45^\circ$ сев. или 45° юж. $\delta_a = \delta_b = -23,5^\circ$. Предполагая, далее, что $n'_a = 2n_b$, что в общем подтверждается экспериментальными данными, получаем для разных значений r в обоих полушариях ход отношения температуры в июне к значению температуры в декабре, изображённый на рис. 14.

Как и можно было предвидеть, при $r = -1$ кривые имеют полюс. Когда $r < -1$, температура ниже в обоих полушариях в июне, чем в декабре. Так, при $r = -3$ отношение температур равно соответственно для 45° сев. и 45° юж. 0,25 и 0,8. Этот результат

Эта формула, предполагающая, что электронная температура одинакова зимой и летом, означает, что коэффициент рекомбинации постоянен в течение обоих периодов. Так как в то время в Англии, Японии и США было обнаружено, что электронная плотность в декабре больше, чем в июне, то была высказана гипотеза⁶ теплового расширения слоя и предположено, что большие значения температуры в слое F_2 летом приводят к тому, что весь слой в целом расширяется вверх и из-за этого уменьшается его электронная плотность. Зимой же действует обратный механизм. Было вычислено, что средние полуденные значения температуры в слое F_2 в середине лета в четыре раза больше таковых в середине зимы. Принимая для зимнего периода темноты среднее значение температуры 300° , получим для слоя F_2 в Англии летнее значение температуры, равное 1200° ⁶.

Если $r = -0,5$, то отношение $\frac{T_b}{T_a}$ может изменяться от 10 до 1, а летом значение температуры достигает 3000° .

Так как по расчётам температура больше летом, чем зимой, то на первый взгляд кажется, что описанный выше метод является простым и правильным методом изучения климата ионосферы. Однако это не так. Было показано^{16, 117}, что электронная концентрация слоя F_2 в декабре больше, чем в июне, в обоих полушариях. Этот факт полностью разрушает гипотезу теплового расширения слоя.

8.5. Широтные изменения температуры слоя F_2

Из (8,14) можно также теоретически вычислить широтные изменения температуры. Если индексы c и d отмечают различные значения дополнительного угла θ к широте, то получается:

$$\frac{n_c}{n_d} = \left(\frac{T_d}{T_c}\right)^{\frac{r+1}{2}} \sqrt{\frac{\sin(\theta_c + \delta)}{\sin(\theta_d + \delta)}}. \quad (8,18)$$

Для расчётов с (8,18) можно использовать значения электронной концентрации, полученные на разных широтах при заданном значении склонения; однако это уравнение всё же трудно разрешить из-за существующей в настоящее время неопределённости в отношении значения r .

Из сравнения электронных плотностей над Японией в Хираисо (36°) и Асахигава (44°)⁷⁸ на основе одновременных опытов в обоих пунктах в июне 1936 г. было получено, что при $r = 1$ максимум электронной концентрации слоя F_2 над первым пунктом на 20% больше таковой над вторым. Из этих данных следовало, что над более северным пунктом температура в 2,2 раза выше. Такие широтные изменения температуры вряд ли правдоподобны.

Значения температуры в слое F_2 сравнивались также для следующих трёх пунктов: вычислялось отношение измеренной температуры в Клайд на острове Баффин (Канада), в Чэрчилл и в Манитобе (Канада) к температуре в Тринидаде. Обработывались среднемесячные значения в 18⁰⁰ Гриничского времени за январь и август. Полученные данные содержатся в таблице X.

Таблица X
Отношение температур в слое F_2 в разных пунктах

Станция	Широта	Январь		Август	
		$r = 1/2$	$r = -3$	$r = 1/2$	$r = -3$
Клайд	76,5° С	—	—	6,20	0,25
Чэрчилл	58,8° С	0,44	1,85	3,46	0,39
Тринидад	10,6° С	1,00	1,00	1,00	1,00

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разные результаты, изложенные в этом разделе, приводят лишь к одному заключению, а именно, что определение температуры с помощью коэффициента рекомбинации как в лабораторных условиях, так и в атмосфере в настоящее время ещё не обосновано. Прежде чем удастся получить какие-нибудь надежды на успешное использование описанных методов, необходимы широкие исследования. Провал перечисленных выше методов может быть объяснён тем, что а) слой F_2 ионосферы не описывается уравнением «простого» слоя, б) трудно применить ещё не полностью понятые результаты лабораторных исследований к ионосфере, а также, возможно, тем, что в) в расчётах пренебрегается влиянием магнитного поля Земли на процессы рекомбинации в верхней атмосфере (см. также ⁷⁸).

§ 9. ТЕМПЕРАТУРА И ФУНКЦИЯ, ОПИСЫВАЮЩАЯ ПРИТОК ЭЛЕКТРОНОВ

9.1. Сжатие атмосферы

Применение функции, описывающей приток электронов, для определения температуры в слое F_2 ионосферы является результатом попыток объяснения ночного роста электронной концентрации.

Принятые в настоящее время теории требуют, чтобы электронная концентрация слоя F_2 уменьшалась в период темноты в большей степени, чем это наблюдается на опыте. Действие же на этих

высотах каких-нибудь источников ионизации несолнечного происхождения отвергается *) так же, как и предполагается, что процессы прилипания электронов обычно играют здесь малую роль (см. 150, 846 и 139). Поэтому постулируется, что эффект сжатия атмосферы приводит к наблюдаемой устойчивости ночных значений электронной плотности. Так как эффект сжатия зависит от температуры, то при его изучении появляется возможность разумно оценить отношение дневного и ночного значений температуры.

Качественно эффект расширения уже рассматривался в литературе. Различие зимних и летних значений электронной концентрации в северном полушарии объяснялось расширением слоя^{36, 626}. Поведение слоя F_2 приписывалось тепловому расширению слоя и изменениям солнечной радиации¹¹⁹. Было установлено³⁷, что подъём высот полярных сияний в полярной атмосфере, освещённой солнцем, объясняется тем, что отношение ночного и дневного значений температуры изменяется, как 1:1,57. Указывалось также, что во время затмения слой F_2 существенно расширяется¹. Отмечалось, что если гипотезы теплового расширения слоя верны, то полуночные значения температуры, вероятно, низки и относительно постоянны в течение года и что летние полуденные значения температуры значительно больше полуночных (см.¹⁰). Было рассчитано⁸³, что слой F охлаждается после захода Солнца в среднем примерно на 30% и что от ночи к ночи степень его охлаждения меняется. Имея в виду попытку объяснить дневные изменения плотности ионизации, обсуждалась⁴⁷ возможность уменьшения температуры в слое E ионосферы. Высказывалось предположение⁶², что расширение слоя F_2 вызвано теплом, образующим ветры. Имеется также сообщение, что наблюдалось уменьшение ионной концентрации слоя F_2 , вызванное тепловым его расширением¹⁰⁵.

9.2. Суточные термические изменения

Предполагается, что зависимость температуры от высоты в области (0 ÷ 100) км не меняется в течение суток, а что выше 100 км существуют как суточные, так и сезонные изменения температуры.

*) В последнее время было высказано предположение¹⁴⁰, что межзвёздное вещество, проникающее в земную атмосферу вследствие притяжения Солнца, дополнительно ионизует слой F_2 ночью, вызывая в нём нерегулярные явления ионизации. Эта гипотеза была высказана для объяснения колебаний интенсивности радиоизлучения дискретных источников Галактики. Обработка ряда экспериментальных данных показала хорошее соответствие между нерегулярными явлениями в ионосфере и флуктуациями интенсивности радиоизлучения дискретных источников. Если указанный механизм ионизации, действующий только ночью в неосвещённой части земного шара, правдоподобен, то наряду с нерегулярными явлениями ионизации, обусловленными спонтанным действием этого механизма и, возможно, неоднородностью потока частиц, он может вызвать повышение общего уровня плотности ионизации слоя. (Прим. пер.)

