

ОЧЕРКИ ПО ФИЗИКЕ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ¹⁾*И. А. Хвостиков, Ленинград*

III. ПРОБЛЕМА АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА

Доказательства существования озонного слоя. Кислород существует в атмосфере в виде двухатомных молекул O_2 , но под действием разных факторов, например, во время грозových разрядов, может иметь место диссоциация молекул на атомы: $O_2 \rightarrow O + O$. Появление атомного кислорода может, в свою очередь, привести к образованию молекул озона O_3 по реакции $O_2 + O \rightarrow O_3$. Давно было известно, что во время грозы воздух озонируется, но хотя уже в середине прошлого столетия удалось непосредственно химическим анализом доказать наличие озона в воздухе, для содержания озона получались противоречивые результаты. Ясно было только, что содержание озона в воздухе ничтожно мало, чем и обусловлена большая трудность количественных определений.

Исходя из ничтожного содержания озона, можно было предполагать, что озон не оказывает никакого заметного влияния на биологическую и физическую жизнь на земле. И только сравнительно недавно выяснилось, что это вовсе не так.

Первые определенные указания на это были получены в 1913 г. Фабри и Бюиссоном¹². Они изучали край ультрафиолетового спектра солнца и показали, что значительная часть ультрафиолетовой радиации солнца поглощается озоном, общее количество которого в атмосфере должно быть гораздо большим, чем это предполагалось.

Наблюдаемый нами спектр солнца резко обрывается у длины волны $\lambda = 2900 \text{ \AA}$; излучение с более короткой длиной волны не доходит до нас. Но солнце, рассматриваемое как источник излучения, соответствует черному телу с температурой около 6000° . Для такого излучателя спектр должен простирается далеко за

¹⁾ См. „Успехи физич. наук“, 19, 49, 1938.

пределы $\lambda = 2900 \text{ \AA}$; если принять энергию солнечных лучей для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ за 1, то для $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ мы должны еще иметь энергию, равную 0,61 и для $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ — давную 0,09.

Излучение с длиной волны меньше 2000 \AA поглощается атмосферным кислородом, но интервал от 2000 до 2900 \AA поглощается озоном. Это доказали Фабри и Бюиссон тщательными измерениями спектра солнца у его ультрафиолетового края и изучением кривой поглощения озона в лабораторных условиях. Кривая поглощения озона представлена на рис. 3, где по оси абсцисс отложены значения длины волны в ангстремах, а по оси ординат — коэффициент поглощения α , определяемый по формуле

$$I = I_0 e^{-\alpha d},$$

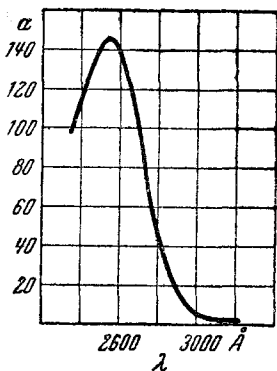


Рис. 3.

где d — толщина слоя. Поглощение озона невероятно велико — коэффициент поглощения превосходит 100 в средней части кривой и лежит именно в той области спектра, которая отсутствует в спектре солнца. Правда, поглощение озоном может происходить не в атмосфере земли, а в самой солнечной атмосфере. Но уже давно Корню¹⁴ обратил внимание на то, что укорочение солнечного спектра бы-

вает тем сильнее, чем ниже над горизонтом стоит солнце: это явно указывало на то, что поглощение определяется длиной пути луча сквозь земную атмосферу. Впоследствии Фабри и Бюиссону¹⁵ удалось непосредственно доказать, что озонное поглощение происходит не в солнечной атмосфере. Они фотографировали спектр солнечных лучей как от середины, так и от края солнечного диска — оказалось, что поглощение у границы спектра одинаковое в обоих случаях.

Заметное поглощение озона начинается уже у 3200 \AA , но нам удается наблюдать лучи солнца до $\lambda = 2950 \text{ \AA}$. Это означает, что у края спектра поглощения озона, где величина поглощения уже относительно мала, солнечные лучи только частично поглощаются в земной атмосфере. Именно это позволяет определить абсолютное количество озона в атмосфере, которое можно вычислить путем сопоставления кривой распределения энергии у края солнечного спектра и кривой поглощения озона.

Оказалось, что полное количество озона в атмосфере таково, что если его весь собрать в слой при атмосферном давлении, то толщина слоя составит примерно $0,3 \text{ см}$. Это количество, как показали Фабри и Бюиссон, меняется в зависимости от времени года (весной оно больше, чем осенью) и в течение дня (утром оно несколько больше, чем вечером).

Количество озона, равное $0,3 \text{ см}$, соответствует среднему содержанию озона в воздухе примерно $4 \cdot 10^{-7}$ по объему. Рэлей¹³ осуществил в 1918 г. опыт, который чисто оптическим путем должен был проверить фактическое содержание озона в воздухе вблизи поверхности земли. Если воспользоваться излучением ртутной кварцевой лампы, то интенсивная резонансная линия $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ приходится как раз на максимум поглощения озона. При съемке спектра ртутной лампы с большого расстояния резонансная линия должна быть сильно ослаблена по сравнению с другими частями ртутного спектра. Рэлей произвел фотографирование спектра паров ртути с расстояния около 6 км . Если исходить из средней концентрации $4 \cdot 10^{-7}$ по объему, то для длины луча в 6 км толщина эквивалентного слоя озона должна составить около $2,5 \text{ мм}$. Такое количество озона, благодаря громадному коэффициенту поглощения для $\lambda = 2537 \text{ \AA}$, должно практически полностью поглощать резонансную линию. Но Рэлей мог и с расстояния 6 км получить эту линию с большой интенсивностью. Это указывало на то, что в нижних слоях атмосферы содержание озона гораздо меньше среднего (по определению Рэрея — в 40 раз). Но где же тогда находится основная масса озона? Ответ напрашивается сам собой: большая часть озона должна находиться в более высоких слоях атмосферы.

Это предположение в дальнейшем получило полное подтверждение. Оказалось возможным, изучая край солнечного спектра при разном положении солнца над горизонтом, вычислять относительный ход концентрации озона в атмосфере по высоте. Идея метода была указана Фабри и Бюиссоном. Метод предполагает, что большая часть озона заключена в некотором слое на высоте h над поверхностью земли. В зависимости от высоты слоя должен быть тот или иной суточный ход поглощения озона.

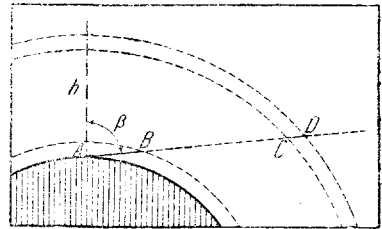


Рис. 4.

Представим себе наблюдателя, находящегося на земной поверхности в точке A (рис. 4) и исследующего солнечный луч ABC , образующий с вертикалью h угол β . Представим себе далее, что в атмосфере имеется слой озона некоторой толщины. Слой этот занимает неизвестное нам пока положение относительно земли. Возьмем два случая: когда слой непосредственно прилегает к земной поверхности и когда он находится на некоторой высоте h . Если луч идет вертикально (вдоль h), то его путь будет наименьшим и притом одинаковым в обоих случаях. Но если луч идет не вертикально, а под некоторым углом β , то путь луча сквозь озонный слой возрастает, причем это возрастание происходит быстрее в нижнем слое, как это легко видеть из чертежа: $AB > CD$.

Следовательно, чем выше лежит озонный слой, тем медленнее должно возрастать поглощение по мере приближения солнца к горизонту. Произведя полный геометрический расчет и сравнивая результаты вычислений с истинным суточным ходом поглощения у границы спектра, можно определить высоту озонного слоя. Когда такое вычисление было сделано, то для высоты центра тяжести озонного слоя получилась высота порядка 45 км. Вверх и вниз от этой высоты относительная концентрация озона должна довольно быстро убывать.

Были высказаны сомнения, может ли описанный метод давать однозначные результаты. Известный астрофизик Росселанд пришел к заключению, что метод не может давать однозначного ответа ни по вопросу относительно высоты центра тяжести озонного слоя, ни относительно вертикального распределения озона¹⁶. Однако более строгое рассмотрение вопроса, произведенное ленинградским теоретиком В. А. Амбарцумяном¹⁷, показало ошибочность такого заключения. Амбарцумян дал теоретический вывод формулы для определения вертикального распределения озона.

Метод, предложенный Фабри и Бюиссоном, оказался не единственным. Кабани и Дюфэ¹⁸, а также и Гетц¹⁹ предложили два независимых способа, по идее тоже геометрических и позволяющих определять вертикальное распределение озона по наблюдениям, производимым при разной высоте солнца над горизонтом. Особенно плодотворным оказался метод Гетца, получивший в работах Добсона и Шалонжа широкое развитие. Мы не можем подробнее останавливаться на этом вопросе и отсылаем читателя к специальной литературе^{19, 20, 21, 22}.

Перейдем теперь к изложению полученных результатов. Общее содержание озона, как мы уже указывали, соответствует слою 0,3 см. Табл. 6 дает годовой ход содержания озона, вычисленный на осно-

ТАБЛИЦА 6

Январь	0,277	Июль	0,259
Февраль	0,293	Август	0,245
Март	0,289	Сентябрь	0,236
Апрель	0,308	Октябрь	0,221
Май	0,301	Ноябрь	0,231
Июнь	0,275	Декабрь	0,258

вании наблюдений в Арозе (Швейцария) в 1926—1929 гг. Таблица показывает отчетливо выраженный максимум весной и минимум — осенью. Очень показательно, что в южном полушарии имеет место обратное положение: минимум весной и максимум осенью. Соответствующие данные, относящиеся к станции, устроенной Добсоном в Новой Зеландии (44° южной широты) приведены в табл. 7.

ТАБЛИЦА 7

Январь	0,250	Июль	0,312
Февраль	0,241	Август	0,320
Март	0,223	Сентябрь	0,316
Апрель	0,247	Октябрь	0,307
Май	0,263	Ноябрь	0,271
Июнь	0,279	Декабрь	0,256

Была установлена также отчетливо выраженная зависимость содержания озона от географической широты в пределах северного полушария, как это показывают данные табл. 8. Эти цифры

ТАБЛИЦА 8

Широта	67°	60°	50°	40°	35°	30°	20°	15°
Содержание озона в см	0,376	0,347	0,316	0,296	0,280	0,250	0,218	0,210

относятся к апрелю, когда зависимость от широты оказывается наибольшей.

Что касается высоты центра тяжести озонного слоя, то в течение ряда лет все методы, казалось, приводили к величине порядка 45—50 км. Так, Кабани и Дюфэ¹⁸ в 1927 г. нашли высоту 45—50 км над Монпелье; Мак-Леннан, Рэди и Кротков²³, пользуясь методом Кабанна—Дюфэ в 1928 г., нашли в Торонто (Канада) высоту 50 км; пользуясь методом Фабри и Бюиссона, в 1927 г. Ламберт, Дежарден и Шалонж²⁴ нашли высоту 45 км, производя наблюдения в обсерватории Валло на Монблане. Такого же порядка высоту давали наблюдения Гетца и Добсона²⁵ в Арозе, относящиеся к периоду времени 1927—1929 гг. Но положение дела начало неожиданным образом меняться в 1931 г., когда Гетц произвел наблюдение своим новым методом¹⁹. Вопреки всем прежним данным, Гетц получил центр тяжести озона на высоте 25 км. Шалонж и Добсон продолжили наблюдения Гетца и тоже по его методу получили высоту 25 км. Эти расхождения с прежними результатами привлекли к себе в 1931—1934 гг. всеобщее внимание геофизиков, так как, помимо большого общего значения озонного слоя для физики стратосферы, к 1930 г. Чепмену удалось теоретически объяснить наличие озонного слоя на высоте 45 км с точки зрения воздействия на атмосферу ультрафиолетовых лучей солнца. Эта теория касалась самых актуальных вопросов теоретической геофизики—воздействия солнечных лучей на атмосферу, и было чрезвычайно важно выяснить степень совпадения выводов теории с наблюдаемой высотой.

Мы опустим изложение дискуссии о высоте озонного слоя, протекавшей весьма оживленно в период 1931—1934 гг., так как в 1934 г. Регенер²⁶ произвел прямой опыт, однозначно разрешивший вопрос о высоте. Регенеру удалось поднять кварцевый спектрограф до высоты 31 км, привязав его к шару-зонду, наполненному водородом. Спектрограф имел автоматическое устройство, позволявшее производить съемку спектров солнечного света на разной высоте. Получалась целая серия спектров, причем прибор Регенера одновременно фиксировал высоту шара, соответствующую каждому данному спектру. По мере увеличения высоты граница спектра перемещается в сторону меньших длин волн. Общее смещение границы на максимальной высоте очень велико, оно составляет несколько сот ангстрем. Изучая распределение энергии у края спектров, снятых на разной высоте, Регенер мог определить примерное распределение озона по высоте. Предположение о более низком положении озонного слоя полностью подтвердилось. Достаточно сказать, что спектр, снятый на высоте около 30 км, показал, что ниже 30 км находится более 70% всего озона. Центр тяжести слоя оказался на высоте 22 км.

Тщательные измерения, произведенные Добсоном, Гетцем и Митгэмом комбинированными косвенными методами (изучением прямого и рассеянного света солнца при разном положении солнца над горизонтом), тоже полностью подтвердили этот вывод. В табл. 9 приведены результаты вычислений Добсона, Гетца и

ТАБЛИЦА 9

Граница слоя км	Средняя высота км	% от всего количества озона
0	3,1	14
8,5—16,2	11,3	15
16,2—23,7	18,8	21
23,7—31,2	26,6	28
31,2—39,2	34,1	18
39,2—50,5	43,3	3

Митгэма для содержания озона над Арозой. Распределение озона в нижних слоях — от 0 до 24 км — трудно поддается учету косвенным методом, и здесь вопрос должен быть решен непосредственными измерениями при полетах стратостатов, о чем речь будет ниже. Табл. 9 дает лишь примерное содержание озона в нижних слоях; нельзя указать точное распределение по высоте. Кроме того, она

дает правильную величину общего содержания как в нижних слоях, так и в более высоких слоях. Возможно, что в дальнейшем эти данные будут еще уточнены.

Теория образования озонного слоя. Для возникновения молекул озона необходимо наличие атомного кислорода, т. е. должна иметь место диссоциация молекул кислорода на атомы: $O_2 \rightarrow 2O$. Диссоциация может происходить только под действием какого-либо постороннего агента, так как температура атмосферы в месте образования озонного слоя (20—35 км) заведомо слишком

низка (-55°C) для того, чтобы могла происходить температурная диссоциация.

Мнения полностью сходились на том, что источником энергии диссоциации является излучение солнца — об этом определенно говорят как годовые и суточные изменения в содержании озона, так и зависимость количества озона от географической широты. Но, спрашивается, какое именно излучение солнца — ультрафиолетовое или корпускулярное — вызывает диссоциацию? В этом вопросе мнения сразу же разошлись. Некоторые авторы считают причиной диссоциации корпускулярное излучение солнца (французские ученые): они исходят из того, что корпускулярное излучение солнца вообще, повидимому, играет большую роль в физической жизни земной атмосферы, например, в возникновении северных сияний, а кроме того, об этом говорит характер зависимости количества озона от широты (табл. 8), именно: возрастание по мере удаления от экватора. Действительно, если предполагать, как это обычно делается, что в состав корпускулярных лучей солнца входят заряженные частицы, то, влетая в магнитное поле земли, эти лучи должны собираться преимущественно в полярных областях.

Другая точка зрения, развиваемая Чепмэном, предполагает, что диссоциация кислорода вызывается ультрафиолетовыми лучами солнца. Нужно сразу же сказать, что гипотеза корпускулярных лучей в применении к озону не получила сколько-нибудь определенной разработки — дело ограничилось общими высказываниями. Наоборот, гипотеза ультрафиолетовых лучей легла в основу количественной теории равновесия озонного слоя, разработанной Чепмэном и получающей с каждым годом все новые и новые подтверждения.

