1948 г. Сентябрь *Т. XXXVI, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА ОБ ИССЛЕДОВАНИЯХ ИОНОСФЕРЫ

II. МИКРОФИЗИКА ИОНОСФЕРЫ

Я. Л. Альперт

СОДЕРЖАНИЕ

1 Введение 1
2 Образование ионизированных слоев 2
3 Основные элементарные процессы в ионосфере 6
4. Теория рекомбинации и трудность объяснения экспериментальных данных 10
5. Проблема слоя F_2 и трудности с теорией фотопоглощения в нем ультрафиолета 18
6. Эффективное число соударений $\nu_{эфф}$ 22
7. Температура, плотность и состав ионосферы 25

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей статье[1] были подытожены основные экспериментальные результаты радиоисследований ионосферы, а также рассмотрены некоторые стороны теории распространения в ней радиоволн. По совокупности, весь приведенный материал носил описательный характер и основывался на макрофизической картине явлений в ионосфере.

В указанной работе, однако, совершенно не были освещены основные микропроцессы в ионизированной плазме, не рассматривались причины образования ионизированных слоёв, не приводились данные о температуре, составе и плотности ионосферы и т. п.

Здесь мы рассмотрим состояние этого круга вопросов, который в целом составляет, можно сказать, микрофизику ионосферы.

Следует указать, что в настоящее время положение вещей в этой области во многих отношениях довольно неопределенное. Мы сталкиваемся, с одной стороны, с рядом трудностей при теоретическом осмысливании много раз проверенных и достаточно надежных экспериментальных данных. С другой стороны, имеется еще малое количество экспериментальных данных такого типа, на основе которых

можно было бы попытаться построить сколько-нибудь полную теорию микропроцессов ионосферы. Таким образом, мы имеем дело с развивающейся областью, в которой можно ожидать ещё существенных изменений.

2. ОБРАЗОВАНИЕ ИОНИЗИРОВАННЫХ СЛОЁВ

Рассмотрим поглощение ультрафиолетового излучения Солнца в однородной атмосфере, плотность которой убывает при увеличении высоты z. Имея первоначально в виду лишь один газ, можно допустить, что излучение — монохроматическое и что в интересующей нас области частот, определяемой потенциалом ионизации данного газа, солнечная постоянная равна

$$S_\infty \frac{эрг}{см^2 сек} \tag{2.1}$$

(при $z = \infty$, т. е. за пределами атмосферы).

Рассматривая плоский слой атмосферы, можно написать, что при прохождении излучения под углом χ к вертикали z через слой $(z, z - dz)$ потеря энергии данной частоты равна

$$dS = -\sigma \cdot S\,(n - n_e)\,dz \sec\chi, \tag{2.2}$$

а количество вновь образуемых электронов в одном кубическом сантиметре газа на данной высоте равно

$$J = \frac{1}{\varepsilon_i}\frac{dS}{dz}\cos\chi \frac{электронов}{см^3\,сек}. \tag{2.3}$$

В выражениях (2.2) и (2.3) ε_i есть количество энергии, потребное на единичный акт ионизации, а σ — коэффициент фотопоглощения в интересующей нас области частот, т. е. сечение фотопоглощения или сечение фотоионизации, если основная часть энергии этой области частот идёт на ионизацию. $(n - n_e)$ есть количество нейтральных частиц в 1 $см^3$ газа, равное разности между плотностью нейтральных частиц n до ионизации и плотностью электронов n_e, или пар ионизированных частиц газа. Строго говоря, вместо $(n - n_e)$ надо написать, для электрически нейтральной атмосферы $(n_e + n^- = n^+)$, выражение

$$n - n_e - n^- = n - n^+,$$

где n^- и n^+ означают, соответственно, плотности отрицательных и положительных ионов в среде. Учитывая, однако, что в большинстве интересных случаев, повидимому, $n^- \ll n_e$, можно пренебречь количеством отрицательных ионов. В ряде случаев можно также пренебречь в (2 2) величиной n_e, что имеет, например, место в области слоя E, где несомненно $n_e \ll n$. Однако для областей малой плотности n, например для достаточно больших высот, где энергии много и газ должен быть почти полностью ионизированным, такое предположение незаконно.

Из (2.2) и (2.3) непосредственно следует:

$$S = S_\infty e^{-\sigma \sec\chi (N-Ne)}, \tag{2.4}$$

$$J = \sigma (n - n_e) \frac{S_\infty}{\varepsilon_i} e^{-\sigma \sec\chi (N-Ne)}, \tag{2.5}$$

где $N = \int\limits_z^\infty n\,dz$ и $N_e = \int\limits_z^\infty n_e\,dz$ суть, соответственно, полные количества нейтральных частиц и электронов в вертикальном столбе сечением в 1 *см*² над уровнем z.

Физически совершенно ясно, что величина J должна иметь один максимум, определяемый из условия

$$\frac{\partial J}{\partial z} = 0, \tag{2.6}$$

так как энергия убывает с уменьшением высоты z, а плотность частиц, наоборот, уменьшается с увеличением z.

Если, к примеру, предположить, что плотность убывает с высотой по экспоненциальному закону (распределение Больцмана в силовом поле)

$$n = n_0 e^{-\frac{z}{H}}, \tag{2.7}$$

где $H = \frac{RT}{mg}$ (R — газовая постоянная, T — абсолютная температура, m — молекулярный вес газа, g — ускорение силы тяжести), и допустить, что $n_e \ll n$, то из (2.4) и (2.6) следуют известные соотношения, связывающие значения различных параметров для максимума (индекс m') J так называемого простого слоя[2,3].

$$\left.\begin{aligned} z_{m'} &= H \cdot \ln (H\sigma n_0 \sec\chi), \\ n_{m'} &= \frac{1}{H\sigma \sec\chi}, \\ J_{m'} &= \frac{S_\infty}{\varepsilon_i e H} \cos\chi = \frac{S_m}{\varepsilon_i H} \cos\chi. \end{aligned}\right\} \tag{2.8}$$

Представляет также интерес полное количество вновь образуемых электронов в столбе сечением в 1 *см*², во всей толще атмосферы от $z_0 = 0$ до $z = \infty$ и для области атмосферы от $z_0 = 0$ до высоты $z = z_m$, соответствующей максимуму n_e (индекс m). Интегрируя (2.3), получаем:

$$\left.\begin{aligned} Q &= \int\limits_0^\infty J\,dz = \frac{S_\infty}{\varepsilon_i} \cos\chi \left(1 - \frac{S_0}{S_\infty}\right), \\ Q_{\text{н}} &= \int\limits_{z_0}^{z_m} J\,dz = \frac{S_m}{\varepsilon_i} \cos\chi \left(1 - \frac{S_0}{S_m}\right) = \\ &= \frac{S_m}{\varepsilon_i} \cos\chi \left(1 - e^{-\sigma \sec\chi (N^* - N_e^*)_{\text{н}}}\right), \end{aligned}\right\} \tag{2.9}$$

где S_0 и S_m — значения энергии у основания и максимума слоя, а

$$(N^* - N_e^*)_н = \int_{z_0}^{z_m} n\,dz - \int_{z_0}^{z_m} n_e\,dz.$$

N^* и N_e^* суть соответственно полные количества нейтральных частиц и электронов в столбе сечением 1 $см^2$. Индекс «н» означает, что величина относится ко всей области, лежащей ниже уровня z_m.

Из предыдущего рассмотрения, как мы видели, совершенно ясно следует, что количество вновь образуемых электронов в 1 $см^3$ атмосферы изменяется с высотой и на некоторой высоте, определяемой из (2.6) или (2.8), достигает максимальной величины. Это, однако, ещё не является достаточным условием для возникновения ионизированного слоя с максимумом степени ионизации n_e, расположенным на какой-то высоте z_m. Для этого необходимо, чтобы перенос и исчезновение зарядов в слое (рекомбинация, прилипание и т. п. — см. подробнее ниже) не компенсировали бы максимума n_e благодаря, скажем, возрастанию скорости этих процессов в области этого максимума. Реальное существование ионизированных слоёв указывает на то, что подобной компенсации на самом деле не происходит. Однако следует иметь в виду, что максимум n_e вовсе не должен совпадать с максимумом J.

Из (2.6), (2.4) и (2.5) следует, что для максимума J имеет место соотношение

$$\frac{\partial n}{\partial z} - \frac{\partial n_e}{\partial z} = -\sigma \cdot \sec\chi\,(n - n_e)^2, \tag{2.10}$$

которое и определяет значение $z = z_{m'}$, при котором $J = J_{m'}$.

Для определения же значения $z = z_m$, при котором $\frac{\partial n_e}{\partial z} = 0$, необходимо знание $n_e(z)$, для чего требуется решение уравнения, учитывающего как продукцию, так и исчезновение зарядов в атмосфере (см. ниже).

Проведённое выше рассмотрение относилось к одному газу, для которого и получено значение J. Учитывая, что атмосфера состоит из смеси газов, необходимо было бы переписать соотношения (2.2) и (2.3) в виде

$$dS = \sum dS_i = -\sum \sigma_i S_i\,(n^{(i)} - n_e^{(i)}), \tag{2.2a}$$

$$J = \sum dJ_i = -\sum \frac{1}{\varepsilon_i^{(i)}} \frac{dS_i}{dz} \cos\chi, \tag{2.3a}$$

в которых для каждого газа выписаны соответственно парциальные плотности $n_e^{(i)}$, $n^{(i)}$, значения энергии S_i тех областей частот, которые ионизуют эти газы, и соответствующие им значения $\varepsilon_i^{(i)}$, σ_i. Совершенно ясно, что в силу аддитивности всех членов уравнения

(2.2а) вполне законно раздельное рассмотрение для каждого из газов и последующее суммирование продукции электронов для каждого из них. В уравнениях же (2.2) и (2.3) мы, вообще говоря, пользуемся осреднёнными по частоте значениями ε_i, σ и S.