В качестве первой аппроксимации допускается, что в течение периода, начинающегося за два часа до захода Солнца и вплоть до восхода Солнца,

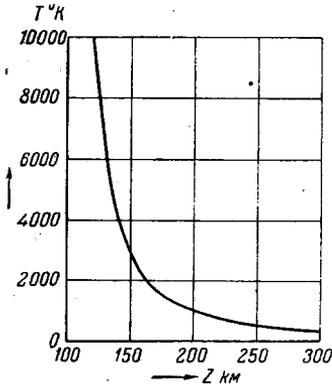


Рис. 15. Зависимость высоты, на которой располагается к восходу Солнца поверхность равного давления $P = P(T_m)$, расположенная первоначально на высоте 300 км, от T . Постулируется экспоненциальное убывание температуры в течение ночи. Конечное значение температуры в момент восхода Солнца $T_m = 300^\circ$.

в 300 км. Зависимость наименьшего значения высоты от максимального значения температуры T_m показана на рис. 15.

$$T = T_m e^{-2at}, \quad (9,1)$$

где T_m — значение температуры за два часа до захода Солнца. В остальное время

$$T = T_s e^{2bt}. \quad (9,2)$$

Функции такого типа хорошо соответствуют условиям у земной поверхности, и из-за отсутствия более точных данных предполагается, что они имеют также силу в слое F_2 . Допускается, что минимальная температура $T_s = 300^\circ$ и одинакова круглый год. Для изобары — поверхности равного давления P_m — количество частиц в период темноты равно

$$N = \frac{P_m e^{2at}}{kT_m}. \quad (9,3)$$

Другой важный параметр — это высота, на которую к восходу Солнца опускается изобара $P_m = P(T_m)$, расположенная первоначально на высоте

9.3. Вывод уравнений

Легко получить выражение, описывающее количественно эффект сжатия⁴⁶⁶. Вводится функция притока ионов

$$s(t) = \frac{n}{N} \frac{dN}{dt}, \quad (9,4)$$

определяющая долю ионов одного знака, втекающую в единицу объема под влиянием сжатия атмосферы. Если пренебречь прилипанием электронов к нейтральным частицам, то уравнение, описывающее ионизацию слоя, имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = q + s(t) - \alpha n^2. \quad (9,5)$$

Так как $\alpha = \alpha(T)$, то можно написать:

$$\alpha = AT^r = \alpha_0 e^{-2art}, \quad (9,6)$$

где $\alpha_0 = AT_m^r$. В период темноты, когда $q = 0$, получается:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n}{N} \frac{dN}{dt} - \alpha_0 n^2 e^{-2art}. \quad (9,7)$$

Принимая $r = \frac{1}{2}$ и предполагая, что слой F_2 лежит в области равных давлений, получаем в результате интегрирования (9,7):

$$\frac{1}{n} = \frac{\alpha_0}{a} e^{-at} + Ce^{-2at}, \quad (9,8)$$

где C — постоянная интегрирования.

На основе § 8 кажется целесообразным выбрать для слоя F_2 значение $r = +\frac{1}{2}$. Это значение указывает на существование механизма, при котором электрон непосредственно переходит от отрицательного иона к положительному иону при их сближении на некоторое расстояние. В этой реакции ион действует как динамический катализатор, ускоряющий процесс. Нейтральный же атом кислорода, который образуется в результате отщипывания от него электрона, захватывает новый электрон при следующем соударении. Такой механизм снимает необходимость существования в верхней атмосфере процесса соударения при участии трёх тел, который совершенно неизбежен в условиях низкого давления.

Принимается, что в течение дневного времени уровни максимальной ионизации и максимальной скорости ионообразования оба лежат в области постоянного давления. Из (9,5) и (9,4) получается:

$$\frac{dn}{dt} = q(t) + \frac{n}{N} \frac{dN}{dt} - AT_s^{1/2} n^2 e^{bt}, \quad (9,9)$$

причём в (9,9) берётся значение $q(t)$ для сферической Земли, определяемое уравнениями (2,18) и (2,20). Квадратуру (9,9) невозможно получить в аналитической форме. Можно, однако, решить это уравнение приближённо, заменяя $\frac{dn}{dt}$ на $\frac{\Delta n}{\Delta t}$ и принимая $\Delta t = = 3600$ сек.

9.4. Результаты численных расчётов

На рис. 16 и 17 приведены результаты измерений и расчёта ночного уменьшения ионизации в слое F_2 над Вашингтоном. Для лучшей иллюстрации получаемого эффекта приведены также расчёты для крайне больших значений температуры, которые невозможны в атмосфере планет.

Из рассмотрения рассчитанных кривых очевидно, что при умеренных и больших изменениях температуры в ионосфере эффект притока электронов (вызванного сжатием атмосферы) заметен лишь

во вторую половину ночи. В первую половину ночи доминирует эффект рекомбинации.

Видно, что ночной ход измеренных значений ионизации не совпадает ни с одной из кривых. Действует какой-то постоянный механизм рекомбинации, коэффициент же рекомбинации в январе вовсе не обязательно равен коэффициенту рекомбинации в августе. Можно заключить, что для выбранных медианных месячных

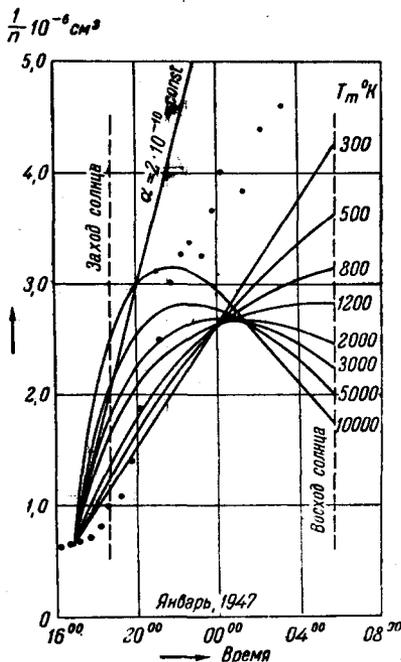


Рис. 16. Экспериментальные и расчётные данные ночного убывания ионизации слоя F_2 в январе 1947 г. в Вашингтоне.

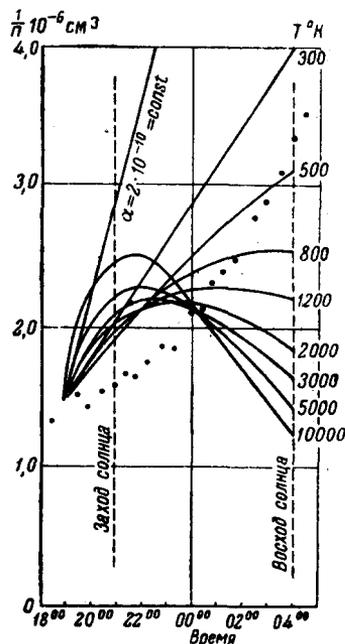


Рис. 17. Экспериментальные и расчётные данные ночного убывания ионизации слоя F_2 в августе 1947 г. в Вашингтоне.