Ультрафиолетовое излучение солнца играет в отношении озона двоякую роль: агента, содействующего образованию озона, и агента, разрушающего молекулы O_3 . Радиация $1300\text{--}1850 \text{ \AA}$ поглощается кислородом O_2 и диссоциирует его на атомный кислород, создавая, таким образом, предпосылки для образования озона. Поскольку большая часть озона заключена в слое $20\text{--}35 \text{ км}$, мы должны ожидать, что указанная радиация проникает в земную атмосферу по крайней мере до высоты 30 км . С другой стороны, радиация с длиной волны $2200\text{--}3100 \text{ \AA}$ поглощается озоном и вызывает диссоциацию молекул озона. Эти два взаимно противоположных процесса должны, очевидно, уравновешивать друг друга при некоторой определенной концентрации озона.

Нетрудно доказать, что озон должен существовать в атмосфере в виде слоя на некоторой высоте. Действительно, в верхних слоях содержание озона должно быть мало, так как из-за большой интенсивности лучей с длиной волны $2200\text{--}3100 \text{ \AA}$ происходит очень быстрое разрушение молекул озона. Но по мере проникновения в нижние слои эта радиация ослабляется благодаря поглощению, и число молекул озона, разрушаемых за единицу времени, быстро уменьшается; содержание озона возрастает. Но в еще

более низких слоях атмосферы начинает сказываться уменьшение содержания атомного кислорода, так как вызывающая его образование радиация с длиной волны 1300—1850 Å сама сильно ослабляется поглощением в атмосфере. Уменьшение количества атомов кислорода замедляет образование озона. Так возникает озоновый слой.

Первые варианты теории Чепмена исходили из высоты озонового слоя в 45 км, которая получалась из прежних наблюдений. Впоследствии теория была уточнена, и ее выводы согласовались с новейшими измерениями вертикального распределения озона.

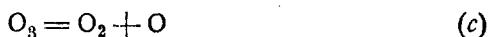
Исходным процессом для образования озона является фотодиссоциация молекулы кислорода:



Атомы кислорода, соединяясь с молекулами кислорода, образуют молекулы озона:



Молекулы озона, в свою очередь, либо диссоциируют:



либо, воссоединяясь с атомами кислорода, приводят опять к образованию молекул O_2 :



Вообще говоря, может иметь место рекомбинация кислорода



приводящая к убыли запасов атомов O и тем самым к замедлению образования озона. Однако, как показывают вычисления, коэффициент рекомбинации (b) очень мал, он равен (по формуле А. Н. Теренина) примерно 10^{-6} , в то время как для реакции (d) коэффициент рекомбинации (по Гартеку) составляет величину порядка 10^{-3} . Кроме того, нужно иметь в виду, что при рекомбинации (b) и (e) образуется лишь одна частица (O_3 или O_2 соответственно) и поэтому для выполнения законов сохранения требуется еще третий партнер, т. е. эти реакции могут иметь место только при тройных ударах. Так как вероятность тройных ударов с уменьшением давления убывает быстрее вероятности двойных ударов, то на больших высотах реакцией (e) можно пренебречь сравнительно с реакцией (d). Можно ограничиться рассмотрением реакций (a), (b), (c) и (d).

Число образующихся молекул озона [реакция (b)] пропорционально числу атомов кислорода в единице объема n_1 и числу молекул кислорода n_2 ; оно может быть выражено произведением

$k_{12}n_1n_2n$, где k_{12} есть постоянная, характеризующая скорость реакции (b), а число n учитывает число частиц, могущих участвовать в реакции (b) в качестве третьего партнера, так как для этой реакции требуются тройные удары. Аналогично, для реакции (d) мы можем написать $k_{13}n_1n_3$, где n_3 — число молекул озона в единице объема. Убыль озона возможна и вследствие реакции



для которой мы можем написать выражение для числа реакций: $k_{33}n_3^2$. Для числа реакций диссоциации (a) и (b) мы можем написать λn_2 и μn_3 , где λ и μ зависят от энергии солнечных лучей в соответствующей части спектра и от коэффициентов поглощения этих лучей молекулами O_2 и O_3 . Тогда уравнение равновесия озонного слоя принимает следующий вид:

$$k_{12}nn_1n_2 = \mu n_3 + k_{13}n_1n_3 + 2k_{33}n_3^2, \quad (*)$$

где слева стоит реакция, приводящая к образованию молекул озона, а справа — реакции, приводящие к уничтожению этих молекул. Последний член уравнения (*) снабжен коэффициентом 2, так как каждая реакция этого типа ведет к исчезновению сразу двух молекул озона.

Это уравнение должно быть дополнено уравнением равновесия для атомного кислорода:

$$2\lambda n_2 + \mu n_3 = k_{12}nn_1n_2 + k_{13}n_1n_3. \quad (**)$$

Подробные вычисления показывают, что удается полностью объяснить все известные экспериментальные факты. Так например, рассмотрим вопрос о зависимости количества озона от географической широты, на который обычно ссылались сторонники корпускулярной гипотезы происхождения озона. Количество солнечной энергии, приходящейся на единицу поверхности, зависит от широты — оно возрастает к экватору. В табл. 10 приведены данные

ТАБЛИЦА 10

Широта	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
Среднее годовое количество солнечной энергии.	0,3053	0,3011	0,2885	0,2683	0,2412	0,2088	0,1737	0,1445
Эквивалентное расстояние в астрономических единицах . . .	1,00	1,01	1,03	1,07	1,13	1,21	1,32	1,45

для среднего годового количества солнечной энергии на широте от 0 до 70°. Это количество мы можем заменить некоторым фиктивным расстоянием до солнца, на котором единица поверх-

ности на данной широте получала бы эквивалентное количество солнечной энергии. Для широты 70° энергия убывает по сравнению с экватором в два с лишним раза, что по закону обратной пропорциональности энергии квадрату расстояния соответствует увеличению расстояния на 45% . Соответствующие данные приведены в последней строке табл. 10. Если мы теперь рассмотрим реакции диссоциации озона (c) и молекулярного кислорода (a), то число этих реакций должно быть пропорционально интенсивности света, а значит — обратно пропорционально квадрату расстояния, и мы можем написать для числа реакций выражения:

$$\frac{\sigma_3 n_3}{r^2} \quad \text{и} \quad \frac{\sigma_2 n_2}{r^2},$$

где σ_3 и σ_2 есть некоторые постоянные.

Тогда уравнения (*) и (**) могут быть переписаны в следующем виде:

$$k_{12} n n_1 n_2 - \frac{\sigma_3 n_3}{r^2} - k_{13} n_1 n_3 - 2k_{33} n_3^2 = 0,$$

$$2 \frac{\sigma_2 n_2}{r^2} + \frac{\sigma_3 n_3}{r^2} - k_{12} n n_1 n_2 - k_{13} n_1 n_3 = 0.$$

Из этих двух уравнений мы легко находим, что

$$\frac{n_3}{n_2} = A \sqrt{n n_2} \cdot r. \quad (10)$$

Так как содержание кислорода одинаково на всех широтах, то из уравнения (10) следует, что содержание озона должно быть линейной функцией r . Но r возрастает для больших широт (табл. 10), а следовательно, тем самым качественно уже объяснено возрастание озона с географической широтой. Но здесь имеет место не только качественное, но и хорошее количественное совпадение. Действительно, можно показать, что данные для содержания озона на разной географической широте (табл. 8) укладываются в следующую эмпирическую формулу:

$$X = \frac{5}{3} r - \frac{2}{3}, \quad (11)$$

где X есть содержание озона на широте, для которой эквивалентное расстояние равно r . Таким образом теоретическая формула правильно дает линейную зависимость от r , и сами формулы совпадают с точностью до свободного члена.

Формула (10) или соответствующая ей эмпирическая формула (11) объясняют и другие известные закономерности. Зимой мы имеем уменьшение солнечной энергии, что соответствует увеличе-

нию r , т. е. увеличению содержания озона. И действительно, в конце зимы наблюдается максимальное содержание озона (табл. 6). Наоборот, в течение лета количество озона непрерывно уменьшается и в октябре количество озона оказывается наименьшим. Аналогично объясняется возрастание количества озона к утру и убывание к вечеру. Но самое существенное достоинство теории — возможность объяснить вертикальное распределение озона. Мы опускаем здесь длинные вычисления, относящиеся к расчету содержания озона на разной высоте, и просто укажем, что в этом вопросе достигнуто полное совпадение с наблюдаемыми фактами.

Очень большой интерес представляют выводы, которые можно сделать на основании фотохимической теории озонного слоя в отношении общей структуры атмосферы. Обязательным является про-

никновение радиации с длиной волны $1300\text{--}1850\text{ \AA}$, диссоциирующей кислород, до высоты 30 км , ибо именно здесь образуется большая часть озона. Но молекулярный кислород обладает громадным коэффициентом поглощения (рис. 5) — большим, чем металлы для видимого света. Отсюда следует, что выше 35 км кислородная атмосфера должна быть чисто атомной. В слое озона — $20\text{--}35\text{ км}$ — мы имеем и атомный и молекулярный кислород. Здесь происходит полное поглощение лучей с длиной волны $1300\text{--}1850\text{ \AA}$, и ниже 20 км кислород является практически чисто молекулярным.

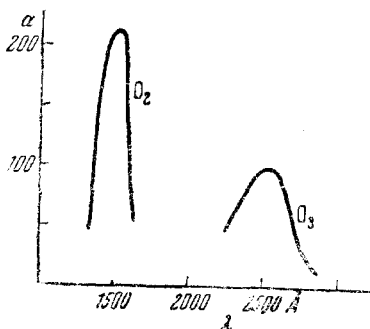


Рис. 5.

Таким образом слой озона оказывается как бы переходным слоем. Ниже его средний молекулярный вес воздуха равен 29, выше его — 24. Резкое уменьшение молекулярного веса выше 35 км может полностью объяснить отражение звуковых волн, как это указывалось в главе II.

Наличие атомного кислорода в верхних слоях атмосферы, непосредственно подтверждаемое спектрами северных сияний и свечения ночного неба, имеет большое значение для теории проводящих слоев, которым будут посвящены следующие главы настоящей статьи.

Непосредственное определение концентраций озона в нижних слоях атмосферы. Мы уже указывали в начале этой главы, что непосредственное определение содержания озона в воздухе у поверхности земли химическими методами долгое время приводило к результатам, не заслуживающим особого доверия. Концентрация озона у поверхности земли столь мала, что чувствительность и точность химических методов оказываются недостаточными. Однако удалось разрешить эту задачу чисто оптическими методами. Рэлей¹³ первый произвел фотографирование

резонансной линии ртутного спектра с большого расстояния и мог этим способом, как указывалось выше, определить примерное содержание озона в воздухе у поверхности земли. Первые наблюдения Рэля дали для концентрации озона в воздухе у поверхности земли величину порядка $1-2 \cdot 10^{-8}$ по объему. Подобный метод измерений был в дальнейшем весьма усовершенствован Бюиссоном²⁷, Ладенбургом и Гетцем^{28,29}. Для определения концентрации озона фотографируют спектр источника света, богатого ультрафиолетовой энергией. Изменяя изменение относительной интенсивности линий, лежащих внутри и вне области озонного поглощения, при переходе от одного расстояния к другому и пользуясь кривой поглощения озона, измеренной в лабораторных условиях (рис. 3), определяют содержание озона. Этим методом получают довольно надежные данные, причем, производя измерения в горах, можно определять концентрацию озона и для более высоких слоев. Эти последние измерения имеют особый интерес, так как позволяют непосредственно обнаружить возрастание содержания озона с высотой. Многочисленные измерения такого рода были произведены в горах Швейцарии на высоте 2—3,5 км над уровнем моря, но самая большая высота была достигнута на Эльбрусе, где экспедиция Академии наук произвела измерения на высоте 4500 м. Все полученные таким образом данные приведены в табл. 11, где со-

ТАБЛИЦА 11

Место измерения	Прованс	Цюрих *	Лаутербруннен	Ароза *	Эльбрус	Херли	Юнгфрау	Эльбрус
Авторы	Бюиссон	Штоль	Шалонж и Гец	Гец, Шайн и Штоль	Балаков, Вайфиди и Кривич	Гец и Ладенбург	Гец и Шалонж	Балаков, Вайфиди и Кривич
Высота над уровнем моря в км	0,3	0,5	0,8	1,8	2,2	2,3	3,5	4,5
Концентрация озона в микронах на 1 км.	22	10	22	25	28	24	30	42

держание озона дано в микронах на километр: это есть толщина слоя озона, содержащегося в слое воздуха в 1 км. Другими словами, это число, деленное на 10^9 , т. е. на число микронов в 1 км, дает концентрацию озона по объему. Разброс точек обусловлен не только ошибками измерения, которые здесь не очень велики, но, главным образом, суточным и годовым изменением содержания озона, так

как измерения производились в разные годы и в разное время дня и года. Заметно безусловное возрастание концентрации озона с высотой. Измерения Штолля в Цюрихе и Гетца, Шейна и Штолля в Арозе, отмеченные в табл. 11 звездочкой, в отличие от остальных измерений, производившихся фотографическим методом, сделаны с помощью так называемых фотоэлектрических счетчиков света. Хотя и в этом случае принцип измерения содержания озона оставался тем же самым, — по измерению интенсивности разных участков ультрафиолетового спектра на разном расстоянии от источника, — но для измерения интенсивностей в этом случае использовалась камера, в которой ультрафиолетовый свет, попадавший на светочувствительную поверхность, вызывал разряд в ионизационной камере, и число разрядов за одну минуту являлось мерой интенсивности радиации³⁰ (требуется предварительная градуировка прибора).

Однако оптические методы определения концентраций озона являются настолько громоздкими, что их, к сожалению, нельзя и пытаться применить на стратостате или самолете для исследования более высоких слоев. Тем самым возможность прямого анализа воздуха на содержание озона ограничивается высотой 4—5 км, — можно считать, что измерения на Эльбрусе (4,5 км) являются пределом в смысле достигнутой высоты. Между тем, едва ли желательно оставлять исследования содержания озона в более высоких слоях на долю косвенных методов, так как они как раз для нижней части озонного слоя дают по самому своему существу менее определенные результаты. В этом отношении особое значение должен получить новый метод, — в самое последнее время разработанный в Институте физики Академии наук СССР. Этот метод разработан М. А. Константиновой-Шлезингер по идее, предложенной акад. С. И. Вавиловым. Большая простота метода позволяет применить его при любых полетах на стратостатах, а его громадная чувствительность позволяет надеяться, что вплоть до потолка современных стратостатов (15—20 км) содержание озона будет определено путем прямых измерений. Сущность этого оригинального метода сводится к применению принципа флуоресцентного анализа и состоит в следующем. Отыскивается реакция, при которой благодаря взаимодействию с озоном получалось бы флуоресцирующее вещество и пригом в концентрации, строго пропорциональной количеству озона, вошедшего в реакцию. Интенсивность флуоресценции в этом случае является непосредственной мерой количества озона, и предел чувствительности метода всецело зависит от того, насколько малые интенсивности свечения могут быть еще измерены. Для этих целей применяется так называемый метод гашения, разработанный акад. С. И. Вавиловым, в котором для измерения интенсивности используется глаз, адаптированный на темноту. Метод гашения является наиболее чувствительным из всех существующих фотометрических методов³¹. В качестве реакции было выбрано окисление азотом дигидроакрилина во флуоресцирующий акрилин³². В окончательном виде метод Константиновой-Шлезингер обладает настолько высокой чувствительностью, что для определения содер-

жания озона достаточно пропустить через спиртовой раствор дигидроакридина всего лишь 2—4 л воздуха. Так как в настоящее время существует хорошая методика, позволяющая при полетах стратостатов забирать с потолка пробы воздуха в количестве нескольких литров, то тем самым проблема непосредственных определений концентраций озона до высоты 20 км в настоящее время может считаться полностью решенной. Уже в 1936 г. при полетах субстратостатов были взяты пробы воздуха для анализа на озон на высоте 9,5 км, а осенью 1937 г. стратостатом были доставлены пробы воздуха с высоты 16 км. Установлено сильное возрастание концентраций озона с высотой. Несомненно, что в ближайшие же годы нам станет известной точная кривая вертикального распределения озона вплоть до высоты 25 км; благодаря исключительной роли, которую играет озон во многих процессах, происходящих в стратосфере, эта кривая позволит значительно уточнить существующие теории и общую картину строения стратосферы.