Таким образом, наблюдаемая на опыте электронная плотность ионосферы может быть смешанной природы, т. е. возникать вследствие ионизации различных газов. Однако факт существования нескольких максимумов ионизации свидетельствует о том, что в каждом слое более выражена ионизация вполне определённого главного газа, а при известных условиях и смеси газов. Селективное поглощение соответствующего участка частот излучения Солнца этим газом и даёт максимум n_e, положение которого зависит как от $n(z)$, так и от величины S участка спектра, ионизующего этот газ.

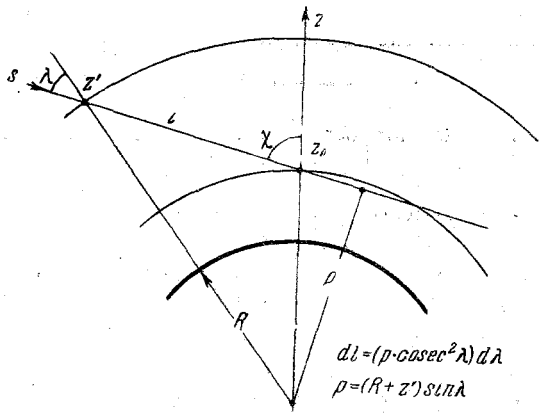

Рис. 1.

Выше рассматривался вывод J и Q для плоского слоя. Это допущение законно при больших значениях высоты Солнца и совершенно незаконно для периода восхода Солнца на поверхности Земли ($\chi = 90°$) или в ионосфере ($\chi > 90°$), что сразу же видно из написанных выше выражений. В ряде случаев представляет, однако, интерес вычисление J для $\chi > 90°$, для чего требуется проведение соответствующих вычислений с учётом сферичности Земли.

Расчёт сводится в этом случае к вычислению

$$J = \frac{1}{\varepsilon_i} \frac{\partial S}{\partial l}, \tag{2.11}$$

где полный дифференциал энергии определяется соотношением

$$dS = -\sigma S (n - n_e)\, dl \tag{2.12}$$

(см. рис. 1).

Для определения из (2.11) и (2.12) интересующей нас зависимости соответствующих выражений от χ необходимо задать функции $n(z)$ и $n_e(z)$. Для экспоненциального распределения n по высоте (2.7) и $n_e \ll n$ получается[4], что в выражениях для S и J $\sec\chi$ заменяется на функцию $f\left(\frac{R+z}{H}, \chi\right)$, где R — радиус Земли. Из анализа

функции $f\left(\frac{R+z}{H}, \chi\right)$ следует, однако, что для $\frac{R+z}{H} > 200$ (это соответствует большинству практически интересных случаев) функция $f\left(\frac{R+z}{H}, \chi\right) \sim f(\chi) \sim \sec\chi$ для $\chi \leqslant (75 \div 80)^\circ$.

В таблице I приводятся значения этой функции для различных значений $\frac{R+z}{H}$.

Таблица I

Численные значения функции $f\left(\frac{R+z}{H}, \chi\right)$, характеризующей суточный ход интенсивности солнечного излучения [4]

χ	30°	45°	60°	75°	80°	83°	85°	87°	90°	93°	95°	97°	100°
$\sec\chi$	1,15	1,41	2,00	3,86	5,76	8,21	11,48	19,11	∞				
$\frac{R+z}{H}$	$f\left(\frac{R+z}{H}, \chi\right)$ для разных $\frac{R+z}{H}$												
50	1,15	1,39	1,91	3,23	4,10	5,05	5,82	6,81	8,93	12,3	15,7	20,8	32,9
100	1,15	1,40	1,95	3,51	4,61	5,91	7,07	8,68	12,6	20,2	29,7	49,9	107
200	1,15	1,41	1,98	3,64	5,01	6,66	8,28	10,7	17,7	35,9	67,6	150	714
300	1,15	1,41	1,98	3,71	5,28	7,02	8,92	11,9	21,7	53,6	126	398	4108
400	1,15	1,41	1,98	3,74	5,38	—	9,33	12,8	25,1	73,9	220	978	21690
500	1,15	1,41	1,99	3,76	5,44	—	9,62	13,5	28,0	97,9	366	2315	$1{,}1 \cdot 10^5$
600	1,15	1,41	1,99	3,78	5,49	—	9,84	14,0	30,7	126	591	—	$5{,}5 \cdot 10^5$
650	1,15	1,41	1,99	3,79	5,51	—	9,93	14,2	32,0	141	747	—	$1{,}2 \cdot 10^6$
700	1,15	1,41	1,99	3,79	5,53	—	10,0	14,4	33,2	159	940	—	$2{,}7 \cdot 10^6$
800	1,15	1,41	1,99	3,80	5,55	—	10,1	14,7	35,5	197	1476	—	$1{,}3 \cdot 10^7$

3. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИОНОСФЕРЕ

Распределение по высоте и величина степени ионизации n_e каждого слоя, само собой разумеется, зависит от всех процессов, происходящих в нём и приводящих как к возникновению (продукции) свободных зарядов (электронов), так и их исчезновению. Поэтому до составления уравнения равновесного состояния ионизации слоя проанализируем основные из этих процессов и приведём для каждого из них известные значения соответствующих коэффициентов.

а) Фотоионизация

Повидимому, главным ионизующим агентом атмосферы является ультрафиолетовое излучение Солнца. Происходит процесс типа

$$\Gamma + h\nu \rightarrow \Gamma^+ + e, \tag{3.1}$$

где Г — частица (молекула, атом, ион) любого газа, входящего в состав атмосферы, т. е. O_2, O_1, N_2, N_1 и др. (+ означает положительный заряд иона). Продукция электронов при фотоионизации описывается членом (2.5), равным

$$\sigma (n - n_e) \frac{S}{\varepsilon_i} . \tag{3.2}$$

Величина ε_i измерена достаточно точно для большинства газов, входящих в состав атмосферы, и определяется из значений потенциалов ионизации этих газов.

В таблице II приводятся соответствующие значения для основных газов атмосферы. В этой таблице приведены также значения H (см. 2.7), необходимые для вычисления S при экспоненциальном распределении плотности n.

Таблица II

Значения потенциалов ионизации основных газов атмосферы (в электрон-вольтах) и величин $H = \frac{RT}{mg}$ (в *км*) для $T = 273°$ K

(1 eV $= 1{,}59 \cdot 10^{-12}$ *эрг*)

Газ	O_2	O_1	N_2	N_1
Первый уровень . . .	12,5 (987 Å)	13,5 (914 Å)	15,8 (781 Å)	14,5 (851 Å)
Второй уровень . . .	16,1	16,9	18,7	—
Третий уровень . . .	16,9	18,5	—	—
H	7,23	14,46	8,26	16,52

Что же касается величины σ, то в литературе известны лишь данные квантовых расчётов[5,6] для атомарного кислорода O_1, для которого приводятся следующие значения сечения фотоионизации[7] σ_e:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_e &= 0{,}45 \cdot 10^{-17}\ см^2, \quad \text{для} \quad 13{,}55\ \text{eV} \leqslant h\nu \leqslant 16{,}86\ \text{eV}, \\ \sigma_e &= 1{,}1 \cdot 10^{-17}\ см^2, \quad \text{для} \quad 16{,}86\ \text{eV} \leqslant h\nu \leqslant 18{,}54\ \text{eV}, \\ \sigma_e &= 1{,}6 \cdot 10^{-17}\ см^2, \quad \text{для} \quad 18{,}54\ \text{eV} \leqslant h\nu \leqslant 25\ \text{eV}. \end{aligned}\right\} \tag{3.3}$$

Авторы считают[8] при этом, что для N_2 можно принять $\sigma_e \sim 10^{-17}$ $см^2$ для первого уровня и $\sigma_e \sim 10^{-16}$ $см^2$ для второго уровня. Для O_2 они дают величину $\sigma_e \sim 10^{-20}$ $см^2$.

б) Рекомбинация электронов

Возможны различные типы электронной рекомбинации. Процессом, обратным фотоионизации (3.1), является фоторекомбинация

$$\Gamma^+ + e \rightarrow \Gamma + h\nu. \tag{3.4}$$

Она описывается членом вида

$$-\alpha_e n_e n^+ = -\alpha_e n_e^2, \tag{3.5}$$

где α_e — коэффициент фоторекомбинации, а $n_e \sim n^+$.

Расчёт α_e проведён также для O_1. В цитированной выше работе приводятся следующие значения полной величины коэффициента фоторекомбинации (см. таблицу III):

Таблица III

Значения коэффициента фоторекомбинации для атомарного кислорода O_1

$T°$	250	500	1000	2000	4000	8000
α_e в 10^{-12} *см³/сек*	3,7	2,4	1,5	0,9	0,53	0,33

Авторы указывают, что O_2 и N_2 должны иметь те же значения α_e.

Для процесса

$$\left.\begin{aligned} \Gamma^+ + e &\rightarrow \Gamma', \\ \Gamma' &\rightarrow \Gamma + h\nu, \end{aligned}\right\} \tag{3.6}$$

т. е. для рекомбинации, которая сопровождается промежуточным возбуждённым состоянием атома или молекулы, приводится значение $\alpha_e \sim 10^{-12}$. (Штрихом отмечено возбуждённое состояние.)