значений в слое F_2 отсутствуют выраженные суточные изменения температуры.

Первоначально было найдено^{46в}, что ночное изменение ионизации в магнито-спокойные периоды можно объяснить уменьшением ночной температуры от 2000 до 300°. Однако на основе более общих описанных здесь результатов такие изменения температуры в общем кажутся неправдоподобными.

На рис. 18 приводятся кривые ионизации, полученные для дневного времени в январе 1947 г. экспериментально, а также результаты расчётов с помощью формулы (9,9). Для расчётов было

принято, что днём $n \cdot J'' = 3 \cdot 10^9 \text{ 1/см}^3 \text{ сек}$, что соответствует полуденным значениям количества вновь образуемых ионов в январе порядка $450 \text{ 1/см}^3 \text{ сек}$ или $115 \text{ 1/см}^3 \text{ сек}$, соответственно, для $T = 300$ и 5000° .

В расчётах принималось во внимание, что высота изобары — поверхности $P(T_m)$ — для $T = 5000^\circ$ изменяется в течение дня. Значение D было получено в результате численного интегрирования (2,19).

Теоретические кривые дают результаты, которых и следовало ожидать, а именно показывают, что при учёте расширения атмосферы результирующий приток ионов уменьшается; также уменьшаются как максимум электронной плотности, так и скорость изменения ионизации по сравнению со значениями, ожидаемыми для изотермической атмосферы. Однако ни для одного случая результаты расчёта не совпадают с результатами опыта. Запаздывание начала роста электронной концентрации, получаемое теоретически, является существенным расхождением между теорией и наблюдениями. Общий ход рассчитанной электронной концентрации также не совпадает с экспериментальными значениями. Для промежуточных значений температуры T_m можно было бы подогнать теоретические кривые к экспериментальным. Из-за сложности эти расчёты не проводились; следует ожидать, что они привели бы к аналогичным заключениям.

Расхождение между рассчитанными и измеренными значениями электронной концентрации можно, повидимому, ещё раз отнести за счёт того, что в слое F_2 в течение дня отсутствуют значительные изменения температуры.

Приведённые выше результаты можно сравнить с результатами, полученными независимо⁵⁹ из несколько иных предположений, а именно из рассмотрения влияния расширения атмосферы на изменение электронной концентрации. Вместо (9,9) было получено уравнение⁵⁹

$$\frac{dn}{dt} = q'_{\text{макс}} - \alpha n^2 - \frac{n}{T} \frac{dT}{dt}, \quad (9,10)$$

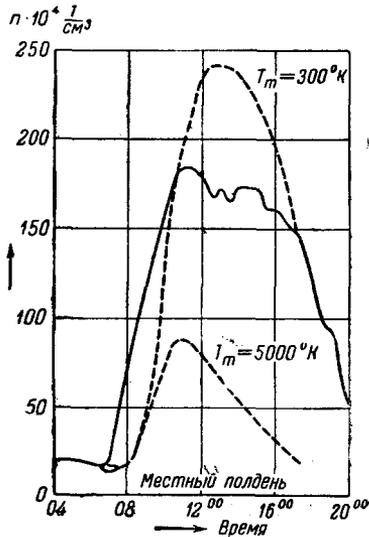


Рис. 18. Экспериментальные (сплошная линия) и расчётные (пунктир) данные дневного хода электронной плотности слоя F_2 в январе 1947 г. в Вашингтоне.

где $q'_{\text{макс}}$ определяется из (2,9) и $\frac{dN}{N} = -\frac{dT}{T}$. При решении (6,10) обсуждались два случая:

$$\text{а) } \alpha = \text{const} \quad \text{и} \quad \text{б) } \alpha = \frac{C}{\sqrt{T}},$$

где C — постоянная. Уравнение (9,10) можно переписать в виде

$$dT + \alpha T n \cdot dt + T \cdot \frac{dn}{n} = \frac{n'' Jmg}{nke} \cos \chi dt \quad (9,11)$$

и решить его для $\frac{T}{T_a}$, где T_a — значение температуры при $t = t_a$.

Таким путём было получено суточное изменение отношения $\frac{T}{T_a}$, хотя T_a не известно. Правая сторона (9,11) интегрировалась численно. Предполагалось, что изменения температуры имеют цикл в 24 часа и что

$$\int n dt = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^{i=24} (n_i + n_{i+1}) \Delta t,$$

где $\Delta t = 3600$ сек. Результаты даны в виде отношения $\frac{T}{T_a}$ для разных значений коэффициента рекомбинации.

Для средних значений данных для слоя F_2 за период от 6 по 10 июля 1939 г., полученных в Германии⁵², были вычислены следующие значения отношения $T_{\text{макс}}$ к $T_{\text{мин}}$:

$\alpha \frac{\text{см}^3}{\text{сек}}$	$T_{\text{макс}}/T_{\text{мин}}$
$1,5 \cdot 10^{-10}$ и более	27 и более
$1,0 \cdot 10^{-10}$	10
$0,8 \cdot 10^{-10}$	6

Расчёты также показали, что температура максимальна между 14 ч. 00 м. и 16 ч. 30 м. местного времени и минимальна между 04 ч. 00 м. и 06 ч. 30 м. Для случая, когда

$$\alpha = \frac{C}{\sqrt{T}},$$

уравнение приводится к виду

$$\frac{dn}{dt} = \psi \left(n, \frac{dn}{dt}, T, \chi \right). \quad (9,12)$$

Это уравнение было графически проинтегрировано и рассчитаны значения $\frac{T}{T_a}$. Получилось значение $T_{\text{макс}}/T_{\text{мин}} = 4,5$ для $\alpha(T_{\text{макс}}) = 4,3 \cdot 10^{-11}$. Для обоих значений коэффициента рекомбинации полученное значение количества вновь образуемых электронов получилось равным $60 \text{ 1/см}^3 \text{ сек}$.

Даже если принять, что в слое F_2 $T_{\text{мин}} = 300^\circ$, то трудно достигнуть значения $\frac{T_{\text{макс}}}{T_{\text{мин}}}$, большие, чем 10. Если коэффициент рекомбинации постоянен, то температура очень чувствительно зависит от изменения коэффициента рекомбинации, так что малые изменения α приводят к существенным изменениям T . Поэтому ошибки, присущие определениям α из экспериментальных данных, значительно возрастают при расчёте отношения температур.

Если считать, что коэффициент рекомбинации является функцией температуры, то получается значение $T_{\text{макс}}/T_{\text{мин}} = 4,5$, которое более правдоподобно. Напомним, что этот результат получен⁵⁹ для «плоской» Земли и $r = -1/2$, поэтому его нельзя сравнивать с результатами, представленными на рис. 18, рассчитанными для сферической Земли и $r = +1/2$.

Следует сделать несколько замечаний в отношении использования уравнений (9,9), (9,11) и (9,12) для определения дневного хода температуры в слое F_2 . Так как этот слой заведомо не «простой» слой как по своей структуре, так и по формации, то к нему неприменимы формулы § 2, выведенные для плоского и сферического случаев. (Напомним, что они получены для изотермической атмосферы.) Предположение о том, что максимум ионизации слоя лежит в области постоянного давления, само по себе является открытым вопросом и может вызвать значительные разногласия в расчётах. Далее, нет определённости в вопросе о зависимости между температурой и коэффициентом рекомбинации. Значения q и α обычно также нельзя определять однозначно из дневных данных электронной концентрации. Наконец, следует напомнить, что $q'_{\text{макс}}$ (в уравнении (9,10)) получено для $\chi < 80$.