IV. ИОНИЗАЦИЯ АТМОСФЕРЫ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Гипотеза проводящего слоя. История открытия сильной ионизации верхних слоев атмосферы особенно богата смелыми гипотезами, удивительным образом получавшими в дальнейшем полное свое подтверждение. Первая такая гипотеза была высказана еще в 1878 г. Бальфутом Стюартом³³ в связи с наблюдаемыми периодическими суточными вариациями земного магнитного поля.

Согласно этой гипотезе Стюарта, сразу же весьма энергично поддержанной А. Шустером³⁴, причиной указанных суточных вариаций может служить некоторое явление, в дальнейшем получившее выразительное наименование „динамо-эффекта“. Где-то в атмосфере, повидимому, на большой высоте, должен существовать газ, обладающий сильной электропроводностью. При перемещении проводящего газа относительно земли (вследствие периодического суточного нагревания и охлаждения, действия сил прилива и отлива и др.) возникает явление, соответствующее перемещению проводника в магнитном поле земли. Согласно законам электромагнитной индукции, в проводящем слое при этом возникает электрический ток, который сопровождается магнитным полем, накладывающимся на магнитное поле земли. Вычисления Шустера показали, что с этой точки зрения возможно объяснить большую долю суточных вариаций, если предположить достаточную ионизацию верхних слоев атмосферы.

Ввиду невозможности непосредственно проверить эту гипотезу, она в течение многих лет оставалась без употребления. Однако в самом начале XX в. к этому вопросу пришлось вернуться опять и притом по совсем другому поводу.

Как известно, знаменитые опыты Герца с электромагнитными

волнами явились отправной точкой для развития радиотехники. Опыты самого Герца имели лишь принципиальный, а не технический интерес, так как прием электромагнитных колебаний был осуществлен им лишь на очень небольшом расстоянии. Известный изобретатель Маркони, анализируя опыты Герца с точки зрения увеличения дальности приема, пришел к выводу, что причиной малого радиуса действия волн Герца является их весьма малая длина волны. Маркони правильно рассудил, что такие лучи по своим свойствам близки к световым лучам и, не будучи способны испытывать сколько-нибудь значительной дифракции, распространяются практически прямолинейно. Маркони решил испытать лучи с гораздо большей длиной волны — порядка километров, надеясь, что они благодаря дифракции смогут огибать земную поверхность и позволят осуществить передачу на большие расстояния. Попытка Маркони увенчалась блестящим успехом, хотя, как мы сейчас увидим, вовсе не по тем причинам, которые предполагал сам Маркони.

В декабре 1901 г. Маркони осуществил передачу радиосигнала через Атлантический океан на большой длине волны. Оказалось, что действительно лучи с очень большой длиной волны способны гораздо лучше огибать земные препятствия, чем лучи коротковолновые. Однако, когда Рэлей³⁵ применил строгую теорию дифракции волн к расчету дальности действия радиосигналов Маркони, то сразу же оказалось, что дифракция ни в коем случае не может объяснить столь большой дальности действия, какая была достигнута Маркони. Дифракция может обусловить увеличение дальности на десятки километров, но не на тысячи километров, как это оказалось на самом деле.

Но факты продолжали, казалось, говорить за себя. Передача на большие расстояния хорошо удавалась на длинных волнах порядка 10—20 км, но не удавалась на волнах в сотни метров, которые, наоборот, хорошо служили на малых расстояниях. Крупнейшие теоретики (в том числе Рэлей, Зоммерфельд, Пуанкаре, Никольсон и мн. др.) пытались видоизменить и уточнить теорию дифракции, стремясь достигнуть удовлетворительного согласия с опытными данными, но все попытки оказывались безуспешными. Между тем, еще в 1902 г., сразу же после первых опытов Маркони, была выдвинута гипотеза, которая указывала решение возникшей проблемы в совсем другом направлении. Эта гипотеза, появление и первоначальное развитие которой связано с именами Кеннели и Хевисайда, была подтверждена только в 20-х годах.

Кеннели³⁶ и Хевисайд³⁷ указали на идею о наличии проводимости верхних слоев атмосферы, высказанную еще Стюартом. Наличие проводящего слоя может решающим образом сказаться на распространении радиоволн и вот по каким причинам. С точки зрения теории электромагнитных колебаний проводимость вещества, обуславливая поглощение электромагнитных волн веществом, увеличивает в то же время отражательную способность. Таким образом слой газа на большой высоте в том случае, если он обладает достаточной электропроводностью, может отражать радиосигнал.

Так как поверхность океана должна обладать аналогичными свойствами, то волны оказываются заключенными между двумя отражающими поверхностями и по такому „коридору“ могут достигать весьма удаленных точек.

Взгляды, высказанные Кеннели и Хевисайдом, были значительно уточнены в 1912 г. Икклзом³⁸. Рассуждение Кеннели и Хевисайда об „отражении“ радиоволн является схематизированным. Икклз указал, что мы имеем все основания предполагать, что верхние слои атмосферы характеризуются постепенным возрастанием ионизации воздуха. Увеличение ионизации должно сопровождаться, согласно вычислениям Икклза, возрастанием фазовой скорости распространения волн. Но согласно волновой теории возрастание скорости распространения волн соответствует уменьшению показателя преломления. Таким образом электромагнитная волна, направляющаяся вверх, попадает в слои с постепенно убывающим показателем преломления, и поэтому она должна все более отклоняться от вертикали. На некоторой высоте направление луча может стать параллельным земной поверхности, начиная отсюда волна пойдет по второй ветви траектории, вполне симметричной первой и упирающейся своим концом в землю. Эта теория ионной рефракции, разработанная Икклзом, показывает, что мы должны говорить собственно не об „отражении“ радиоволн, а скорее о „полном внутреннем отражении“.

Громдой заслугой Икклза, помимо разработки теории ионной рефракции, явилось указание на то, что причиной появления ионизации верхних слоев атмосферы является ионизирующее действие солнечной радиации. Это ионизирующее действие солнечной радиации и в современных теориях фигурирует в качестве основной причины, и Икклза можно считать основоположником теории ионизации атмосферы. Но об этом будет речь в следующих главах, а сейчас же для нас существенно только то, что Икклз, правильно угадав природу ионизации, мог заключить, что величина ионизации должна убывать книзу благодаря поглощению солнечной радиации в атмосфере. Именно в этом случае может иметь место постепенное отклонение луча, приводящее к его „полному внутреннему отражению“.

Теория ионной рефракции была в дальнейшем уточнена в работах Зальпетера³⁹ и ван-дер-Поля⁴⁰, но особенное значение имело исследование Лармора⁴¹, который в 1924 г. показал, что получается особенно хорошее согласие с опытными данными, если предположить наличие в ионизированных слоях большого количества свободных электронов. Рассмотрим эти вопросы несколько ближе.

Распространение радиосигнала в ионизированной газовой среде. Для простоты мы будем иметь в виду плоскую волну и ограничимся рассмотрением основных фактов, пренебрегая деталями. Рассмотрим влияние свободных электронов на скорость волны, предполагая вначале, что электроны не испытывают столкновений с окружающими частицами. Если на электрон действует переменная электрическая сила E , меняющаяся с течением времени

периодически по закону $E = E_0 \sin \omega t$, где ω — частота, то электрон приобретает переменное ускорение, величина которого равна

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{e}{m} E_0 \sin \omega t. \quad (12)$$

Здесь m — масса, e — заряд электрона, v — скорость. Переменная составляющая скорости электрона равна

$$v = \frac{e}{m\omega} E_0 \cos \omega t. \quad (13)$$

Если число свободных электронов в 1 см^3 есть N , то результатом ускоряющего действия электрической силы E будет появление тока, плотность которого равна

$$j = -eNv = -\frac{Ne^2}{m\omega} E_0 \cos \omega t. \quad (14)$$

Знак минус указывает, что направление тока противоположно направлению электрической силы. Рассмотрим плоский конденсатор толщиной в 1 см , пластины которого, имеющие площадь по 1 см^2 , расположены перпендикулярно к электрической силе E . В пустоте емкость конденсатора равна $\frac{1}{4\pi}$. Под действием переменного поля E в конденсаторе возникает емкостный ток

$$j' = \frac{E_0\omega}{4\pi} \cos \omega t. \quad (15)$$

Если дело происходит не в пустоте, а в рассматриваемой ионизированной газовой среде с N свободных электронов в 1 см^3 , то ток, образуемый за счет электронов (формула 14), сложится с емкостным током (15), и мы получим суммарный ток

$$I = j + j' = \frac{E_0\omega}{4\pi} \left[1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2} \right] \cos \omega t. \quad (16)$$

Таким образом наличие свободных электронов изменяет ток в ϵ раз, где

$$\epsilon = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}. \quad (17)$$

Формально можно представлять себе дело так,¹ что появление свободных электронов изменяет диэлектрическую постоянную в ϵ раз. Пользуясь соотношением, согласно которому диэлектрическая постоянная равна квадрату показателя преломления, мы можем сказать, что наличие N свободных электронов в 1 см^3 приводит к изменению показателя преломления n в $\sqrt{\epsilon}$ раз. Для пустоты

$n = 1$, а следовательно, для нашей ионизированной газообразной среды

$$n = \sqrt{1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}} \cong 1 - \frac{2\pi Ne^2}{m\omega^2} \quad (18)$$

ввиду малости второго члена. Показатель преломления оказывается меньше единицы, и он уменьшается при увеличении ионизации, т. е. при увеличении N . Именно поэтому в атмосфере с постепенно увеличивающейся ионизацией верхних слоев может иметь место „полное внутреннее отражение“ радиосигнала, как указывалось выше.

Если знать распределение ионизации с высотой и воспользоваться уравнением рефракции (4), о котором говорилось в главе II, то можно вычислить траекторию луча совершенно так же, как это делалось для звуковых волн (глава II).

Что касается влияния столкновений свободных электронов с окружающими частицами, которыми мы пока пренебрегали, то оно должно сказаться в потере части скорости, приобретаемой электронами под действием электрического поля E , а следовательно, должно несколько уменьшить влияние свободных электронов. Вычисления показывают, что в этом случае вместо формулы (18) для показателя преломления получается выражение

$$n = 1 - \frac{2\pi Ne^2}{m(\omega^2 + \alpha^2)} \quad (19)$$

Здесь $\alpha = k\eta$, где k — число столкновений в 1 сек., а η — доля средней потери скорости при столкновениях.

Определение концентрации ионов в отражающем слое. Полученные выше формулы позволяют путем расчета определить концентрацию ионов на

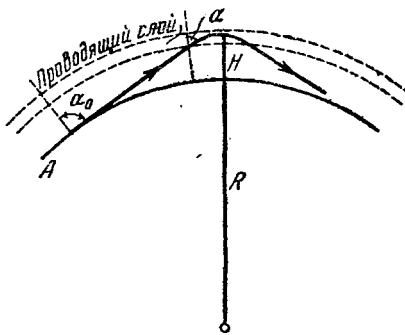


Рис. 6.

той высоте, на которой луч поворачивает обратно на землю. Такое вычисление представляет интерес в том смысле, что можно будет обсудить полученные данные с точки зрения вероятности существования соответствующих условий в верхних слоях атмосферы.

Для вычисления воспользуемся уравнением рефракции светового луча в атмосфере, которое было нами разобрано в главе II (формула 4). Для

удобства мы перепишем это уравнение еще раз:

$$(R + H) n \sin \alpha = R n_0 \sin \alpha_0. \quad (4)$$

Здесь n — показатель преломления газа на высоте H над землей (рис. 6), α — угол падения луча на поверхность раздела двух

слоев с разными показателями преломления, находящуюся на высоте H (эта поверхность концентрична с земной поверхностью); n_0 и α_0 — соответственные значения у поверхности земли; R — радиус земного шара. Мы рассмотрим луч, выходящий с радиостанции A касательно к земной поверхности (рис. 6): это дает $\sin \alpha_0 = 1$. Кроме того, ввиду отсутствия значительной ионизации воздуха вблизи поверхности земли можно полагать $n_0 = 1$. Наконец, $\sin \alpha$ тоже следует положить равным 1, потому что нас интересует как раз та высота, на которой луч идет параллельно земной поверхности (высшая точка траектории луча). Тогда уравнение (4) упрощается и принимает следующий вид:

$$(R + H)n = R, \quad (20)$$

где n есть уже показатель преломления слоя на высоте, на которой луч поворачивает обратно. Беря для n его значение из формулы (18), получаем следующее равенство:

$$\frac{R}{R + H} = 1 - \frac{2\pi Ne^2}{m\omega^2}.$$

Выражая частоту ω через длину волны λ : $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, где c — скорость света, находим:

$$N = \frac{2\pi mc^2}{e^2 \lambda^2} \frac{H}{R}. \quad (21)$$

Подставляя численные значения для массы и заряда электрона, а также для скорости света и радиуса земли, получаем

$$N \approx 4 \cdot 10^4 \frac{H}{\lambda^2}. \quad (21')$$

Выполнение этого условия необходимо для того, чтобы луч стал параллельным земной поверхности, но оно недостаточно для возвращения луча на землю, так как, распространяясь далее по прямой линии, он уйдет вследствие кривизны земли за пределы атмосферы. Для возвращения луча на землю нужно, чтобы радиус кривизны его траектории в верхней ее части был бы меньше, чем $R + H$. Это приводит к требованию достаточно большого градиента ионизации:

$$\frac{dN}{dH} > \frac{2\pi c^2}{e^2 \lambda^2 R} \approx \frac{4 \cdot 10^4}{\lambda^2}. \quad (22)$$

Если подставить в формулу (21) $\lambda = 100$ м, а „отражение“ предположить на высоте $H = 100$ км, то N должно быть не меньше $4 \cdot 10^3$ электронов в 1 см³; при $\lambda = 10$ м получаем $N = 4 \cdot 10^5$, т. е. „отражательная способность“ резко зависит от длины волны.

Если далее предположить, что проводимость верхних слоев обусловлена не свободными электронами, а ионами, то в формуле (21) для m нужно взять массу иона. Для ионов атомного кислорода m почти в 30 000 раз больше, чем для электрона. В этом случае при

$\lambda = 100$ м потребовалась бы концентрация порядка 10^8 ионов в 1 см^3 , чтобы могло иметь место „отражение“. Для $\lambda = 10$ м получаем $N = 10^{10}$, т. е. громадную концентрацию ионов.

К этим важным вопросам мы еще вернемся в дальнейшем.

Обоснование гипотезы проводящего слоя. Хотя гипотеза Кеннели—Хевисайда объясняла распространение радиоволн вполне правдоподобно, тем не менее самое существование проводящего слоя в верхних частях атмосферы оставалось в течение 20 лет с лишним недоказанным. Но в 20-х годах был открыт ряд замечательных фактов, в большей своей части совершенно неожиданных, которые сделали наличие проводящего слоя вполне очевидным. Успехи, достигнутые здесь, были связаны с развитием техники радиопередачи на коротких волнах.

Мы уже говорили о том, что со времени Маркони радиовещание на большие расстояния осуществлялось только на очень длинных (многокилометровых) волнах. Если и пользовались волнами в несколько сот метров (обычно не ниже 300 м), то только на малых расстояниях: на больших расстояниях они отказывались служить. Но развитие вакуумной техники позволило конструировать весьма совершенные радиолампы, с помощью которых очень удобно было генерировать короткие волны—ниже 200 м. Так как технические и государственные радиостанции считали применение таких коротких волн нецелесообразным, то оказалось, что широкое применение радиопередача на коротких волнах получила сначала только среди любителей. Но неожиданно для всех выяснилось, что удается на длине волны около 200 м установить связь на расстоянии, значительно превосходящем обычную дальность недлинноволновых станций, хотя связь и была довольно неустойчивой. Еще более неожиданным явилось открытие, что при переходе на еще более короткие длины волн можно не только достигнуть очень большой дальности, но связь делается более устойчивой. Вскоре, когда дошли до волны ниже 50 м, был открыт поразительный факт, разностороннее изучение которого привело к безусловному доказательству существования проводящего слоя, „отражающего“ радиоволны. Была открыта так называемая „зона молчания“.