Совершенно не рассчитана рекомбинация, сопровождаемая диссоциацией, а именно процесс вида

$$\Gamma_2^+ + e \rightarrow \Gamma' + \Gamma'', \tag{3.7}$$

приводящий к возбуждённым состояниям двух атомов.

в) Прилипание электронов

Реакция фотоприлипания

$$\Gamma + e \rightarrow \Gamma^- + h\nu \tag{3.8}$$

описывается членом вида

$$\beta n_e n, \tag{3.9}$$

для которого приводятся[7] для O_1, при различных значениях энергии связи, следующие значения β (таблица IV):

Таблица IV

Значения коэффициентов фотоприлипания для O_1

$T°$	250	500	1000	2000
β	$7{,}5\cdot10^{-16}$—$6\cdot10^{-14}$	$7{,}7\cdot10^{-16}$—$3\cdot10^{-14}$	$8{,}1\cdot10^{-16}$—$1{,}5\cdot10^{-14}$	$8{,}3\cdot10^{-16}$÷$8\cdot10^{-15}$

Авторы принимают за наиболее вероятное значение коэффициента фотоприлипания $\beta \simeq 1{,}1\cdot10^{-15}$, а также предполагают, что β не зависит от температуры[8].

Совершенно неизвестны значения β процесса (3.8) для других газов (O_2 и N_1; исследования показывают[9], что ион N_2^- неустойчив).

Возможна реакция прилипания электрона типа

$$\Gamma + e \rightarrow \Gamma', \quad \Gamma' \rightarrow \Gamma^- + h\nu. \tag{3.9a}$$

Однако из литературы[10] следует, что эта реакция не должна играть большой роли в ионосфере.

Равным образом, в работе[8] указывается, что в ионосфере можно не принимать во внимание реакцию прилипания с последующей диссоциацией

$$\Gamma_2 + e \rightarrow \Gamma + \Gamma^-. \tag{3.10}$$

г) Рекомбинация ионов

Наиболее сложно обстоит дело с данными для коэффициента рекомбинации ионов. Теоретических данных, ввиду большой сложности расчётов, по существу, не имеется. Можно рассматривать здесь реакции при участии трёх тел следующих видов:

$$\Gamma_1^- + \Gamma^+ + M \rightarrow \Gamma_1 + \Gamma + M, \tag{3.11}$$

$$\Gamma_2^- + \Gamma^+ + M \rightarrow \Gamma_2 + \Gamma + M \tag{3.12}$$

(где M — молекула или атом другого сорта) или реакции при участии двух тел:

$$\Gamma_1^- + \Gamma^+ \rightarrow \Gamma_1' + \Gamma'', \tag{3.13}$$

$$\Gamma_2^- + \Gamma^+ \rightarrow \Gamma_2' + \Gamma''. \tag{3.14}$$

Процесс этот описывается членом:

$$-\alpha_i n^- n^+. \tag{3.15}$$

Для реакций (3.11), (3.12) можно найти некоторые указания в работах[11,12,13]. Отмечается, например[9], что α_i, как будто, не должно быть больше $10^{-7} \div 10^{-8}$ *см*^{3}/*сек*.

д) Отсоединение электронов от ионов

Возможно обратное отсоединение электрона от иона, т. е. процесс, обратный прилипанию:

$$\Gamma^- + h\nu \rightarrow \Gamma + e, \tag{3.16}$$

или

$$\Gamma^- + h\nu \rightarrow \Gamma', \quad \Gamma' \rightarrow \Gamma + e. \tag{3.17}$$

Эти реакции описываются членом

$$In^-, \tag{3.18}$$

где I — коэффициент фотоотсоединения электрона. Величина I, по расчётам[7] для O_1 изменяется в пределах

$$I \simeq 0{,}27 \div 0{,}85 \ \text{сек}^{-1}. \tag{3.19}$$

Однако в литературе[8] рекомендуется наиболее вероятное значение

$$I \simeq 0{,}35 \ \text{сек}^{-1}. \tag{3.20}$$

Возможны также реакции отсоединения электрона вида

$$\Gamma_1^- + \Gamma_1 \rightarrow \Gamma_2 + e, \quad \Gamma_2^- + \Gamma_1 \rightarrow \Gamma_3 + e, \tag{3.21}$$

или, например,

$$\Gamma^- + M' \rightarrow \Gamma + M + e, \tag{3.22}$$

которые описываются членом

$$\gamma n^- n. \tag{3.23}$$

Из экспериментальных работ[14,15], а также из[8] следует, что можно допустить

$$\gamma \sim 10^{-16} \div 10^{-17} \ \text{см}^3/\text{сек}. \tag{3.24}$$

4. ТЕОРИЯ РЕКОМБИНАЦИИ И ТРУДНОСТЬ ОБЪЯСНЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В предыдущем параграфе были рассмотрены основные элементарные реакции продукции и исчезновения электронов и ионов в ионизированном слое. Собрав написанные выше выражения (3.2), (3.5), (3.9), (3.15), (3.18) и (3.23) можно теперь написать уравнения равновесного состояния ионизации n_e слоя. Однако указанными выше процессами не ограничивается изменение n_e. Благодаря температурным изменениям в слое (расширение и сжатие), изменению $J(z)$ с суточным ходом $f(\chi)$ (перемещение максимума слоя), диффузии[16,17] и дру-

тим возможным движениям в слое, в нём происходит перенос зарядов, влияющий на общий баланс его ионизации.

Температурные изменения приводят к необходимости включения в уравнение членов вида

$$-\frac{n_e}{T}\frac{dT}{dt}, \qquad -\frac{n_e}{V}\frac{dV}{dt}, \tag{4.1}$$

где V — удельный объём, относительно которых нет каких-либо определённых данных и можно лишь показать, что во многих случаях они малы по сравнению с другими членами. Если предположить, скажем, что в слое за 10 часов T изменяется от $T=1000°$ до $T=2000°$, а V изменяется в 4—5 раз (бо́льшие изменения T и V трудно предположить на основании имеющихся данных для слоя F_2 даже летом), тогда при $n_e \sim 10^6$ получаем:

$$\frac{n_e}{T}\frac{dT}{dt} \sim 25\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^3\,\text{сек}}, \qquad \frac{n_e}{V}\frac{dV}{dt} \sim 100\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^3\,\text{сек}}.$$

Основной же член уравнения ионизации, т. е. продукция электронов J, равен во многих случаях 10^3 электронов в *см*^{3}*сек*. Однако из этой же оценки следует, что в ряде случаев эти члены могут иметь существенное значение (см., например, в § 5 данные для лета), и пренебрежение ими может привести к ошибкам в расчётах. При составлении общего уравнения для n_e эти члены обычно исключают.

Обработку экспериментальных данных целесообразно проводить также с помощью уравнения ионизации, проинтегрированного по всему слою [см. (4.10)], т. е. учитывать полную ионизацию в слое, что вообще должно существенно уменьшать влияние переноса электронов на общий баланс ионизации.

Действительно, учёт переноса приводит к необходимости включения в уравнение ионизации (см. ниже 4.5), наряду с (4.1), также члена вида

$$\frac{\partial (n_e v)}{\partial z}, \tag{4.1а}$$

где v есть скорость движения электронов вдоль оси z. Однако нетрудно видеть, что интегрирование (4.1а) от $z_0=0$ до $z=\infty$, при которых $n_e \sim 0$ и $\frac{\partial n_e}{\partial z} \sim 0$, даёт значение этого интеграла, равное нулю. Так как реально мы рассматриваем данные лишь для нижней половины слоя, то, исключая члены переноса в уравнении (4.10), мы, строго говоря, не учитываем в нём того количества зарядов, которое переходит из нижней его половины в верхнюю половину через максимум слоя, т. е. отбрасываем член

$$v_m \cdot n_e, \tag{4.1б}$$

где v_m и n_e — соответственно значения скорости переноса и плотности электронов в максимуме слоя. Можно оценить величину

(4.1б) на основании имеющихся данных измерений. Исходя из того, что, на основании экспериментальных данных (см. ниже § 5), главный член уравнения (4.10) равен в некоторых случаях

$$Q_н \sim 5\cdot 10^9 \div 5\cdot 10^8 \text{ электронов/см}^2\text{ сек},$$

а

$$n_e \simeq 2\cdot 10^6 \text{ электронов/см}^3\text{ сек},$$

получаем из (4.1б):

$$v \ll (25 \div 5)\text{ м/сек}, \text{ т. е. } v \ll (90 \div 18)\text{ км/час}. \tag{4.1в}$$

В настоящее время нет ещё достаточных оснований к тому, чтобы отрицать или настаивать на том, что в слое F_2 происходит регулярное перемещение в одном направлении основной массы электронов через максимум слоя с указанными в (4.1в) скоростями. Вместе с тем, из (4.1 в) видно, что в ряде случаев отбрасывание (4.1а) может оказаться и незаконным.

Предположим, что слой электрически нейтрален, т. е. что

$$n_e + n^- = n^+. \tag{4.2}$$

Уравнения изменения ионизации (собираем все члены § 3) записываются в виде:

$$\frac{dn_e}{dt} = J - In^- + \gamma n^- n - \beta n_e n - \alpha_e n_e n^+, \tag{4.3}$$

$$\frac{dn^-}{dt} = \beta n_e n - In^- - \gamma n^- n - \sigma_i n^- n^+. \tag{4.4}$$

Совместное решение (4.3) и (4.4) даёт уравнение с эффективным коэффициентом рекомбинации α, которым и пользуются при обработке экспериментальных данных для n_e (обычно это делается для области максимума слоя), а именно:

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{J}{1+\lambda} - \alpha n_e^2, \tag{4.5}$$

где

$$\lambda = \frac{n^-}{n_e} = \frac{\alpha_e n_e^2 + \beta n_e n - J + \frac{dn_e}{dt}}{\gamma n_e n + In_e - \alpha_e n_e^2} \tag{4.6}$$

и

$$\alpha = \alpha_e + \lambda\alpha_i + \frac{1}{n_e}\frac{d\ln(1+\lambda)}{dt}. \tag{4.7}$$

Формулу (4.6) удобнее переписать в виде

$$\lambda = \frac{\alpha_e n_e^2 + \beta n_e n - \alpha n_e^2}{\gamma n_e n + In_e - \alpha_e n_e^2 + J_0}, \tag{4.8}$$

принимая

$$\frac{J}{1+\lambda} = J_0, \tag{4.9}$$

значение которого и определяется при численной обработке (4.5) по результатам измерений.