По этим соображениям кажется нецелесообразным применять приведённые выше уравнения для определения вероятного дневного хода температуры. Более подходящим несомненно является метод расчёта ночного уменьшения температуры, так как в этом случае исчезают усложняющие обстоятельства, связанные с членом, описывающим ионообразование в слое (содержащим q).

На основе анализа уравнений, учитывающих приток электронов, окончательно ещё не установлены какие-нибудь изменения температуры слоя F_2 днём. Равным образом ночью не замечено значительного уменьшения температуры. Таким образом, можно заключить, что отсутствует сколько-нибудь заметный суточный цикл изменения температуры слоя F_2 .

§ 10. ТЕПЛОВОЕ РАВНОВЕСИЕ В МЕЗОСФЕРЕ *)

До обсуждения полученных результатов необходимо ясно определить понятие температуры в разреженной атмосфере.

Уже указывалось, что на больших высотах над земной поверхностью понятие температуры отличается от такового в лаборатории.

Классическое понятие температуры определяется из следующего закона термодинамики: если каждая из двух совокупностей частиц находится в тепловом равновесии с третьим телом, то они находятся в тепловом равновесии друг относительно друга. Таким образом, условием теплового равновесия является равенство специальной однозначной функции, характеризующей термодинамическое состояние этих совокупностей. Эта функция называется температурой. Любая из совокупностей может быть использована как термометр и дать некоторую эмпирическую величину, известную как эмпирическая температура.

Когда количество частиц совокупности коренным образом уменьшается, необходимо уже рассматривать флуктуационные явления и отклонения от среднего. Легко определить отношение Q стандартного отклонения энергий к среднему отклонению энергии ⁷⁶; оно равно

$$Q = \sqrt{\frac{2}{3N}}. \quad (10,1)$$

*) Плотность атмосферы планеты уменьшается экспоненциально с увеличением радиального расстояния от её поверхности (зависит от изменения температуры с высотой). Средняя длина свободного пробега λ возрастает при этом до тех пор, пока на некоторой высоте λ частицы, движущейся радиально от планеты вверх, становится больше λ частицы, движущейся в обратном направлении. На этой высоте и выше частицы движутся медленнее вверх, чем вниз. Многие частицы, движущиеся вверх, будут изменять направление движения под влиянием гравитационного поля ещё до встречи с другой частицей и будут обратно возвращаться в более плотные области атмосферы. Таким образом, в атмосфере существует такая граничная область, где а) можно пренебречь соударениями между частицами, б) средняя длина пробега очень велика и в) частицы газа движутся в зависимости от их энергии по эллиптическим, параболическим или гиперболическим орбитам. Эта область называется экзосферой. Её основание называют критическим уровнем и оно находится в середине протяжённой области, из которой соударения изгоняют населяющие её частицы ^{67, 68, 87}. Мезосфера, или средняя часть атмосферы, простирается от верхушки ионосферных слоёв до критического уровня. В ионосфере и мезосфере Земли содержание ионизованных частиц различно и они существуют как перманентная составляющая атмосферы.

В этой области возникают полярные сияния.

Критический уровень расположен на высоте ~ 1000 км над Землёй, так что экзосфера простирается от этой высоты и выше, мезосфера занимает область примерно от 400 до 1000 км, а ионосфера — от 70 до 400 км.

Эта формула показывает, что разброс энергий внутри совокупности с обычными соударениями незначителен; так, в условиях нормального давления и температуры $Q \sim 10^{-10}$. На высоте 300 км при температуре $T = 3000^\circ$ $Q \sim 10^{-5}$ (см. таблицу III). Хотя это значение Q ещё очень мало, тем не менее вероятность отклонений от максвелловского распределения значительно больше. Следует напомнить, что при максвелловском распределении скоростей невозможно наблюдать спектры эмиссии атомов и молекул. Поэтому обнаружение этих спектров у света ночного неба означает (предполагая, что эти линии не вызваны падающими частицами) отклонение от теплового равновесия¹⁰¹⁶. В то время как методы расчёта дают одни и те же значения температуры для равновесной атмосферы, значения температуры изменяются в неравновесной атмосфере. Опираясь на данные наблюдений распределения интенсивности ротационных полос азота полярных сияний, были получены значения температуры порядка $225 \div 240^\circ$ ^{127, 129}. Недавно эти результаты⁹⁸ были исправлены — получены значения $250 \div 265^\circ$. Были также получены^{57a} значения 225° для зон темноты и $260 \div 300^\circ$ для освещённых зон. По некоторым данным¹²⁹ температура полярных сияний равна 220° в тёмной зоне, а в зоне, освещённой Солнцем, она равна 240° .

Распределение колебательной энергии некоторых эмиссионных полос даёт аномально высокие значения температуры. Для возбуждённого гелия и водорода получены¹⁰¹ значения температуры 4600 и 7600° . Из исследований интенсивности спектральных линий ОI было сделано заключение¹⁰¹, что распределение скоростей возбуждённых частиц соответствует $T = 3000 \div 6000^\circ$. Для ОI получилось $T = 7000^\circ$. Эти результаты применимы также к полярным сияниям, которые, повидимому, возникают под действием бомбардирующих частиц.

Исследования теплового равновесия в межзвёздном пространстве несомненно могут помочь выяснению рассматриваемого вопроса, так как условия, существующие в этих областях, являются предельными условиями, в которые вырождаются атмосферы планет. Ранее было указано³⁸, что упругие соударения между межзвёздными частицами приводят к максвелловскому распределению скоростей и равны распределению кинетической энергии между различными атомами.

В межзвёздном газе свободные электроны могут испытывать упругие или неупругие соударения с другими электронами, ионами или нейтральными частицами; последняя из реакций приводит к возбуждению тяжёлых частиц. Могут также происходить столкновения 2-го рода с ионами или атомами и молекулами, находящимися в возбуждённом метастабильном состоянии, фри-фри-переходы в окрестности ядра или же захват электронов тяжёлыми частицами. При изучении планетарных туманностей было найдено²⁰, что

распределение скоростей очень близко к максвелловскому и что отклонения от равновесия весьма незначительны. Хотя эти авторы пришли к заключению, что упругие соударения здесь наиболее вероятны, следует напомнить, что средняя продолжительность жизни электрона в ансамбле частиц порядка 10 лет, следовательно, на много порядков больше, чем в мезосфере Земли. Численная обработка этих результатов¹¹⁸ показала, что в межзвёздном пространстве и в более плотных туманностях отклонение от максвелловского распределения незначительно.

Аналогичные заключения, повидимому, применимы к разреженным областям земной атмосферы; количество излучающих частиц является лишь незначительной долей всех частиц. Если провести аналогичный анализ в отношении не экзосферы, а ионосферы и мезосферы Земли, то в них возможность существования теплового равновесия ещё более вероятна. Поэтому можно с малой погрешностью заключить, что ионосфера, а также некоторая часть мезосферы по существу находятся в тепловом равновесии.

