

ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ*)

А. Дальгарно

СОДЕРЖАНИЕ

§ 1. Упругие столкновения медленных электронов с атомами и молекулами в атмосфере	115
§ 2. Энергетические потери медленных электронов	120
§ 3. Упругие столкновения положительных ионов с атомами и молекулами в атмосфере	122
§ 4. Термоэлектронные процессы	127
§ 5. Термоионные процессы	132
§ 6. Захват электрона, возбуждение и ионизация тяжелыми частицами	136
§ 7. Возбуждение и ионизация при столкновениях с электронами	141
§ 8. Вклад столкновений в тепловой баланс верхней атмосферы	146
Цитированная литература	148

§ 1. УПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
С АТОМАМИ И МОЛЕКУЛАМИ В АТМОСФЕРЕ

1.1. Молекулярный азот. Эксперименты Кромптона и Саттона⁶⁹, определявших энергетические коэффициенты Таунсенда (k_T^{**}) для диффузии медленных электронов в молекулярном азоте, а также измерения скорости дрейфа электронов (Нильсен¹⁶⁹)^{***}) позволяют вычислить среднее поперечное сечение переноса импульса $\bar{Q}$. По расчетам Кромптона и Саттона $\bar{Q}$ уменьшается с уменьшением скорости электронов, но экспериментальные данные были получены ими только для температур выше 750° К.

Обнаруженное уменьшение $\bar{Q}$ находится в соответствии с результатами измерений микроволновой проводимости (Фелпс, Фандингсленд и Браун¹⁷⁵), которые дают для $\bar{Q}$ значение $4 \cdot 10^{-16}$ см² при энергии электронов около 0,04 эв. Однако эта величина расходится с данными Андерсона и Голдстейна⁷, которые также измерили микроволновую проводимость и обнаружили, что $\bar{Q}$ возрастает с уменьшением скорости электронов до значения $17 \cdot 10^{-16}$ см² при энергии 0,04 эв.

Объяснение расхождения было предложено Формато и Джилардини⁹⁶, которые считают, что в экспериментах Андерсона и Голдстейна температура первичной электронной плазмы намного выше комнатной.

Дополнительные подтверждения убывания Q с уменьшением скорости электронов были получены недавно Кромптоном и Холлом⁶⁷,

*) A. Dalgarno, Charged Particles in the Upper Atmosphere, Ann. géophys. 17 (1), 16 (1961). Перевод Ю. Б. Самсонова.

**) k_T — отношение электронной температуры к температуре газа. (Прим. перев.)

***) Измерения скорости дрейфа электронов были повторены с большей точностью Бове⁴⁵.

которые измеряли коэффициент диффузии электронов с энергиями от 0,05 эв и ниже, а также Фелпсом и Пэком¹⁷⁶, измерявшими подвижности электронов с энергиями от 0,005 до 0,05 эв.

Кромптон и Холл обнаружили, что коэффициент диффузии D — константа. Так как для газа Лоренца

$$D = \frac{1}{3n} \left(\frac{V}{Q} \right), \quad (1)$$

где n — количество частиц в 1 см³ и V — скорость электрона, то из постоянства D следует, что Q прямо пропорционально V . По расчетам Хаксли¹²⁹

$$Q = 3,29 \cdot 10^{-23} V \text{ см}^2. \quad (2)$$

Если определять частоту столкновений по формуле

$$\nu = VQn \text{ сек}^{-1}, \quad (3)$$

то, в соответствии с (2),

$$\nu = 1,16 \cdot 10^{-7} un \text{ сек}^{-1}, \quad (4)$$

где u — энергия электрона, измеренная в электрон-вольтах.

Из измерений подвижности электронов Фелпс и Пэк¹⁷⁶ получили

$$\nu = (2,5 \cdot 10^{-9} u^{1/2} + 1,2 \cdot 10^{-7} u) n \text{ сек}^{-1}. \quad (5)$$

Для электронных температур между 150 и 290° К эта формула может быть заменена более простым выражением (Фелпс¹⁷⁴):

$$\nu = 1,33 \cdot 10^{-7} un \text{ сек}^{-1}. \quad (6)$$

1.2. Молекулярный кислород. Шкарофский, Бачинский и Джонстон¹⁹⁴ определяли Q в молекулярном кислороде, измеряя подвижности и энергетический коэффициент Таунсенда для электронов со средней энергией, превышающей энергию молекул при данной температуре*). Полученные в работе¹⁹⁴ значения Q по расчетам Фелпса¹⁷⁴ соответствуют частоте столкновений

$$\nu = (4 \cdot 10^{-9} u^{1/2} + 5 \cdot 10^{-8} u) n \text{ сек}^{-1} \quad (7)$$

для

$$0,03 \text{ эв} < u < 0,2 \text{ эв}.$$

Для энергий меньше 0,1 эв выражение (7) может быть представлено с точностью $\pm 10\%$ формулой

$$\nu = 7 \cdot 10^{-8} un \text{ сек}^{-1}. \quad (8)$$

Фелпс¹⁷⁴ проанализировал также данные Ван-Линта (измерения микроволновой проводимости O₂ (1959), не опубликованы) и показал, что если предположить, что ν прямо пропорционально энергии электрона u , то

$$\nu = 9 \cdot 10^{-8} un \text{ сек}^{-1}. \quad (9)$$

Из формул (8) и (9) можно получить

$$\nu = 8 \cdot 10^{-8} un \text{ сек}^{-1}. \quad (10)$$

1.3. Воздух. Из (6) и (10) следует, что для воздуха, состоящего из азота и кислорода в отношении 4:1,

$$\nu = 1,22 \cdot 10^{-7} un \text{ сек}^{-1}, \quad (11)$$

где n — число молекул в 1 см³ воздуха.

*) Новые данные были недавно получены Хаксли, Кромптоном и Бэгготом¹³⁰.

Усреднение (11) по распределению Максвелла, соответствующему температуре T , дает

$$\bar{v} = 1,5 \cdot 10^8 p \text{ сек}^{-1}, \quad (12)$$

где p — давление, измеренное в мм ртутного столба.

Выражение (12) близко к формуле, используемой Хаксли в работе ¹²⁹:

$$v = 1,2 \cdot 10^8 p \text{ сек}^{-1}. \quad (13)$$

1.4. Водяной пар. В связи с тем, что молекулы водяного пара имеют постоянный и большой дипольный момент, частота их столкновений с электронами относительно велика, и Фелпс в работе ¹⁷⁴ обращал внимание на недооценку важности этого эффекта.

Альтшулер ⁵ вывел формулу

$$v = 10^{-7} u^{-1/2} n \text{ сек}^{-1}, \quad (14)$$

которая хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными Такедой и Дугалом ²⁰⁶. При 300° К (14) примерно в 200 раз больше чем (11) для одинаковых концентраций. Таким образом, для смеси воздуха и насыщенного водяного пара вклад формул (11) и (14) в v будет примерно одного порядка.

1.5. Частоты столкновений в атмосфере. Формулы (11), (12) должны выполняться до высот около 85 км; на больших высотах нужно принимать во внимание диссоциацию молекулярного кислорода.

Каулингом ⁶⁵, Николé ^{165, 166} и Чэнменом ⁶² были рассчитаны частоты столкновений частиц в атмосфере.

Для частоты столкновений, определяющей электрическую проводимость атмосферы, принимаемой за слабо ионизованный газ, было получено выражение

$$v_e = \frac{kT}{mD_e}, \quad (15)$$

где k — постоянная Больцмана, m — масса электрона и D_e — коэффициент диффузии электронов. Вообще говоря, это определение не эквивалентно максвелловскому среднему (3). Однако используя (1), можно показать, что если Q прямо пропорционально V (что является хорошим приближением), то эти два определения приводят к одинаковым результатам.

За последнее время с помощью различной аппаратуры были произведены измерения эффективной частоты столкновений.

В работе Рэтклиффа и Уикса ¹⁸⁰ указывается, что в этих экспериментах была обеспечена приемлемая точность при измерении частоты столкновений, но высота, на которой измерялась эта частота, определялась не всегда достаточно точно. Однако по своему физическому смыслу точное значение частоты столкновений «расплывчато» и может меняться от одного измерения к другому. Вычисления были основаны на магнито-ионной теории Эпплтона — Хартри (см. Рэтклифф ¹⁷⁹), в которую входит эффективная, независимая от скорости частота столкновений.

Более детальные исследования распространения электромагнитных волн в слабо ионизованном газе производились Хаксли ¹²⁴⁻¹²⁶, Фистером ¹⁷³, Жанселем и Каханом ¹³⁴, Молмудом ¹⁶², Сеном и Уайлером ¹⁹³ и Фелпсом ^{174 *}). Особенно интересна работа Фелпса, содержащая

*) Эти исследования все же не вполне удовлетворительны, так как не учитывают в должной мере пространственных вариаций волн.

диаграммы и формулы, непосредственно приложимые к радионаблюдениям над слоями *D* и *E*. Фелпс приходит к выводу, что понятием эффективной частоты столкновений можно пользоваться только при определенных граничных условиях. В зависимости от граничных условий, вычисленная частота столкновений может отличаться на множитель порядка 2 от частоты, определяемой по (3) и, следовательно, по (12).

Самый простой выход заключается в том, чтобы не пользоваться понятием эффективной частоты столкновений и вычислять измеряемую величину прямо из (11). Кейн¹⁴³ сравнительно недавно измерил прохождение радиоволн в периоды полного прекращения радиосвязи в полярных районах (black out). Он представил свои данные в виде функции *Q*, определенной следующим образом:

$$Q = \frac{K_{\kappa} - K_0}{\left(\frac{2\pi}{\lambda} - \mu_{\kappa}\right) + 1,4 \left(\frac{2\pi}{\lambda} - \mu_0\right)}, \quad (16)$$

где λ — длина волны в вакууме и $\mu - iK$ — показатель преломления, индекс «0» означает обыкновенную волну, а κ — необыкновенную волну.

Используя (11) (в действительности $1,25 \cdot 10^{-8}$ ип сек⁻¹) или более точную формулу, получающуюся при замене (6) формулой (5), Фелпс¹⁷⁴ вычислил *Q* для эксперимента Кейна как функцию давления.

На рис. 1 приведены два распределения давления, вычисленных Николé. Одно из них соответствует температуре мезопаузы 190° К, другое 130° К. На этом же рисунке нанесены экспериментальные данные Кейна, полученные им во время двух полетов ракет в ноябре 1956 г. и в июле 1957 г. Если принять во внимание вариации атмосферного давления, которые происходят в полярных районах (Джонс,

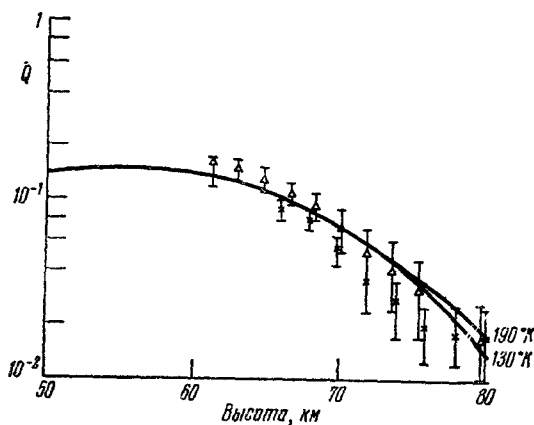


Рис. 1. Значения функции Кейна *Q* (уравнение (16)).

Теоретические кривые соответствуют двум распределениям давления, полученным Николé¹⁶⁷. Крестики и треугольники — экспериментальные данные, полученные в двух полетах.

Фишбах и Петерсон¹⁴⁰), данные Кейна вполне удовлетворительно согласуются с теорией.

1.6. Атомарный кислород. Начиная с высоты примерно в 85 км и выше, необходимо учитывать влияние атомарного кислорода на процессы столкновений.

Существует несколько теоретических работ по исследованию рассеяния медленных электронов атомарным кислородом (Митра, Рэй и Гхош¹⁶¹; Бейтс и Месси³⁴; Ямануши²²⁴; Робинсон¹⁸¹; Хаммерлинг, Шайн и Кайвел¹⁰⁷; Темкин²⁰⁸; Клейн и Брюкнер¹⁴⁴; Лин и Кайвел¹⁵¹), а также одна экспериментальная (Дэмб и Лин¹⁴⁷). Как Клейн и Брюкнер¹⁴⁴, которые получили поперечное сечение $Q = 9 \cdot 10^{-16}$ см², так и Лин и Кайвел, получившие $Q = 2 \cdot 10^{-16}$ см², утверждают, что их результаты согласуются с измерениями скоростей фотоотщипания O^- (Бранском, Берч, Смит и Гелтман⁴⁸; Смит¹⁹⁵). Большие расхождения в величине *Q* объясняются тем, что рассеивающие атомы кислорода могут находиться как в дублетном, так и в квартетном спиновом состоянии, а измерения скорости

фотоотлипания позволяют оценить вклад в Q только для дублетного состояния. Эта неопределенность не позволяет решить окончательно — уменьшает ли диссоциация O_2 частоту столкновений или увеличивает. Учитывая сказанное выше, мы будем полагать, что (11) и (12) выполняются в слое E .

Измерения частоты столкновений в слое E проводились недавно Шлаппом¹⁸⁶, который сравнивал измерения коэффициента отражения Q с изменением групповой траектории P' и фазовой траектории P , вызванным небольшими изменениями частоты создаваемых установкой импульсов «прослушивания» ионосферы.

Методика измерений основана на формуле Эпплтона⁸

$$\Delta \ln q = \frac{\bar{v}}{2c} (\Delta P' - \Delta P). \quad (17)$$

Хотя эта формула верна не всегда, граничные условия в экспериментах Шлаппа таковы, что позволяют ввести эффективную частоту столкновений.

Чтобы сравнить (12) с $\bar{v}$, полученным из (17), можно, как это видно из соответствующей диаграммы в работе¹⁷⁴, умножить (12) на $5/3$:

$$\bar{v} = 2,5 \cdot 10^8 p \text{ сек}^{-1}. \quad (18)$$

Данные Шлаппа приведены на рис. 2. Подставив в (18) давления из таблиц Колмана¹⁴², мы получим непрерывную кривую на рис. 2, которая вполне удовлетворительно согласуется с данными Шлаппа. Величина $1,9 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ при $(110 \pm 5) \text{ км}$, полученная Уайтхедом²²², также хорошо согласуется с теоретической кривой.