Если проинтегрировать (4.5) по нижней половине слоя (от $z_0=0$ до $z=z_m$), имея в виду, что только для этой половины мы располагаем результатами опытов, то из (4.5) следует

$$\frac{dN_e^*}{dt}=\frac{Q_н}{1+\lambda}-\bar{\alpha}\int_{z_0}^{z_m} n_e^2\,dz, \tag{4.10}$$

где $Q_н$ вычислено выше [см. (2.9)], а $\bar{\alpha}$ есть среднее по z значение α; при интегрировании (4.5) принято, что $\lambda=\text{const}$.

Для дальнейшего рассмотрения и анализа формул (4.8) и (4.5) сведём в таблицу V некоторые данные измерений α, J_0 и n_e для различных слоёв ионосферы, а также приведённые выше коэффициенты различных процессов, полученные из квантовых расчётов, которые могут служить исходными для соответствующих оценок.

Таблица V

Слой	E летом	F_1 летом	F_2 зимой
n_e (*электронов/см*^{3})	$1{,}5\cdot10^5$	$3\cdot10^5$	$2{,}5\cdot10^6$
α (*см*^{3}*/сек*)	$\sim10^{-8}$	$\sim3\cdot10^{-9}$	$\sim1{,}5\cdot10^{-10}$
$J_0\left(\frac{\text{электронов}}{\text{см}^3\ \text{сек}}\right)$	200	300	800
$\alpha_e\sim10^{-12}$, $\beta\sim10^{-15}$, $I\sim0{,}35$, $\gamma\sim5\cdot10^{-17}$			

В таблице приводятся средние значения, относящиеся ко времени суток, близкому к полдню, для периода максимума солнечной активности, по данным для средних широт северного полушария.

Следует указать, что значения J_0, приведённые к $\chi=0$, достигают соответственно для E, F_1 и F_2 величин порядка: 300—400, 500—600 и 2000—3000 *электронов/см*^{3} *сек*.

Из данных таблицы V видно, что для всех слоёв можно принять

$$\alpha_e n_e^2 \ll \alpha n_e^2, \quad \alpha_e n_e^2 \ll I n_e, \quad J_0 \ll I n_e. \tag{4.11}$$

Кроме того, из этих данных следует, что даже для слоя E, в котором $n\simeq(2\div5)\,10^{12}$ (и заведомо для более высоких слоёв F_1 и F_2, в которых n меньше)

$$\gamma n_e n \ll I n_e. \tag{4.12}$$

Учитывая (4.11) и (4.12), можно написать вместо (4 8)

$$\lambda\simeq\frac{\beta n_e n-\alpha n_e^2}{I n_e}=\frac{\beta n-\alpha n_e}{I}. \tag{4.13}$$

Уже из общего вида формулы (4.13) видно, что она вряд ли правильна. Действительно, так как λ пропорционально n, то и α (см. 4.7) также пропорционально плотности. Ввиду того, что $J_0 \sim n$ [см. (3.2)] для $n_e \ll n$, получаем, что

$$n_e \sim \sqrt{\frac{J_0}{\alpha}} \tag{4.14}$$

не имеет максимума $\left(\text{строго говоря, эти рассуждения верны лишь для квазистационарного состояния слоя, когда } \frac{dn_e}{dt} \sim 0\right)$. Не говоря уже о том, что на опыте всегда наблюдается слой с явно выраженным максимумом, из разных измерений (см. также ниже) можно заключить, что α не зависит от плотности атмосферы.

Подставляя в (4.13) данные для E-слоя и принимая $n \sim 5 \cdot 10^{12}$, получаем:

$$\lambda \simeq 10^{-3}. \tag{4.15}$$

Если, далее, допустить, что λ изменяется от 0 до $\lambda = 10^{-3}$ в течение даже минуты, то $\frac{1}{n_e} \frac{d \ln (1+\lambda)}{dt} \sim 10^{-10}$ и из (4.7) следует:

$$\alpha_i \sim 10^{-5}, \tag{4.16}$$

что явно невозможно, так как даже для воздуха при атмосферном давлении

$$\alpha_i \sim 2 \cdot 10^{-6}. \tag{4.17}$$

Ещё более противоречивые данные получаются для слоёв F_1 и F_2, так как для того, чтобы удовлетворялось условие $\lambda > 0$, необходимо, чтобы $\beta n > \alpha n_e$, а из этого следует, что в максимуме F_1 ($z \sim 250$ *км*) величина n должна быть больше $9 \cdot 10^{11}$, а в максимуме F_2 ($z \sim 300$ *км*) $n > 4 \cdot 10^{11}$. Это также вряд ли возможно, если учесть, что для слоя E ($z \simeq 120$ *км*) величина $n \simeq (2 \div 5) \cdot 10^{12}$ в настоящее время достаточно обоснована. Из формулы (4.13) также видно, что величина λ для F_1 и F_2 ещё меньше, чем для E [см. (4.15)].

Таким образом возникает необходимость в пересмотре значений коэффициентов, приведённых в таблице V.

Если допустить, как это делают некоторые авторы [8], что γ значительно больше указанной в таблице величины, а именно, что

$$\gamma \sim 2 \cdot 10^{-13}, \tag{4.18}$$

то из (4.8) при сохранении лишь условия (4.11) следует, что α мало зависит от плотности n, и

$$\lambda \sim 5 \cdot 10^{-3}, \quad \alpha_i \sim 2 \cdot 10^{-6}. \tag{4.19}$$

Это несколько облегчает трудность для слоя E, но совершенно не снимает её для F_1 и F_2.

Из предыдущего видно, что при сопоставлении результатов опытов с расчётами мы приходим к существенным противоречиям, указывающим на то, что приведённые выше коэффициенты различных процессов, возможно, не соответствуют тем, которые реально играют роль в различных слоях ионосферы. Основная трудность, как видно из расчётов, заключается в том, что эффективный коэффициент рекомбинации α значительно больше известных величин коэффициента фоторекомбинации α_e.

Мы видели выше, что рекомбинация электронов происходит не только вследствие процесса (3.4), но и вследствие, например, указанных в § 3 процессов (3.6) или (3.7), коэффициенты рекомбинации которых неизвестны. Могло бы оказаться, что они имеют значения, равные экспериментально измеренным величинам α, что и сняло бы отмеченные выше трудности. В работе[8a] высказывается, например, предположение, что в слое E может играть основную роль реакция

$$O_2^+ + e \rightarrow O' + O''. \tag{4.20}$$

Для слоёв F_1 и F_2 также предполагаются реакции при участии молекул или других тяжёлых частиц вида:

$$\left.\begin{array}{l} O^+ + XY \rightarrow XY^+ + O \\ XY^+ + e \rightarrow X' + Y', \end{array}\right\}, \tag{4.21}$$

или

$$N_2^+ + e + \rightarrow N' + N'', \tag{4.22}$$

$$\left.\begin{array}{l} N_2^+ + XY \rightarrow XY^+ + N_2 \\ XY^+ + e \rightarrow X' + Y' \end{array}\right\}, \tag{4.23}$$

где XY может быть молекула NO или O_2.

При этом авторы допускают, что в F_2 коэффициент α будет зависеть от плотности. В указанной работе высказывается также предположение, которое, по мнению авторов, нельзя просто отвергнуть без проверки, что в процессах рекомбинации в ионизированных слоях могут соучаствовать тяжёлые частицы D вулканического или метеорного происхождения, образуя реакции типа

$$\left.\begin{array}{r} D + \Gamma + \rightarrow D^+ + \Gamma \\ D^+ + e \rightarrow D \end{array}\right\}, \tag{4.24}$$

или

$$\left.\begin{array}{r} O + e \rightarrow D^- \\ D^- + O_1 \rightarrow D + O^- \end{array}\right\}. \tag{4.25}$$

Трудность усугубляется, во всяком случае в настоящее время, ещё

и тем, что α уменьшается при переходе к более высоким слоям; вместе с тем, как мы видели, предположение о том, что α пропорционально плотности нейтральных частиц n, само по себе создаёт дополнительные неясности.