§ 11. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Для полноты необходимо сравнить электронную температуру с температурой газа. Обычно при ионизации поглощается больше энергии, чем необходимо для ионизации. Из-за различия масс иона и электрона этот избыток энергии проявляется в виде кинетической энергии освобожденного электрона. В момент ионизации электронную температуру можно определить как

$$T_e = 2B(h\bar{f} - W)/3k, \quad (11,1)$$

где \bar{f} — среднее значение частоты, $B = 7730^\circ \text{K}/\text{эВ}$ и W — потенциал ионизации. Однако при столкновениях с более тяжёлыми частицами этот избыток энергии теряется, так как такие незначительные значения энергии теряются при каждом соударении. Можно легко сделать количественные расчёты этого факта. Используется выражение, вычисленное Друкарёвым³³ и устанавливающее связь между электронной температурой и температурой газа в слое F_2 :

$$T_e = T + 3,88 \cdot 10^5 (h\bar{f} - W), \quad (11,2)$$

и соотношение для средней доли энергии, теряемой при каждом соударении электрона и выраженной как доля средней энергии электрона:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{8m \cdot m_e \left(1 - \frac{T}{T_e}\right)}{3(m_e - m)^2}. \quad (11,3)$$

Так как $m \gg m_e$, то

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{8 m_e \cdot A}{3m(T + A)}, \quad (11,4)$$

где $A = 3,88 \cdot 10^5 \cdot (h\bar{f} - W)$.

Для того чтобы представить себе, чему равно время, в течение которого приобретённая электроном температура T_e становится равной T , можно выбрать следующий пример: если $h\bar{f} = 25 \text{ эв}$, $W = 15 \text{ эв}$, $M = 20$, $T = 3000^\circ$, то $\frac{\Delta E}{E} = 7,31 \cdot 10^{-5}$ на одно соударение. Если воспользоваться экспериментальным значением $v' = 2 \cdot 10^8 \text{ 1/сек}$, то T_e принимает значение T через 25 секунд в слое F_2 и в меньшее время в слое E .

В период высокой солнечной активности было получено⁴⁴ значение $T_e \cong 40\,000^\circ$. Аналогичное же большое значение $T_e = 30\,000^\circ$ получилось во время полярных сияний. Однако из рассмотренного примера видно, что избыточная энергия электронов быстро распределяется среди тяжёлых частиц. Можно заключить, что в нижней части мезосферы и в ионосфере электронная температура фактически равна температуре газа.

§ 12. ТЕМПЕРАТУРА ИОНОСФЕРЫ

Предлагалось много разных значений температуры ионосферы. Принималось⁸⁸, что от 100 до 300 км температура меняется линейно от 300° до 1100° . В другой работе⁷⁹ рекомендуется значение температуры $T = 300^\circ$ для слоя E и 1000° для слоя F . Указывалось⁹¹, что в слое E температура изменяется от 218° до 323° и что она не может превышать здесь значения 100°C . Также принималось, что от 82 до 300 км температура изменяется линейно в пределах $160 \div 1200^\circ$. Указывалось, что при 120 км температура равна 400° , а между 200 и 300 км температура равна $1000 \div 2000^\circ$ ^{15a}. Указывались значения $T = 600^\circ$ выше 160 км и 300° между 100 и 160 км¹⁸. При рассмотрении вопроса о диффузии в ионосфере были постулированы⁴² значения $T = 1000^\circ$ в слое F_2 и 350° в слое F_1 .

Из настоящей работы видно, что по порядку величины рекомендованные в литературе значения температуры для слоя E верны, однако значения T для слоя F несколько занижены.

В полярных районах принималось, что между 100 и 200 км ночью $T = 300^\circ$, а днём $T \cong 1000^\circ$ и что выше 700 км $T = 300^\circ$ круглые сутки³¹. Эти результаты не совпадают со значениями T , полученными в данной работе.

Следует сделать некоторые замечания относительно характера возрастания температуры верхней атмосферы. Было предположено^{62a}, что из-за поглощения ультрафиолетового излучения молекулярным кислородом температура возрастает на 50° в час. Легко

показать, что если в слое F ионизуется 100 частиц в секунду и каждая из них имеет избыток энергии, в среднем равный 10 эв , то полный избыток энергии, распределяемой среди 10^{10} частиц, вызовет рост температуры лишь на $2,8^\circ$ в час. Такая скорость роста температуры очень мала, так что можно предполагать, что верхние слои нагреваются за счёт других процессов инсоляции или, возможно, агентов несолнечного происхождения. Была сделана попытка объяснить качественно высокую температуру ионосферных слоёв, постулируя большие значения коэффициентов поглощения ультрафиолета основными составляющими атмосферы¹⁰⁷. При использовании данных о значении коэффициентов поглощения получается, что днём ионосфера значительно нагревается и что температура имеет суточный ход.

Была сделана попытка определить температуру ионосферы, рассматривая её как абсолютно чёрное тело¹³⁶. На этом основании при использовании закона Стефана-Больцмана

$$a = \eta T^4 \quad (12,1)$$

и значения солнечной постоянной $a = 1,35 \cdot 10^6 \text{ эрг/сек}$ было получено, что $T = 390^\circ$ является максимально возможным значением температуры атмосферы. Для того чтобы ионосфера, будучи абсолютно чёрным телом, могла пропускать значительную часть солнечного излучения, она должна иметь более низкие значения максимальной температуры. Однако было показано, что наблюдаемые значения плотности ионизации удовлетворяются при больших значениях температуры. Можно, таким образом, заключить, что верхняя атмосфера — не абсолютно чёрное тело и не подчиняется уравнению Стефана-Больцмана.

Более вероятно, что атмосфера подчиняется некоторому типу модифицированного закона излучения Кирхгофа. Согласно обычному закону Кирхгофа для селективного поглощения и излучения газа каждый газ поглощает и излучает его собственную частоту. Однако в смеси газов селективное нагревание какой-либо компоненты быстро ведёт, вследствие теплопередачи к нагреванию всей смеси газов в целом. Таким образом, если энергия излучения поглощается лишь одним газом, то нагреваются все газы. Селективное же излучение возникает ранее у тех газов, которые излучают более низкие частоты, так как равновесное их состояние нарушается при более низких температурах.

§ 13. НАГРЕВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ТОКАМИ

Кроме поглощения солнечного излучения рассматривался также другой механизм нагревания атмосферы. Сила электрических токов, требуемых в теории вариаций земного магнитного поля¹¹⁵, достаточна для того, чтобы заметно нагревать атмосферу. Было показано²⁶, что токи, постулируемые теорией динамо, могут

нагревать атмосферу. Пересмотр этого вопроса²⁵⁶ на основе улучшенных данных показал, что при некоторых предположениях скорость нагревания атмосферы, вызванная токами, меньше $0,05^\circ$ в день. При более благоприятных предположениях максимальная скорость нагревания в зоне полярных сияний предположительно равна 18° в час.

Было вычислено¹⁰⁰ при заданных электронных токах, пронизывающих земную атмосферу, возрастание температуры атмосферы во время магнитной бури. При выбранных предположениях оказалось возможным большое возрастание температуры. Высказывалось предположение^{72, 73}, что магнитные бури могут сопровождаться аномальным нагреванием атмосферы, приводящим при некоторых условиях к расширению атмосферы. В последнее время также высказывалось предположение, что значительное нагревание атмосферы связано с электрическими токами⁷⁰. Предполагалось⁵, что во время магнитных бурь слой F_2 расширяется из-за нагревания и что температура атмосферы увеличивается во время магнитных бурь при её бомбардировке медленными заряженными частицами⁸⁶. В последней работе указывается, что во время полярных сияний, сопровождаемых магнитными бурями, температура сильно возрастает, что приводит к более однородному распределению ионизации с высотой. Указывается также, что равномерное освещение столбов северного сияния является следствием однородного распределения плотности, вызванного нагреванием атмосферы под воздействием вторгающихся частиц.