В предыдущем параграфе мы показали, что для отражения сигнала с длиной волны λ концентрация свободных электронов должна быть не меньше $N = 4 \cdot 10^4 \frac{H}{\lambda^2}$ (формулы 21 и 21'). По мере уменьшения λ концентрация электронов требуется все большая и большая. Пусть мы фактически имеем в проводящем слое концентрацию N' электронов на 1 см^3 . Этому числу N' соответствует определенная длина волны λ' ; если длина волны радиосигнала λ будет меньше чем λ' , то этот сигнал не сможет отразиться. Спрашивается, что же случится с таким сигналом? Он пройдет сквозь слой и на землю не вернется. Следовательно, по мере уменьшения длины волны радиосигнала мы можем дойти до такой величины, что отражение волны уже не будет больше иметь места. Рассмотрим этот важный вопрос несколько подробнее.

При выводе формулы (21) мы рассматривали луч, выходящий из радиостанции A касательно к земной поверхности (рис. 6). Но какие соотношения будут иметь место для луча, выходящего вверх под некоторым углом к горизонту (рис. 7)? В этом случае в уравнении рефракции (формула 4) мы не можем полагать $\sin \alpha_0 = 1$, так как α_0 уже больше не равно 90° . Следовательно, вместо формулы (20) мы должны написать

$$(R + H)n = R \sin \alpha_0. \quad (22a)$$

Ясно, что в этом случае для возвращения луча вниз он должен испытать гораздо большее отклонение, и концентрация электронов, требующаяся для этого, должна быть тоже большей. При заданной концентрации мы можем встретиться с таким случаем, что луч, идущий более полого, испытывает отражение, а луч с такой же длиной волны, но выходящий под большим углом к горизонту, не сможет отразиться и, пройдя сквозь проводящий слой, уйдет в мировое пространство. Так возникает зона молчания, показанная на рис. 8. Граница зоны молчания определяется критическим углом α_k , а с другой стороны—дальностью действия волны, распространяющейся вдоль поверхности земли.



Рис. 7.

Нужно отметить, что радиус действия поверхностной волны несколько увеличивается благодаря наличию некоторой проводимости поверхности земного шара.

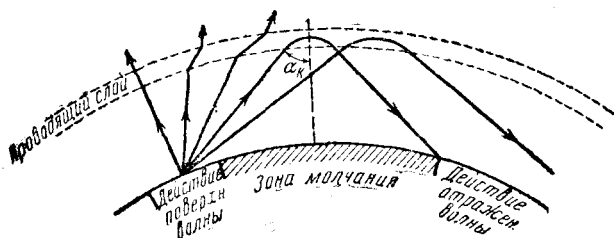


Рис. 8.

Величина критического угла возрастает при уменьшении длины волны, т. е. при этом соответственно возрастает протяжение зоны молчания. При достаточно малой длине волны зона молчания может охватить весь земной шар—луч при любом угле выхода проникает сквозь проводящий слой и уходит в мировое пространство.

Все указанные обстоятельства наблюдаются на опыте. Зоны молчания появляются при длине волны менее 50 м, для длины волны порядка 8—10 м зона молчания охватывает весь земной шар.

Эти факты делают гипотезу проводящего слоя вполне достоверной. Мы не говорим здесь о целом ряде других, менее существ-

венных фактов, тоже свидетельствующих о наличии проводящего слоя.

Ясно, что перечисленные явления могут служить и для изучения физического строения проводящего слоя. Например, пользуясь формулой (21) или (21') и беря значение для предельной длины волны, для которой еще существует отражение, мы можем определить концентрацию свободных электронов или ионов. Для изучения о строении атмосферы—это очень важная величина. Но, кроме того, мы можем определить и высоту отражающего слоя, причем такое измерение может быть сделано даже несколькими способами.

Наиболее распространенный в настоящее время способ основан на измерении времени запаздывания „небесного луча“ (т. е. отразившегося от проводящего слоя) относительно „земного“ луча (т. е. пришедшего по прямой линии непосредственно над поверхностью земли). Для этого в двух точках, отстоящих друг от друга на расстоянии всего лишь нескольких километров, устанавливаются две горизонтальные антенны. Чтобы уменьшить до минимума прямую связь между ними, их оси располагают по одной прямой. Из первой станции начинают подавать радиосигналы очень малой длительности (десятитысячные доли секунды и меньше), следующие друг за другом через равные промежутки времени. Вторая станция принимает каждый сигнал дважды: через посредство земного и небесного луча. Если расстояние между станциями равно r , а высота отражающего слоя H , то первый сигнал доходит за время $t_1 = \frac{r}{c}$ сек. (c — скорость распространения электромагнитных волн в среде, диэлектрическая постоянная которой равна 1), а второй сигнал за время

$$t_2 = \frac{2}{c} \sqrt{\left(\frac{r}{2}\right)^2 + H^2} \text{ сек.}$$

На второй станции непосредственно измеряется (осциллографически) время запаздывания $t_2 - t_1$, откуда вычисляется высота H .

Таким образом можно определить и высоту проводящих слоев и существующую на этой высоте концентрацию ионов или свободных электронов. Результаты измерений в основном сводятся к следующему. Во-первых, существует не один проводящий слой, а несколько,—этот результат имеет громадное значение для физики атмосферы. Наиболее хорошо выражены два слоя: один на высоте порядка 220 км с очень сильной ионизацией (его называют слой F_1), а второй на высоте порядка 100 км с меньшей ионизацией (это и есть слой Кеннели—Хевисайда; иначе его называют слоем E). Кроме того, новейшие радиотехнические данные указывают на наличие слабоионизированной области на высоте приблизительно 50 км (слой D).

Высота этих слоев указана приблизительная, так как она подвержена значительным изменениям с течением времени. Среди этих

изменений обнаруживаются как периодические и закономерные, так и внезапные. Безусловно, существует суточный ход: днем высота меньше, чем ночью, причем концентрация зарядов днем больше примерно в 10 раз. Существует также годовой ход и, повидимому, 11-летний цикл, соответствующий 11-летнему периоду солнечной деятельности. Все эти факты непосредственно указывают на большую роль, которую играет в создании проводимости солнечная радиация. Кроме периодических изменений, часто регистрируются беспорядочные, внезапные изменения высоты, связанные с какими-то особыми явлениями.

Кроме указанных трех слоев, безусловно, наблюдается отражение от сильно проводящего слоя на высоте порядка 300 км (слой F_2), а иногда и от слоя на высоте свыше 1000 км, который дает очень большое запаздывание небесного луча. Подсчет концентрации зарядов показывает, что в этих слоях мы имеем дело со 100% ионизацией, что легко объяснить, учитывая колоссальную мощность солнечной радиации, в том числе и ультрафиолетовой, способной ионизировать газы. Иначе обстоит дело со слоями E и F_1 . У них ионизация, безусловно, не полная, но более точное определение концентрации зарядов встречается с принципиальными трудностями. Мы уже говорили о том, что, подсчитывая концентрацию зарядов по формуле (21), приходится выбирать между электронами и ионами. Благодаря большой массе иона сравнительно с массой электрона концентрация ионов, необходимая для отражения радиоволны, должна быть в десятки тысяч раз большей, чем соответствующая концентрация электронов. Так например, если предположить, что проводимость обусловлена свободными электронами, то для слоя E мы получаем концентрацию $1,5 \cdot 10^5$ электронов/см³ (в полдень на экваторе), и для слоя F_1 — $3 \cdot 10^5$. Если же исходить из ионной природы проводимости, то соответствующие цифры будут порядка $0,5 \cdot 10^{10}$ и $1 \cdot 10^{10}$ ионов/см³. Разница слишком велика, чтобы можно было относиться безразлично к выбору одной из этих гипотез. К сожалению, приходится констатировать, что этот вопрос остается пока нерешенным. Хотя радиотехники чаще склоняются на сторону свободных электронов, но ряд важных фактов из других областей говорит, повидимому, о ионной проводимости. Этот вопрос будет ближе нами рассмотрен в дальнейшем.

Сейчас мы можем кратко резюмировать, что наблюдения за распространением радиоволн доказывают наличие в атмосфере нескольких ионизированных слоев. Почему существует несколько слоев? Почему они расположены именно на этих высотах, а не на других? Как вообще возникает ионизация? На эти вопросы должна дать ответ теория. Задача теоретического истолкования сделалась особенно увлекательной, когда выяснилось, что с явлением ионизации связан целый ряд других геофизических проблем; кроме того, в этом явлении наиболее резко выявлены самые существенные черты, характеризующие общее воздействие солнечной радиации на атмосферу. Поскольку это воздействие является основным фактором, определяющим ход и характер физических явлений в атмосфере, изучение

природы ионизации оказывается ключом к пониманию ряда основных вопросов всей физики атмосферы в целом. В следующих главах будут рассмотрены существующие теории.

V. Ионизирующее действие ультрафиолетовых лучей солнца

Общие замечания о теории ионизации. Представляется несомненным, что ионизация верхних слоев атмосферы обязана своим существованием, главным образом, солнечному излучению. Однако вовсе не ясен вопрос, какое именно излучение солнца приходится здесь иметь в виду: ультрафиолетовую радиацию или же корпускулярные лучи. До некоторой степени наблюдаемые явления можно объяснить и с той и с другой точек зрения, но нет прямых доказательств, которые позволили бы сделать однозначный выбор или хотя бы, если оба вида радиации действуют совместно, разделить области их влияния. Более того, при попытках произвести количественный расчет часто и та и другая теории встречаются с непреодолимыми трудностями. Но работа по усовершенствованию и уточнению теории отличается за последние годы столь большой интенсивностью, что, несмотря на невозможность однозначного объяснения, удалось получить очень богатый материал, на основании которого мы можем представить себе многие процессы, протекающие в атмосфере, гораздо яснее и глубже, чем это было возможно еще 5—10 лет назад.

При попытках выяснить механизм возникновения ионизации сразу же приходится принять во внимание связь, которая, безусловно, существует между ионизацией и другими геофизическими проблемами. Так например, суточные изменения магнитного поля зависят от поведения ионизированных слоев; с другой стороны, магнитные бури связаны с повышенной деятельностью солнца, которая, как показывают непосредственные наблюдения, влияет и на структуру ионизированных слоев. Но с этой же повышенной деятельностью солнца связаны периоды особенно интенсивных и частых северных сияний. Самое объяснение магнитных бурь и мощных северных сияний оказывается связанным с анализом движения потоков заряженных частиц в верхних частях атмосферы. Таким образом создается некая особая линия в развитии теории ионизации, которая, помимо удовлетворительного объяснения основных свойств ионизированных слоев, требует еще объяснения закономерностей, наблюдаемых в смежных областях явлений.

Мы сначала рассмотрим основы и, так сказать, предпосылки теории: как вообще могли бы протекать процессы ионизации и в какой степени можно достигнуть количественного совпадения при объяснении возникновения ряда слоев на разной высоте, причем начнем с теории ультрафиолетового излучения.

Действие разных участков ультрафиолетового спектра. Из лабораторных опытов хорошо известны потенциалы ионизации газов, входящих в состав атмосферы. Так например,

для ионизации атомного кислорода требуется энергия не ниже 13,6 eV, для молекулярного кислорода O_2 — не менее 16,1 eV. Отсюда, имея в виду фотоионизацию, можно вычислить энергию светового кванта, способного произвести ионизацию, а следовательно, и его частоту и длину волны. Подсчет показывает, что для фотоионизации атомов кислорода требуются кванты с длиной волны не более 910 Å, для молекул кислорода — не более 770 Å. Результаты таких вычислений, произведенных для главных составных частей воздуха, приведены в табл. 12.

ТАБЛИЦА 12

Газ	O	O ₂	O ₃	H ₂	N ₂	N	He
Диссоциация							
Энергия в V	—	6,50	4,25	—	12,0	—	—
Длина волны (в Å) не более, чем	—	1850	2900	—	1030	—	—
Ионизация							
Энергия	13,6	16,1	—	16,1	16,9	14,1	25,3
Длина волны в Å	910	770	—	770	730	875	490

Помимо O, O₂, O₃, H₂, N₂ и He, в таблицу включен атомный азот N, так как за последние годы было показано, что может иметь место фотодиссоциация молекул азота, причем потенциал диссоциации N₂ на атомы равен 12 V (А. Н. Теренин). Участок спектра, активного в смысле фотодиссоциации азота, ограничен длинами волн от 1030 до 950 Å. Подсчеты показывают, что в слоях, расположенных выше 220 км, может иметь место полная фотодиссоциация азота⁴⁶.

Эти данные показывают, что большое значение должна иметь ионизация атомного кислорода. Действительно, ионизирующим действием вообще обладают, как показывает табл. 12, только лучи с длиной волны меньше 910 Å. Но энергия солнечных лучей должна быстро убывать с уменьшением длины волны, если полагать излучение солнца температурным для $T=6000^\circ$. Широкий интервал длин волн от 910 до 770 Å, особенно богатый энергией, поглощается кислородом и азотом в атомном состоянии, причем в отношении азота активным является участок 875—840 Å. Но благодаря тому, что атомный азот находится только в весьма высоких частях атмосферы — выше 220 км, — где плотность газа очень мала,

атомный азот может поглотить только 8% радиации с длиной волны 875—840 Å. Остальные 92% проходят насквозь и остаются на долю атомного кислорода⁴⁶. Таким образом участок 910—770 Å практически весь идет на ионизацию атомного кислорода. На долю O₂ и H₂ приходится узкая область 770—730 Å, притом отчасти поглощаемая атомным кислородом. На долю гелия остается совсем мало энергии, так как в соответствующей области спектра поглощают и все остальные газы.

Что касается абсолютного количества ионизированного газа, то оно зависит от коэффициента поглощения каждого газа для радиации соответствующей длины волны и от парциального давления этих газов.

Коэффициент поглощения и коэффициент рекомбинации. Теория фотоэлектрической ионизации, разработанная Крамерсом⁴², Милном⁴³ и Гаунтом⁴⁴, позволяет вычислить фотоэлектрический атомный коэффициент поглощения γ . Согласно теории Милна для газа, потенциал ионизации которого соответствует частоте ν_0 , коэффициент поглощения радиации с частотой ν равен приблизительно:

$$\gamma = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{Z^2 e^6 \nu_0}{ch\nu^3}. \quad (23)$$

Здесь Z — порядковый номер элемента, e — заряд электрона, c — скорость света и h — постоянная Планка. Если подсчитать γ для предельной частоты $\nu = \nu_0$, используя атомное число Z также и для молекул, то получаются следующие значения (поглощение на 1 частицу):

Газ	O	O ₂	N ₂	H ₂
	$\gamma = 2,5 \cdot 10^{-16}$,	$2 \cdot 10^{-16}$,	$1,2 \cdot 10^{-16}$,	$3 \cdot 10^{-18}$.

Следует отметить, что Гаунт⁴⁴, пользуясь для вычисления коэффициента поглощения волновой механикой, получил выражение, несколько отличающееся от формулы (23). По существу дела различие сводится, главным образом, к учету экранирования внешними электронами, что приводит к некоторому уменьшению γ . В случае атомного кислорода это может дать, как показывают подробные вычисления, уменьшение γ в 2,5 раза; это равносильно тому, что высота соответствующей ионизации будет тоже несколько меньше, так как для получения той же самой величины поглощенной энергии потребуется в 2,5 раза большая плотность. Нетрудно оценить поэтому возникающую отсюда неопределенность в оценке высоты ионизированного слоя. Согласно барометрической формуле (1), для воздуха со средним молекулярным весом 29, увеличение плотности в 2,5 раза будет иметь место при уменьшении высоты слоя на 7,5 км (глава I). Следовательно, если говорить о ионизирован-

ных злых E и F_1 (глава IV), находящихся на высоте порядка 100 и 220 км, то возможная относительная погрешность в определении высоты, обусловленная возможным несовпадением вычисленной величины с фактической будет примерно равна 7,5 и 3,0% соответственно.