1.7. Положительные ионы. После того как Шлапп¹⁸⁶ обнаружил, что $\bar{v}$ на данной высоте может увеличиваться с увеличением числа солнечных пятен, нельзя не учитывать возможного вклада в $\bar{v}$ от столкновений между электронами и положительными ионами.

Соотношение между эффективной и действительной частотами столкновений электронов с положительными ионами требует особого исследования, но мы не сделаем серьезной ошибки, если используем формулу (15). В соответствии с ней

$$\bar{v} = \left\{ 34 + 4,18 \lg \left(\frac{T^3}{n_e} \right) \right\} T^{-3/2} n_i, \quad (19)$$

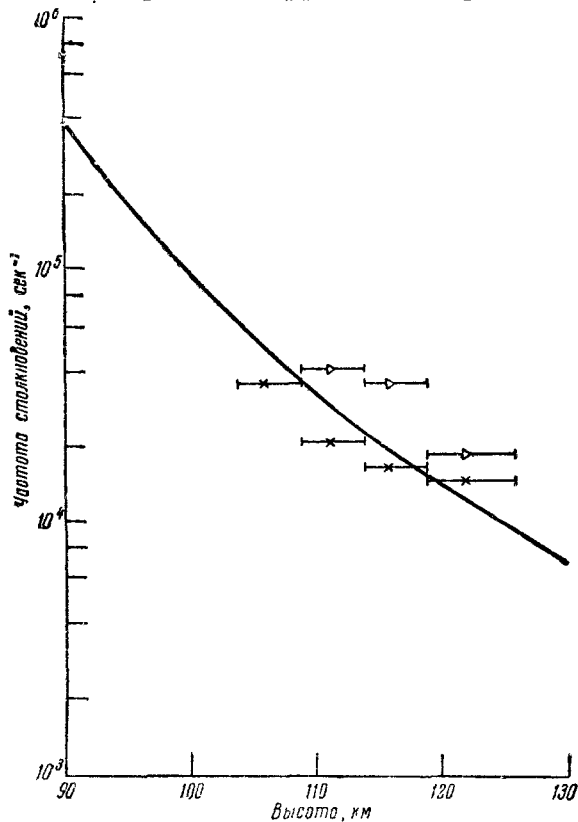


Рис. 2. Эффективные частоты столкновений (ур-ние (18)), соответствующие распределению давления, полученному Колманом¹⁴² (непрерывная линия).

Крестики и треугольники — экспериментальные данные, полученные в 1955 и 1956 гг.

где n_i — число положительных ионов в 1 см^3 (Николé ¹⁶⁵). Очевидно, что n_i и n_e должны быть почти одинаковы. Формула (19) получена с помощью дебаевского обрезания и экспериментально подтверждена Андерсоном и Голдстейном ⁶.

Понимание явлений переноса в полностью ионизованном газе было углублено недавно работами Эккера и Мюллера ⁸⁷, Либоффа ¹⁴⁹, Тейлора и Гофмана ²⁰⁹, Содхи и Варшни ¹⁹⁹, но их модели пока плохо приложимы к верхней атмосфере.

Таблицы (19) были составлены Чапменом ⁶² и Николé ¹⁶⁶. Из них следует, что при $T = 200^\circ \text{ К}$ и $n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ вклад в $\bar{v}$ равен $2 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$ и при $T = 400^\circ \text{ К}$ и $n_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ вклад в $\bar{v}$ равен $6 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}$. Отсюда следует, что в слое E столкновениями между электронами и положительными ионами можно пренебречь.

Положение меняется на больших высотах. Как отмечают Каулинг ⁶⁵ и Николé ¹⁶⁵, столкновения электрон — ион на границе слоя $F1$ так же существенны, как и столкновения электронов с нейтральными частицами, и дают основной вклад в $\bar{v}$ в слое $F2$. Имеются данные о нескольких измерениях частот столкновений в слое F , но, по-видимому, разброс величин, создаваемый эффектами фокусировки, в значительной степени обесценивает результаты (Рэтклифф и Уикс ¹⁸⁰)*). Согласно Шлаппу ¹⁸⁵ единственным надежным результатом этих работ является вывод, что $\bar{v}$ меньше чем $5 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$. Эта граница слишком велика, чтобы быть полезным критерием температуры.

Эксперименты Уайтхеда ²²², который обнаружил, что частота столкновений существенно постоянна от 150 до 200 км, находятся по крайней мере в качественном согласии с увеличением электронной плотности и температуры окружающей среды с высотой.

1.8. Э л е к т р и ч е с к а я п р о в о д и м о с т ь а т м о с ф е р ы. Современное состояние знаний об электрической проводимости атмосферы изложено Чапменом ⁶². Его таблицы могут быть уточнены при определении частот столкновений электронов по формулам (12) и (19) и частот столкновений ионов по формулам, приведенным в § 3.

§ 2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Важным фактором в теории взаимодействия радиоволн с плазмой является скорость, с которой электроны со средней энергией $\bar{E}$ теряют энергию, двигаясь через газ со средней тепловой энергией E_g (Хаксли ¹²⁷). Эта скорость может быть представлена в виде суммы двух частей, одна из которых соответствует потерям при упругих столкновениях, а другая — потерям при неупругих столкновениях.

Средняя скорость энергетических потерь при упругих столкновениях для электрона с энергией E дается формулой

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{упр}} = \frac{2m}{M} n v_e \left(E - \frac{4}{3} E_g \right), \quad (20)$$

где M — масса молекулы газа. Если E не настолько велико, чтобы возбуждать колебательные состояния, средняя скорость потерь при неупругих столкновениях равна

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{неупр}} = V \sum_j n_j \sigma(j, j') \Delta \epsilon_{jj'}, \quad (21)$$

*) Возможно, что значительное ослабление вызывается замираниями Ландау ¹⁴⁸. Это требует дальнейшего исследования.

где n_j — количество молекул в 1 см^3 , находящихся на j -м вращательном уровне, $\sigma(j; j')$ — эффективное сечение перехода $j-j'$ и $\Delta\epsilon_{jj'}$ — изменение энергии связи.

В теории взаимодействия радиоволн с плазмой фигурирует величина G , которая связывает среднюю скорость энергетических потерь со средней энергией электрона следующим образом:

$$\frac{d\bar{E}}{dt} = Gv(\bar{E} - E_g). \quad (22)$$

В случае только упругих столкновений

$$G = \frac{8m}{3M}. \quad (23)$$

В случае неупругих столкновений часто предполагается, что G постоянно, но это, вообще говоря, неверно.

Многие экспериментальные данные относятся к средней парциальной потере энергии при одном столкновении

$$\lambda = \frac{1}{nvE} \frac{dE}{dt}. \quad (24)$$

Если газ атомный и $E \gg E_g$, λ равно $2m/M$.

Для N_2 λ измерялось Кромптоном и Саттоном⁶⁹, а также Андерсоном и Голдстейном⁷; их результаты изображены на рис. 3.

В теоретическом анализе возбуждения вращательных уровней N_2 , проведенном Джорджи и Стейном¹⁰¹, предполагается, что при малых энергиях эффективное сечение $\sigma(j; j')$ пропорционально квадрату квадрупольного момента молекулы q . Принимая для $|q|$ значение $0,27 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и для поперечного сечения переноса импульса значение $4,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, Джорджи и Стейн вычислили зависимость λ от энергии электрона. Мы повторили их вычисления, используя формулу (16) для определения поперечного сечения переноса импульса, и сравнили полученные значения с экспериментальными данными, относящимися также к колебательному возбуждению, порог которого в данном случае равен $0,29 \text{ эВ}$ (рис. 3). Расхождения могут быть объяснены отчасти неточностью значения q , но для того, чтобы сказать что-то определенное, требуется дальнейшая экспериментальная и теоретическая работа в области малых энергий.

Для воздуха λ измерялось Кромптоном, Хаксли и Саттоном⁶⁸, а для молекулярного кислорода Кромптоном и Саттоном (см. Хаксли¹²⁸). Эти экспериментальные данные, относящиеся к электронным температурам до 1000° К , были проанализированы Хаксли¹²⁹, который отметил, что они согласуются с предположением о равенстве скоростей энергетических потерь в O_2 и N_2 для любых электронов равных скоростей. Однако это предположение в свою очередь не согласуется с теоретическими оценками.

Хотя теория Джорджи и Стейна¹⁰¹ не вполне применима к расчету возбуждения вращательных уровней O_2 , она в состоянии дать грубую оценку. По Смиту и Ховарду¹⁹⁸ значение q для O_2 меньше $0,09 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

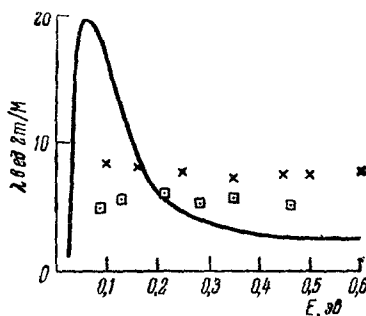


Рис. 3. Теоретические и экспериментальные значения средних парциальных потерь энергии электрона в N_2 .

Отсюда можно сделать вывод, что потери энергии на возбуждение вращательных уровней в кислороде примерно в десять раз меньше, чем в азоте.

Из экспериментальных данных, относящихся к N_2 , Хаксли ¹²⁹ вывел формулу

$$G\nu = n \left\{ \frac{1,08 \cdot 10^{-7}}{T^{3/2}} \exp\left(-\frac{213}{T}\right) + 7,82 \cdot 10^{-16} T \right\} \quad (25)$$

и применил ее к исследованию взаимодействия радиоволн с плазмой, предполагая, что n — общее число молекул в 1 см^3 воздуха. Более правильно, по-видимому, считать, что n — число молекул N_2 в 1 см^3 . В этом случае формула (25) верна на всех высотах ниже уровня, на котором частота столкновений электронов с положительными ионами становится сравнимой с частотой столкновений с нейтральными атомами. Значения $G\nu/n$ для различных температур среды приведены в табл. I; значения $G\nu/n$ при 196 и 288° К были определены Хаксли ¹²⁹.

Таблица I

Значения $\frac{G\nu}{n}$ и G для различных температур

T° К	130	150	170	190	210	240	270	300
$\frac{G\nu}{n} \cdot 10^{11}$	1,42	1,42	1,39	1,35	1,29	1,20	1,11	1,02
$G \cdot 10^3$	9,9	8,6	7,4	6,5	5,6	4,5	3,7	3,1

Измерения взаимодействия радиоволн с плазмой привели к значениям $1 \cdot 10^3 < G\nu < 3 \cdot 10^3$, а также позволили установить, что источники перекрестной модуляции находятся на высоте между 82 и 90 км. Из этих измерений, как видно из табл. I, следует, что плотность $N_2 \cong 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется с ракетными данными. Для некоторых приложений может потребоваться величина G , поэтому последняя также включена в таблицу. В измерениях Феджера и Вайца ⁹¹ предполагается, что в слое D $G = 0,01$.

§ 3. УПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ С АТОМАМИ И МОЛЕКУЛАМИ В АТМОСФЕРЕ

Большинство данных об эффективных сечениях столкновений положительных ионов с молекулами было получено при измерениях подвижностей ионов (см. обзор Дальгарно, Мак-Доуэлла и Уильямса ⁷⁶).

Подвижность иона в газе K связана с коэффициентом диффузии D_i соотношением

$$K = \frac{eD_i}{kT}, \quad (26)$$

а частота столкновений ионов с нейтральными атомами равна (Каулинг ⁶⁵)

$$\nu_i = \frac{kT}{M_i D_i} = \frac{e}{M_i K}, \quad (27)$$

где M_i — масса иона. Предполагается, что плотность ионов мала по сравнению с плотностью нейтральных частиц. Подвижность K обратно про-

порциональна числу частиц в 1 см^3 , а экспериментально найденные значения K , как правило, относятся к нормальным давлению и температуре и выражаются в $\text{см}^2\text{в}^{-1}\text{сек}^{-1}$. Обозначая эти величины как K_c и измеряя массу в атомных единицах, мы можем получить значения D_i и v_i , соответствующие числу частиц в 1 см^3 , из формул

$$D_i = \frac{2,3 \cdot 10^{15}}{n} K_c T \text{ см}^2\text{сек}^{-1}, \quad (28)$$

$$v_i = \frac{3,5 \cdot 10^{-8}}{M_i K_c} \text{ сек}^{-1}. \quad (29)$$

При низких температурах подвижность иона в атомном газе равна

$$K_c = \frac{35,9}{\sqrt{\alpha \mu}} \text{ см}^2\text{в}^{-1}\text{сек}^{-1}, \quad (30)$$

где α — поляризуемость газа ($\alpha_0^3 = 1,48 \cdot 10^{-25} \text{ см}^3$), а μ — приведенная масса в атомных единицах

$$\mu = \frac{M_i M_g}{M_i + M_g}, \quad (31)$$

M_g — масса атома газа.

За исключением случая очень низких температур, соотношение (30) выполняется для молекулярного газа; α находится обычно путем усреднения по эллипсоиду поляризации.

Если молекула имеет ось симметрии, то

$$\alpha = \frac{1}{3} (\alpha_{||} + 2\alpha_{\perp}), \quad (32)$$

где $\alpha_{\perp}$ — поляризуемость $\perp$ оси симметрии, а $\alpha_{||}$ — поляризуемость $||$ оси симметрии. Для молекулярного азота $\alpha_{||} = 16,1$, $\alpha_{\perp} = 9,8$; следовательно,

$$K_c(\text{N}_2) = \frac{10,4}{\sqrt{\mu}} \text{ см}^2\text{в}^{-1}\text{сек}^{-1}. \quad (33)$$

В табл. II формула (33) сравнивается с величинами, измеренными Митчеллом с Ридлером¹⁶⁰ и Тиндалем²¹⁴ при температуре 291°K и приведенными к нормальным давлению и температуре.