До тех пор пока не будут проведены расчёты для разных газов и процессов (см. § 3), а также не будет достаточного количества

Таблица VI

Значения эффективного коэффициента рекомбинации α, полученные из обработки суточных характеристик n_e максимума различных слоёв и из измерений во время солнечных затмений

Слой	Время наблюдения	$\alpha \frac{см^3}{сек}$	Примечание
E	Днём	$1\cdot10^{-8}$, $2\cdot10^{-8}$, $1{,}2\cdot10^{-8}$, $3\cdot10^{-9}$	Англия, Гуанкайо, Англия, Калькутта
	Ночью	$2\cdot10^{-9}$, $4\cdot10^{-9}$, $1{,}1\cdot10^{-9}$	Гуанкайо, Англия, Калькутта
	Во время солнечного затмения	$1{,}5\cdot10^{-8}$, $5\cdot10^{-9}$, $5\cdot10^{-9}$, $1{,}2\cdot10^{-8}$	Южная Африка, Тромсё, Центральная Бразилия, Африка
F_1	Днём	$1{,}5\cdot1\ ^{-9} \div 0{,}5\cdot10^{-9}$	Москва
	Во время солнечного затмения	$8\cdot10^{-9}$, $6\cdot10^{-9}$, $2\cdot10^{-9}$	Тромсё, Южная Африка, Центральная Бразилия
F_2	Днём	$8{,}5\cdot10^{-11}$, 10^{-10}, $3{,}6\cdot10^{-11}$, $2\cdot10^{-10} \div 0{,}5\cdot10^{-10}$	Англия, Вашингтон, Калькутта, Москва
	Ночью	$4\cdot10^{-10}$, 10^{-10}, $5\cdot10^{-10}$, $3\cdot10^{-11} \div 2\cdot10^{-10}$	Англия, Вашингтон, Калькутта, Москва
	Во время солнечного затмения	$4\cdot10^{-11}$, $6\cdot10^{-11}$, 10^{-10}	Южная Африка, Африка, Центральная Бразилия

результатов лабораторных опытов и более детальных экспериментальных исследований ионосферы, трудно, конечно, указать на причину этого существенного расхождения опыта с теорией. В этой связи интересно отметить, что в разное время производились измерения коэффициента рекомбинации при низких давлениях лабораторным путём. Поведение коэффициента рекомбинации, в зависимости от температуры и давления, соответствовало реакции соударения при участии двух тел. Для аргона[18], цезия и ртути[19], а в последнее время повторно для аргона[20] получены значения $\alpha \sim (2 \div 6)\,10^{-10}$, т. е. в несколько сот раз бо́льшие[8, 20], чем ожидаемые теоретические величины α_e.

Таким образом, экспериментальные измерения эффективного коэффициента рекомбинации, проведённые разными методами, очень важны. Вместе с тем, насколько известно автору, не приводилось ещё достаточно систематической и детальной обработки ионосферных данных, с целью определения α и выявления зависимости α от других, более или менее регулярных явлений ионосферы. Укажем здесь на следующие результаты вычислений α, приводившиеся в литературе (таблица VI).

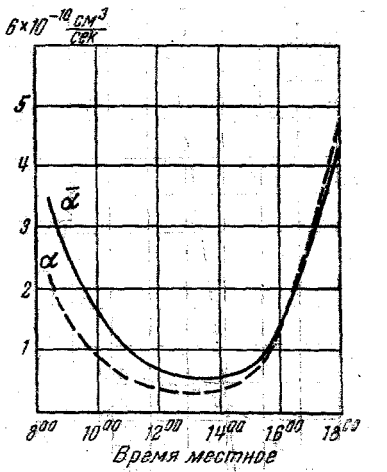

Рис. 2. Суточный ход коэффициентов рекомбинации α (для максимума слоя F) и $\bar{\alpha}$ (среднего для всей нижней половины слоя F).

В последнее время[22] производились также вычисления величин $\bar{\alpha}$ и α для зимы, при обработке результатов измерений с помощью (4.10) и (4.5) для слоя F. Значения α относились к высотам порядка 310—320 *км*, а $\bar{\alpha}$—к средней высоте в области 200—320 *км*. Распределение n_e по высоте указывает в этих измерениях на то, что α можно отнести к z порядка 260—270 *км*. Из рис. 2, на котором сопоставляются усреднённые значения α и $\bar{\alpha}$ видно, что они не отличаются сколько-нибудь существенно друг от друга (отсутствует зависимость от высоты). Кроме того, в этих данных выявляется тенденция суточного хода α. Последнее, повидимому, связано с суточным ходом температуры слоя.

Для тех же высот, $z \sim 260$—270 *км*, проведены вычисления α для максимума слоя F_1. Получены значения $\alpha \sim (0{,}4 \div 1)\,10^{-9}$, т. е. бо́льшие, чем $\bar{\alpha}$ для F. Это является важным результатом, так как также свидетельствует о том, что α мало зависит от высоты, и что значения α отличны в разных слоях ионосферы, повидимому, из за того, что в них играют активную роль различные газы, или смеси газов.

5. ПРОБЛЕМА СЛОЯ F_2 И ТРУДНОСТИ С ТЕОРИЕЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ В НЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТА

Значительные трудности возникают также при объяснении хорошо известных экспериментальных данных о слое F_2.

Основные аномалии слоя F_2, как уже отмечалось в первой части этой статьи[1], заключаются в несоответствии летнего суточного хода степени ионизации n_e слоя суточному ходу интенсивности солнечного излучения (функция $f(\chi)$ или $\sec\chi$, см. § 2), в сложном географическом распределении n_e, т. е. также в отсутствии соответствия с $f(\chi)$, наличии «долготного» эффекта и в том, что летние полуденные значения n_e меньше соответствующих значений для зимы (см., например, рис. 3). В недавнее время было выдвинуто предположение[21], что основной причиной ненормальных сезонных, дневных и географических изменений в ионизации F_2 являются происходящие в нем приливные явления, вызванные Солнцем. Автор развивает в своей работе «динамическую теорию ионосферы», заключающуюся в том, что в слое F_2 из-за приливов возникают горизонтальные ветры, вызывающие движение электронов вдоль линий земного магнитного поля. Эти движения приводят к вертикальным перемещениям электронов, что указывает на необходимость учёта написанного выше члена $\frac{\partial(n_e v)}{\partial z}$ в уравнении (4.5). На основе анализа экспериментальных данных автор показывает, что в ряде случаев действительно наблюдаются колебания n_e и высот начала и максимума слоя F_2 с полусуточным периодом, указывающим на наличие в нём приливов. В указанной работе приводится теоретический расчёт движения зарядов, вызванного этими приливами, однако в ней не содержится каких-либо уверенных данных о возможных скоростях перемещения электронов в слое.

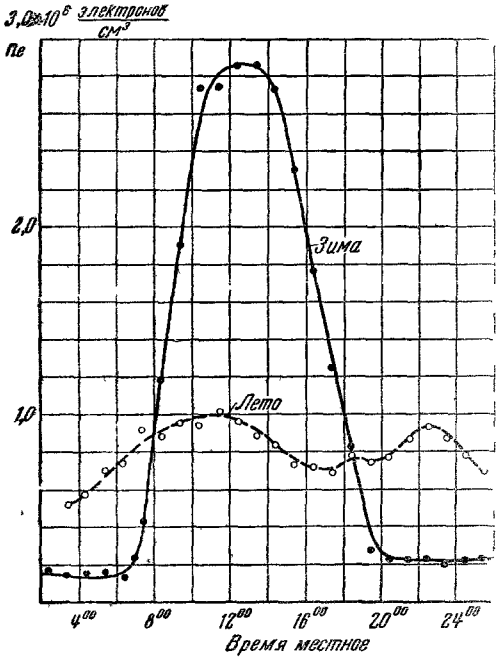

Рис. 3. Типичный суточный ход концентрации электронов в максимуме слоя F_2 для зимы и лета.

Автор, таким образом, в основном лишь на основании качественных соображений считает, что географический эффект объясняется асимметрией земного магнитного поля по отношению к географическим полюсам. Отметим, что наличие соответствия между географическим распределением n_e и геомагнитными характеристиками (наклонением, широтой) уже неоднократно указывалось в литературе (см., например, ссылки [13, 17] в [1]). Далее, автор видит подтверждение развиваемой им точки зрения в полусуточных колебаниях слоя F_2. Он объясняет, на основе этих соображений, высокие значения ионизации n_e на низких широтах и большие высоты максимума ионизации на экваторе, а также наблюдаемые в некоторых местах максимумы n_e после полудня и в ночные часы. Следует отметить, что указание автора на то, что причиной отсутствия этих явлений в E и F_1 является увеличение продукции электронов в этих слоях по сравнению с F_2, что приводит к тому, что в этих слоях $\frac{\partial (n_e v)}{\partial z} \ll J_0$, вызывает недоумение, так как оно противоречит опытным данным. (См., например, таблицу V.)

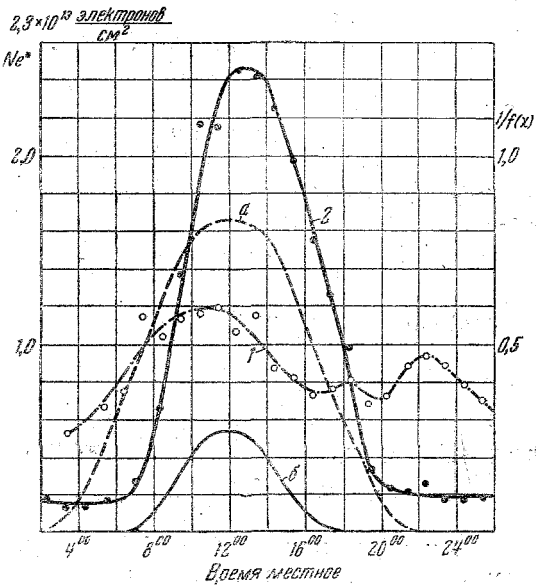

Рис. 4. Типичный суточный ход полного количества электронов в нижней половине слоя F_2 и функции $1/f(\chi)$ для зимы и лета.

Однако очень важный и, пожалуй, даже основной вопрос, который не разъясняется в этой работе, — это ненормально низкие полуденные значения n_e летом по сравнению с зимой (см. рис. 3). Автор правильно отмечает, что полная ионизация слоя не изменяется от этих явлений, однако, повидимому, не располагая соответствующими данными, не рассматривает хода N_e в свете построенной им теории.