Эффект ионизации, производимый поглощаемой солнечной энергией, будет в какой-то степени компенсироваться рекомбинацией ионов, которую нужно поэтому учитывать при вычислении распределения ионизации по высоте. Если предположить, что мы имеем дело в основном с рекомбинацией ионов с электронами, то для коэффициента рекомбинации α мы можем воспользоваться выражением, которое дает теория Милна:

$$\alpha = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi m_e}{3k} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \cdot \frac{1}{hT^{\frac{1}{2}}}, \quad (24)$$

где k есть постоянная Больцмана, m_e — масса электрона, T — абсолютная температура газа. Для атомного кислорода ($Z=8$) и для температуры $T=400^\circ\text{K}$ мы получаем $\alpha=3,2 \cdot 10^{-10}$. Следует отметить, что изменение температуры очень мало сказывается на величине α : для $T=300^\circ\text{K}$ $\alpha=3,7 \cdot 10^{-10}$.

Вычисление концентрации ионов на той или иной высоте сводится к определению равновесного состояния, когда реакции образования и рекомбинации ионов происходят в равном числе. Если мы ставим задачу таким образом, что радиация температуры T_1 ($T_1=6000^\circ$) проходит сквозь атмосферу, находящуюся при температуре T , и плотность атмосферы убывает с высотой по показательному закону, то на высоте, на которой общее количество молекул в 1 см^3 равно n , равновесное состояние установится, как показывают вычисления Чепмена⁴⁵, при следующем числе ионов на 1 см^3 :

$$n_e = \left(\frac{Kn}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} l^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{1}{2} Hn}, \quad (25)$$

где

$$H = \frac{RT}{Mg},$$

а K определяется формулой Шаха:

$$K = \beta \frac{(2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3} T_1 T^{\frac{3}{2}} l^{-\frac{3}{2}} e^{\frac{h\nu_0}{kT_1}}. \quad (26)$$

β есть телесный угол, под которым земля видна от солнца, M есть молекулярный вес, g — ускорение силы тяжести.

Максимальная концентрация ионов. С помощью указанных выше соотношений можно определить концентрацию ионов в слое, где она достигает максимальной величины. Нужно только иметь при этом в виду, что поскольку эти соотношения выведены для равновесного состояния, когда число образующихся и рекомбинирующих ионов одинаково, то полученные значения концентраций будут давать только некоторую предельную величину. В самом деле, для установления равновесного состояния действие ионизирующей радиации должно продолжаться достаточно долго. Но в действительности, благодаря движению солнца по небесному своду, угол, под которым лучи проникают в атмосферу, все время меняется, и, следовательно, непрерывно меняется и количество энергии, поглощаемой в каждом данном слое. Мы должны ожидать, что реально имеет место неустановившийся процесс, который должен описываться таким уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 + Y, \quad (27)$$

где n есть число ионных пар, а Y — число ионных пар, возникающих в 1 см^3 за 1 сек. благодаря фотоионизации. Прежние наши соотношения относились к случаю, когда $\frac{dn}{dt} = 0$. Крючков ⁴⁶ в Ленинграде сделал попытку рассчитать ионные концентрации, исходя из общего случая (27). Но для того чтобы получить общее представление о том, какую максимальную ионизацию могут создать солнечные лучи, можно исходить из стационарного процесса, предполагая достаточно долгое действие радиации, интенсивность которой имеет наибольшее из всех возможных значений. Это, очевидно, будет иметь место на экваторе в полдень при положении солнца в зените (вертикальный ход лучей сквозь атмосферу). Результаты вычислений для указанных условий приведены в табл. 13.

ТАБЛИЦА 13

Газ	O	O ₂	N ₂	H ₂	N
$(n_e)_{\text{max}}$ в 1 см^3	$4 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$	10^6	$7 \cdot 10^5$

Числа n_e дают число ионных пар — ион + электрон, т. е. дают в то же время концентрацию свободных электронов (первые 4 цифры приведены по данным вычислений Чепмена ⁴⁵, а последняя цифра — по вычислениям Крюčkова ⁴⁶).

Основной интерес представляет сопоставление полученных вели-

чин с данными, которые дает наблюдение за распространением радиоволн. Как было указано в главе V, концентрация свободных электронов в слое E по данным радиометрического анализа равна $1,5 \cdot 10^5$, в слое F_1 — $3 \cdot 10^5$ и в слое F_2 — 10^6 . Следовательно, можно с уверенностью утверждать, что фотоионизация ультрафиолетовыми солнечными лучами способна создать концентрацию ионов, наблюдаемую в действительности, хотя не все газы могут участвовать в явлении в равной степени.

Высота ионизированных слоев. Пользуясь формулами для поглощения солнечной радиации в атмосфере, можно рассчитать высоту ионизированных слоев. Опуская сами расчеты, мы приведем окончательные результаты.

Основной результат сводится к тому, что ни один из газов, фигурирующих в табл. 13, не может дать высоты максимальной ионизации порядка 100 км, где находится слой E : все высоты получаются гораздо большими. Так, для молекулярного азота максимальная ионизация получается на высоте 170—180 км для атомного азота — на высоте порядка 220 км, для атомного кислорода — 170 км. Если предполагать, что в пределах высоты до 170 км весь кислород находится в молекулярном состоянии, то слой ионизированного молекулярного кислорода имеет максимум на высоте 130 км. Однако роль молекулярного кислорода представляется довольно неясной, так как с точки зрения теории озонного слоя (глава III) весь кислород выше 35 км должен находиться в атомном состоянии. В пользу значительного содержания атомного кислорода в верхних слоях говорит и ряд других фактов.

Следовательно, мы можем считать, что верхние ионизированные слои (слой F_1 и F_2), безусловно, могут быть объяснены действием ультрафиолетовой радиации солнца, но для объяснения слоя Кеннели — Хевисайда на высоте 100 км следует предположить действие какого-либо другого агента; таким ионизирующим агентом может быть корпускулярное излучение солнца. Правда, делаются попытки объяснить и нижний слой действием ультрафиолетовых лучей: для этого делается предположение о наличии на соответствующих высотах какого-либо газа, поглощение которого лежит в области спектра, соответствующей „окну“ в диаграмме поглощения другими газами, т. е. в области, не поглощаемой другими газами, — в этом случае соответствующая радиация может проникнуть достаточно глубоко в атмосферу. Для соблюдения этого последнего условия и коэффициент поглощения самого предполагаемого газа должен быть достаточно мал. Есть указания, что всем упомянутым требованиям может удовлетворить неон, но они относятся к самому последнему времени и не подвергались еще сколько-нибудь широкому обсуждению.

Однако вопрос о достаточности ионизации, производимой ультрафиолетовыми лучами, начинает вырисовываться в совсем ином свете, если на него взглянуть с точки зрения ряда других геофизических явлений, связанных с ионизацией. К рассмотрению этих вопросов мы сейчас и переходим.

VI. Связь ионизации верхних слоев с другими явлениями. Корпускулярная теория ионизации

Суточные вариации земного магнитного поля. Эти вариации достигают величины 0,0005 CGS, т. е. составляют 0,1% напряжения земного поля. Суточные изменения днем больше, чем ночью, летом больше, чем зимой. Нанося на карту результаты одновременных измерений, произведенных в разных точках земного шара, мы получаем полную картину явления, анализ которой приводит к вполне определенным результатам.

Магнитное поле, известное по всей поверхности сферы, можно, пользуясь теоремами Гаусса, разложить на три части: две части, зависящие от потенциала и дающие магнитное действие токов или постоянных магнитов, находящихся внутри или вне сферы, и третью, не имеющую потенциала, которую можно рассматривать как результат действия вертикальных токов, пронизывающих поверхность сферы по нормали. Вычисления показали, что для магнитного поля земли эта третья часть, не имеющая потенциала, полностью отсутствует и что постоянная составляющая поля имеет источник, который может рассматриваться, как целиком сосредоточенный внутри земного шара; наоборот, для переменной составляющей поля получается источник, локализованный над земной поверхностью. Так как предположение о существовании вне земной поверхности постоянных магнитов не может быть сделано, то, очевидно, дело заключается в наличии системы электрических токов в атмосфере. Мы видели в начале главы IV, что именно так и был поставлен вопрос Бальфутом Стюартом еще в 70-х годах прошлого столетия, но тогда предположение о наличии проводимости верхних слоев атмосферы было интересной, но мало вероятной гипотезой; новейшие данные о распространении радиоволн (глава IV) доказали наличие проводящих слоев, и соответствующие теории получили солидную базу для своего развития. Можно сказать, что именно в результате успешного изучения ионосферы радиоволнами стало возможным интенсивное развитие соответствующих глав учения о земном магнетизме, наблюдающемся за последнее десятилетие.

Электрические токи в атмосфере могут быть только результатом каких-то перемещений ионизированных масс воздуха. Так как по наблюдаемой картине вариаций магнитного поля можно чисто формально построить соответствующую картину токов в атмосфере, то очевидно, что изучение явлений, связанных с вариацией магнитного поля, может дать материал для суждения о свойствах ионизированных масс (слоев) атмосферы. Именно в такой связи этот вопрос должен быть здесь рассмотрен.

Что касается механизма влияния проводимости верхних слоев на магнитное поле, то здесь указаны три основные возможные случая. Первый из них есть так называемый динамоэффект, о котором было сказано в начале главы IV. Как показали вычисления Чепмена⁴⁷, сила индуцированного в проводящем слое тока может

быть грубо определена как произведение σDuZ , где σ — средняя удельная электропроводность, D — толщина слоя, u — горизонтальная скорость воздуха, Z — вертикальная компонента постоянного магнитного поля земли. Вариации могут быть обусловлены и изменением u и изменением σ , имеющими место в действительности. Каким-либо образом нужно выделить долю этих величин по отдельности.

Второе явление, получившее название „магнитно-гравитационного дрейфа“, состоит в следующем. У экватора магнитное поле земли направлено горизонтально (на север), и если проводящий слой начнет почему-либо перемещаться в вертикальном направлении, то благодаря действию магнитного поля на движущийся заряд появится сила, сообщающая заряду ускорение, перпендикулярное направлению магнитной силы и направлению движения. Опускающийся слой заряженных частиц будет „дрейфовать“ на восток или на запад (у экватора), в зависимости от знака заряда. Образуется горизонтальный электрический ток в атмосфере, который может иметь место только в очень высоких слоях, где длина свободного пробега достаточно велика.

Наконец, третья теория исходит из того факта, что верхние проводящие слои атмосферы должны быть диамагнитными. Интенсивность намагничивания i определяется отношением:

$$i = -\frac{nkT}{H}, \quad (28)$$

где n — число зарядов в 1 см^3 , T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана, H — напряженность земного магнитного поля. Так как концентрация зарядов n подвержена суточным изменениям, то дополнительная сила, обусловленная намагничиванием проводящих слоев, должна иметь суточный ход. Эта теория может хорошо объяснить ряд основных явлений.

Рассмотрим результаты, которые дают указанные теории в отношении свойств проводящих слоев. Для оценки возможной скорости и горизонтального перемещения воздушных масс в верхних слоях атмосферы учитывали влияние приливных сил, действующих со стороны солнца и луны, а также влияние неравномерного нагревания солнечными лучами. Эти последние причины термического характера пришлось оставить, так как они дали бы вариации, не совпадающие по фазе с наблюдаемыми. Если же ограничиться рассмотрением приливов простейшего характера, то из наблюдаемых вариаций атмосферного давления можно вычислить, что существует скорость в 1 км в час на экваторе. Если исходить из концентрации электронов порядка 10^5 — 10^6 в 1 см^3 , которую дают радиометрические исследования для ионизированных слоев, то соответствующая электропроводность оказывается совершенно недостаточной для объяснения наблюдаемой величины вариаций магнитного поля. При указанной концентрации свободных электронов потребовался бы ветер, имеющий скорость в несколько тысяч километров в секунду.

В связи с этим приходится вспомнить, что определение концентрации зарядов в проводящем слое по методу радиоволн (глава IV) связано с принципиальной неоднозначностью: приходится выбирать между свободными электронами и ионами, причем в последнем случае концентрация получается в десятки тысяч раз бóльшая. Если предположить, что проводимость верхних слоев обусловлена не свободными электронами, а ионами, то по методу радиоволн получаются концентрации (формула 21, глава IV) порядка 10^9 — 10^{10} ионов/1 см³; в этом случае для объяснения магнитных вариаций достаточно скорости в несколько десятков метров в час. Существование таких воздушных течений можно было бы легко объяснить.

В отношении других теорий магнитных вариаций положение оказывается аналогичным: для количественного объяснения наблюдаемой величины суточных вариаций магнитного поля оказываются совершенно недостаточными те концентрации заряженных частиц, которые дает метод радиоволн в предположении, что проводимость обусловлена свободными электронами, и наоборот, удается достигнуть количественного совпадения, если исходить из ионной природы проводимости.

Этот результат имеет большое значение для теории проводящих слоев. Если исходить из предположения свободных электронов, к чему склоняются исследователи ионосферы по методу радиоволн, то вычисленные концентрации электронов находятся в пределах того, что может дать ионизирующее действие ультрафиолетовой радиации солнца (табл. 13, глава V). В обратном случае приходится иметь дело с исключительно большими и трудно объяснимыми концентрациями ионов. Вопрос о том, какой из этих двух вариантов ближе соответствует действительности, является, собственно говоря, открытым. Не исключена возможность, что при решении этого вопроса окажется полезным метод поляризационного анализа сумерек, о котором будет сказано в следующей главе.

Магнитные бури и северные сияния. До сих пор мы говорили только о периодических изменениях магнитного поля, притом только о суточных. Представляют большой интерес также и непериодические изменения. Мы будем говорить о наиболее внезапных и сильных возмущениях, получивших название магнитных бурь. Главный интерес с точки зрения учения об ионизированных слоях в атмосфере представляет тот факт, что сильные магнитные бури обычно сопровождаются северными сияниями и, кроме того, характеризуются нарушением радиосвязи на коротких волнах.

Очень важной для теории рассматриваемых нами явлений является связь магнитных бурь с деятельностью солнца. Известно, что количество солнечных пятен меняется из года в год, причем существует хорошо выраженный период порядка 11 лет. Оказалось, что частота и интенсивность магнитных бурь тоже имеют такой же период, причем на годы максимума солнечных пятен прихо-

дится и наибольшее количество магнитных бурь. Более детальное исследование показало, что на развитие магнитных бурь влияют, главным образом, пятна, расположенные около центрального меридиана солнца.

Кроме того, удалось установить, что для не очень сильных магнитных бурь существует 27-дневный период: это тоже является указанием на связь с солнечной деятельностью, так как 27 дней есть как раз период вращения солнца.

Таким образом можно определенно утверждать, что повышенная деятельность солнца, находящая свое внешнее выражение в числе пятен, протуберанцев, факелов и т. д., влияет на физические процессы в земной атмосфере: изменяет состояние ионизированных слоев (нарушение радиосвязи на коротких волнах), вызывает магнитные бури, возбуждает интенсивные северные сияния. Это непосредственно говорит о том, что причиной указанных явлений является излучение солнца — спрашивается только какое: ультрафиолетовое или корпускулярное.