Таблица II

Подвижности K_c в N_2 при 291°K

Ион	Li	Na	K	Rb	Cстаб	Al	Geстаб	Kr	In	Xe	Ba	H	Tl
Измерено Из урав- нения (27)	3,95	2,85	2,53	2,24	2,20	2,72	2,28	2,26	2,15	2,09	2,09	2,03	2,04
	4,41	2,92	2,57	2,26	2,21	2,81	2,33	2,27	2,19	2,17	2,16	2,10	2,10

Для молекулярного кислорода $\alpha_{||} = 15,9$, $\alpha_{\perp} = 12,1$ и, следовательно,

$$K_c(\text{O}_2) = \frac{10,9}{\sqrt{\mu}} \text{ см}^2\text{в}^{-1}\text{сек}^{-1}. \quad (34)$$

Для атомного кислорода $\alpha = 5,2$ (Альфер и Уайт⁴), что дает

$$K_c(\text{O}) = \frac{15,8}{\sqrt{\mu}} \text{ см}^2\text{в}^{-1}\text{сек}^{-1}. \quad (35)$$

Подвижность иона в смеси газов выражается через подвижность в каждом газе законом Бланка

$$K_c = \left(\sum_i \frac{f_i}{K_c(i)} \right)^{-1}, \quad (36)$$

где f_i — относительная концентрация i -й компоненты.

Для смеси, состоящей из азота и кислорода в отношении 4:1, мы можем написать в хорошем приближении

$$D_i = \frac{2,4 \cdot 10^{16}}{n} \left(\frac{1 + \frac{M_i}{29}}{M_i} \right)^{1/2} T \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}, \quad (37)$$

$$v_i = \frac{3,3 \cdot 10^{-9}}{\left\{ M_i \left(1 + \frac{M_i}{29} \right) \right\}^{1/2}} n \text{ сек}^{-1}. \quad (38)$$

Значения (37) и (38) для H^+ , He^+ , N^+ , O^+ и NO^+ даются в табл. III. Данные относительно O_2^+ и N_2^+ приводятся в следующем параграфе.

Таблица III

Коэффициенты диффузии
и частоты столкновений
положительных ионов в воздухе
при $T < 300^\circ \text{K}$

Ион	$\frac{D_i n}{T}$	$\frac{v_i}{n}$
H^+	$2,5 \cdot 10^{16}$	$3,2 \cdot 10^{-9}$
He^+	$1,3 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
N^+	$7,8 \cdot 10^{15}$	$7,2 \cdot 10^{-10}$
O^+	$7,8 \cdot 10^{15}$	$6,6 \cdot 10^{-10}$
NO^+	$5,3 \cdot 10^{15}$	$4,2 \cdot 10^{-10}$

Таблица IV

Коэффициенты диффузии
и частоты столкновений
положительных ионов в атомном
кислороде при $T < 250^\circ \text{K}$

Ион	$\frac{D_i n}{T}$	$\frac{v_i}{n}$
H^+	$3,7 \cdot 10^{16}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$
He^+	$2,0 \cdot 10^{16}$	$9,8 \cdot 10^{-10}$
N^+	$1,3 \cdot 10^{16}$	$4,3 \cdot 10^{-10}$
N_2^+	$1,1 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$
NO^+	$1,1 \cdot 10^{16}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$
O_2^+	$1,1 \cdot 10^{16}$	$2,3 \cdot 10^{-10}$

Для воздушной смеси, в которой весь кислород находится в атомарном состоянии, формулы (37) и (38) приобретают следующий вид:

$$D_i = \frac{3,6 \cdot 10^{16}}{n} \left(\frac{1 + \frac{M_i}{16}}{M_i} \right)^{1/2} T \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}, \quad (39)$$

$$v_i = \frac{2,2 \cdot 10^{-9}}{\left\{ M_i \left(1 + \frac{M_i}{16} \right) \right\}^{1/2}} n \text{ сек}^{-1}. \quad (40)$$

Значения (39) и (40) для H^+ , He^+ , N^+ , N_2^+ , NO^+ и O_2^+ даются в табл. IV. Данные относительно O^+ приводятся в следующем параграфе.

Из табл. III и IV видно, что диссоциация молекулярного кислорода увеличивает D_i и уменьшает v_i , но изменения сравнительно невелики. Относительно иона O^+ подобного утверждения сделать нельзя. Эти данные верны для температуры среды меньше $250 \div 300^\circ \text{K}$. При более высоких температурах на зависимость $K_c \sqrt{\mu}$ от T начинает влиять природа иона и состав воздуха.

Из-за отсутствия соответствующих экспериментов мы можем предложить только ориентировочную зависимость подвижности от температуры (рис. 4); D_i и v_i при высоких температурах с такой же степенью точности пропорциональны $\sqrt{T}$.

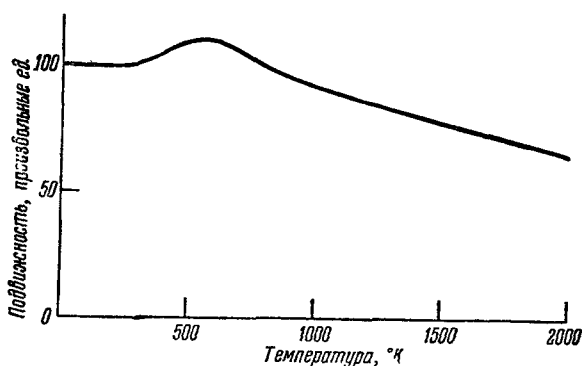


Рис. 4. Примерная зависимость подвижности от температуры для иона в «чужом» газе.

Некоторые сведения о коэффициентах диффузии можно получить из наблюдений метеоров в верхней атмосфере (Гринхоу и Ньюфельд¹⁰⁴, Вейсс²²⁰, Муррэй¹⁶³). Диффузия, которую они наблюдали, была амбиполярной на большей части исследованного интервала высот. Соответствующий коэффициент диффузии D_a связан с D_i соотношением

$$D_a \sim D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right), \quad (41)$$

где T_e и T_i — соответственно электронная и ионная температуры. Если $T_e = T_i$, то

$$D_a \sim 2D_i. \quad (42)$$

Из табл. II видно, что изменения D_a с массой для метеорных ионов малы, и мы можем принять для метеорных наблюдений

$$D_a = 1,0 \cdot 10^{-3} \frac{T^2}{p} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}, \quad (43)$$

где p — давление в мм рт. столба.

На рис. 5 значения (43), соответствующие двум распределениям давления и температуры, полученным Николé¹⁶⁷, сопоставлены с экспериментальными данными Гринхоу и Ньюфельда¹⁰⁴, Вейсса²²⁰ и Муррэя¹⁶³. Расхождение теории с экспериментом не очень велико, если учесть

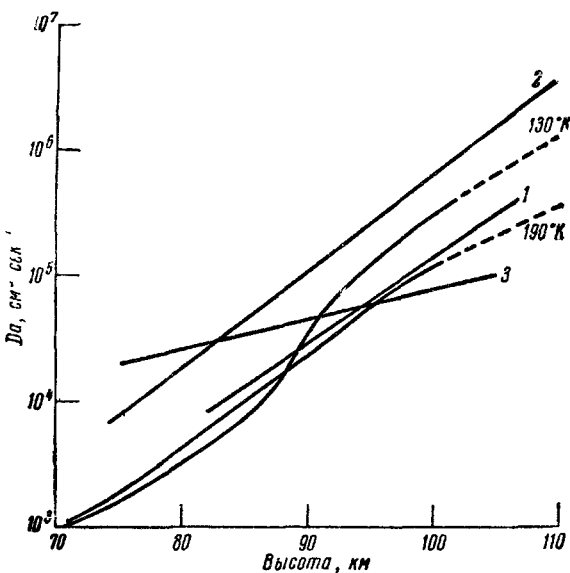


Рис. 5. Изменения коэффициента амбиполярной диффузии метеорных ионов с высотой.

1 — Гринхоу и Ньюфельд¹⁰⁴ 2 — Вейсс²²⁰, 3 — Муррэй¹⁶³ Муррэй отмечает, что наклон кривой (2) неверен (поправочный коэффициент равен e). Две остальные кривые вычислены на основании (43) и распределений давления, имеющихся в работе¹⁶⁷

неопределенность значения D_a , вызванную большим разбросом результатов наблюдений (Муррэй¹⁶³). Так как при выводе (43) атомный кислород не учитывался, никаких заключений о его содержании в атмосфере из этого сопоставления сделать нельзя *).

3.1. Ионы O_2^+ , N_2^+ и O^+ . Формула (30) не выполняется, если ион движется через вещество, имеющее тот же химический состав, так как необходимо учитывать квантовые эффекты, происходящие при столкновениях одинаковых частиц. В этом случае (37) и (38) неверны для O_2^+ и N_2^+ , а (39) и (40) неверны для O^+ . Общей формулы также не существует, и каждый газ должен рассматриваться отдельно.

По имеющимся экспериментальным данным, собранным в обзорах Дальгарно⁷⁰, Берча и Жебалле⁵³, подвижность $K_c O_2^+$ в O_2 при $290^\circ K$ равна $1,9 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ **), откуда для воздуха $D_i = 1,6 \cdot 10^{18} n \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$, а $v_i = 4,2 \cdot 10^{-10} n \text{ сек}^{-1}$. K_c для N_2^+ в N_2 не измерялось, а значения K_c , полученные для ионов в N_2 при малых напряженностях поля, по всей вероятности, относятся к N_4^+ . Варней²¹⁹, Фэр и Чэмпин⁸⁸ получили для положительных ионов в N_2 величину $D_{ap} = (220 \pm 30) \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1} \text{ мм рт. ст.}$ при $T = 400^\circ K$, а Броммер⁵² $124 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1} \text{ мм рт. ст.}$ при $T = 313^\circ K$. Первое значение D_{ap} соответствует $K_c = 2,8 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$, а второе $2,6 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$, что в обоих случаях превышает K_c для O_2 . Предполагая, что N_2^+ в N_2 играет такую же роль в переносе заряда, как O_2^+ в O_2 , Дальгарно оценил K_c для N_2^+ в N_2 около $1,5 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ при $290^\circ K$. Расхождение с упомянутыми выше данными, по-видимому, говорит о том, что эти данные просто не относятся к N_2^+ . Из оценки Дальгарно следует, что в воздухе $D_i = 1,1 \cdot 10^{18} / n \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$, а $v_i = 7,5 \cdot 10^{-10} n \text{ сек}^{-1}$. K_c для O^+ в O также не измерялось, и Дальгарно⁷⁰ предложил полуэмпирический метод, согласно которому K_c оценивается как близкое к $1,6 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$. Значения D_i и v_i равны $1,1 \cdot 10^{18} / n \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ и $1,4 \cdot 10^{-9} \text{ сек}^{-1}$ соответственно.

Относительно температурной зависимости K_c для O^+ , O_2^+ и N_2^+ , движущихся в O , O_2 и N_2 соответственно, пока имеется очень мало надежных сведений. Приближенные данные для O^+ в O (Дальгарно⁷¹) приведены в табл. V. О точности этих величин можно сказать только то, что значения D_i не противоречат теории.

Таблица V
Коэффициенты диффузии и частоты столкновений O^+ в O

$T^\circ K$	300	400	500	700	1000	2000
$D_i n \cdot 10^{18}, \text{ см}^{-1} \text{ сек}^{-1} \dots$	1,1	1,3	1,5	1,9	2,3	3,2
$v_i \cdot 10^9 / n, \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1} \dots$	1,4	1,5	1,7	1,9	2,2	3,1

Значения K_c для H^+ в атомарном водороде при температуре, достигающей $5000^\circ K$, были вычислены с высокой точностью Дальгарно⁷⁰; впоследствии вычисления были продолжены до температуры $10^5^\circ K$. Результаты этих вычислений приводятся в табл. VI.

*) Гринхоу и Холл¹⁶³ сообщили недавно о новых измерениях D_a . Их результаты указывают на существование больших суточных изменений D_a на данной высоте; авторы считают, что эти изменения вызываются суточными вариациями давления, причем относительная величина вариаций увеличивается с высотой.

**) Несколько большие величины были получены Хубером¹¹⁹ и Москартом¹⁵⁹.

Таблица VI

Подвижности, коэффициенты диффузии и частоты столкновений H^+ в H

$T^\circ K$	300	400	500	700	1000	2000	5000	10000	20000	50000	80000	100000
$K_c, см^2 в^{-1} сек^{-1}$	12,4	11,0	10,2	9,1	7,4	5,7	4,0	3,1	2,4	1,7	1,45	1,3
$D_i \cdot 10^{18}, см^{-1} сек^{-1}$	8,6	10,1	11,7	14,6	17,0	26,2	46	71	110	200	270	300
$\nu_i \cdot \frac{109}{n}, см^3 сек^{-1}$	2,8	3,2	3,4	3,8	4,7	6,1	8,4	11	15	21	24	27

3.2. Отрицательные ионы. Для отрицательных ионов, движущихся в газах того же химического состава, верны все предыдущие результаты, и дальнейшее обсуждение требуется только для O_2^- в O_2 и для O^- в O . Берча и Жебалле⁵³ утверждают, что подвижность O_2^- в O_2 такая же, как и у O_2^+ . Следовательно, результаты, полученные ранее, верны и для O_2^- . (Следует, однако, заметить, что Дальгарно⁷⁰ оставляет под вопросом интерпретацию Берча и Жебалле.)

Никаких данных относительно подвижности O^- в O не имеется, однако некоторые вычисления Дальгарно и Мак-Доуэлла⁷⁵, касающиеся подвижностей H^- в H , заставляют предположить, что K_c и D_i могут быть в несколько раз меньше, а ν_i в несколько раз больше, чем для O^+ в O , в таком же интервале температур.

§ 4. ТЕРМОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

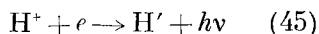
4.1. Радиационная рекомбинация. Радиационная рекомбинация является, по-видимому, самым эффективным рекомбинационным процессом в наиболее высокой части атмосферы.

Процесс



где штрих обозначает все возможные конечные состояния, был исследован Бейтсом, Бакингом, Месси и Ануином²¹. Скорости реакции, измеренные ими с высокой точностью, приводятся в табл. VII.