Тщательное рассмотрение цитированных выше работ позволяет сделать определённое заключение, что вопрос этот далёк ещё от разрешения. Необходимы дальнейшие количественные исследования в этой области.

§ 14. НАПРАВЛЕНИЕ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В результате проведённого выше детального анализа попытаемся перечислить наиболее подходящие способы получения температуры из ионосферных параметров.

Совершенно ясно, что для получения определённых данных необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. Надлежит отметить следующие неразрешённые вопросы, которые непосредственно связаны с температурой ионосферы.

а) Сравнение ротационной температуры с температурой газа

Этот вопрос возникает из-за того, что температура, вычисленная из данных полярных сияний, меньше, чем температура, получаемая из других источников. Известно²¹, что относительная интенсивность ротационных полос ОН не соответствует больцма-

новскому распределению, если они возбуждаются разрядами, происходящими в водяных парах.

Это явление интерпретировалось как результат одновременного взаимодействия диссоциации H_2O и возбуждения OH^{94} . Количественные расчёты^{61, 131} показали, что наблюдаемое распределение интенсивности можно приписать двум группам молекул, имеющим разные значения равновесной температуры. Между прочим, установлено⁶¹, что, в то время как ротационные энергии молекул CO_2 и N_2 соответствуют распределению интенсивности по Больцману (а следовательно, и температуре газа), ротационные полосы ионов N_2^+ дают большие значения температуры, чем температура газа. Несомненно необходимо продолжение указанных выше исследований и повторное определение структуры полос северных сияний. Имеется много хорошо известных экспериментальных результатов исследования полосатых спектров, дающих более высокие значения ротационной температуры, чем температуры газа. Значительно реже наблюдаются в лаборатории ротационные температуры, меньшие, чем температура газа, так как требуются специальные условия для возбуждения¹¹⁴. Результаты этих исследований дадут ценную информацию об условиях возбуждения верхней атмосферы.

б) Определение сечения соударений электронов с атомами кислорода

Необходимы дополнительные теоретические расчёты и лабораторные исследования для того, чтобы снять неопределённость в вопросе о сечении соударения атомов кислорода с электронами, имеющими энергию в диапазоне $0 \rightarrow 0,5$ эв. Эти исследования особенно важны, так как этот тип соударений играет большую роль в верхней атмосфере.

Необходимо также определить сечение соударений для разных метастабильных состояний.

в) Определение сечения соударений электронов с разными ионами

Предстоит провести как теоретические, так и экспериментальные исследования сечений соударения электрона со следующими ионами:

O^+ , O^{++} , O_2^+ , O_2^{++} , N^+ , N^{++} , N_2^+ , N_2^{++} , NO^+ , NO_2^+ , Na^+ .

г) Определение коэффициента рекомбинации при низких давлениях

Существенно отстают теоретические и экспериментальные исследования зависимости коэффициента рекомбинации от температуры при низких давлениях. Эти исследования необходимы

для рассмотрения разных вероятных реакций при относительно низких энергиях порядка $0 \rightarrow 0,5$ эв.

д) Исследование плоских токов ионосферы

Необходимы дальнейшие исследования свойств горизонтальных движений электронов во всех слоях ионосферы.

е) Суточный ход числа соударений

Важны тщательные исследования суточного хода числа соударений в разных слоях ионосферы и на разных широтах.

Приведённый выше перечень исследований, которые важно провести, не является исчерпывающим, однако выполнение этих исследований позволит существенно продвинуть вопрос о температуре в области высот $100 \rightarrow 400$ км.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Л. Альперт, С. R. Acad. Sci. USSR **58**, 1919 (1947).
2. G. Angenheister, Terr. Mag. Atm. El. **37**, 431 (1932).
3. E. V. Appleton, а) Proc. Roy. Soc. **42**, 321 (1930); б) Nature **136**, 52 (1935); в) Proc. Roy. Soc. **162**, 451 (1937); г) Quart. J. Met. Soc. **65**, 324 (1939).
4. E. V. Appleton and W. J. Beynon, Proc. Phys. Soc. **59**, 58 (1947).
5. E. V. Appleton and L. J. Ingram, Nature **136**, 548 (1935).
6. E. V. Appleton and R. Naismith, Proc. Roy. Soc. **150**, 685 (1935).
7. E. V. Appleton and J. Sayers, URST Proc. **78**, 272 (1938).
8. V. A. Bailey and D. F. Martyn, Wir. Eng. **12**, 122 (1935).
9. A. C. Banerji and P. L. Bhatnagar, Ind. J. Phys. **12**, 387 (1938).
10. J. Vannon and F. W. Wood, Terr. Mag. Atm. El. **51**, 89 (1946).
11. В. А. Баранулько, Природа **34**, № 5 (1948).
12. D. Barbier, C. R. Acad. Sci. Paris **224**, 635 (1947); Ann. Astroph. **2**, 193 (1948).
13. D. R. Bates, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **109**, 215 (1949).
14. D. R. Bates, R. A. Buckingham, H. S. Massey and J. J. Unwin, Proc. Roy. Soc. **170**, 322 (1939).
15. D. R. Bates and H. S. Massey, Phil. Trans. Roy. Soc. **239**, 269 (1943); а) Proc. Roy. Soc. **187**, 261 (1946); б) **187**, 261 (1947); в) **192**, 1 (1947); г) The Emission spectra of the Night Sky and Aurorae, London, Phys. Soc., 48 стр.
16. L. V. Berkner, H. W. Wells and S. L. Seaton, Terr. Mag. Atm. El. **41**, 173 (1936).
17. R. Bernard, Phys. Rev. **55**, 511 (1939); Ann. Astroph. **4**, 13 (1941).
18. J. N. Bhar, Ind. Jour. Phys. **12**, 263 (1938).
19. M. A. Biondi and S. C. Brown, Phys. Rev. **76**, 1697 (1949).
20. D. Bohn and L. L. Aller, Astrophys. Jour. **105**, 131 (1947).