Хальберт и Мерис^{48,49} разработали теорию, согласно которой возбуждающим агентом является ультрафиолетовая радиация солнца. Основные положения этой теории состоят в следующем. На высоте более 300 км разреженность газов такова, что длина свободного пробега делается неимоверно большой: 10^{16} мол, заключенных в столбе с основанием в 1 см^2 выше 300 км, испытывают за 1 сек. лишь 10^{14} столкновений, что соответствует длине свободного пути в несколько десятков километров. Поэтому молекулы совершают движение вверх и вниз, напоминающее „прыжки“, если они получают толчок снизу вверх достаточной силы. Авторы считают, что из 10^{14} столкновений 10^7 являются ударами второго рода с возбужденными молекулами и атомами, в результате которых приобретает скорость порядка 10^8 см/сек ; поэтому частицы, получившие скорость в направлении вверх, могут залететь на высоту нескольких десятков тысяч километров за 3—5 час. Под действием ультрафиолетовой радиации солнца частицы успевают за время 3—5 час. ионизироваться, и поэтому на обратном пути они следуют вдоль магнитных силовых линий, возвращаясь в низкие слои уже, главным образом, в полярных районах. При этом они выделяют свою энергию в виде северных сияний и магнитных возмущений: переносимая частицами в полярные районы энергия составляет $5 \cdot 10^{18} \text{ эрг/сек}$, что примерно соответствует энергии не очень интенсивных северных сияний. Кроме того, предполагается, что в периоды повышенной активности солнце излучает в течение нескольких десятков минут интенсивную ультрафиолетовую радиацию, которая увеличивает ионизацию верхних слоев атмосферы и вызывает нагревание. В результате образуются воздушные течения в верхних слоях, приводящие к возникновению магнитных бурь и интенсивных северных сияний. Эта теория объясняет географическое распределение сияний в согласии с наблюдениями: известно, что наибольшая частота появления северных сияний приходится на магнитную широту примерно 67° ; эту широту дает и теоретиче-

ский подсчет как зону, где сходится большинство траекторий, по которым возвращаются высоко подброшенные ионизированные частицы. Кроме того, теория объясняет некоторые закономерности в магнитных явлениях. Более подробное изложение этой теории, данное самим Хальбертом, можно найти в обзоре, недавно напечатанном в „Успехах физ. наук“⁵⁸. К сожалению, в этом обзоре автор вовсе не остановился на тех трудностях, с которыми встречается эта теория. Между тем Чепмен⁵⁹ дал весьма серьезную критику теории, которая касается самого существа дела. Чепмен указал на то, что, согласно вычислениям, магнитные силовые линии, пересекающие землю в полярных областях, поднимаются в низких широтах на высоту 30 000 — 50 000 км над поверхностью земли. Поэтому, чтобы попасть в полярные районы и создать здесь северные сияния, ионы должны в низких широтах подниматься на высоту до 50 000 км. Плотность газа на таких высотах исчезающе мала; для „прыжка“ на столь большую высоту частица должна, находясь в слое 300—400 км/сек, получить скорость 10 км/сек в направлении вверх. Предположение о том, что такие скорости приобретаются благодаря ударам второго рода с возбужденными атомами и молекулами, является сомнительным. Но даже если допустить существование всех предполагаемых условий, то все равно оказывается невозможным объяснить наблюдаемые факты.

Наблюдения показывают (глава II), что большая часть северных сияний происходит на высоте порядка 100 км. Для проникновения в столь низкие слои возбуждающие частицы должны обладать очень большими скоростями, которые никак не могут быть приписаны гипотетическим частицам Мериса и Хальберга: подсчет показывает, что частицы не смогут попасть в слои ниже 200 км над земной поверхностью. Столь же большие трудности встречаются и при объяснении магнитных бурь.

Все эти обстоятельства являются причиной того, что мы неизбежно должны сделать попытку объяснить явления, о которых идет речь, с точки зрения корпускулярных лучей солнца. К рассмотрению корпускулярной теории мы сейчас и переходим.

Корпускулярная теория. Гипотеза о том, что магнитные явления и северные сияния связаны с воздействием корпускулярных лучей солнца, имеет свою длинную историю. Впервые эта гипотеза была высказана еще в 1881 г. Гольдштейном. 15 лет спустя Биркеланд произвел свой знаменитый опыт, доказавший, что магнитный полюс заставляет сходиться в одну точку поток электронов. Этот опыт, как известно, позволил Штермеру обосновать известную теорию северных сияний. Согласно теории Штермера⁷, северные сияния возбуждаются потоками заряженных частиц, прилетающих от солнца, которые отклоняются магнитным полем земли и поэтому собираются в полярных областях. Штермер вычислил соответствующие траектории заряженных частиц и получил хорошее совпадение с наблюдаемым географическим распределением сияний. Движение мощных потоков заряженных ча-

стиц должно создавать дополнительное магнитное поле, и, следовательно, основной факт, состоящий в том, что интенсивные северные сияния сопровождаются магнитными бурями, находит себе естественное объяснение.

Как указал в дальнейшем Шустер⁵¹, теория Штермера встречается с трудностями, которые казались одно время непреодолимыми. Линдеман⁵², развивая идеи Шустера, подсчитал, что луч, составленный из одноименных зарядов, должен иметь настолько большую плотность, что вследствие электростатического отталкивания он сможет существовать с такой плотностью не более, чем на расстоянии 1—3 млн. км от солнца, в то время как фактически луч должен пройти расстояние до земли порядка 150 млн. км. При меньших же плотностях не может быть объяснена фактическая энергия магнитных бурь. Кроме того, приток заряженных частиц должен почти мгновенно сообщить земле столь большой заряд, что в дальнейшем приближение пучков заряженных частиц к земле делается невозможным из-за электростатического отталкивания. Заряженные частицы могут попадать на землю в достаточно большом числе только в течение первых немногих секунд, в то время как длительность северных сияний и магнитных бурь соответствует гораздо большим промежуткам времени.

Однако это затруднение корпускулярной теории удалось преодолеть. Чепмэн и Ферраро⁵³ высказали предположение, что поток солнечных корпускул в целом нейтрален, хотя и ионизирован: он состоит из равного числа положительно и отрицательно заряженных частиц. Когда такой поток корпускул приближается к земле, магнитное поле земли, действуя в противоположном смысле на положительные и отрицательные частицы, как бы „разделяет“ первоначальный пучок на 2 пучка, которые огибают землю с противоположных сторон. Такой нейтральный, но ионизированный пучок должен обладать гораздо большей устойчивостью, и тем самым трудность, указанная Шустером, оказывается обойденной.

Теория Чепмэна — Ферраро, являющаяся наиболее новым (1931 г.) вариантом корпускулярной теории, довольно хорошо объясняет ряд известных фактов, и мы остановимся на ней несколько подробнее. Эта теория предназначена для объяснения магнитных бурь, хотя ввиду связи последних с явлением северных сияний ее выводы существенны и для истолкования природы сияний.

Предполагается, что продолжительность магнитной бури (сутки и более) приблизительно равна тому времени, в течение которого земля пересекает поток корпускул: сечение пучка у земной орбиты должно составлять в этом случае около 10^6 км, что соответствует угловым размерам на солнечной поверхности порядка 5—15°. В магнитных бурях обычно резко выступают две основные фазы: начальная фаза, характеризующаяся быстрым (в течение минут) увеличением горизонтальной составляющей, и последующая, так называемая главная фаза, когда происходит медленное (в течение суток), но неравномерное снижение напряженности поля, с тем, что через некоторое время оно становится даже меньше нормаль-

ного и только потом, с течением времени, выравнивается. Токи, созданные потоком заряженных частиц, приблизившихся к земному шару, и диамагнитные действия этого потока создают дополнительное магнитное поле, которое обуславливает первую фазу магнитной бури. Для объяснения главной фазы Чепмэн и Ферраро предполагают следующее.

Заряженные частицы по мере приближения к земле должны тормозиться. Действительно, энергия дополнительного магнитного поля первой фазы может появиться только за счет уменьшения кинетической энергии потока корпускул. Ясно, что наибольшее торможение будет иметь место в точке *A* (рис. 9), самой близкой к земному шару. Края потока *B* и *C* будут испытывать меньшее

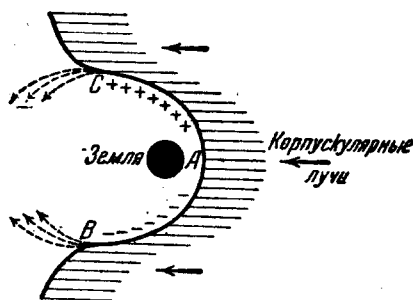


Рис. 9.

торможение и в результате они будут обгонять центральную часть *A*. Следствием этого будет образование полой области, как это представлено на рис. 9. Согласно вычислениям Чепмэна и Ферраро, в момент начала бури средней интенсивности точка *A* находится на расстоянии четырех земных радиусов от поверхности земли. Но воздействие магнитного поля земли на фронтальную часть потока приводит к его „поляризации“, так что на поверхности *AB* концентрируются отрицательные заряды, а на поверхности *AC* — положительные. Такое загибание корпускул магнитным полем земли способствует образованию полости около *A*, так как здесь происходит наибольшее изменение не только величины скорости, но также и ее направления. Но благодаря разделению зарядов возникают силы электростатического притяжения, которые стремятся сомкнуть противоположно заряженные „фланги“ *B* и *C*. В результате земной шар оказывается окруженным кольцевым током, который продолжается несколько дней, постепенно затухая и производя главную фазу бури — прогрессивное уменьшение возмущенного магнитного поля земли.

Опуская выкладки, можно сказать, что теория Чепмэна — Ферраро хорошо объясняет основные факты, характеризующие протекание магнитных бурь. К сожалению, у нее есть один пункт, истолкование которого встречается с чрезвычайными затруднениями. Плотности потока корпускул, вытекающие из теории Чепмэна — Ферраро, оказываются чрезмерно большими: порядка 10^8 заряженных частиц на 1 см^3 . Насколько велика эта плотность, можно судить из сопоставления с плотностью солнечной короны: эта последняя составляет величину в 10 раз меньшую, а между тем нужно еще учитывать влияние чисто геометрического расширения корпускулярного потока на его пути от солнца до земли.

Механизм извержения корпускулярных потоков

солнцем. Когда говорят о том, что причиной различных явлений в земной атмосфере может быть корпускулярное излучение солнца, то естественно поставить вопрос о самой возможности существования корпускулярных солнечных лучей. Может ли вообще иметь место извержение солнцем потоков корпускул? Конечно, прежде, на первых стадиях развития корпускулярной теории Штермера, подобный вопрос не мог быть поставлен, так как наши знания о физических процессах на солнце были слишком ограничены. Но блестящие успехи астрофизики за последние 10—15 лет позволяют в настоящее время довольно уверенно говорить о многих основных чертах, характеризующих картину физического строения солнца, — конечно, в поверхностных его слоях. Оказалось возможным поставить и указанный выше вопрос, причем выяснилось, что не только есть основания считать возникновение корпускулярных извержений солнца возможным, но даже удастся количественно рассчитать некоторые свойства таких корпускулярных потоков. Мы имеем в виду теорию Милна, предложенную в 1926 г.

В связи с интересующими нас проблемами мы сформулируем следующие три вопроса: 1) как вообще могут возникнуть корпускулярные потоки, 2) какова должна быть скорость распространения потоков. Этот вопрос возникает в связи с тем обстоятельством, что согласно наблюдениям магнитные бури (и интенсивные сияния, сопровождающие их) начинаются через 20—30 час. после прохождения крупных пятен через центральный меридиан солнца, 3) какова проникающая способность солнечного корпускулярного излучения. Этот вопрос возникает с точки зрения возможности проникновения корпускул в земную атмосферу до высоты 100 км, где сосредоточена большая часть северных сияний.

Теория Милна в качестве одного из возможных случаев рассматривает извержение ионов кальция CaII , на присутствие которых в большом количестве в солнечной хромосфере указывают данные спектрального анализа. Излучение внутренних частей солнца, обладающее сплошным спектром, частично поглощается ионами CaII , что имеет своим следствием появление соответствующей фраунгоферовой линии поглощения. На рис. 10 схематически представлен примерный контур линии поглощения: максимум поглощения приходится на некоторую длину волны λ_0 , ширина линии $\lambda_0 - \lambda_2 = \Delta\lambda$; интенсивности солнечного света для длины волн λ_0 , λ_1 и λ_2 обозначаем соответственно через I_0 , I_1 и I_2 , причем, очевидно, $I_0 < I_1 < I_2$. Предположим, что ион CaII по каким-либо причинам (например, вследствие случайных столкновений или извержения на поверхности солнца) приобрел положительную скорость относительно солнца (восходящее движение). Благодаря явлению Доплера-Физо частоты солнечного света, идущего вдогонку за

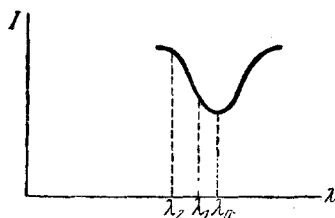


Рис. 10.

ионом CaII, будут восприниматься этим последним как несколько уменьшенные, и собственная частота максимального поглощения иона, соответствующая длине волны λ_0 в солнечном спектре, будет соответствовать некоторой длине волны λ_1 из фиолетового крыла линии поглощения. Милн учитывает световое давление: так как для λ_1 энергия I_1 в солнечном спектре больше, чем энергия I_0 для λ_0 , то результатом указанного влияния явления Допплера-Физо будет возрастание светового давления. Благодаря этому последнему скорость иона еще увеличивается, что приводит к дальнейшему увеличению светового давления, и процесс идет дальше автоматически, пока ион не „выйдет“ за пределы контуров линии λ_2 и не начнет поглощать в частотах, соответствующих сплошному спектру около линии поглощения. Однако по мере удаления от солнца ускорение уменьшается, так как световое давление убывает пропорционально квадрату расстояния, и ясно, что в конце концов атом получит некоторую предельную скорость V_∞ , соответствующую бесконечному удалению от солнца.

Так возникает корпускулярное излучение солнца, которое, естественно, должно иметь место, главным образом, в участках повышенной деятельности солнца (пятна, протуберанцы, факелы), так как в этих местах можно ожидать наличия и восходящих местных потоков солнечной материи и повышенной интенсивности радиации.

Что касается величины предельной скорости V_∞ , то вычисления Милна дают $V_\infty = 1630$ км/сек, причем такого же порядка скорость получается и для других атомов (H, Fe, He и т. д.), находящихся в хромосфере. Расстояние от солнца до земли будет пройдено примерно за 27 час., что находится в удивительно хорошем согласии с наблюдениями (вопрос 2). Нескороко хуже обстоит дело с проникающей способностью: при скорости 1600 км/сек атом CaII может проникнуть лишь сквозь слой воздуха в 1,5 мм толщины при нормальном давлении. Если же говорить о возможности проникнуть в слой атмосферы, находящейся на высоте 100—120 км над поверхностью земли (высота большинства северных сияний, высота слоя Кеннеди—Хевисайда), то это соответствует слою порядка 3—5 мм при нормальных условиях. Эту трудность можно обойти, предположив, что имеется некоторая начальная скорость вылета корпускул из солнца. В общем мы должны признать, что теория Милна дает весьма обнадеживающие для корпускулярной гипотезы результаты.

Нужно еще заметить, что хотя световое давление может оказывать описанное действие лишь на атомы и ионы, но не на электроны, тем не менее эти последние увлекаются вместе с положительными ионами благодаря электростатическому притяжению. Это необходимо для получения нейтрального ионизированного пучка, рассматриваемого в теории Чепмена—Ферраро.

Корпускулярное затмение. Заключительные замечания. В 1932 г. Чепмен указал на весьма оригинальный метод, с помощью которого можно решить вопрос о природе

ионизирующего излучения для разных проводящих слоев. В главе IV мы видели, что по наблюдениям за распространением радиоволн можно определять и высоту проводящих слоев и концентрацию ионов на той высоте, где происходит „отражение“ радиоволны. Чепмен предложил производить такие измерения во время полных солнечных затмений. Во время затмения должно иметь место уменьшение ионизации. Если ионизация обусловлена ультрафиолетовыми лучами солнца, то наблюдаемое уменьшение ионизации по времени должно совпадать с моментом видимого затмения. Если же, наоборот, ответственными за ионизацию являются корпускулярные лучи, то момент уменьшения ионизации не будет совпадать с видимым затмением, так как скорость распространения корпускулярных лучей меньше скорости света. Подсчет показывает, что такое „корпускулярное затмение“ должно наступать раньше видимого (а не позже, как кажется на первый взгляд).

Подобные наблюдения были произведены во время нескольких затмений, в том числе 31 августа 1932 г. в США и 19 июня 1936 г. в СССР. Оказалось, что для слоев E и F_1 уменьшение ионизации совпадает с моментом затмения, но для слоя F_2 это уменьшение ионизации имеет место за 2 часа до затмения. Эти результаты можно считать до некоторой степени неожиданными. С одной стороны, казалось несомненным, что именно самый верхний слой — слой F_2 — должен был бы возникать под действием ультрафиолетовой радиации, так как интенсивность солнечной радиации на больших высотах столь велика, что она, безусловно, может произвести полную ионизацию этого слоя. Но данные солнечных затмений указывают на корпускулярное происхождение слоя F_2 . С другой стороны, как показывает теоретический расчет (глава V), трудно объяснить проникновение ионизирующей ультрафиолетовой радиации до высоты 100 км: она должна полностью поглощаться на больших высотах. Между тем оказывается, что слой E связан с ультрафиолетовой радиацией.