Процесс



совсем недавно исследовался Берджессом⁵⁵ и Ситоном¹⁹²; их результаты также включены в табл. VII.

Таблица VII
Коэффициенты скорости радиационной рекомбинации ($\alpha \cdot 10^{12}$), $см^3 сек^{-1}$

$T^\circ K$	250	500	1000	2000
$O^+ + e \rightarrow O' + h\nu$	3,4	2,2	1,3	0,8
$H^+ + e \rightarrow H' + h\nu$	3,8	3,1	2,0	1,3

В связи с тем, что основной вклад в полную скорость рекомбинации дает захват в возбужденные состояния, эти результаты в значительной мере могут быть приложимы и к процессам



4.2. Двухэлектронная рекомбинация. Двухэлектронной рекомбинацией называется процесс, обратный фотоионизации (Месси и Бейтс ¹⁵⁷):



двойной штрих обозначает возбужденное состояние, лежащее в континууме.

Вообще говоря, скорость двухэлектронной рекомбинации должна быть мала из-за высокой скорости процесса, обратного (50). Месси и Бейтс ¹⁵⁷, а также Месси ¹⁵⁶ отмечают, что коэффициент скорости прямого процесса вряд ли превышает $10^{-12} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$.

Следует, однако, отметить, что Гартон ⁹⁹ пришел к выводу, что для аргона коэффициент скорости должен быть не менее $10^{-10} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при 300° K , так как имеются некоторые данные о том, что для аргона скорость (51) аномально велика. Проанализировав более современные данные по аргону, Гартон, Пери и Каулинг ¹⁰⁰ предложили для коэффициента скорости величину около $5 \cdot 10^4$, но, очевидно, прежде чем принимать это значение, необходимо измерить вероятность перехода (51) или обратного.

Можно предположить, что у атомов O и N также существуют возбужденные состояния, для которых скорость (51) аномально велика, однако такое предположение маловероятно.

4.3. Диссоциативная рекомбинация. Бейтс ¹³ показал, что процесс диссоциативной рекомбинации



весьма эффективен и в благоприятных условиях имеет коэффициент скорости порядка $10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$.

Данные, полученные в первых измерениях с микроволновой аппаратурой (Бьонди и Браун ⁴³, Холт, Ричардсон, Хоуленд и Мак-Клур ¹¹⁵, Бьонди ⁴⁰), указывают на большие скорости реакций, но достоверность полученных величин остается под сомнением (Перссон и Браун ¹⁷², Грэй и Керр ¹⁰²). Во всяком случае, ясно, что интервал возможных значений коэффициента скорости велик; например, для A_2^+ коэффициент скорости равен $8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ (Бьонди ⁴⁰), а для He^2 он, вероятно, не меньше $2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ (Грэй и Керр ¹⁰²).

Таблица VII
Коэффициенты скорости диссоциативной рекомбинации N_2

Измерения	Температура, $^\circ\text{K}$	$\text{см}^3 \text{сек}^{-1}$
Бьонди и Браун (1949)	300	$1,4 \cdot 10^{-6}$
Сэйерс (1956)	2500	$1,4 \cdot 10^{-7}$
Фэр и др. (1958)	300	$1,4 \cdot 10^{-6}$
Бьялеке и Дугал (1958)	92	$6,7 \cdot 10^{-6}$
	300	$8,5 \cdot 10^{-7}$
Фэр и Чэмпнон (1959)	400	$4,0 \cdot 10^{-7}$

4.31. А з о т. В табл. VIII приводятся результаты нескольких измерений коэффициента скорости (52) в молекулярном азоте. В экспериментах Бьялеке и Дугала ³⁹ коэффициент скорости зависел от давления, что не позволяет отнести их результаты непосредственно к процессу



По-видимому, их данные являются верхней границей истинных величин. В работе Фэра и Чэмпиона⁸⁸ уточнены данные Бьонди и Брауна⁴³, а также Фандигследа, Эдена и Чэмпиона⁸⁹, но в ней полностью отсутствуют какие-либо методы идентификации иона, участвующего в рекомбинации. Некоторые сведения можно получить из измерений коэффициента амбиполярной диффузии (Фэр и Чэмпион). Полученное ими значение $D_{ap} = (220 \pm 30) \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$ при 400°K соответствует подвижности $2,8 \text{ см}^2 \text{в}^{-1} \text{сек}^{-1}$, что согласуется с измерениями подвижности при 400°K (Тиндаль и Пирс²¹⁵). Варней²¹⁹, Ковар, Бити и Варней¹⁴⁵ полагают, что данное значение подвижности относится к иону, который одну часть времени жизни может быть ионом N_2^+ , а другую N_2^+ .

Представляют интерес результаты масс-спектрометрического анализа (Сапорошенко¹⁸²), показавшие, что для N_2^+ и N_4^+ начальные потенциалы одинаковы. Подвижность, полученная из этих данных, значительно больше, чем по оценкам Дальгарно⁷⁰ для N_2^+ (основанных, впрочем, на непроверенном значении K_c для O_2^+) в O_2 около $1,9 \text{ см}^2 \text{в}^{-1} \text{сек}^{-1}$.

В предварительных экспериментах Сэйерса¹⁸⁴ трудности идентификации исключены с помощью масс-спектрометрического анализа. Кроме того, образование N_4^+ при температуре 2500°K весьма маловероятно. Дальнейшая экспериментальная работа особенно желательна в связи с тем, что Бромер⁵² недавно опубликовал данные, подтверждающие значение $10^{-10} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при $T = 313^\circ \text{K}$.

4.32. К и с л о р о д. Сэйерс (1960, частное сообщение) в предварительных экспериментах получил для коэффициента скорости величину $(2,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при $T \approx 2500^\circ \text{K}$.

4.33. О к и с ь а з о т а. Исследуя обратную реакцию, Лин¹⁵⁰ получил для коэффициента скорости величину около $10^{-9} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при температуре порядка 5000°K (точность не указана). Некоторые сведения о возможных скоростях диссоциативной рекомбинации NO^+ можно получить из данных по верхней атмосфере. Так, например, Бейтс и Николé³⁷ указывают, что поведение слоя E заставляет предположить, что коэффициент скорости диссоциативной рекомбинации NO^+ равен, примерно, $3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$, а O_2 $3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$. Данные по сумеркам также вполне отчетливо показывают, что скорость диссоциативной рекомбинации N_2^+ выше, чем O_2^+ или NO^+ .

В заключение следует отметить, что нет никаких определенных сведений о температурной зависимости коэффициента скорости диссоциативной рекомбинации.

4.4. Р а д и а ц и о н н ы й з а х в а т э л е к т р о н а. Скорость процесса радиационного захвата



можно получить из скорости обратного процесса — фотоотлипания



при условии, что X^- не имеет дискретных возбужденных состояний. Следуя этому методу, Бранском, Берч, Смит и Гелтман⁴⁸ из измерения скорости процесса



получили коэффициент скорости



который убывает от $1,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при 100°K до $1,2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при 2000°K , что хорошо согласуется с вычислениями Бейтса и Мессии³².

Согласно Смигу ¹⁹⁵, длинноволновая граница непрерывного излучения захвата равна 8460 Å (1,465 эв), а коэффициент скорости фотоотлипания в атмосфере в полдень равен

$$q(O^-) = 1,4 \text{ отрицат. ионов/сек.} \quad (58)$$

Из теории Бейтса и Мессии ^{33, 34} следует, что полуденное значение $\lambda(O^-)$ (отношения плотности O^- к плотности свободных электронов) меньше $10^{-15} n(O)$, что пренебрежимо мало.

При этом, однако, не принято во внимание образование O^- в результате реакции



Что касается O_2^- , то по данным Берча, Смита и Бранскома ⁵⁴ полуденное значение коэффициента скорости фотоотлипания равно

$$q(O_2^-) = 0,44 \text{ отрицат. ионов/сек.} \quad (60)$$

Бранском (1960, частное сообщение) оценил сродство к электрону в $(0,3 \div 0,1)$ эв. Относительно коэффициента скорости захвата для O_2 никаких данных не имеется, но во всяком случае он должен быть очень мал.

Некоторый интерес представляет фотоотлипание электрона от H^- . Бранском и Смит ⁵⁰, а также Смит и Берч ¹⁹⁶ измерили, а многие другие (в последнее время Джон ¹³⁸) рассчитали соответствующие эффективные сечения. Эффективные сечения захвата имеются у Мессии ¹⁵⁵.

4.5. Д в у х э л е к т р о н н ы й з а х в а т. Двухэлектронным захватом называется процесс, обратный фотоотлипанию:



Маловероятно, чтобы коэффициент скорости этой реакции был бы больше $10^{-15} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$.

4.6. Д и с с о ц и а т и в н ы й з а х в а т э л е к т р о н а. Измерения Крэггса, Торберна и Тозера ⁶⁶, Тозера, Торберна и Крэггса ²¹³ и Чанина, Фелпса и Бьонди ⁶¹ в молекулярном кислороде показали, что процесс диссоциативного захвата



имеет порог около 3,5 эв и идет с максимальной скоростью $4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при средней энергии электрона около 4,5 эв (Томпсон ²¹⁰). Коэффициент скорости быстро убывает с уменьшением энергии электрона и пренебрежимо мал при атмосферных температурах.

4.7. Р е к о м б и н а ц и я п р и т р о й н ы х с о у д а р е н и я х. Скорость процесса рекомбинации



определяется по классической теории Томсона ²¹² при условии, что давление газа не слишком велико.

Формулы для высоких давлений имеются у Харпера ¹¹⁰, Иффе ¹³³ и Вудинга ²²³. Согласно Мессии ¹⁵⁶, коэффициент скорости процесса может быть не менее $2 \cdot 10^{-10} \text{ р см}^3 \text{сек}^{-1}$, где p — давление в мм ртутного столба. Таким образом, на высотах ниже 75 км данный тип рекомбинации более эффективен, чем радиационная рекомбинация.

Скорость процесса рекомбинации, также относящегося к тройным соударениям



неизвестна.

4.8. Захват при тройных соударениях. Последние работы по исследованию прилипания медленных электронов в молекулярном кислороде при давлениях в несколько мм рт. ст. (Хёрст и Бортнер ¹²³, Чанип, Фелпс и Бьонди ⁶¹) показывают, что наиболее эффективным процессом захвата является процесс тройного соударения



Согласно Чанину и др., максимальное значение коэффициента скорости (66) равно $5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1}$ для электронов со средней энергией около 0,09 эв и температуры газа 300° К. Есть некоторые данные о том, что коэффициент скорости для тепловых электронов становится меньше при уменьшении температуры газа, проходя через минимум при 160° К (Ван-Линт ²¹⁸). Механизм данного процесса захвата рассматривался недавно Бьонди ⁴¹.

Бьонди ⁴² исследовал также процесс



и показал, что его скорость примерно раз в 50 меньше, чем у процесса (63). Отсюда следует, что эффективная скорость энергетических потерь электронов в этом типе захвата примерно равна $100 \text{ p}^2 \text{сек}^{-1}$. Таким образом, данный тип захвата является наиболее важным механизмом потерь электронов в нижней ионосфере. Отсюда следует также, что дневное отношение $\lambda(O_2^-)$ плотности O_2^- к плотности свободных электронов (Бейтс и Мессеи ^{34, 35}) значительно меньше 220 p^2 . Данные об изменении $\lambda(O_2^-)$ с высотой приводятся Николё и Эйкином ¹⁶⁸.

4.9. Данные по верхней атмосфере. Средние времена захвата электронов различными молекулами, атомами и ионами в атмосфере были получены из изучения распада радиоэхо от следов метеоров (Кэйзер ¹⁴¹).

Предположив, что электроны захватываются молекулярным кислородом, Кэйзер ¹⁴¹ получил для эффективного коэффициента скорости захвата величину около $10^{-15} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ на высоте 80 км, а Дэвис, Гринхоу и Холл ⁷⁹ $(5 \pm 4) \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ на высоте 95 км. Анализ соответствующих данных Букера и Коэна ⁴⁴ дает величину $5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ на высоте 90 км. Идентифицировать данный процесс трудно, но во всяком случае это не радиационный захват атомным кислородом, требующий плотности, превышающей 10^{13} см^{-3} .

Если процесс захвата относится к тройным соударениям, то теоретические значения коэффициента скорости лежат между 10^{-29} и $10^{-27} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1}$, что значительно превышает лабораторные данные. Сам факт, что на различных высотах получены значения одного порядка, почти исключает тройные соударения, но как диссоциативный захват O_2 , так и радиационный захват O_2 вряд ли могут быть ему заменой.

Некоторые данные получены также из наблюдений ослабления телеметрических сигналов вблизи ядерного взрыва в верхней тропосфере. Дубс и Сен ⁸³ получили из этих наблюдений коэффициент скорости, близкий к $7 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1}$ для (66). При сделанных ими предположениях эта оценка верна только по порядку величины.

Для рекомбинации метеорных ионов Кэйзер ¹⁴¹ получил верхнюю границу коэффициента скорости около $4,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$. Это значение близко к тому, которое дает радиационная рекомбинация (см. табл. VII), и не исключает рекомбинации при тройных соударениях (64).

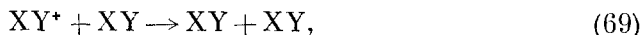
§ 5. ТЕРМОИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

5.1. Симметричный резонансный перенос заряда. Эффективное сечение симметричного резонансного переноса заряда



монотонно увеличивается при уменьшении энергии частицы E и при тепловых скоростях обычно значительно превышает газокинетическое. Некоторые типичные значения эффективных сечений приводятся Дальгарно⁷⁰.

Менее известен характер резонансного переноса заряда молекулярными ионами малых энергий в газах того же химического состава:



но, по всей вероятности, при убывании энергии эффективные сечения остаются конечными.

Имеющиеся данные о подвижностях можно интерпретировать в рамках резонансного переноса заряда и получить для сечений последнего при тепловых скоростях величины порядка 10^{-14} см² для O_2^+ в O_2 и для N_2^+ в N_2 .