В последнее время, независимо от этой работы, проводился анализ данных для слоя F_2 с целью выяснения причин аномального сезонного и суточного хода его изменений в дневные часы летом [22]. Для исключения или, во всяком случае, уменьшения влияния переноса, обработка суточных характеристик F_2 проводилась как с помощью уравнения (4.10), так и с помощью (4.5), для чего и были

подсчитаны, на основе экспериментально снятых высоточастотных характеристик ионосферы, истинное распределение ионизации по высоте (см. [35], а также [36]) и суточный ход полной ионизации N_e^*. На рис. 4 изображён суточный ход N_e^* для лета (кривая *1*) и зимы (кривая *2*) и $1/f(\chi)$ для лета (кривая *а*) и зимы (кривая *б*). Рис. 4 соответствует тому же дню, данные для которого изображены на рис. 3.

Эта обработка показала, что полная ионизация N_e^*, как мы видим, сохранила нерегулярный суточный (для лета) и сезонный ход. При этом в полдень летом:

$$N_e^* \sim 10^{13}\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^2} \quad \text{и} \quad n_e \sim 10^6\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}, \tag{5.1}$$

а зимой:

$$N_e^* \sim 2{,}5\cdot 10^{13}\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^2} \quad \text{и} \quad n_e \sim 2{,}8\cdot 10^6\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^3}. \tag{5.2}$$

Для зимы (1947 года) получено, что в нижней половине слоя образуется (при $\chi=0$)

$$\frac{S_m}{\varepsilon_i} \sim 2\cdot 10^{10}\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^2\text{сек}}, \quad J_m \sim 2\cdot 10^3\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^2\text{сек}}, \tag{5.3}$$

что даёт для «солнечной постоянной» в области 1000—800 Å и ниже

$$S_\infty \sim (1 \div 1{,}5)\,\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\text{сек}}. \tag{5.4}$$

Для лета количество вновь образуемых электронов в столбе сечением 1 *см*², приведённое к $\chi=0$, равно

$$Q_н \simeq 5\cdot 10^8\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^2\text{сек}}, \quad J_m \simeq 50\,\frac{\text{электронов}}{\text{см}^3\text{сек}}. \tag{5.5}$$

Таким образом, из (5.3) и (5.5) следует, что летом, когда поступающая в слой энергия Солнца увеличивается, полная ионизация в слое падает, и количество энергии, идущей на ионизацию, уменьшается.

Кроме того, из этих данных следует, что в течение дня летом, начиная с восхода Солнца, $Q_н$ уменьшается в 10 и более раз за несколько часов. Оба эти обстоятельства указывают, согласно предположению, сделанному в [22], на то, что в уравнении (4.10), решаемом для лета, существенно влияет [см. (2.9)] множитель

$$\left[1 - e^{-\sigma \sec\chi\,(N^* - N_e^*)}\right], \tag{5.6}$$

который становится значительно меньше единицы, благодаря тому, что $e^{-\sigma \sec\chi\,(N^* - N_e^*)} \to 1$

Анализ этого вопроса привёл к предположению (см. [22]), что летом, благодаря подъёму слоя на 80—100 *км* вверх, он переходит в область меньшей плотности атмосферы, где ионизация существенно приближается к насыщению.

Однако для того, чтобы можно было удовлетворить этому предположению, необходимо, чтобы величина сечения фотопоглощения в области ультрафиолетового излучения Солнца, вызывающего ионизацию, была бы равной

$$\sigma \simeq 10^{-14}\ см^2. \tag{5.7}$$

Из (5.7) и (3.3) видно, что это значение σ больше значения сечения фотоионизации σ_e, полученного из квантовых расчётов для O_1 в 10^3—10^4 раз. Следует напомнить, что такого же порядка расхождение получилось между эффективным коэффициентом рекомбинации и коэффициентом фоторекомбинации (§ 4), характеризующим процесс, обратный фотоионизации.

В чём здесь дело и где лежит корень возможной ошибки, в настоящее время сказать ещё затруднительно.

Второй вопрос, который остаётся неясным и возникает независимо от величины σ — это где в поглощается атмосфере летом приходящая от Солнца энергия в области частот, обусловливающих ионизацию в слое F_2*). Было бы весьма важным знать:

а) Возможны ли в высоких слоях атмосферы какие-либо процессы, которые поглощают энергию ультрафиолетового излучения в области частот, обусловливающих ионизацию?

б) Может ли появляться это поглощение летом, а зимой отсутствовать?

в) Возможны ли существенно отличные значения сечения фотопоглощения (фотоионизации) в разных слоях ионосферы? Можно попытаться разрешить этот вопрос путём совместного решения уравнений (4.5) и (4.10), по экспериментальным данным для разных слоёв, из которых можно определить

$$\frac{S_m}{\varepsilon_i} \quad \text{и} \quad \sigma(n - n_e)\frac{S_m}{\varepsilon_i}. \tag{5.8}$$

Следует указать, что поскольку значения плотности n в области слоя E в настоящее время достаточно надёжно известны на основании не только радиоданных, можно было бы попытаться определить σ из (5.8). Расчёты эти, требующие тщательного анализа большого материала, не проведены до настоящего времени.

Укажем здесь, что в [8a] отмечается расхождение между σ теоретическим и определяемым из данных измерений для максимума слоя E. Так как в слое E плотность $n \sim (2 \div 5)10^{12}$ и $H \sim 10^6$ *см*, то из (2.8) имеем для максимума E $\sigma \sim (2 \div 5)10^{-19}$, в то время как теоретически для O_2 получается значение $\sigma \sim 10^{-20}$ (см. § 3,а). Таким образом, из этих данных следует, что если принять за исходное значение сечения фотоионизации $\sigma \sim 10^{-20}$, то n должно быть по-

*) Расчёты показывают, что ионизация слоя F_1 и промежуточной между E и F_1 области поглощает летом не более 10—20% этой энергии.

рядка 10^{-4}, что расходится с другими данными. Авторы высказывают, в связи с этим, предположение о существовании в слое E поглощения энергии ультрафиолетового излучения, не связанного с ионизацией.

Проведённое выше рассмотрение трудностей, возникающих в слое F_2, и возможного их объяснения, указывает на то, что в настоящее время нет ещё достаточных оснований для отрицания или отстаивания той или иной точки зрения и выделения основной причины этих явлений. Однако из этих данных видно, что мы сталкиваемся с весьма сложной и важной задачей.

6. ЭФФЕКТИВНОЕ ЧИСЛО СОУДАРЕНИЙ $\nu_{эфф}$

Другим параметром, кроме α, характеризующим микропроцессы в ионосфере и определяемым из радиоизмерений, является количество упругих соударений ν. Оно выступает в радиоисследованиях как $\nu_{эфф}$ и обусловливает поглощение радиоволн в ионосфере, измерения которого и позволяют вычислить $\nu_{эфф}$.

Поскольку главным агентом, влияющим на распространение радиоволн в ионосфере, являются электроны, постольку основную роль должны здесь играть соударения электронов с нейтральными частицами или ионами.

Прежде чем переходить к дальнейшему, целесообразно выяснить роль, которую могут играть соударения ионов или, соответственно, электронов между собой. Соударения ионов между собой по порядку величины определяются той же формулой, что и соударения электронов с ионами (см. ниже) при замене в ней скорости электронов v_e на скорость ионов v_i. Ввиду того, что $v_i \ll v_e$ и концентрация отрицательных ионов, повидимому, всегда меньше концентрации электронов (и положительных ионов), то практически можно всегда пренебречь этим типом соударений. Учёт влияния соударений электронов между собой связан с большими трудностями, однако из разных соображений можно считать, что и этим типом соударений можно пренебречь.

Числа соударений электронов с ионами ($n^{(i)}$) или нейтральными частицами (n), т. е. рассеяние их на этих частицах, можно рассчитать методом, указанным в [23]. Задача решается с помощью кинетического уравнения [24] при пренебрежении скоростями тяжёлых частиц по сравнению со скоростью движения электронов.

Из расчётов следует, при допущении $\nu^2 \ll \omega^2$ (ω — угловая частота волны), что число соударений с нейтральными частицами равно

$$\nu_{эфф}^{(n)} = \frac{4}{5}\pi a^2 n \bar{v}, \tag{6.1}$$

где $\bar{v}$ — среднее арифметическое значение скорости электронов:

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{2kT}{m}} = 6{,}2\cdot 10^5\sqrt{T}\ \frac{см}{сек}, \tag{6.2}$$

а πa^2, по экспериментальным данным для воздуха (для O_2 и N_2), равно

$$\pi a^2 \simeq 7{,}2 \cdot 10^{-16}\ см^2. \tag{6.3}$$

Из (6.2) и (6.3) получаем:

$$\nu_{эфф}^{(n)} \simeq 6 \cdot 10^{-10} \cdot n\sqrt{T} \tag{6.4}$$

Для числа же соударений электронов с ионами получается из этих расчётов $\left(\text{также для } \nu^2 \ll \omega^2 \text{ и } \ln \frac{kT}{e^2 n^{1/3}} \gg 1\right)$

$$\nu_{эфф}^{(n^i)} \simeq \frac{\pi e^4}{(kT)^2} n^i v \ln \frac{kT}{e^2 \sqrt[3]{n^i}}, \tag{6.5}$$

или, при использовании (6.2) и значений констант, имеем:

$$\nu_{эфф}^{(n^i)} \simeq \frac{5{,}6}{T^{3/2}} n^i \ln \left(60 \frac{T}{\sqrt[3]{n^i}}\right). \tag{6.6}$$

Из (6.4) и (6.6) следует, что числа соударений с ионами и нейтральными частицами имеют существенно отличные зависимости от температуры и что эффективное сечение для ионов значительно больше сечения для нейтральных частиц.