Все эти обстоятельства делают вопрос о механизме возникновения ионизации пока еще нерешенным. Обе изложенные выше теории ионизации позволяют нам составить общее представление о том, как могли бы протекать процессы ионизации, но не дают нам возможности построить точную и законченную картину явления. Однако не приходится сомневаться в том, что эти теории явятся основой полного разрешения проблемы ионизации, которое, несомненно, будет найдено с помощью дальнейших систематических исследований.

VII. ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРЫ ИОНИЗИРОВАННЫХ СЛОЕВ

Общие соображения. Как уже неоднократно упоминалось, наблюдения во время сумерек могут служить для исследования некоторых свойств стратосферы. Разработанная В. Г. Фесенковым⁹ теория позволяет по фотометрическим измерениям убыва-

ния яркости неба в течение сумерек вычислять, в предположении того или иного молекулярного веса воздуха на больших высотах, вертикальное распределение плотности атмосферы. В главе II мы указывали на то, что, зная плотность и молекулярный вес, удается определить температуру воздуха вплоть до 100 км высоты. Самое определение плотности по сумеречным наблюдениям может быть сделано вплоть до высоты 170—200 км.

В пределах этой высоты существует, как мы знаем, ионизированный слой *E* — слой Кеннели — Хевисайда; однако на сумеречных кривых этот слой не выявляется. Так как фотометрический анализ сумерек дает непосредственно изменение плотности воздуха с высотой, то можно думать, что изменение плотности, сопровождающее ионизацию, оказывается настолько малым, что оно не может быть уловлено фотометрическими наблюдениями. Фотометрический метод оказывается недостаточно чувствительным.

В 1936 г. автором было указано, что положение дела может стать существенно иным, если производить не измерение яркости, а измерение поляризации сумеречного света. Действительно, сумеречный свет обусловлен рассеянием газовыми молекулами солнечных лучей, и если наличие ионизации, мало сказываясь на плотности, не оказывает существенного влияния на интенсивность рассеянного света, то оно может заметно повлиять на поляризацию, так как эта последняя зависит от анизотропии рассеивающих частиц, которая может сильно измениться при наличии ионизации.

Произведенные летом 1936 г., а затем продолженные летом 1937 г. наблюдения показали, что упомянутые выше предположения оправдываются: кривая, дающая изменение поляризации рассеянного света неба в сумерках, всегда имеет несколько максимумов и минимумов, показывающих, что на определенных высотах свойства частиц, производящих рассеяние света, существенным образом меняются. Значения получаемых высот показывают, что особенно сильное изменение поляризации связано с областью, где располагается слой Кеннели — Хевисайда, хотя помимо этого последнего поляризационные кривые указывают на существование еще ряда слоев на разных высотах.

Таким образом, указанные измеренные поляризации могут служить хорошим методом для изучения структуры ионизированных слоев. Очень существенно, что этот метод является совершенно независимым от других методов, и, кроме того, он позволяет, повидимому, производить наиболее точное определение высоты ионизированных слоев. Метод, в случае своего дальнейшего развития, позволит не только контролировать данные, получаемые из наблюдений за распространением радиоволн, но и значительно уточнить и расширить круг известных фактов. Рассмотрим некоторые относящиеся сюда вопросы более подробно.

Законы рассеяния света газами. Как известно, явление рассеяния света газовыми молекулами хорошо описывается теорией Рэлея. Крупнейшим успехом этой теории было объяснение голубого цвета неба, причем полученные в этом вопросе резуль-

таты характеризовались не только качественным, но и хорошим количественным совпадением: полученное из таких наблюдений значение числа Авогадро мало отличается от значений, получаемых другими способами.

Одним из основных результатов рэлеевской теории является резкая зависимость коэффициента рассеяния света от длины волны и от направления светового вектора. Численное значение коэффициента определяется следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} K_{\perp} &= \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2\lambda^4 N}, \\ K_{\parallel} &= \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2\lambda^4 N} \cos^2 \theta. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Здесь n — показатель преломления рассеивающего газа, λ — длина световой волны, N — число Авогадро, θ — угол рассеяния, т. е. угол между направлением падающего луча и луча рассеянного. Представим себе плоскость, проведенную через эти два луча — это есть так называемая плоскость зрения. K_{\perp} есть коэффициент рассеяния света для светового пучка, световые колебания в котором происходят перпендикулярно к плоскости зрения, а K_{\parallel} — для световых колебаний, параллельных плоскости зрения. Полная интенсивность рассеянного света в этом случае, если в падающем луче обе составляющие светового вектора равны друг другу (т. е. если падающий луч является неполяризованным), определяется суммой

$$K = K_{\perp} + K_{\parallel} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2\lambda^4 N} (1 + \cos^2 \theta). \quad (30)$$

Эти соотношения показывают, что коэффициент рассеяния изменяется обратно пропорционально четвертой степени длины световой волны, чем и определяется, как известно, голубой цвет неба (цвет неба определяется произведением трех кривых: кривой распределения энергии в спектре солнечных лучей, кривой зависимости K от λ и кривой спектральной чувствительности человеческого глаза). Формула (30) показывает, что интенсивность рассеяния имеет наибольшее значение вдоль падающего пучка лучей ($\theta = 0$ или π); в направлениях, перпендикулярных падающему лучу, интенсивность наименьшая ($\theta = \frac{\pi}{2}$). С точки зрения теории поляризации очень существенно, что зависимость коэффициента рассеяния от угла рассеяния существует только для колебаний, происходящих параллельно плоскости зрения, как это следует из формулы (29). При $\theta = \frac{\pi}{2}$ параллельная составляющая будет вовсе отсутствовать: $K_{\parallel} = 0$. Это означает, что рассеянный свет должен быть поляризованным. При боковом наблюдении, когда $\theta = \frac{\pi}{2}$, поляризация

должна быть полной, при $\theta \neq \frac{\pi}{2}$ поляризация частичная, и только при наблюдении вдоль падающего луча ($\theta = 0$ или π) рассеянный свет должен быть неполяризованным (если неполяризован и сам падающий луч). Если интенсивность неполяризованного падающего света мы обозначим через I , а интенсивность рассеянного света для световых колебаний в двух рассматриваемых направлениях — через I_{\perp} и I_{\parallel} , то, согласно определению коэффициента рассеяния, мы можем написать, что $I_{\perp} = K_{\perp} I$ и $I_{\parallel} = K_{\parallel} I$. Как известно, мерой степени поляризации p является отношение

$$p = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}.$$

Воспользовавшись формулой (29), мы можем написать:

$$p = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (31)$$

Эта формула дает зависимость степени поляризации рассеянного света от угла рассеяния. Графически эта зависимость представлена на рис. 11 (кривая I).

Уточнение теории поляризации. Из формулы (31) следует, что если наблюдать перпендикулярно падающим лучам ($\theta = \frac{\pi}{2}$), то p должно

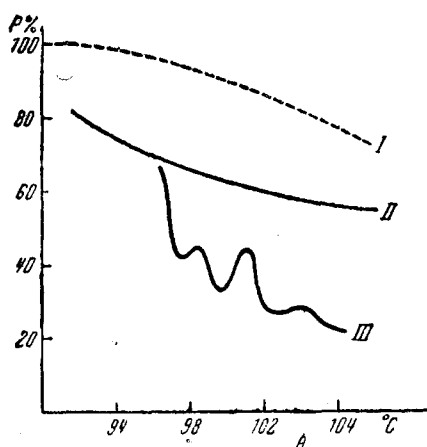


Рис. 11

быть равно 1. Однако в реальных условиях земной атмосферы никогда не удавалось наблюдать 100% поляризации, хотя общая зависимость от угла рассеяния полностью подтверждается: поляризация оказывается наибольшей при $\theta = 90^\circ$ и уменьшается при увеличении или уменьшении угла θ . Обычно поляризация небесного свода под углом 90° к направлению солнечных лучей не превосходит 75—80% (она зависит от метеорологических условий); в особо редких случаях можно наблюдать поляризацию света дневного неба до 85%, но поляризация более 85% никогда не наблюдалась. Возникает, конечно, вопрос, не связано ли это с наличием в нижних слоях атмосферы загрязнений (пыль, мельчайшие капельки воды и т. п.), а также с деполаризующим действием вторичного рассеяния. С этой точки зрения представляют большой интерес лабораторные измерения поляризации при рассеянии света газами. Опыты Рэля⁵³, Кабанна⁵⁴, Рамана и Рао⁵⁵ и др. показали, что хотя в лабораторных условиях наблюдается большая поляризация, чем в атмосфере, но и она меньше 100%. Для воздуха наблюдалась поляризация не свыше 92%.

На основе флуктуационной теории рассеяния удалось показать⁵⁴

что, учитывая анизотропию молекул, можно объяснить неполную поляризацию света, рассеянного под углом 90° . В связи с этим вводят так называемый оптический коэффициент анизотропии молекул a , который определяют как отношение $a = \frac{B}{A}$, где A есть составляющая светового вектора рассеянного света в направлении, перпендикулярном плоскости зрения, а B — составляющая, параллельная плоскости зрения. Нетрудно видеть, что коэффициент анизотропии a связан со степенью поляризации p соотношением $p = \frac{1-a}{1+a}$. Если угол рассеяния θ не равен 90° , то, как показал Тихановский⁵⁶, это соотношение принимает вид

$$p = \frac{1-a}{1+a+2\operatorname{ctg}^2\theta}. \quad (32)$$

Беря для воздуха максимальное наблюдаемое $p = 0,92$, мы получаем для молекул воздуха (т. е. молекул азота и кислорода) $a = 0,04$. Подставляя это значение в формулу (32) для разных θ , мы получаем зависимость степени поляризации рассеянного света от угла рассеяния, представленную на рис. 11 (кривая II).

Возвращаясь к вопросу о поляризации во время сумерек, мы отсылаем читателя к кривой III на рис. 11. Эта кривая представляет результаты одного из наблюдений, производившегося в зените. При положении солнца у горизонта мы имеем $\theta = 90^\circ$ (зенитные наблюдения), и по мере погружения солнца под горизонт происходит увеличение угла рассеяния θ . Если бы свойства более высоких слоев атмосферы в смысле рассеяния света оставались бы неизменными, то кривая III должна была бы идти параллельно теоретической кривой II, что примерно и наблюдается вначале при углах θ , близких к 90° .

Но при углах порядка $95 - 97^\circ$ (погружение солнца под горизонт на $5 - 7^\circ$) фактическая степень поляризации резко уменьшается, и затем, оставаясь на этом более низком уровне, испытывает несколько последовательных возрастаний и убываний. Это непосредственно указывает на резкое увеличение оптического коэффициента анизотропии молекул, имеющее место в соответствующих высоких слоях атмосферы. Представляется, конечно, весьма интересным определить высоту слоев с повышенной анизотропией молекул.

Определение высоты рассеивающего слоя. Вычислим сначала высоту тени солнечных лучей при наблюдении в зените. Пусть $ABCD$ (рис. 12) есть поверхность земного шара, точка O — центр земли, пунктирная прямая — горизонт, BE — направление солнечных лучей, угол φ — глубина погружения солнца под горизонт, CE — искомая высота H тени солнечных лучей, OC — радиус земного шара, который мы обозначим через R , OB — радиус, проведенный в точке касания солнечных лучей. Очевидно,

что угол BOE тоже равен φ . Из треугольника BOE мы имеем $OB = OE \cos \varphi$ или $R = (R + H) \cos \varphi$, откуда получаем, что

$$R(1 - \cos \varphi) = H \cos \varphi.$$

или

$$H = \frac{1 - \cos \varphi}{\cos \varphi} R = R (\sec \varphi - 1). \quad (33)$$

В каждый данный момент освещается слой воздуха от этой высоты и вверх, до границы атмосферы. Но не все части освещенного слоя принимают одинаковое участие в рассеянии света. Суммарная интенсивность рассеянного света I_H определится в рассматриваемых условиях интегралом:

$$I_H = BK \left\{ 1 + \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} + \varphi \right) \right\} \int_H^{\infty} I_s \rho dH, \quad (34)$$

где I_s есть интенсивность солнечных лучей, освещающих слой газа толщиной dH , ρ — плотность газа в данном слое dH , K — коэффициент

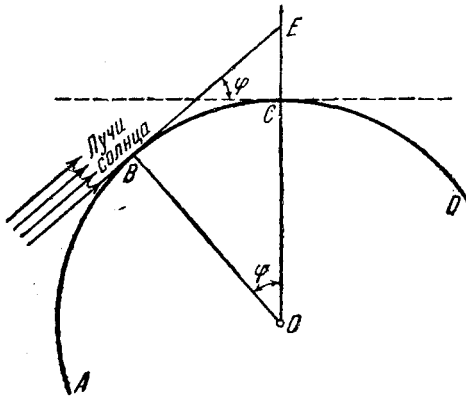


Рис. 12.

при рассеянии света при некоторых определенных условиях, скобка $\left\{ 1 + \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} + \varphi \right) \right\}$ определяет зависимость интенсивности рассеяния света от направления, B — множитель пропорциональности. Подинтегральные величины I_s и ρ являются функциями высоты: интенсивность солнечных лучей I_s различна для разных высот, так как чем ближе к земной поверхности проходят лучи,

тем больше они ослабляются благодаря поглощению — это есть функция, быстро возрастающая с высотой; ρ — плотность, она убывает с высотой по логарифмическому закону. Таким образом интегральное выражение представляет собой произведение монотонно убывающей функции ρ на монотонно возрастающую функцию I_s . На малых высотах возрастание I_s происходит быстрее, чем убывание ρ — в целом произведение возрастет. Но на больших высотах, где поглощение уже мало, возрастание I_s замедляется и отстает от убывания ρ . В результате величина подинтегрального выражения, сначала быстро возрастающая, достигнув своего наибольшего значения, начинает быстро убывать. Для отыскания высоты H_m , на которой подинтегральное выражение имеет максимум, приравняем нулю производную по высоте:

$$I_s(H) \frac{d\rho(H)}{dH} + \rho(H) \frac{dI_s(H)}{dH} = 0. \quad (35)$$

Если решить это дифференциальное уравнение и подставить числовые данные как для поглощения света в атмосфере, так и для распределения плотности воздуха по высоте, то получается следующий результат:

$$H_m = H + 20, \quad (36)$$

если измерять высоту в километрах. Это означает, что наиболее эффективными при всех погружениях солнца являются лучи, огибающие землю на высоте порядка 20 км. Очень существенно, что, как показывают вычисления, максимум является весьма резко выраженным. Лучи, проходящие ближе 20 км от земной поверхности (отсчитывая высоту в точке, где солнечные лучи касаются земной поверхности) испытывают очень большое поглощение и почти не участвуют в явлении; лучи же очень высокие попадают в очень разреженные слои воздуха и тоже оказывают малое влияние. Большая часть сумерек в каждый данный момент обуславливается сравнительно тонким слоем газа, порядка 15—25 км.

Для иллюстрации этого результата приведем табличку процентов яркости сумерек (табл. 14), вызываемых различными слоями воздуха при погружении солнца под горизонт на 7° (по вычислениям Фесенкова⁹). Малая толщина эффективного рассеивающего слоя

не только значительно упрощает вычисления, так как вместо громоздких вычислений интеграла (34) для каждой данной высоты можно приблизительно пользоваться формулой (36), но и имеет также важный физический смысл с точки зрения возможностей, которыми обладает сумеречный метод. В самом деле, если в атмосфере существует даже сравнительно тонкий (в масштабе атмосферы) слой толщиной 15—25 км, молекулы которого обладают иной анизотропией, чем в остальной атмосфере, то его можно надеяться выявить по наблюдениям поляризации сумерек.

Таким образом мы имеем возможность каждый участок экспериментальной кривой поляризации (кривая III на рис. 11), обнаруживающей какие-либо особенности в поведении оптического коэффициента анизотропии молекул, сразу связать с определенной высотой рассеивающего слоя в атмосфере. Мы можем, следовательно, прямо строить кривую, дающую величину коэффициента анизотропии в зависимости от высоты в атмосфере.