5.2. Нерезонансный перенос заряда. Обзоры данных по нерезонансному переносу заряда составлены Мессии и Бархопом¹⁵⁸, Бейтсом и Дальгарно²⁴ и Хэйстедом¹¹². Большинство данных согласуется с адиабатической гипотезой, выдвинутой Мессии¹⁵⁴. Мы определяем энергию E_0 ($\varepsilon\varepsilon$) следующим образом:

$$E_0 = 36 (\Delta E)^2 M l^2, \quad (70)$$

где ΔE — энергетический дефект реакции в $\varepsilon\varepsilon$, M — масса движущейся частицы в атомных единицах и $l a_0$ (a_0 — радиус Бора) — мера эффективного радиуса взаимодействия. Если энергия движущейся частицы много меньше E_0 , то распределение электронов «приспосабливается» к медленно меняющемуся взаимодействию и сечение очень мало. В этой квазиадиабатической области зависимость сечения от энергии приближенно выражается следующей формулой:

$$Q = Q_0 \exp \left(-\frac{k l \Delta E}{E^{1/2}} \right), \quad (71)$$

где k константа. Следует отметить, что использование (71) для экстраполяции экспериментальных данных к тепловым энергиям может привести к ошибке. Q имеет максимум при $E \cong E_0$ и для более высоких энергий быстро убывает. Таким образом, большинство нерезонансных процессов переноса заряда малоэффективно при тепловых энергиях.

Исключения из этого качественного описания вполне естественны и велики, так как в действительности ΔE является функцией расстояния между сталкивающимися частицами.

В работе Бейтса и Мессии³⁶ имеется общий анализ данных с помощью графического «с—с»-метода (curve-crossing), которым можно пользоваться при малых ΔE . Бейтс¹⁹, однако, показал, что «с—с»-метод основывается на весьма сомнительных допущениях и количественные результаты, полученные с его помощью, ненадежны. Тем не менее качественная картина представляет некоторый интерес, так как позволяет оценить скорость различных нерезонансных процессов при тепловых энергиях.

5.21. Рекомбинация ионов. Процесс рекомбинации ионов



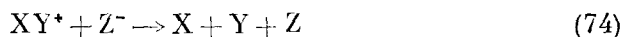
не согласуется с адиабатической гипотезой, так как в этом процессе потенциальные кривые нулевого порядка, связанные с начальным и конечным состояниями, обычно пересекаются. Различные примеры данного процесса с участием H^- рассматривались Бейтсом и Льюисом²⁹, Бейтсом и Бойдом²⁰. Оказалось, что при тепловых энергиях коэффициенты скорости могут быть не менее $10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$, изменяясь пропорционально $T^{-1/2}$.

Бейтс и Месси³² (см. также Мейджи¹⁵³) исследовали важный случай:



Коэффициент скорости этого процесса, вероятно, не менее $10^{-8} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$, а может быть и больше; каких-либо определенных данных мы в настоящее время не имеем. Ход реакции, по-видимому, соответствует не резонансу, а избытку энергии около 1 эв.

Бейтс и Бойд²⁰ рассматривали также скорости диссоциативной рекомбинации ионов в процессах



и пришли к выводу, что в благоприятных условиях скорости будут примерно такими же, как в реакции (72). Некоторые экспериментальные данные подтверждают теоретические оценки по порядку величины; Юнг²²⁵, например, получил коэффициенты скорости $1,47 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ и $1,85 \times 10^{-8} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ в иодине и бромине соответственно при $T = 291^\circ \text{K}$.

5.3. А с и м м е т р и ч н ы й р е з о н а н с н ы й п е р е н о с з а р я д а. Данджи⁸⁵ обратил внимание на важность асимметричного (или случайного) резонансного переноса заряда

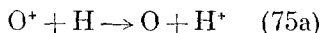


а влияние этого процесса на состав верхней атмосферы было изучено Джонсоном¹³⁹. Согласно теории Герни—Мейджи из-за сильного резонанса скорость реакции при тепловых скоростях должна быть велика. Отсюда следует, что константа равновесия в атмосфере равна

$$\frac{n(\text{H}^+)}{n(\text{H})} = \frac{9}{8} \frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O})} \quad (76)$$

(Чемберлен⁵⁸).

Рапп и Ортенбергер¹⁷⁸ использовали теорию Герни и Мейджи для вычисления эффективного сечения процесса



и получили очень хорошее согласие с измерениями Стеббинга, Файта и Хаммера²⁰¹.

Данные измерений, относящиеся ко всем возможным конечным продуктам, приводятся на рис. 6 (вместе с измеренным эффективным сечением нерезонансного процесса $\text{N}^+ + \text{H} \rightarrow \Sigma \text{N} + \text{H}^+$). Экспериментальные данные относятся к энергиям столкновений выше 400 эв.

Очень желательны эксперименты в области малых энергий, так как из работы Бейтса и Линна³⁰ ясно видно, что в противоречии с выводами Герни и Мейджи¹⁰⁶ асимметричные резонансные процессы при малых

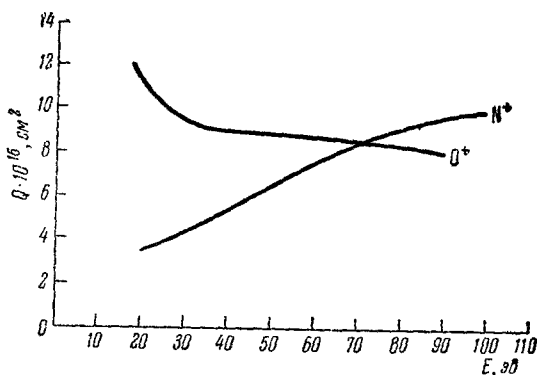
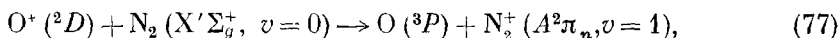


Рис. 6. Эффективные сечения процессов переноса заряда: $\text{O}^+ + \text{H} \rightarrow \Sigma \text{O} + \text{H}^+$ и $\text{N}^+ + \text{H} \rightarrow \Sigma \text{N} + \text{H}^+$, измеренные Файтом и др.⁹⁵

энергиях сильно отличаются по своему характеру от симметричных резонансных процессов. В частности, при тепловых энергиях их скорости должны быть малы. Тем не менее процесс (75), по-видимому, играет важную роль в установлении распределения протонов в атмосфере.

Другим примером асимметричного резонансного процесса является процесс



который, согласно Омхольту¹⁷⁰, может объяснить изменения относительных интенсивностей полос (1,0) и (2,1) системы Мейнела N_2^+ (Хантен¹²², Гаррисон и Джонс¹¹¹). Для данного процесса также нельзя ожидать больших сечений при тепловых энергиях (Бейтс и Линн).

5.4. О т л и п а н и е э л е к т р о н а п р и с т о л к н о в е н и я х. Отлипанием электрона при столкновениях называется процесс



Имеется несколько теоретических исследований этого процесса в области энергий порядка нескольких электрон-вольт (Хэйстед¹¹²); прямые измерения при тепловых скоростях, по-видимому, отсутствуют. Однако существуют некоторые косвенные данные. При изучении захвата в O_2 Чанин и др.⁶¹, пришли к выводу, что коэффициент скорости отлипания



превышает $10^{-16} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$. В дальнейшем Бэйли¹⁰ и Бэйли и Бранском (1960, частное сообщение), анализируя наблюдения полных прекращения радиосвязи в полярных районах в слое D , получили коэффициент скорости около $2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при средней температуре 230° К . Полученные ими данные относятся, по всей вероятности, к процессу (79) (тип реакции не был идентифицирован).

Хультковист¹²⁰, анализируя наблюдения поглощения в неотклоняющей области, получил $q(O_2)/nk \cong 5$, где k — коэффициент скорости отлипания при столкновениях. Из выражения (60) мы знаем, что $q(O_2^-) = 0,44$, но средняя высота поглощения, а следовательно, и плотность n нам неизвестны. Принимая $k = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$, мы получим высоту около 50 км, что весьма правдоподобно (Хультковист и Ортнер¹²¹).

5.5. И о н - а т о м н а я п е р е з а р я д к а. Бейтс¹⁵ указывает, что хотя процессы переноса заряда, как правило, идут медленно при тепловых скоростях, ион-атомная перезарядка



является исключением. Ион-атомная перезарядка сходна с обычной химической реакцией и может идти с коэффициентом скорости порядка $10^{-9} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при условии, что энергия активации мала. Величины именно такого порядка и были измерены для ион-атомной перезарядки с участием изотопов водорода (Хэйстед¹¹²).

Возможные процессы положительной ион-атомной перезарядки в ионосфере приводятся Бейтсом и Николé³⁷:





Из всех перечисленных выше процессов коэффициент скорости реакции измерялся только для (82), Дикинсон и Сэйерс⁸² получили для него величину около $2,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при $T=300^\circ \text{ K}$.

Исследуя процессы рекомбинации и ионный состав верхней атмосферы, Бейтс и Николé³⁷ пришли к выводу, что

$$k_{81} + 0,1k_{82} \simeq 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1} \quad (90)$$

(индексы указывают, к какому уравнению относится коэффициент скорости *).

Бейтс и Николé указывают, что если уравнение (90) верно, то приходится предположить, что реакция проходит в неблагоприятных условиях или она имеет высокую энергию активации; из последнего предположения следует, что k_{81} и k_{82} быстро возрастают с увеличением температуры. В этом случае соотношение (90) находится в противоречии с экспериментальными данными Дикинсона и Сэйерса⁸². Распределение отрицательных ионов также, по-видимому, может изменяться ионной перезарядкой. Одним из возможных путей является реакция



Ее коэффициент скорости неизвестен. Что касается обратной реакции



Томпсон²¹¹ пришел к выводу, что коэффициент скорости меньше $2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при средней энергии 0,15 эв.

5.6. Отлипание электрона. Процесс отлипания электрона

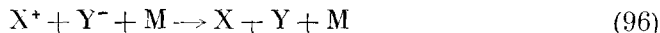


может идти в атмосфере двумя путями:



Принимая во внимание, что фотоотлипание идет, по всей вероятности, в 100 раз медленнее фотоионизации (Брансен и Дальгарно⁵¹), и используя при оценке скорости диссоциативной рекомбинации соображения, сходные с имеющимися у Бейтса¹³, мы приходим к заключению, что возможны коэффициенты скорости не менее $10^{-10} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$.

5.7. Рекомбинации при тройных соударениях. Скорость процесса рекомбинации при тройных соударениях



можно получить из теории Томсона²¹², которая подтверждена экспериментами Мехлера¹⁵², Сэйерса¹⁸³ и Гарднера⁹⁸. Месси дает для коэффициента рекомбинации в воздухе величину

$$\alpha = \frac{8 \cdot 10^{-3} p}{T^{5/2}} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1} \quad (97)$$

для давлений p , меньших 30 мм рт. ст.

*) Возражения Герцберга¹¹⁴ и Данилова⁸⁶, по-видимому, основываются на неверных допущениях.

Таким образом, если для коэффициента скорости рекомбинации ионов принять значение $10^{-8} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$, то оказывается, что на высотах, превышающих 45 км, рекомбинация при тройных соударениях менее эффективна, чем процесс (73).

§ 6. ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНА, ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ

6.1. Резонансный перенос заряда. Процесс



имеет важное значение в связи с захватом протонов магнитным полем Земли. Эффективные сечения при малых энергиях были вычислены Дальгарно и Ядавом⁷⁷, а при высоких энергиях Бейтсом и Дальгарно²², Джексоном и Шиффом¹³² и Басселем и Джорджи¹. Предсказания теории в интервале от 100 эв до 100 кэв были подтверждены измерениями Файта, Брэкмана и Сноу⁹⁴ и Файта, Стеббингса, Хаммера и Брэкмана⁹⁵. Подтвержденные экспериментом значения Q приводятся в табл. IX. Следует обратить внимание на быстрое уменьшение Q при увеличении энергии протонов, что связано с уменьшением переноса импульса электронами.

Таблица IX
Эффективные сечения резонансного переноса
заряда ($Q \cdot 10^{16}$) см^2

$\lg E, \text{эв}$	-1	0	1	2	3	4	5
$\text{H}^+ + \text{H}$	6,0	4,8	3,6	2,6	1,7	0,86	0,10
$\text{O}^+ + \text{O}$	10,0	8,8	7,8	6,8	5,8	—	—

Превращение падающего пучка протонов в атомарный водород путем реакции (39) рассматривалось Дальгарно и Гриффингом⁷³ и Дальгарно⁷². Эффективное сечение процесса



где H' обозначает возбужденный атом водорода в состоянии $n=2$, было вычислено Бойдом и Дальгарно⁴⁷ и оказалось в несколько раз больше эффективных сечений, соответствующих (98).

Эффективное сечение процесса



также представляет некоторый интерес. Значения Q приводятся в табл. IX; точность вычислений не оценивалась (Дальгарно⁷⁰).

6.2. Захват электрона в возбужденные состояния. Бейтс и Дальгарно²³, используя борновское приближение, получили подробные данные относительно процессов нерезонансного переноса заряда



где H' обозначает возбужденный атом водорода (в состоянии до 4f).

Недавние исследования (Бейтс¹⁷, Бассель и Джорджи¹¹) привели к более точным результатам и в настоящее время продолжаются (Бейтс и Маккарел, 1960, частное сообщение). Вычисления Бейтса и Дальгарно содержат

также данные об эмиссионном спектре водорода, создаваемого потоком захваченных протонов.

Особенный интерес вызывает быстрое уменьшение вероятности захвата электрона при увеличении энергии протона, что ограничивает эмиссию довольно узким интервалом высот. Единственные количественные экспериментальные результаты о данном нерезонансном процессе в атмосферных газах имеются в работах Карлтона ⁵⁶ и Карлтона и Лоуренса ⁵⁷.

Для протонов с энергиями порядка нескольких *кэв* в N_2 они получили эффективное сечение возбуждения H_β путем захвата электрона около $6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$; эффективное сечение возбуждения полосы (0,0) первой отрицательной системы N_2 около $5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ и эффективное сечение возбуждения полосы (2,0) системы Мейнела N_2^+ около $2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

Полные эффективные сечения захвата электрона, измеренные Карлтоном и Лоуренсом, оказались примерно на 30% меньше, чем по измерениям Стира и Барнетта ²⁰³.