21. K. E. Bonhoeffer and T. G. Pearson, *Zeits. Phys. Chem.* **14**, 3 (1931).
22. H. G. Booker and S. L. Seaton, *Phys. Rev.* **57**, 87 (1940).
23. L. M. Branscomb, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **25**, No. 1, 27 (1950).
24. K. G. Budden, J. A. Ratcliffe and N. V. Wilkes, *Proc. Roy. Soc.* **171**, 188 (1939).
25. S. Chapman, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **218**, 1 (1919); *Proc. Phys. Soc.* **43**, 26, 483 (1931); *Proc. Roy. Soc.* **132**, 353 (1931); *Terr. Mag. Atm. El.* **42**, 355 (1937); *Proc. Phys. Soc.* **51**, 93 (1939).
26. S. Chapman and J. Bartels, *Geomagnetism*, т. 1, Oxford, University Press (1940), стр. 529.
27. S. Chapman and E. A. Milne, *Quart. J. R. Met. Soc.* **46**, 557 (1920).
28. T. G. Cowling, *Proc. Roy. Soc.* **183**, 453 (1945).
29. A. M. Cravath, *Phys. Rev.* **36**, 248 (1930).
30. C. G. Darwin, *Proc. Roy. Soc.* **182**, 152 (1943).
31. A. K. Das, *Gerland Beitr. Geophys.* **87**, 136 (1936).
32. W. S. Diel, *Standard Atmosphere, Tables and Data, Report No. 218* (Вашингтон, D. C. Nat. Advisory Comm. Aer) (1925).
33. Г. Друкарёв, *J. Phys. USSR* **10**, 81 (1946).
34. J. Dufay, *Ann. Astrophys.* **6**, 81 (1943).
35. O. S. Duffendack and K. T. Chao, *Phys. Rev.* **56**, 179 (1939).
36. O. S. Duffendack, R. W. Reavans and A. S. Roy, *Phys. Rev.* **45**, 807 (1934).
37. T. L. Eckersley, *Nature* **135**, 435 (1935).
38. A. S. Eddington, *Proc. Roy. Soc.* **111**, 424 (1926).
39. H. A. Erikson, *Phil. Mag.* **18**, 328 (1909); **23**, 747 (1912).
40. F. T. Farmer and J. A. Ratcliffe, а) *Nature* **135**, 585 (1935); б) *Proc. Roy. Soc.* **151**, 370 (1935).
41. V. C. Ferraro, *Terr. Mag. Atm. El.* **50**, 205 (1945); **51**, 427 (1946).
42. J. B. Fisk, *Phys. Rev.* **49**, 167 (1936).
43. K. Fösterling and H. Lassen, *Zeits. Tech. Phys.* **12**, 453, 502 (1931); *Ann. der Physik* **18**, 26 (1933); *Hochfreq. u. Elektroak.* **42**, 148 (1933).
44. J. Fuchs, а) *Gerl. Beitr. Geophys.* **47**, 1 (1936); б) *Met. Zeits.* **53**, 41 (1936).
45. E. F. George, *Proc. Inst. R. Eng.* **35**, 249 (1947).
46. N. C. Gerson, а) *J. Chem. Phys.* **17**, 1351 (1949); б) *Nature* **163**, 491; 760 (1949); в) *Rev. Mod. Phys.* **21**, 606 (1949).
47. S. P. Ghosh, *Ind. J. Phys.* **14**, 101 (1940); *Proc. Nat. Inst. Sci. India* **10**, 333 (1944).
48. В. Л. Гинзбург, а) *J. Phys. USSR* **8**, 253 (1944); б) **8**, 383 (1944).
49. В. Л. Гинзбург и Я. Л. Альперт, *Известия АН СССР, серия физич.* **8**, 42 (1944).
50. J. a. Gledhill and M. E. Szendrei, *Proc. Phys. Soc.* **B63**, 427 (1950).

51. H. Gonnermann and D. Stranz, *Aufbau der Atmosphäre bis 400 km* (Bad Voslau: Zentralstelle für Funkberatg.) (1944).
52. E. H. Gowan, *Proc. Roy. Soc.* **120**, 655 (1928); *Proc. Roy. Soc.* **128**, 531 (1930).
53. C. H. Grace, J. M. Kelso and S. W. Miller, *Basic Ionospheric Research*, No. 3 (Pennsylvania: State College) (1949).
54. G. Griminger, *Analysis of Temperature, Pressure and Density of the Atmosphere extending to Extreme Altitudes* (Santa Monica, Calif.: Rand Corp. (1948)).
55. U. C. Guha, *Journ. Geophys. Res.* **54**, 355 (1949).
56. B. Gutenberg, *Journ. Met.* **3**, 27 (1946).
57. L. Harang, *Terr. Magn. Atmos. El.* **42**, 55 (1937); a) *Gerl. Beitr. Geophys.* **37** (1939); б) *Geofys. Publ.* **16**, No. 6 (1945); в) *Terr. Mag. Atm. El.* **51**, 381 (1946).
58. D. R. Hartree, W. Hartree and B. Swirles, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **238**, 229 (1939).
59. R. Hechtel, *Hochfreq. u. Electroak.* **57**, 108 (1941).
60. G. L. Herzberg, *Nature* **161**, 283 (1948).
61. T. Horie, *Proc. Phys.-Mat. Soc. Japan* **22**, 787 (1940); **25**, 595 (1943); *Journ. Phys. Soc. Japan* **1**, 8 (1945).
62. E. O. Hulbert, a) *Phys. Rev.* **46**, 822 (1934); б) **53**, 344, 670 (1938); в) *Physics of the Earth*, т. VIII, Ed. J. A. Fleming (New York, McGraw-Hill Book Co.), стр. 492 (1939); г) *Journ. Opt. Soc. Amer.* **37**, 405 (*УФН* **34**, 481 (1948)).
63. L. G. Huxley, H. G. Foster and C. C. Newton, *Proc. Phys. Soc.* **61**, 134 (1948).
64. L. L. Jacchia, *Balistics of the Upper Atmosphere*, Technical Report No. 2 (Cambridge, Massachusetts: Harvard College Observatory) (1948).
65. J. C. Jaeger, *Proc. Phys. Soc.* **59**, 87 (1947).
66. J. H. Jeans, *Dynamical Theory of Gases* (Cambridge University Press), гл. 15 (1916).
67. J. E. Jones, *Trans. Cambr. Phil. Soc.* **22**, 535 (1922).
68. M. W. Jones, *Trans. Amer. Geophys. Un.* **31**, 187 (1950).
69. M. W. Jones and J. C. Jones, *J. Met.* **7**, 14 (1950).
70. W. W. Kellogg, *Upper Atmosphere* (Los Angeles. Calif.: Institute of Geophysics, University of California) (1950).
71. E. Kidson, *Quart. J. R. Met. Soc.* **63**, 477 (1937).
72. S. S. Kirby, T. R. Gilliland, E. B. Judson and N. Smith, *Phys. Rev.* **48**, 849 (1935).
73. S. S. Kirby, N. Smith and T. R. Gilliland, *Phys. Rev.* **54**, 234 (1938).
74. J. Knight, *Proc. Roy. Phil. Soc., Glasgow* **62**, 30 (1936).
75. F. A. Lindemann and G. M. Dobson, *Proc. Roy. Soc.* **102**, 411 (1923).
76. R. B. Lindsay and H. Margenau, *Foundations of Physics* (New York: J. Wiley, Sons), стр. 234 (1936).