Результаты наблюдений. Кривая III на рис. 11 является одной из кривых, наблюдаемых летом 1936 г. на Кавказе⁶⁷. Нужно сказать, что от одних сумерек к другим кривые получаются не вполне тождественными, хотя наиболее существенные черты всегда повторяются: всегда есть крутой спад поляризации в начале кривых и всегда есть несколько максимумов и минимумов после него. Для

ТАБЛИЦА 14

Высота слоя в км	% общей яркости сумерки
от 25 до 35	0,20
" 35 " 45	6,8
" 45 " 55	33,4
" 85 " 95	3,0

получения полных данных необходимо производить систематические наблюдения в нескольких пунктах в течение большого периода времени и статистически обрабатывать материал, как это всегда делается в случае атмосферных наблюдений. С этой точки зрения уже выполненные летом 1936 г. и, главным образом, летом 1937 г. наблюдения нужно считать только началом работы по использованию поляриметрического метода. Однако о некоторых предварительных результатах можно говорить уже и сейчас.

На рис. 13 представлена средняя кривая поляризации вечерних сумерек, выведенная из 10 кривых, измеренных наблюдателями Е. А. Аксеновой и М. Д. Глушенко в июле—августе 1937 г.

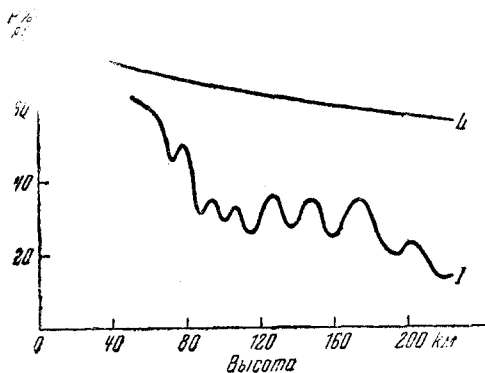


Рис. 13.

в Крыму (кривая I). Для сопоставления приведена теоретическая кривая II, вычисленная по формуле (32) в предположение постоянного оптического коэффициента анизотропии молекул по всей высоте. По оси абсцисс отложена высота рассеивающего слоя в км, по оси ординат — степень поляризации рассеянного света в процентах. Эти кривые показывают, что если на высоте 40 км кривые практически совпадают, то с высоты 50 км происходит резкое уменьшение наблюдаемой степени поляризации, что указывает на резкое возрастание оптического коэффициента анизотропии молекул на этих высотах. Быть может, следует вспомнить, что радиометрические наблюдения указывают на наличие ионизированной области на высоте приблизительно 50 км (слой D, глава IV). Это увеличение анизотропии, повидимому, прекращается на высоте около 75 км, но после 80 км оно появляется с еще большей силой. В слое 85—115 км величина анизотропии становится особенно большой. Повидимому, этот участок поляризационной кривой передает детали структуры слоя Кеннелли—Хевисайда. В слоях 120—185 км анизотропия, хотя и испытывает определенные изменения, но в общем остается в среднем на некотором уровне, более высоком, чем в слое 85—115 км. После высоты 185 км можно говорить о новом заметном возрастании анизотропии, что, повидимому, связано со слоем.

Повторяем, что кривая I на рис. 13 является, повидимому, лишь одним из возможных типов поляризационных сумеречных кривых, и при наблюдении в другое время и при других условиях будут получаться кривые несколько иного вида (при дальнейших наблюдениях необходимо особенно обратить внимание на исключение местных метеорологических влияний, для чего желательно произво-

в июле—августе 1937 г. в Крыму (кривая I). Для сопоставления приведена теоретическая кривая II, вычисленная по формуле (32) в предположение постоянного оптического коэффициента анизотропии молекул по всей высоте. По оси абсцисс отложена высота рассеивающего слоя в км, по оси ординат — степень поляризации рассеянного света в процентах. Эти кривые показывают, что если на высоте 40 км кривые

дить наблюдения одновременно в двух точках, удаленных друг от друга на расстояние 5—15 км). Но можно определенно говорить о том, что кривая I на рис. 13 показывает, сколь многое может дать поляриметрический метод для изучения структуры ионизированных слоев. Чтобы яснее разобраться в этом вопросе, рассмотрим возможный механизм влияния ионизации газа на поляризацию света, рассеиваемого этим газом.

Возможные причины деполяризующего действия ионизации. Чем определяется оптический коэффициент анизотропии молекулы? Если $a = 0$, то это указывает на полную изотропность оптических свойств молекул: амплитуда световых колебаний не зависит от направления. Наоборот, при $a > 0$ мы имеем молекулу, для которой некоторое направление является предпочтительным. Если ограничиться самой грубой моделью явления и рассмотреть с точки оптической анизотропии ион двухатомной молекулы, то можно считать, что такой ион обладает полной анизотропией оптических свойств; другими словами, его можно уподобить линейному осциллятору. Вообще можно предполагать, что наличие анизотропии должно быть связано с наличием электрического дипольного момента. Конечно, эта связь является весьма сложной, и наше предположение о том, что ион двухатомной молекулы можно уподобить линейному осциллятору, дает лишь грубое первое приближение, позволяющее, однако, разобраться в интересующих нас вопросах.

Представим себе теперь совокупность большого числа беспорядочно ориентированных линейных осцилляторов, освещаемых солнечными лучами (неполяризованный свет) и производящих рассеяние этого света. Можно подсчитать, что при наблюдении под углом 90° степень поляризации p рассеянного света должна составлять 33% . Пользуясь соотношением $p = \frac{1-a}{1+a}$, можно подсчитать, что рассматриваемый газ, являющийся совокупностью беспорядочно ориентированных линейных осцилляторов, обладает оптическим коэффициентом анизотропии $a = 0,5$.

Рассеянный свет дневного неба обладает поляризацией, дающей $a < 0,1$, но в сумерках мы имеем резкое снижение степени поляризации (рис. 13). Едва ли можно сомневаться в том, что это снижение связано с ионизацией высоких слоев атмосферы, так как из вышеизложенных соображений вытекает, что наличие ионизации обязательно должно сопровождаться деполяризацией. Если мы обратимся к слоям на высоте 130—150 км, то степень поляризации света, рассеиваемого этими слоями, составляет величину порядка 35% . Пользуясь формулой (32), можно подсчитать, что это соответствует оптическому коэффициенту анизотропии молекулы $a = 0,45$. Следовательно, мы можем предполагать, что на этих высотах существует ионизация очень большой величины, быть может, приближающаяся к полной.

В связи с этим следует вспомнить ту неоднозначность, которая имеет место при определении по методу радиоволн концентрации

ионов в отражающем слое (глава IV). Если предполагать, что проводимость обусловлена свободными электронами, то в слоях E и F_1 мы получаем концентрацию ионов $1,5 \cdot 10^5$ и $3 \cdot 10^5$ на 1 см^3 . Если же предполагать, что проводимость обусловлена наличием молекулярных и атомных положительных и отрицательных ионов, то концентрации получаются гораздо большие: порядка $5 \cdot 10^9$ и 10^{10} ионов/ 1 см^3 . Мы видели, что сделать однозначный выбор между этими двумя вариантами не удается: если полученные по методу радиоволн данные говорят скорее в пользу свободных электронов, то все без исключения существующие теории вариаций земного магнитного поля требуют концентраций ионов, соответствующих гипотезе ионной проводимости (глава VI).

Если указанные выше соображения о механизме деполяризующего действия ионизации хотя бы приблизительно соответствуют действительности, то можно утверждать, что данные поляриметрического анализа сумерек говорят, безусловно, о гипотезе ионной проводимости. Действительно, если в слоях 130—150 км мы имеем оптический коэффициент анизотропии порядка 0,45, то это заставляет предполагать очень большую концентрацию ионов. На этих высотах плотность атмосферы такова, что число частиц в 1 см^3 должно быть порядка 10^{10} — 10^{11} (если исходить из предположения об атмосфере, перемешанной вплоть до этих высот). Если концентрация ионов на этих высотах составляет величину порядка 10^9 — 10^{10} ионов/ 1 см^3 , как это следует из гипотезы ионной проводимости, то наблюдаемая деполяризация рассеянного света может быть объяснена вполне удовлетворительно. Наоборот, при концентрациях ионов порядка 10^5 , соответствующих гипотезе электронной проводимости, процентное содержание ионов оказывается слишком малым — приблизительно 1 ион и 1 свободный электрон на 10^5 — 10^6 мол.

Таким образом поляриметрический анализ сумерек может принести большую пользу при изучении ионосферы. Кривая на рис. 13 показывает, что поляриметрические наблюдения дают, по видимому, даже детали структуры ионизированных слоев. Если в будущем окажется возможным однозначно и точно связать наблюдаемую деполяризацию рассеянного света с величиной ионизации рассеивающего газа, то из поляриметрических сумеречных кривых можно будет прямо вычислять распределение ионизации по высоте. Конечно, на пути к этому лежат очень большие трудности: даже предположение о подобии иона двуатомной молекулы линейному осциллятору является лишь грубым приближением, а тем более неясным представляется вопрос о свойствах атомных ионов. Должна быть также учтена роль свободных электронов, а кроме того, влияние электрического поля, создаваемого ионами, на нейтральные молекулы. В окончательной теории поляризации сумеречного света должно быть также учтено возможное влияние метеорной пыли, образующейся при сгорании метеоров на высоте 80—120 км.

Заключительные замечания. Новейшие данные иссле-

дования ионосферы с помощью радиоволн говорят о наличии „тонкой структуры“ ионизированных слоев; мы имеем на протяжении одного ионизированного слоя ряд максимумов и минимумов ионизации. Повидимому, об этом же говорят и поляриметрические наблюдения сумерек: кривая на рис. 13 имеет очень много максимумов и минимумов. Конечно, в этом последнем случае не исключена возможность того, что такая извилистая форма кривой отчасти связана с погрешностями наблюдений, и вопрос об этом будет решаться дальнейшими систематическими наблюдениями. Но если поставить вопрос о возможных причинах „тонкой структуры“ ионизированных слоев, то она может быть объяснена наличием интенсивных линий излучения в далеком ультрафиолетовом спектре солнца ($\lambda < 2000 \text{ \AA}$). В этом смысле можно говорить о том, что дальнейшее изучение „тонкой структуры“ позволит нам делать те или иные заключения о свойствах излучения солнца в столь далекой области ультрафиолетового спектра, что непосредственное наблюдение этих лучей вследствие их полного поглощения в атмосфере оказывается невозможным. С этой точки зрения исследование ионосферы имеет значение не только для учения о земной атмосфере, но и для астрофизических теорий, посвященных вопросу о строении солнца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gowan, Proc. Roy. Soc., A 120, 655, 1928; 128, 531, 1930.
2. Lindemann a. Dobson, Proc. Roy. Soc., A 102, 411, 1923; 103, 721, 1923; Ap. Journ., 65, 117, 1927.
3. Spangow, Ap. Journ., 63, 1926.
4. Babcock, Astrophys. Journ., 57, 209, 1923.
5. McLennan a. Shrum, Proc. Roy. Soc., 108, 501, 1926.
6. Jeffreys, The Earth, 1929, S. 313.
7. Штермер, Проблема полярных сияний, ГТТИ, 1933.
8. Angenheister, Terrestz. Mag., 37, 431, 1932.
9. Фесенков, Труды астрофизич. обсерв., т. II, 1923.
10. Штауде и Ветчинкин, Русск. астрон. журн., IV, вып. 4, 1927.
11. Штауде, Труды комиссии по изучению стратосферы при Акад. наук СССР, т. I, 1936.
12. Fabry et Buisson, Journ. de Phys. (5), 3, 196, 1913.
13. Ryleigh (R. I. Strutt), Proc. Roy. Soc., A 94, 268, 1918.
14. Cornu, C. R., 88, 1101, 1879; 88, 1285, 1879.
15. Fabry et Buisson, Journ. de Phys. (6), 2, 197, 1921.
16. Rosseland, A theoretical remark on the distribution of ozon in the atmosphere, См. Fabry, Gerlands Beitr. Geophys., 24, 1, 1929.
17. Амбарцумян, Бюл. Комис. по исслед. Солнца, вып. VII, 1934.
18. Sabannes et Dufay, Journ. de Phys. (6), 8, 125, 1927.
19. Götz, Z. angew. Metereol., 48, 169, 1931.
20. Chalonge et Dubois, C. R., 192, 808, 1931; Bull. Soc. Franc. Phys., 1931, N 308.
21. Dobson, Proc. Phys. Soc., 43, part 3, 324, 1931.
22. Гетц, Атмосферный озон, ГТТИ, 1934 (серия Усп. геофиз.)
23. McLennan, Riedy a. Krotkov, Trans. Roy. Soc. Canada (3), 22, 293, 1928.
24. Lambert, Déjardin et Chalonge, Bull. Obs. Lyon, 9, 45, 1927.
25. Götz a. Dobson, Proc. Roy. Soc., A 120, 251, 1928; 125, 292, 1929.
26. E. Regener u. V. H. Regener, Physik Z., 35, 788, 1934.

27. Buisson, Gausseran et Rouard, C. R., 190, 808, 1930.
 28. Götz u. Ladenburg, Naturwiss., 19, 373, 1931.
 29. Götz u. Maier-Leibnitz, Z. Geophys., 9, 233, 1933.
 30. О счетчиках света см. обзорную статью С. Ф. Родионова, Природа, № 9, 1937
 31. Вавилов, Природа, № 12, 1934.
 32. Konstantinova-Schlesinger. Acta Physicochimica URSS, 3, 435, 1935.
 33. Stewart, Encyclopaedia Britannica, 9, 181, 1878.
 34. Schuster, Phil. Trans., A 118, 467, London 1889; 208, 163, 1907.
 35. Rayleigh, Proc. Roy. Soc., 72, 40, 1904.
 36. Kennely, Elec. World, 39, 473, 1902.
 37. Heaviside, Encyclopaedia Britannica, изд. 10, т. XXXIII.
 38. Eccles, Proc. Roy. Soc., A 87, 79, 1912; Electrician, 79, 1015, 1912; Jahrb. d. drahtlos. Telegraphie, 8, 253, 282, 1914.
 39. Salpeter, Physik. Z., 14, 201, 1913.
 40. Van de Pol, Dissertation, Utrecht, 1920.
 41. Larmor, Phil. Mag., 48, 1025, 1924; Jahrb. d. drahtlos. Telegraphie, 25, 141, 1925.
 42. Kramers, Phil. Mag., 46, 836, 1923.
 43. Milne, Phil. Mag., 47, 209, 1924.
 44. Gaunt, Roy. Soc. Phil. Trans., A 229, 163, 1930.
 45. Чапман, Proc. Roy. Soc., A 132, 1931.
 46. Крючков, Научн.-техн. сборн. Электротехн. инст. связи, № 8, 1935.
 47. Чапман, Roy. Soc. Phil. Trans., A 218, 1, 1919, 225, 49, 1925.
 48. Maris a. Hulburt, Proc. Inst. Rad. Eng., 17, 494, 1929; Phys. Rev., 33, 412, 1929.
 49. Hulburt, Terr. Magn. a. Atmos. Elec., 36, 23, 1931; Phys. Rev., 31, 1038, 1929; 34, 344, 1929; 36, 1560, 1930.
 50. Чапман, Quatrième Rapport de la Commission pour l'Etude de Relations entre les Phénomènes Solaires et Terrestres, 1936.
 51. Schuster, Proc. Roy. Soc., A 85, 44, 1911.
 52. Lindemann, Phil. Mag., 38, 669, 1919.
 53. Rayleigh, Proc. Roy. Soc., A 98, 57, 1920.
 54. Cabannes, Ann. de phys., 15, 5, 1921.
 55. Ramana Rao, Phil. Mag., 46, 426, 1923.
 56. Tichanowsky, Physik. Z., 28, 254, 1927.
 57. Хвостиков и Севченко, Докл. Акад. наук СССР, IV (XIII), 347, 1936.
 58. Е. О. Хальберт, Успехи физич. наук, 18, 11, 1937.
-