В таблице VII приводятся значения $\nu_{эфф}^{(n)}$ и $\nu_{эфф}^{(n^i)}$, рассчитанные по формулам (6.4) и (6.6).

Таблица VII

Числа соударений электронов с ионами $\nu_{эфф}^{(n^i)}$ и нейтральными частицами $\nu_{эфф}^{(n)}$ в зависимости от T, n и n^i

n, n^i	$T = 300°K$		$T = 500°K$		$T = 1000°K$		$T = 2000°K$	
	$\nu_{эфф}^{(n^i)}$	$\nu_{эфф}^{(n)}$	$\nu_{эфф}^{(n^i)}$	$\nu_{эфф}^{(n)}$	$\nu_{эфф}^{(n^i)}$	$\nu_{эфф}^{(n)}$	$\nu_{эфф}^{(n^i)}$	$\nu_{эфф}^{(n)}$
10^3	10	—	5	—	2	—	—	—
10^6	$7{,}8 \cdot 10^3$	—	$4 \cdot 10^3$	—	$1{,}5 \cdot 10^3$	—	$6 \cdot 10^2$	—
10^9	$5{,}4 \cdot 10^6$	10	$2{,}8 \cdot 10^6$	13	$1{,}1 \cdot 10^6$	19	$4{,}5 \cdot 10^5$	27
$5 \cdot 10^{11}$	—	$5 \cdot 10^3$	—	$6{,}5 \cdot 10^3$	—	$9{,}5 \cdot 10^3$	—	$13{,}5 \cdot 10^3$
10^{12}	$3{,}0 \cdot 10^9$	10^4	$1{,}7 \cdot 10^9$	$1{,}3\ 10^4$	$7{,}3 \cdot 10^8$	$1{,}9 \cdot 10^4$	$3{,}0 \cdot 10^8$	$2{,}7 \cdot 10^4$
10^{15}	—	10^7	$1{,}6 \cdot 10^{11}$	$1{,}3\ 10^7$	$3{,}2 \cdot 10^{11}$	$1{,}9 \cdot 10^7$	$1{,}5 \cdot 10^{11}$	$2{,}7 \cdot 10^7$

Определяемое из опытов значение числа соударений равно

$$\nu_{эфф} = \nu_{эфф}^{(n)} + \nu_{эфф}^{(n^i)}, \tag{6.7}$$

что существенно затрудняет анализ экспериментальных данных и возможность тех или иных заключений. Однако при достаточно полных и детальных измерениях $\nu_{эфф}$ и изучении его временнóго хода, а также зависимости его от высоты можно получить много важных данных. Укажем, например, на следующее. Из таблицы VII следует, что с увеличением температуры $\nu_{эфф}^{(ni)}$ довольно быстро уменьшается, в то время как $\nu_{эфф}^{(n)}$, наоборот, увеличивается, причём значительно медленнее. Так, при уменьшении $\nu_{эфф}^{(ni)}$ в 13 раз $\nu_{эфф}^{(n)}$ увеличивается лишь в 2,7 раза. Таким образом, при детальных измерениях временнóго хода $\nu_{эфф}$ и сопоставлении его с температурным

Таблица VIII

Значения $\nu_{эфф}$ для различных слоёв атмосферы

Слой	Время наблюдения	$\nu_{эфф}$ $\frac{соударений}{сек}$	Примечание
D	—	$1,5\cdot10^7$	—
	—	$3,2\cdot10^6$	—
	—	$1,0\cdot10^6$	—
E	—	$4\cdot10^4$	
	—	$3\cdot10^5$	В верхней части слоя } Англия
	—	$2,7\cdot10^4$	В нижней части слоя } Англия
	—	$2,7\cdot10^5$	В верхней части слоя } Индия
	—	$1\cdot10^4$	В нижней части слоя } Индия
	—	$2\cdot10^5$	В верхней части слоя } Индия
	—	$2\cdot10^5$	По расчётам в нижней части слоя } Англия
	—	$5\cdot10^5$	По исследованиям нелинейных эффектов; на высоте 85 *км*
F_1	—	10^4	По разным оценкам
F_2	после полудня	$3,6\cdot10^3$	Англия. Октябрь
	то же	$1,6\cdot10^3$	Англия. Октябрь
	полдень	$3,5\cdot10^3$	Лондон. Январь—май
	»	$3\cdot10^3$	Лондон } Сентябрь
	»	$1,6\cdot10^3$	Англия } Сентябрь
	после полудня	$1,2\cdot10^4$	Индия. Март
	»		

ходом атмосферы (полученным из других данных, скажем, по измерениям α) можно было бы, повидимому, в некоторых случаях выявить, какой тип соударений является преобладающим, а может быть, и основным в том или ином слое, что сразу же открывает возможность для весьма важных заключений. Так, например, если бы было установлено, что в слое F_2 с ростом температуры уменьшается значение $\nu_{эфф}$ в соответствии с расчётами, т. е. что преобладающим типом соударений являются соударения с ионами, то можно было бы сказать, что в этом слое $n \sim 10^6 \div 10^7$, так как для F_2 $\nu_{эфф} \simeq 10^3$ (см. табл. VIII) Обратная температурная зависимость указывала бы на то, что здесь $n \simeq 10^{10} \div 10^{11}$.

Из приведённого примера видно, таким образом, что постановка достаточно полных и тщательных опытов в этом направлении открывает ряд возможностей для изучения структуры и процессов ионосферы.

До настоящего времени, насколько известно автору, не ставились какие-либо регулярные и полные опыты по измерениям $\nu_{эфф}$, а имеются лишь отдельные замеры, как и для α (см. § 4). Мы приводим в таблице VIII известные по литературным данным[25—32] значения $\nu_{эфф}$.

В последнее время указывалось также на то [33], что из экспериментальных исследований нелинейных эффектов в ионосфере можно было бы в некоторых случаях составить себе представление о роли соударений электронов с ионами или нейтральными частицами.

Отметим в заключение этого параграфа следующее обстоятельство. В приведённых выше формулах для $\nu_{эфф}$ имеется в виду электронная температура, значение которой может и не совпадать—в особенности в разреженной атмосфере — с температурой газа. Полный расчёт этой задачи не проведён ещё до настоящего времени, так как для его выполнения необходимо знать распределение интенсивности излучения Солнца в ультрафиолетовой части его спектра. Из расчётов, сделанных в [34], следует, что с большой степенью точности можно принять для F-слоя, что

$$T \simeq T_г + 50\ \varepsilon, \tag{6.8}$$

где $T_г$ — температура газа, а ε — средняя энергия электрона при его вырывании из атома, выраженная в электронвольтах. Величина ε может достигать нескольких электронвольт.

7. ТЕМПЕРАТУРА, ПЛОТНОСТЬ И СОСТАВ ИОНОСФЕРЫ

Радиоисследования ионосферы являются одним из методов для получения данных о температуре, плотности, составе и процессах, происходящих в атмосфере, в особенности на больших высотах. Однако так как для детальной обработки и анализа результатов радиоизмерений уже требуется знание всех этих величин, извлечение

из них же необходимых сведений о строении атмосферы весьма затрудняется.

Приведём здесь кратко известные в литературе данные о строении верхней атмосферы, частично полученные и из радиоизмерений (см. также [37, 38]).

Температура

В настоящее время имеется большое количество данных различных измерений, дающих достаточно надёжные сведения о температуре атмосферы до высот $\sim 110-120$ *км*. Довольно обстоятельно анализировалось распределение температуры по высоте с точки зрения радиоизмерений в [23]. На основании радиоизмерений [39] было показано, что на высоте 70 *км* (D-слой) температура атмосферы $\sim 200°$, что совпадало с результатами других измерений. Для высоты $z \sim 100-110$ *км* (E-слой) было получено [41] $T \sim 350-400°$. Однако основные сведения о температуре получены другими методами (см., например, [42, 43, 44]).

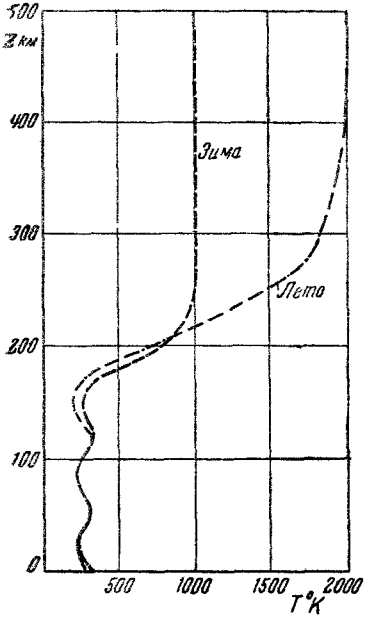

Рис. 5. Температура высоких слоёв атмосферы зимой и летом, согласно [22].

Данные о температуре более высоких слоёв атмосферы более скудны. В различных работах [8, 38, 45, 46] содержатся соответствующие результаты измерений температуры до высот свыше 300 *км*. Из них следует, что на высоте 300 *км* и выше температура может достичь 1000° и более.

Основным методом определения температуры на основе радиоизмерений является вычисление из этих данных высоты однородной атмосферы H [см. (2.7)] для измеренных высот отражения радиоимпульсов на разных частотах и высоты максимума слоя [см. (2.8)]. Это даёт весьма скупые результаты. Дальнейшее развитие методов измерений коэффициента рекомбинации α (§ 4) и числа соударений ν (§ 6) позволит, как нам кажется, значительно расширить возможности радиометодов для определения температуры верхних слоёв атмосферы.