77. L. B. Loeb, Kinetic Theory of Gases (New York: McGraw-Hill Book Co.) (1934); Fundamental Processes of Electrical Discharges in Gases (New York: J. Wiley Sons, crp. 131) (1939).
78. K. Maeda and T. Takeda, Rep. Radio Res. Japan **8**, 21 (1938).
79. R. C. Majumdar, Zeits. f. Physik **107**, 599 (1937); Ind. J. Phys. **12**, 75 (1938).
80. L. Manning, Proc. Inst. Radio Eng. **35**, 1203 (1947).
81. H. H. Maris, Terr. Mag. Atm. El. **33**, 293 (1928); **34**, 45 (1929).
82. D. F. Martyn and G. H. Munro, Terr. Mag. Atm. El. **44**, 1 (1939).
83. D. F. Martyn and O. O. Puffley, Proc. Roy. Soc. **154**, 455 (1936)
a. Radio Res. Board, Australia, Bull. 101 (1936).
84. H. S. Massey, a) Proc. Roy. Soc. **163**, 542 (1937); 6) Bull. Inst. Un. Geod. Geophys., No. 11, crp. 521 (1940).
85. E. A. Milne, Phil. Mag. **47**, 209 (1924).
86. S. K. Mitra, The Upper Atmosphere (Bengal: Roy. Asiatic Soc.), crp. 407 (1947).
87. S. K. Mitra and S. S. Banerjee, Indian Journ. Phys. **13**, 107 (1939).
88. S. K. Mitra and Rakshit, Indian Journ. Phys. **12**, 47 (1938).
89. S. K. Mitra, B. B. Ray and S. P. Ghosh, Nature **145**, 1017 (1940).
90. N. F. Mott and H. S. Massey, Theory of atomic Collisions (Oxford: University Press) (1949), crp. 220.
91. A. W. Müller, Nature **135**, 187 (1935).
92. A. Nazarek, Bull. Amer. Met. Soc. **31**, 44 (1950).
93. M. Nicolet, a) Bull. Acad. Belge Cl. Sci. (1943); 6) Relations entre les phénomènes solaires et géophysiques, colloqueux internationaux, Sept. (1947) (Paris: Edit. Rev. Opt. (théor. instrum.) (1948).
94. O. Oldenberg, Phys. Rev. **46**, 210 (1934).
95. L. S. Ornstein and P. J. Haringuizen, Zeits. f. Physik **77**, 788 (1932).
96. A. Pande, Terr. Mag. Atm. El. **52**, 375 (1947).
97. C. L. Pekeris, Terr. Mag. Atm. El. **45**, 205 (1940).
98. R. Penndorf, a) Naturwissenschaften **28**, 751 (1940); 6) Bull. Amer. Met. Soc. **27**, 331 (1946); b) Journ. Geophys. Res. **54**, 7 (1949).
99. R. Penndorf and H. Flohn, Met. Zeits. **59**, 1 (1942).
100. H. Petersen, Commun. Magnétiques, Copenhagen No. 31 (1927).
101. W. Petrie, Canadian J. Res. **25**, 293 (1947); a) **26**, 359 (1948); 6) Terr. Mag. Atm. El. **53**, 81 (1948); Journ. Geophys. Res. **55**, 143 (1950).
102. P. Phillips, Proc. Roy. Soc. **83**, 246 (1910).
103. J. A. Pierce, Phys. Rev. **71**, 698 (1947).
104. H. Rakshit, Indian Journ. Phys. **21**, 57 (1947).
105. J. Ranzì, Ric. Sci. **10**, 32 (1939).
106. J. A. Ratcliffe and I. J. Shaw, Proc. Roy. Soc. **193**, 311 (1948).
107. E. Regener, Naturwissenschaften **29**, 479 (1941).
108. W. Regula, Met. Rdsch. **2**, 267 (1949).
109. H. E. Roberts, Aero. Engr. Rev. **8**, No. 10, 18 (1949).

110. O. E. Rydbeck, a) *Trans. Chalmers Univ. Tech., Göttenburg*, No. 3, 62 (1942); б) No. 34, 149 (1943).
111. J. Sayers, *Rep. Progr. Phys.* **9**, 52 (1943).
112. G. F. Schilling, *Methods and Results of Upper Atmospheric Research* (Los Angeles, University of California) (1950).
113. H. Schüller and H. Gollnow, *Zeits. f. Physik* **103**, 714 (1938); **109**, 432 (1938); **111**, 484 (1939).
114. H. Schüller and H. Haber, *Zeits. f. Physik* **112**, 614 (1939).
115. A. Siusster, *Phil. Trans.* **208**, 163 (1907).
116. S. L. Seaton, a) *Journ. Met.* **4**, 197 (1947); б) *Phys. Rev.* **71**, 557 (1947); в) *Phys. Rev.* **72**, 712 (1947); г) *Journ. Met.* **5**, 204 (1948).
117. S. L. Seaton and L. V. Berkner, *Terr. Mag. Atm. El.* **44**, 313 (1939).
118. L. Spitzer, *Astrophys. J.* **107**, 6 (1948); *The Atmosphere of the Earth and Planets* (ed. by G. P. Kuiper) (1949) (Chicago: University of Chicago Press), (1949), ср. 213.
119. K. Y. Tani, Y. Yto and H. Sinkawa, *Rep. Radio Res. Japan* **7**, 91 (1937); *Proc. Inst. Radio Engrs.* **26**, 1340 (1938).
120. Ta-Yo-u-Wu, *Phys. Rev.* **66**, 65 (1944).
121. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **47**, 337 (1924).
122. J. J. Thomson and G. P. Thomson, *Conduction of Electricity through Gases*, т. I (Cambridge, University Press) (1928), ср. 40.
123. N. Thomson, *Proc. Phys. Soc.* **46**, 436 (1934); **47**, 413 (1935).
124. G. R. Toshniwal, B. D. Pant and R. R. Bajpai, *Nature* **138**, 37 (1936).
125. T. Takeda, *Rep. Radio Res. Japan* **7**, 121 (1937).
126. A. Vassy and E. Vassy, *J. Phys. Radium* **3**, 8 (1942).
127. L. Vegard, *Terr. Mag. Atm. El.* **37**, 389 (1932); *Geophys. Publ.* **9**, No. 11 (1932); *Terr. Mag. and El.*, т. VIII (ed. J. A. Fleming); *Physics of the Earth Series* (New York, McGraw-Hill Book Co.), т. XI (1939); *Physica* **12**, 606 (1946).
128. L. Vegard and Kvifte G., *Geofys. Publ.* **16**, No. 7 (1945).
129. L. Vegard and G. Kvifte, *Geofys. Publ.* **11**, No. 2 (1935); **12**, No. 3 (1938); **13**, No. 5 (1941); **16**, No. 2 (1944).
130. H. F. Vilbig, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, т. I (Leipzig), ср. 338 (1944).
131. H. Wakeshima, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* **24**, 367 (1942).
132. C. N. Warfield, *Tentative Tables for the Properties of the Upper Atmosphere*, T. N. 1200 (Washington, D. C. National Advisory Committee of Aeronautics) (1947).
133. K. Weeks and M. V. Wilkes, *Proc. Roy. Soc.* **192**, 80 (1947).
134. A. Wegener, *Thermodynamic der Atmosphäre* (Leipzig, J. A. Barth) (1911).
135. K. Wegener, *Gerlands Beitr. Geophys.* **59**, 278 (1943).
136. H. W. Wells and A. H. Shapley, *Terr. Mag. Atm. El.* **51**, 401 (1946).
137. F. L. Whipple, *Rev. Mod. Phys.* **15**, 246 (1943).
138. R. H. Woodward, *Terr. Mag. Atm. El.* **53**, 1 (1948).

139. R. R. Woolley, Proc. Roy. Soc. **187**, 403 (1946).
140. O. R. Wulf and L. S. Deming, Terr. Mag. Atm. El. **43**, 283 (1938).
141. T. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. **2**, 33 (1947).
142. T. Yamaguchi and M. Kotani, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **22**, 61 (1940).

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

143. Я. Л. Альперт, УФН **34**, 262—302 (1948), **38**, 309—337 (1949).
144. Я. Л. Альперт, УФН **36**, 1—28 (1948).
145. Я. Л. Альперт, ЖЭТФ **18**, 995—1011 (1948).
146. А. А. Айнберг, ЖЭТФ **19**, 515—520 (1949).
147. Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах, Гос-техиздат (1950).
148. С. Н. Крючков, Журн. прикл. физики **7**, 61 (1930).
149. M. Ryle and A. Hewish, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. **110**, 381—393 (1950).
150. И. А. Хвостиков, «Свечение ночного неба», изд-во АН СССР (1948).
151. Т. Г. Мегрелишвили, ДАН **55**, № 8 (1947).
152. Т. Г. Мегрелишвили, ДАН **53**, № 2 (1946).
153. Н. М. Штауде, Труды комиссии по изучению стратосферы, т. 1, (1935) и (1936), Астр. журн. **4**, № 4 (1927).