6.3. Полные эффективные сечения захвата электрона. Многие экспериментальные данные относятся к полным эффективным сечениям переноса заряда, в которых принимаются во внимание все возможные продукты реакции. Аллисон ² собрал данные для протонов и ионов гелия с энергиями выше 0,2 *кэв*; эти данные для протонов в N_2 и O_2 воспроизводятся в табл. X.

Таблица X

Эффективные сечения захвата электрона для H^+ и поперечные сечения ионизации H в N_2 и O_2

Энергия частицы, <i>кэв</i>	Поперечные сечения захвата $\times 10^{17}, \text{ см}^2$		Поперечные сечения потерь $\times 10^{17}, \text{ см}^2$		Энергия частицы, <i>кэв</i>	Поперечные сечения захвата $\times 10^{17}, \text{ см}^2$		Поперечные сечения потерь $\times 10^{17}, \text{ см}^2$	
	N_2	O_2	N_2	O_2		N_2	O_2	N_2	O_2
4	118	98	20	17	150	4,4	5,4	42	39
7	110	90	29	27	200	1,5	2,1	39	39
15	86	66	38	37	300	0,32	—	30	—
30	57	47	45	39	500	0,040	—	20	—
50	35	28	49	41	700	0,0080	—	17	—
70	22	19	48	41	1000	0,0040	—	14	—
100	10	11	48	41					

Поведение положительных ионов резко различается в N_2 и в атомном водороде. Так, например, для $E=100 \text{ кэв}$ $Q(N_2) \cong 8Q(H)$, для $E=500 \text{ кэв}$ $Q(N_2) \cong 70 Q(H)$ и для $E=1000 \text{ кэв}$ $Q(N_2) \cong 150 Q(H)$.

6.4. Возбуждение и ионизация при столкновении с протоном. Бейтс и Гриффинг ²⁵, используя борновское приближение, вычислили эффективные сечения возбуждения



(H' обозначает возбужденное состояние до 3d) и для ионизации



Кроме того, они приводят распределение энергий электронов, возникающих в реакции (103). Такое распределение, вычисленное для процесса ионизации неона (Бейтс, Мак-Доуэлл и Омхольт ³¹), является, по-видимому, наиболее характерным для атмосферных газов.

Некоторые интересные наблюдения спектров, возбуждаемых быстрыми протонами в N_2 и O_2 , были сделаны Фэном и Мейнелом ³⁰, Бранскомом,

Шалеком и Боннером⁴⁹, Никольсоном, Ривсом и Бромли¹⁶⁴, но тем не менее количественных экспериментальных данных по ионизации и возбуждению атмосферных газов еще очень мало.

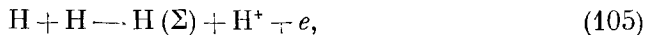
Карлтон и Лоуренс⁵⁷ нашли, что эффективное сечение ионизации N_2 протонами с энергиями 1,5–4,5 кэв составляет от 1 до 1,5% полного сечения захвата, что дает для эффективного сечения ионизации величину порядка 10^{-17} см². Для образования линий NI (8188, 8216 Å) они получили эффективные сечения $(5 \div 6) \cdot 10^{-18}$ см².

По некоторым данным для очень быстрых частиц эффективные сечения, как для ионизации, так и для возбуждения разрешенных переходов, одинаковы по порядку величины для протонов и электронов одинаковых скоростей (см. раздел 7).

6.5. Возбуждение и ионизация при столкновении с атомом водорода. Бейтс и Гриффинг^{27, 28}, используя борновское приближение, вычислили поперечные сечения процессов



и

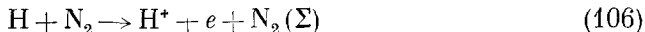


где $H(\Sigma)$ обозначает все возможные состояния (включая континуум), а H — любое состояние до $3d$. Кроме того, они приводят распределение энергий электронов, возникающих в реакции (105).

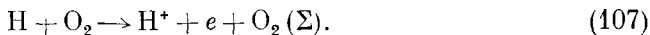
Это распределение относится к системе отсчета, связанной с атомом, испустившим электрон. Если атом быстро движется, то, чтобы рассчитать вторичную ионизацию, необходимо знать также угловое распределение испускаемых электронов. Угловое распределение испускаемых электронов было вычислено Дальгарно и Гриффингом⁷⁴; они показали, что большинство электронов при движении атома испускается назад.

Единственные измерения, относящиеся к данному процессу, производились Карлтоном и Лоуренсом (1958), которые получили для возбуждения (2,0)- и (3,1)-полос первой положительной системы N_2 при столкновениях с нейтральными атомами водорода с энергией в несколько кэв эффективные сечения около $(4 \div 5) \cdot 10^{-17}$ см². По оценке этих же авторов эффективные сечения возбуждения H_β при таких столкновениях около $8 \cdot 10^{-19}$ см².

6.6. Полные сечения потерь энергии. Большинство количественных экспериментальных данных, по существу, относятся к полным сечениям потерь. Аллисон² составил подробный обзор результатов измерений; в табл. X приводятся данные, собранные Аллисоном относительно процессов



и



При увеличении энергии частиц сечения в N_2 изменяются примерно так же, как и в атомарном водороде. Так, например, для $E=100$ кэв $Q(N_2) \cong 8Q(H)$, для $E=500$ кэв $Q(N_2) \cong 12Q(H)$ и для $E=1000$ кэв $Q(N_2) = 15Q(H)$.

6.7. Равновесные концентрации в пучке $H^+ - H$. Падающий пучок протонов захватывает электроны и образует атомарный водород, который впоследствии может ионизоваться. Очевидно, что в состоянии равновесия число захватов электрона в секунду равно числу потерь; данные о равновесных концентрациях для пучка протонов в N_2 и O_2 приводятся в табл. XI (Аллисон²). При энергиях до 10 кэв от 1 до 2% общего числа частиц составляют ионы H^- .

Таблица XI

Равновесные концентрации в пучке $H^+ - H$ в O_2 и N_2

Энергия частицы, кэв	N_2		O_2		Энергия частицы, кэв	N_2		O_2	
	$f(H^+)$	$f(H)$	$f(H^+)$	$f(H)$		$f(H^+)$	$f(H)$	$f(H^+)$	$f(H)$
4	0,125	0,871	0,105	0,880	150	0,905	0,095	0,878	0,122
7	0,175	0,815	0,200	0,782	200	0,962	0,038	0,942	0,058
15	0,300	0,688	0,320	0,661	300	0,990	0,010	—	—
30	0,450	0,544	0,475	0,517	500	0,998	0,0020	—	—
50	0,590	0,410	0,595	0,405	700	0,999	0,00077	—	—
70	0,686	0,314	0,682	0,318	1000	1,000	0,00028	—	—
100	0,828	0,172	0,788	0,212					

6.8. Коэффициенты торможения газов. Принимая во внимание процессы ионизации, Дальгарно и Гриффинг⁷³ подробно исследовали торможение пучка протонов в атомном водороде. В широком интервале энергий ниже 100 кэв энергия, израсходованная на ионизацию, примерно в три раза больше израсходованной на возбуждение и захват в возбужденные состояния.

Таблица XII

Тормозные способности N_2 , O_2 и воздуха для протонов (тормозная способность в эв·см²) $\times 10^{15}$

Энергия частицы, кэв	N_2	O_2	Воздух	Энергия частицы, кэв	N_2	O_2	Воздух
20	30,0	24,0	29,0	150	32,2	32,3	32,0
30	32,2	27,0	31,0	200	28,4	29,4	28,4
40	34,2	30,4	33,0	300	22,4	24,0	25,4
50	35,6	32,8	34,3	500	16,2	17,6	16,8
60	36,4	33,8	35,4	1 000	9,7	12,0	10,8
70	37,0	34,3	35,8	5 000	3,2	3,7	3,3
80	37,0	34,3	35,8	10 000	1,8	2,1	1,9
90	36,5	34,3	35,6	50 000	0,5	0,5	0,5
100	35,8	34,2	35,0	100 000	0,3	0,3	0,3

Обзор экспериментальных данных о коэффициентах торможения газов для протонов с энергиями, превышающими 20 кэв, имеется у Аллисона и Уоршоу³. Коэффициенты торможения для N_2 и O_2 измерялись также Филлипсом¹⁷⁷, Данбаром, Рейнольдсом, Вензелом и Уоллингом⁸⁴ и Хилтоном, Купером и Гаррисом⁶³, а для воздуха Вейлем²²¹, Данбаром и др.⁸⁴. Так как между величинами, измеренными различными экспериментаторами, имеются расхождения, выбор значений для табл. XII был до некоторой степени произволен.

Коэффициенты торможения как для O_2 , так и для N_2 примерно в шесть раз больше, чем для атомного водорода. В измерениях не учитывалась энергия, израсходованная на упругие столкновения с большим углом рассеяния. Этот эффект проявляется в ослаблении пучка протонов и значителен только при малых энергиях.

Для экстраполяции к энергиям вне интервала измерений может быть использована формула Бете для коэффициента торможения

$$-\frac{1}{n} \frac{dE}{dx} = \frac{3,46 \cdot 10^{-12}}{E} \ln \left(\frac{2,18E}{I} \right) \text{ эв} \cdot \text{см}^2, \quad (108)$$

где E измерено в $\kappa\text{эв}$, для воздуха $I \cong 94 \text{ эв}$. Выражение (108) использовалось для экстраполяции табл. XII до 100 Мэв .

Для вычисления глубины проникновения падающего пучка в атмосферу проще использовать энергетические соотношения. Пробеги протонов различных энергий в N_2 и O_2 были измерены Куком, Джонсом и Йоргенсеном ⁶⁵; их результаты приводятся в табл. XIII.

Таблица XIII

Пробеги протонов в воздухе, N_2 и O_2 при 1 мм рт. ст. и 288° К (см)

Энергия частицы, $\kappa\text{эв}$	N_2	O_2	Воздух	Энергия частицы, $\kappa\text{эв}$	N_2	O_2	Воздух
6,66	10,3	—	12,5	90	85,4	97,0	89,0
11,5	—	—	19,4	100	94,2	—	96,3
20	28,0	32,1	28,9	125	114	125	115
30	36,6	43,9	39,2	150	136	149	137
40	45,0	54,3	48,1	175	159	169	159
50	53,2	63,4	57,2	200	182	192	182
60	62,0	71,5	64,3	225	2	217	209
70	69,3	80,3	71,9	240	219	—	—
80	76,9	88,1	80,0	250	—	243	232

Эти пробеги (R , см) могут быть аппроксимированы следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned} \text{N}_2: \quad R &= 3,34E^{0,71}, \quad E < 62,9, \\ R &= 0,0414(E + 70)^{1,5}, \quad E > 62,9; \end{aligned} \quad (109)$$

$$\begin{aligned} \text{O}_2: \quad R &= 3,90E^{0,71}, \quad E < 79,0, \\ R &= 0,0400(E + 88)^{1,5}, \quad E > 79,0; \end{aligned} \quad (110)$$

воздух:

$$\begin{aligned} R &= 3,26 E^{0,73} \quad E < 76,5, \\ R &= 0,0393(E + 80)^{1,5}, \quad E > 76,5. \end{aligned} \quad (111)$$

Измеренные пробеги с помощью выражения (108) и табл. XIV могут быть экстраполированы к более высоким энергиям. Дальнейшие результаты имеются у Бете и Ашкина ³⁸.

Используя эти R в сочетании с определенной моделью атмосферы, можно вычислить глубины проникновения протонов в атмосферу (Бейтс и Гриффинг ²⁶, Бейтс ¹⁵). Принимая во внимание открытие космических лучей солнечного происхождения, желательно продолжить вычисления Бейтса ¹⁵ до более высоких энергий.

Таблица XIV

Пробеги быстрых протонов
в воздухе при 760 мм рт. ст.
и 288° К (м)

E (Мэв)	Пробег, м	E (Мэв)	Пробег, м
0,5	0,0080	10,0	1,15
1,0	0,023	50,0	21,0
2,0	0,072	100,0	71,0
5,0	0,34		

Таблица XV

Глубины проникновения
вертикально падающих в атмосфе-
ру протонов

E , $\kappa\text{эв}$	Высота, км	E , $\kappa\text{эв}$	Высота, км
0,5	140	3,0	90
1,0	125	3,5	75
1,5	115	4,0	65
2,0	110	4,5	45
2,5	100	5,0	30

В табл. XV приводятся высоты, до которых проникают протоны различных энергий. Так как предполагается, что пучок протонов перпендикулярен к верхней границе атмосферы, а пути частиц прямолинейны, каждая указанная высота является нижней границей. (У Бэйли ⁹ имеются таблицы глубин проникновения ионов различной массы, от протона до ионов кальция.)

6.9. Средняя энергия, затрачиваемая на образование пары ионов. Подробный анализ процессов, участвующих в ионизации атомного водорода при облучении последнего пучком протонов, был проделан Дальгарно и Гриффингом ⁷⁴.

При малых скоростях протонов вторичная ионизация пренебрежимо мала; при максимальных энергиях она составляет около 40% от полной ионизации. Средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов, является почти постоянной и составляет примерно 35,9 эв для энергий, превышающих 10 кэв. Однако она должна быстро увеличиваться для меньших энергий. Обзор экспериментальных данных имеется у Валентайна и Керрена ²¹⁶.

Что касается N₂ и O₂, то по некоторым данным средняя энергия (W), затрачиваемая на образование пары ионов, также увеличивается при уменьшении энергии протонов, но значения W неопределенны в пределах 1÷2 эв.

Для протонов с энергиями, превышающими 10 кэв, по-видимому, наиболее приемлемой величиной W в атмосфере являются: 35 эв для N₂, 32 эв для O₂ и 34 эв для воздуха.

6.10. Скорости ионизации. Эффективные сечения ионизации (первичной и вторичной) непосредственно получаются при делении эффективного сечения торможения из табл. XII на соответствующее значение средней энергии на пару ионов. Кроме того, скорости ионизации воздуха протонами были измерены Иенчке ¹³⁷.

Соответствующие данные, относящиеся к атмосфере, приводятся Бейтсом и Гриффингом ²⁶.