В цитированной выше работе [22] была сделана попытка вычисления, на основе высказанного в ней предположения о причине аномалий F_2, возможного распределения температуры атмосферы по высоте для зимы и лета в дневные часы.

Из этих расчётов следует, что на высоте порядка (140÷160) *км* можно предположить третий температурный минимум, достигающий $T \simeq 200°$. На бо́льших высотах идёт быстрый рост температуры, которая может достичь 1000° (зимой) и 2000° (летом). При этом третий минимум температуры может быть ещё глубже ($T < 200°$) летом (см. рис. 5). Последнее обстоятельство, однако, не является обязательным, если область диссоциации атмосферных газов летом находится на 20—30 *км* выше, чем зимой. Интересно в этой связи указать, что к предположению о наличии температурного минимума на высоте 140—160 *км* пришли независимо и другие авторы [47] в развитой ими математической теории резонансных колебаний в атмосфере, объясняющей, в частности, наблюдаемые в слое E приливные явления [48].

Само собой разумеется, что приведённые данные о температуре на бо́льших высотах ещё недостаточно надёжны и лишь на основе будущих измерений можно будет проверить их правильность. Может быть целесообразно отметить, что наблюдаемые, согласно последним сообщениям, приливные явления в слое F_2 [21] могут привести к существенному пересмотру представлений о возможной температуре на больших высотах (выше 300—400 *км*).

Плотность

Данные о плотности атмосферы до 120 *км* также содержатся в работах [42—44]. Для больших высот эти данные рассчитаны в работах [8, 45, 46] и других. Определение плотности нейтральных частиц, на основе радиоизмерений, производится лишь для максимумов слоёв E, F_1 и F_2 [см. формулу (2.8)]. Ввиду отсутствия достаточно надёжных значений H (2.7) и σ (см. § 5) соответствующие расчёты плотности нельзя ещё считать надёжными, хотя они и согласуются в некоторых случаях достаточно хорошо с результатами других расчётов. Из совокупности имеющихся в литературе данных можно указать на следующее распределение плотности нейтральных частиц по высоте (см. таблицу IX).

Таблица IX

Распределение плотности нейтральных частиц по высоте

Z *км*	0	20	40	60	80	100	120	220	300
$n\ \frac{см^3}{1}$	$2{,}6\cdot10^{19}$	$1{,}5\cdot10^{18}$	$8{,}1\cdot10^{16}$	$7{,}6\cdot10^{15}$	$5{,}2\cdot10^{14}$	$2{,}6\cdot10^{13}$	$2{,}5\cdot10^{12}$	$\sim10^{11}$	$2\cdot10^{10}$

В [22] также сделана попытка расчёта плотности атмосферы на высотах более 120 *км*. Из этих расчётов следует, что имеется сезонный ход плотности, заключающийся в том, что летом в области

250—300 *км* плотность атмосферы может быть ниже, чем зимой, а выше 300 *км*, наоборот, летом плотность атмосферы больше, чем зимой. n на высоте 220 *км* имеет, согласно этим расчётам, значение $\sim 10^7$, т. е. в 10^4 раз меньше указанного в таблице IX. Из этих же данных следует, что днём выше 400 *км* атмосфера в основном полностью ионизована. Естественно, что все эти расчёты являются лишь предположительными, в той мере, как и приведённые выше результаты расчётов T.

Состав

На основе существующих данных основными составными газами на высоте 100—120 *км* (т. е. в слое E) являются молекулярный азот N_2 и молекулярный кислород O_2. Предполагается, что на высоте 100—120 *км* начинается диссоциация кислорода, так что на высотах 150 *км* и выше преобладает атомарный кислород O_1 и молекулярный азот N_2, а в последнее время имеются указания на то, что на ещё больших высотах присутствует также атомарный азот N_1[49]. Большинство исследователей считает, что слой E является следствием ионизации O_2, а слой F состоит из ионизированных N_2 и O_1. При разбиении слоя F на два: F_1 и F_2, один из них (F_1) состоит, главным образом, из N_2, а второй (F_2) из O_1. Таким образом, роль атомарного кислорода O_1 в верхней атмосфере весьма велика (см., например, [50, 51]), и имеются основания думать, что ещё на бо́льших высотах усиливается и роль атомарного азота N_1.

Как и в отношении температуры и плотности, сведения о газовом составе на больших высотах (200—300 *км* и более) ещё весьма недостоверны. В [22] предполагается, что областью наиболее интенсивной диссоциации атомарного кислорода может быть не 100—120 *км*, а высоты порядка 180—250 *км*, т. е. что полная диссоциация происходит, главным образом, выше, чем обычно предполагается. При этом возможно перемещение этой области диссоциации от лета к зиме; она ниже зимой, чем летом, на 20—30 *км*.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Л. Альперт, Успехи физических наук, **34**, 262 (1948).
2. Lenard, Electrician, **75**, 348 (1914).
3. S. Chapman, Proc. Phys. Soc., **43**, 26 (1931).
4. S. Chapman, Proc. Phys. Soc., **43**, 483 (1931).
5. D. R. Bates, R. A. Buckingham, H. S. Massey, I. I. Unwin, Proc. Roy. Soc., **170**, 322 (1939).
6. T. Yamanuchi and M. Kotani, Proc. Math. Soc. of Japan, **22**, 160 (1940).
7. H. S. Massey and D. R. Bates, Reports of Progress in Physics, **9**, 62 (1943).
8. D. R. Bates and H. S. Massey, Proc. Roy. Soc., **187**, 261 (1946).
8a D. R. Bates and H. S. Massey, Proc. Roy. Soc., **192**, 1 (1947).

9. H. S. Massey, Negative ions, Cambridge, (1938).
10. D. R. Bates and H. S. Massey, Phil. Trans. Roy. Soc., **239**, 269 (1943).
11. Thomson, Philosophical Magazine, **47**, 337 (1924).
12. Gardner, Phys. Rev. **53**, 75 (1938).
13. J. Sayers, Proc. Roy. Soc., **169**, 83 (1938).
14. H. D. Hagstrum and J. T. Tate, Phys. Rev., 59, 554 (1941).
15. W. W. Lozier, Phys. Rev., **46**, 248 (1934).
16. C. A. Ferraro, Terr. Mag. Atm. Elec., **50**, 215 (1945).
17. J. C. Jaeger, Proc. Phys. Soc., **57**, 519 (1945).
18. C. Kenty, Phys. Rev., **32**, 624 (1928).
19. F. L. Mohler, Bur. Stand. Journ. Res., **19**, 447, 559 (1939).
20. J. Sayers, Nature, **159**, 118 (1947); Reports of Progres in Physics **9**, 52 (1943).
21. D. F. Martyn, Proc. Roy. Soc., **189**, 24 (1947).
22. Я. Л. Альперт, ЖЭТФ — в печати (1948).
23. В. Л. Гинзбург, Journal of Physics, **8**, 253 (1944).
24. Б. Н. Давыдов, ЖЭТФ, **7**, 1069 (1937).
25. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Изв. АН, сер. физ. **8**, 42 (1944).
26. А. Н. Казанцев, Изв. АН О. Т. Н., **9**, 1107 (1948).
27. R. Penndorf, Meteorol. Zeitschrift, **1**, 135 (1941).
28. J. E. Best and J. A. Ratcliffe, Proc. Phys. Soc., **50**, 22 (1938).
29. D. F. Martyn and O. O. Pulley, Proc. Roy. Soc., **154**, 463 (1936).
30. S. R. Mitra and H. Rakshit, Ind. Journ. Phys., **12**, 47 (1938).
31. E. V. Appleton, Quart. Journ. Roy. Met. Soc., **61**, 324 (1935).
32. T. V. White and L. M. Brown, Proc. Roy. Soc., **153**, 639 (1936).
33. В. Л. Гинзбург, Изв. АН, сер. физ., **12**, № 3 (1948).
34. Г. Друкарев, Journ. of Physics., **10**, 81 (1946).
35. O. E. Rydbeck, Philos. Magazine, **30**, 282 (1940).
36. Я. Л. Альперт, Распространение радиоволн в ионосфере, Гостехиздат, стр. 114, (1947).
37. В. Н. Кессених, Изв. АН, сер. физич., **11**, 155 (1947).
38. R. Penndorf, Die Naturwissenschaften, **28**, 751 (1940).
39. K. G. Budden, J. A. Ratcliffe, M. V. Wilkes, Proc. Roy. Soc., **171**, 188 (1939).
40. M. V. Wilkes, Proc. Roy. Soc., **175**, 143 (1940).
41. E. V. Appleton, Quart. Journ. Roy. Met. Soc., **65**, 324 (1939).
42. F. L. Whipple, Reviews of Modern Physics, **15**, 246 (1943).
43. N. Best, R. Havens and La Cow, Phys. Rev., **71**, 915 (1947).
44. Г. В. Розенберг, Успехи физических наук, **34**, 445 (1948).
45. L. Harang, Terr. Mag. Atm. Elec., **51**, 1 (1946).
46. Т. Г. Мегрелишвили и И. А. Хвостиков, Доклады АН, **59**, 1283 (1948).
47. K. Weeks and M. V. Wilkes, Proc. Roy. Soc., **192**, 80 (1948).
48. E. V. Appleton and K. Weeks, Proc. Roy. Soc., **171**, 171 (1939).
49. И. А. Хвостиков, Успехи физических наук, **33**, 570 (1947).
50. С. И. Крючков, Журнал прикладной физики, **7**, 61 (1930).
51. С. И. Крючков, Изв. АН, Сер. географ. геоф., **1**, 125 (1940).