§ 7. ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С ЭЛЕКТРОНАМИ

7.1. Возбуждение. Ситон ^{187, 189} вычислил эффективные сечения процессов возбуждения



которые дают интенсивные красную и зеленую линии в полярных сияниях. Его результаты приводятся на рис. 7. Он вычислил также коэффициенты скорости дезактивации для сверхупругих столкновений



получив при 1000°K $1,6 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$ для (114), $0,6 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$ для (115) и $1,2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$ для (116).

Роль процесса (114) в гашении красной линии обсуждалась Ситоном ^{188, 190}.

Эффективные сечения процессов



приводятся на рис. 8 (Ситон¹⁸⁷).

Для процесса дезактивации



Ситон получил коэффициент скорости около $8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ при 1000° К .

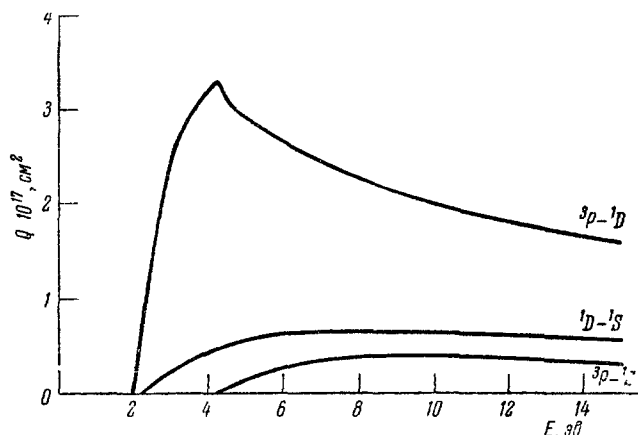


Рис. 7. Эффективные сечения возбуждения метастабильных уровней атомного кислорода при столкновениях с электронами, вычисленные на основании данных Ситона¹⁸⁹.

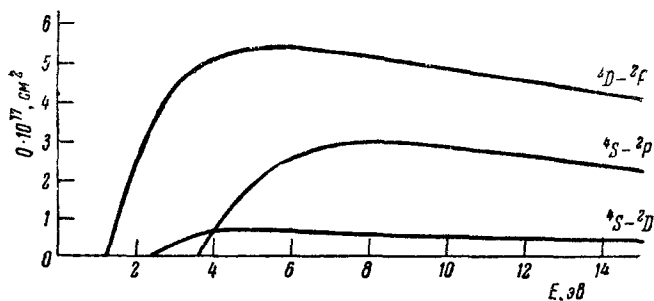
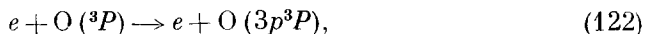
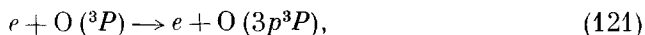


Рис. 8. Эффективные сечения возбуждения метастабильных уровней атомного азота при столкновении с электронами, вычисленные на основе данных Ситона¹⁸⁹.

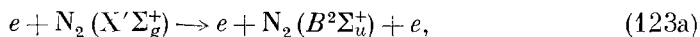
Других теоретических работ по исследованию процессов возбуждения в атмосферных газах не имеется, за исключением работы Персеваля¹⁷¹, где рассматриваются процессы



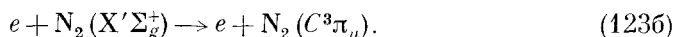
правда, с невысокой точностью.

Что касается количественных измерений, то, по-видимому, также имеются только две работы: Стюарт²⁰² определил эффективные сечения

возбуждения (0, 0)-, (0, 1)-и (0, 2)-полос первой отрицательной системы азота быстрыми электронами:



а Стюарт и Габатулер²⁰⁴ определили эффективные сечения возбуждения уровня $v=0$ второй положительной системы азота:



Эти результаты изображены на рис. 9 и 10. Кроме того, ими приводятся значения эффективных сечений возбуждения некоторых полос второй отрицательной системы кислорода электронами с энергией 100 эв.

Стюарт также показал, что максимальное возбуждение полос Мейнела $N_2^+(A_2^2 - X^2\Sigma_g^+)$ происходит при энергиях электронов около 60 эв, т. е. на 30 эв меньше, чем для максимума первой отрицательной системы. Он

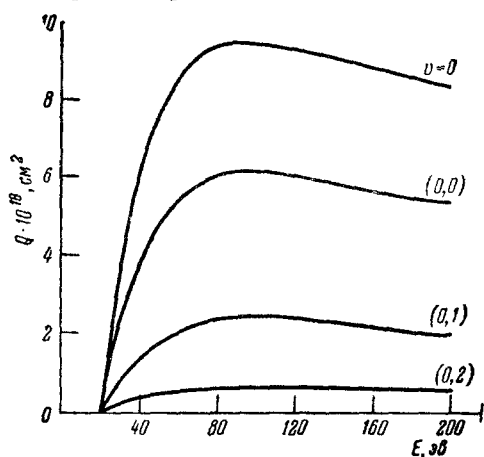


Рис. 9. Эффективные сечения возбуждения первой отрицательной системы азота при столкновениях с электронами по измерениям Стюарта²⁰².

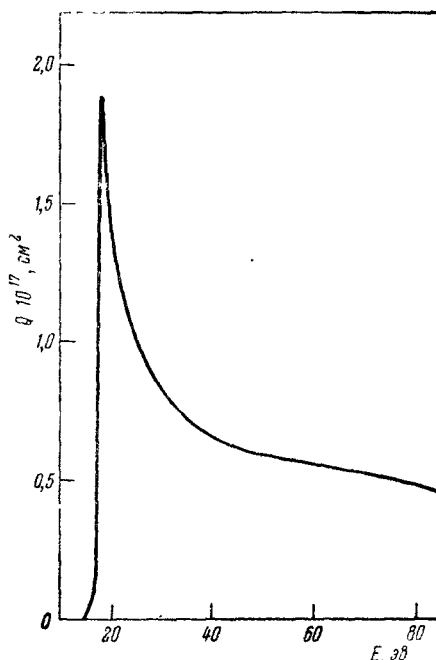


Рис. 10. Эффективные сечения возбуждения второй положительной системы азота при столкновении с электронами по измерениям Стюарта и Габатулера²⁰⁴.

отмечает, что измеренная в полярных сияниях величина отношения интенсивностей полос Мейнела к интенсивностям первой положительной системы заставляет предположить, что энергия возбуждающих электронов близка к 30 эв. Что касается молекулярного кислорода, Гриббон и Стюарт¹⁰⁵ получили количественные данные, которые хорошо согласуются с предположением о том, что инфракрасные линии полярных сияний (01—7774 Å и 8446 Å) испускаются при одновременном возбуждении и диссоциации молекулярного кислорода при столкновениях с электронами. Это предположение оспаривается Бейтсом¹⁹.

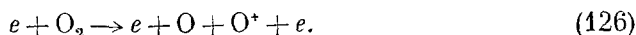
7.2. Ионизация. Тэйт и Смит²⁰⁷ измерили полные эффективные сечения ионизации электронами N_2 и O_2 , а Фокс и Хиккем⁹⁷ детально исследовали поведение эффективных сечений ионизации N_2 вблизи порогов.

Совсем недавно Крэггс, Торберн и Тозер⁶⁶ получили поперечные сечения для O_2 , несколько отличающиеся от приводимых Тэйтом и Смитом, но измерения относительных сечений (Файт и Брэкман⁹³)

подтвердили прежние результаты. Файт и Брэкман получили также эффективные сечения для процессов

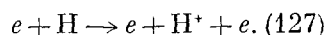


Измеряя полную ионизацию, они учитывали процесс диссоциативной ионизации



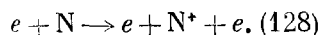
Согласно Файту и Брэкману величина отношения атомных ионов к молекулярным при ионизации O_2 электронами быстро возрастает от нуля при пороге 18,5 эв, достигает максимума около 0,6 при 150 эв, а затем медленно убывает с увеличением энергии электронов. Было бы желательно провести такие же изменения с N_2 .

Файт и Брэкман⁹² измерили также эффективные сечения ионизации атомарного водорода



Их результаты были подтверждены Бойдом и Боксенбергом⁴⁶.

Пока не существует никаких экспериментальных данных для атомного азота, но Ситон¹⁹¹, используя полуэмпирический метод и данные Файта и Брэкмана⁹³ для атомного кислорода, вычислил эффективные сечения процесса



Эффективные сечения для различных процессов ионизации приводятся на рис. 11, 12 и 13.

7.3. Соотношение между ионизацией и возбуждением.

Некоторый интерес представляют относительные количества энергии, затрачиваемой электронами различных энергий на первичную ионизацию и возбуждение, и в табл. XVI мы приводим соответствующие данные для атомного водорода — единственного газа, для которого имеются подробные данные.

7.4. Тормозные способности газов и пробеги электронов. Электроны очень высоких энергий, проходя через атмосферу, теряют энергию главным образом на тормозное излучение, причем отношение потерь на излучение к потерям на возбуждение и ионизацию составляет примерно $10^{-3} E$, где E измерено в Мэв.

Распределение интенсивности тормозного излучения было получено Бете и Ашпином⁹⁸. После замедления электрона до энергии порядка

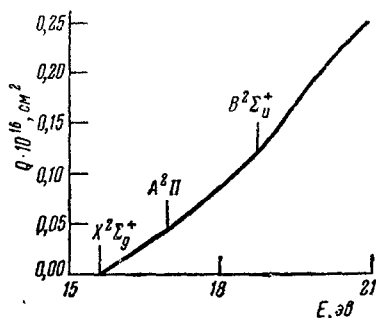
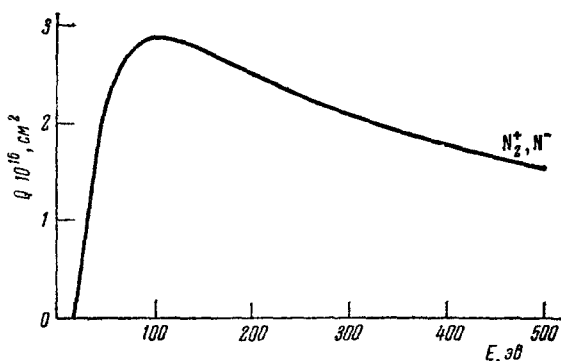


Рис. 11. Эффективные сечения ионизации молекулярного азота при столкновениях с электронами по измерениям Тэйта и Смита²⁰⁷ и Фокса и Хиккема⁹⁷.

Т а б л и ц а X V I

Эффективные сечения возбуждения и ионизации атомного водорода при столкновениях с электронами

Процесс lg, E, эв	Q (см ²) · 10 ¹⁷			
	2	3	4	5
Возбуждение уровня n=2	6,2	1,3	0,19	0,031
» уровня n=3	1,1	0,23	0,030	0,0048
» всех дискретных уровней	8,3	1,8	0,25	0,040
Ионизация	6,4	1,2	0,15	0,022

98 Мэв последняя расходуется главным образом на возбуждение и ионизацию. Для электронов и протонов с одинаковой скоростью потери этого рода примерно равны.

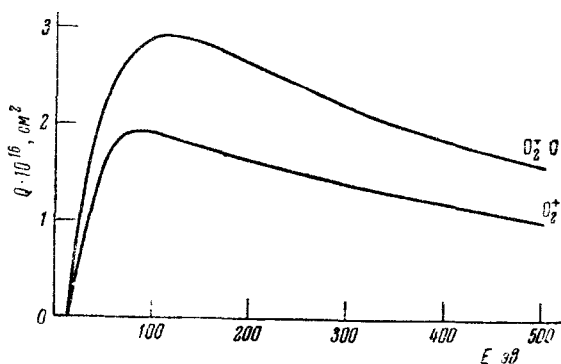


Рис. 12. Эффективные сечения ионизации молекулярного кислорода при столкновениях с электронами, измеренные Тэйтом и Смитом ²⁰⁷ и Файтом и Брэкманом ⁹³.

Кривая, обозначенная O₂⁺, относится к процессам, в которых не образуется O⁺. Остальные кривые относятся к полной ионизации.

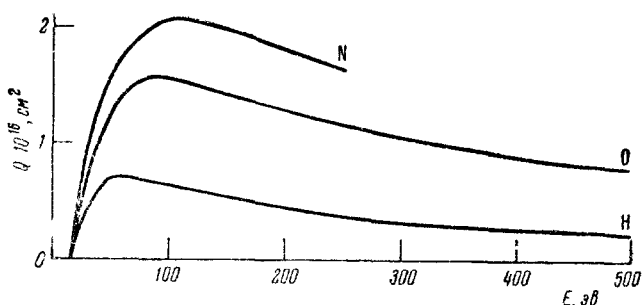


Рис. 13. Эффективные сечения ионизации атомного водорода (Файт и Брэкман ⁹²), атомного кислорода (Файт и Брэкман ⁹³) и атомного азота (Ситон ¹⁹²) при столкновениях с электронами.

Скорость потерь энергии на возбуждение и ионизацию для электрона с энергией E (эв) дается формулой Бете

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1,87 \cdot 10^{-12}}{E} n \ln \left(1,17 \frac{E}{I} \right) \text{ эв} \cdot \text{см}^{-1}, \quad (129)$$

где I для воздуха равно 94 эв. Некоторые значения $-\frac{1}{n} \frac{dE}{dx}$ приводятся в табл. XVII.

Таблица XVII
Тормозная способность воздуха для электронов*)

Энергия частицы, эв	Тормозная способность (эв·см ²) × 10 ¹⁵	Энергия частицы, эв	Тормозная способность (эв·см ²) × 10 ¹⁵
200	8,5	1 000	4,2
300	8,2	2 000	3,5
500	6,8	5 000	1,5
700	5,8	10 000	0,9

*) При вычислении принимались во внимание релятивистские эффекты, не учитываемые формулой (129).

Средние длины пробега электрона в воздухе имеются у Дас-Гупты и Гхоша ⁷⁸, Гайтлера ¹¹³ и Спенсера ²⁰⁰. Эти данные могут быть использованы для вычисления глубины проникновения электронов в атмосферу (Чемберленом составлены таблицы ⁶⁰).

Электроны не в состоянии двигаться прямолинейно в атмосфере, поэтому глубины проникновения, полученные по этим данным, не будут соответствовать высотам, до которых проникают электроны.

7.5. Средняя энергия, затрачиваемая на образование пары ионов. Обзор данных о средней энергии W , затрачиваемой на образование пары ионов, имеется у Валентайна и Керрена ²¹⁶. Несмотря на некоторые расхождения между данными, мы можем без большой ошибки принять, что для электронов с энергией, превышающей 250 эв, W постоянно и равно 34 эв в воздухе, 31 эв в O_2 и 35 эв в N_2 . С уменьшением энергии W увеличивается. Как показывают вычисления Дальгарно и Гриффинга ⁷⁴, в атомном водороде до энергии порядка 60 эв W можно считать постоянной; при меньших энергиях W резко возрастает.

7.6. Скорости ионизации. Чтобы получить эффективное сечение ионизации (первичной и вторичной) в воздухе, достаточно поперечное сечение торможения $-\frac{1}{n} \frac{dE}{dx}$ разделить на 34 эв.

§ 8. ВКЛАД СТОЛКНОВЕНИЙ В ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Как показали измерения Горовица и Ла-Гоу ¹¹⁷, Горовица, Ла-Гоу и Джулиани ¹¹⁸, давление на высоте около 200 км над фортом Черчиллом гораздо больше, чем на той же высоте над Уайтсэндом (Белые пески) (Горовиц и Ла-Гоу ¹¹⁶). Хотя эти измерения относились к разным периодам солнечного цикла, тем не менее было сделано предположение, что различие давлений является характерным признаком верхней атмосферы.

Влияние полярных сияний на тепловой баланс атмосферы рассматривалось Бейтсом ¹⁹. Во время сильных дуг поток фотонов, испускаемых первой отрицательной системой азота, составляет примерно $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ (Омхольт ¹⁷⁰), что соответствует, если воспользоваться данными § 7, потоку

ионов около $10^{13} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1}$. Поток тепловой энергии, уходящий при этом в атмосферу, по порядку величины был равен $10^{14} \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$.

Распределение источников тепла по высоте примерно соответствует кривой светимости, так что выделенная энергия сосредоточивается для большинства сияний на высоте около 105 км. Средняя величина потока тепловой энергии, создаваемого ионизирующим излучением над основанием слоя F1, равна по меньшей мере $1 \cdot 10^{10} \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ (Бейтс ¹⁴). В связи с тем, что видимая область сияния мала по отношению ко всей земной поверхности, видимые сияния, по-видимому, не играют существенной роли в общем тепловом балансе атмосферы (Бейтс ¹⁹), однако локальный нагрев может быть довольно значительным.

Если оценить высоту интенсивной дуги в 10 км, соответствующий приток тепла примерно равен $10^8 \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}$, что для плотности $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ дает $2 \cdot 10^5 \text{ эв} \cdot \text{сек}^{-1}$ тепловой энергии на частицу. Таким образом, температура возрастает со скоростью примерно 5° К в минуту.

Некоторые сияния имеют довольно протяженные по высоте зоны светимости (Харанг ¹⁰⁸, Харанг и Омхольт ¹⁰⁹), что может вызывать быстрый рост температуры на больших высотах. Рост температуры, естественно, ограничивается конвекцией и теплопроводностью.

Ван-Аллен, Мак-Илвэйн, Людвиг ²¹⁷ и Красовский ¹⁴⁶ обратили внимание на возможность разогревания атмосферы частицами из поясов Ван-Аллена. Однако Бейтс ¹⁸ пришел к выводу, что это разогревание не может играть важной роли в общем тепловом балансе. Согласно Бейтсу, для того чтобы иметь сколько-нибудь существенное значение для теплового баланса, соответствующий поток энергии должен быть равен $4 \cdot 10^{18} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$, в то время как Десслер и Вестин ⁸¹ оценивают верхний предел общего количества энергии в поясах Ван-Аллена в $6 \cdot 10^{22} \text{ эрг}$. Можно надеяться, что в ближайшем будущем мы будем иметь более точные сведения.

Астров ^{135, 136} рассматривал возможность разогревания атмосферы в зонах сияний захваченными частицами и предложил для потока тепла следующую формулу:

$$Q = F \sigma E n, \quad (130)$$

где F — поток быстрых электронов, σ — эффективное сечение неупругих столкновений, E — средняя энергия, передаваемая при одном столкновении, n — число частиц в 1 см^3 . Для электронов с энергией 10 кэВ Астров ¹³⁶ принимает $\sigma = 10^{-18} \text{ см}^2$, $E = 20 \text{ эв}$, что соответствует эффективному сечению передачи тепла $Q = 2 \cdot 10^{-17} \text{ эв} \cdot \text{см}^2$. Смысл полученной величины не вполне ясен. Дело в том, что исходным процессом при передаче тепла является перенос импульса во время столкновения, а согласно формуле (20) средняя энергия, теряемая электронами с энергией 10 кэВ при одном столкновении, порядка 0,5 эв.

Точное значение соответствующего сечения неизвестно, но по порядку величины оно, по-видимому, равно $10^{-18} - 10^{-19} \text{ см}^2$, что дает для сечения переноса тепла величину от $5 \cdot 10^{-19}$ до $5 \cdot 10^{-20} \text{ эв} \cdot \text{см}^2$. Однако вкладом исходного процесса можно пренебречь по сравнению с вкладом, вносимым в перенос тепла вторичными электронами. Действительно, учитывая ионизацию и возбуждение, мы получим сечение торможения около $9 \cdot 10^{-16} \text{ эв} \cdot \text{см}^2$ (см. табл. XVII), причем большая часть этой энергии путем упругих столкновений вторичных электронов и рекомбинации переходит в тепло. Нагревание газа в свою очередь вызывает ионизацию и возбуждение с эффективными сечениями (включая вторичные процессы) порядка $3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

Вычисление пространственного распределения энергии, выделенной захваченными электронами, является очень трудной задачей из-за необхо-

димости учитывать сильное многократное рассеяние первичных и вторичных электронов, но, во всяком случае, это распределение должно быть близким к распределению светимости.

Ястров^{135, 136} в своих вычислениях принимает для величины потока энергии, создаваемого электронами с энергией выше 10 кэв на высоте 300 км, значение порядка $4000 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Он предполагает также, что поток обратно пропорционален плотности среды до высот от 400 до 600 км и приходит к заключению, что температура в зоне сияния достигает 2500°K .

Однако предложенное им значение потока должно увеличить скорость образования свободных электронов до $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$, а скорость образования фотонов по крайней мере до $10^{12} \text{ квантов} \cdot \text{сек}^{-1}$ в колонне с сечением 1 см^2 .

Можно отметить, что разогревание верхней атмосферы, вызываемое быстрыми частицами, всегда сопровождается ионизацией и возбуждением. Только медленные частицы нагревают газ без ионизации и возбуждения молекул.

В заключение мы должны отметить, что, по предположению Десслера, гидромагнитные волны могут играть важную роль в переносе тепла, но согласно Акасофу¹ эта роль преувеличивается.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. I. Akasofu, J. Atm. Terr. Phys. **18**, 160 (1960).
2. S. K. Allison, Revs. Mod. Phys. **30**, 1137 (1958).
3. S. K. Allison, S. D. Warshaw, Revs. Mod. Phys. **25**, 779 (1953).
4. R. A. Alpher, D. R. White, Phys. Fluids **2**, 159 (1959).
5. S. Altshuler, Phys. Rev. **107**, 114 (1957).
6. J. M. Anderson, L. Goldstein, Phys. Rev. **100**, 1037 (1955).
7. J. M. Anderson, L. Goldstein, Phys. Rev. **102**, 388 (1956).
8. E. V. Appleton, Nature **135**, 618 (1935).
9. D. K. Bailey, J. Geophys. Res. **62**, 431 (1957).
10. D. K. Bailey, Proc. Inst. Radio Engng. **47**, 255 (1959).
11. R. H. Bessel, E. Gerjuoy, Phys. Rev. **117**, 749 (1960).
12. D. R. Bates, Proc. Roy. Soc. **A196**, 542 (1949).
13. D. R. Bates, Phys. Rev. **77**, 718; **78**, 492 (1950).
14. D. R. Bates, Proc. Phys. **B64**, 805 (1951).
15. D. R. Bates, Proc. Phys. **A68**, 244 (1955).
16. D. R. Bates, Proc. Roy. Soc. **A236**, 206 (1956).
17. D. R. Bates, Proc. Roy. Soc. **A247**, 294 (1958).
18. D. R. Bates, Proc. Roy. Soc. **A253**, 451 (1959).
19. D. R. Bates, Proc. Roy. Soc. **A257**, 22 (1960).
20. D. R. Bates, T. T. M. Boyd, Proc. Phys. Soc. **A69**, 910 (1956).
21. D. R. Bates, R. A. Buckingham, H. S. W. Massey, S. I. Unwin, Proc. Roy. Soc. **A170**, 322 (1939).
22. D. R. Bates, A. Dalgarno, Proc. Phys. Soc. **A65**, 919 (1952).
23. D. R. Bates, A. Dalgarno, Proc. Phys. Soc. **A66**, 973 (1953).
24. D. R. Bates, A. Dalgarno, Полярные сияния и свечение ночного неба, Pergamon Press, London, 1956.
25. D. R. Bates, G. W. Griffing, Proc. Phys. Soc. **A67**, 663 (1954).
26. D. R. Bates, G. W. Griffing, J. Atm. Terr. Phys. **3**, 212 (1953).
27. D. R. Bates, G. W. Griffing, Proc. Phys. Soc. **A67**, 663 (1954).
28. D. R. Bates, G. W. Griffing, Proc. Phys. Soc. **A68**, 90 (1955).
29. D. R. Bates, I. T. Lewis, Proc. Phys. Soc. **A68**, 173 (1955).
30. D. R. Bates, N. Lynn, Proc. Roy. Soc. **A253**, 141 (1959).
31. D. R. Bates, M. R. C. McDowell, A. Omholt, J. Atm. Terr. Phys. **10**, 51 (1957).
32. D. R. Bates, H. S. W. Massey, Phil. Trans. **A239**, 269 (1943).
33. D. R. Bates, H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. **A187**, 261 (1946).
34. D. R. Bates, H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc. **A192**, 1 (1947).
35. D. R. Bates, H. S. W. Massey, J. Atm. Terr. Phys. **2**, 1, 253 (1952).
36. D. R. Bates, H. S. W. Massey, Phil. Mag. **45**, 111 (1954).
37. D. R. Bates, M. Nicolet, J. Atm. Terr. Phys. **18**, 65, 76, 137 (1960).

38. Н. А. Bethe, J. Ashkin, Экспериментальная ядерная физика (под ред. Э. Серге), Нью-Йорк, 1953.
39. E. P. Bialeck, A. A. Dougall, J. Geophys. Res. **63**, 539 (1958).
40. M. Biondi, Phys. Rev. **83**, 1078 (1951).
41. M. Biondi, Ionisation Phenomena in Gases, Vol. 1, Amsterdam, 1960.
42. M. Biondi, Chemistry in Aerodynamics, London, 1960.
43. M. Biondi, S. Brown, Phys. Rev. **75**, 1700 (1949).
44. H. G. Booker, R. Gohen, J. Geophys. Res. **61**, 707 (1956).
45. J. C. Bowe, Phys. Rev. **117**, 1411 (1960).
46. R. L. F. Boyd, A. Boksenberg, Ionisation Phenomena in Gases, Vol. 1, Amsterdam, 1960.
47. T. J. M. Boyd, A. Dalgarno, Proc. Phys. Soc. **A72**, 694 (1959).
48. L. M. Branscomb, D. S. Smith, S. Smith, S. Geltman, Phys. Rev. **111**, 504 (1958).
49. L. M. Branscomb, R. I. Shalek, T. W. Bonner, Trans. Amer. Geophys. Union **35**, 107 (1954).
50. L. M. Branscomb, S. Smith, Phys. Rev. **98**, 1028 (1955).
51. B. H. Branden, A. Dalgarno, Proc. Roy. Soc. **A69**, 65 (1956).
52. H. H. Bromer, Zs. Phys. **158**, 133 (1960).
53. D. S. Burch, R. Geballe, Phys. Rev. **106**, 183 (1957).
54. D. S. Burch, S. Smith, L. M. Branscomb, Phys. Rev. **112**, 171 (1958).
55. A. Burgess, Mon. Not. R. Astron. Soc. **118**, 477 (1958).
56. N. P. Carleton, Phys. Rev. **107**, 110 (1957).
57. N. P. Carleton, J. R. Lawrence, Phys. Rev. **109**, 1159 (1958).
58. J. W. Chamberlain, Astrophys. J. **124**, 390 (1956).
59. J. W. Chamberlain, Ann. géophys. **14**, 196 (1958).
60. J. E. Chamberlain J. Physics of the Aurora and Airglow, New York, 1960.
61. L. M. Chanin, A. V. Phelps, M. Biondi, Phys. Rev. Letts. **2**, 344 (1959).
62. S. Chapman, Nuovo Cimento, suppl. al. **4** (2), 1385 (1956).
63. A. B. Chilton, J. N. Cooper, J. C. Harris, Phys. Rev. **93**, 413 (1954).
64. T. G. Cowling, Proc. Roy. Soc. **A183**, 453 (1945).
65. C. S. Cooke, E. Iones, T. Jorgensen, Phys. Rev. **91**, 1417 (1953).
66. J. D. Craggs, R. Thorburn, B. A. Tozer, Proc. Roy. Soc. **A240**, 473 (1957).
67. R. W. Crompton, B. I. H. Hall, см. ¹²⁹.
68. R. W. Crompton, L. G. H. Huxley, D. J. Sutton, Proc. Roy. Soc. **A218**, 507 (1955).
69. R. W. Crompton, D. J. Sutton, Proc. Roy. Soc. **A215**, 467 (1952).
70. A. Dalgarno, Phil. Trans. **250**, 426 (1958).
71. A. Dalgarno, J. Atm. Terr. Phys. **12**, 219 (1958).
72. A. Dalgarno, Proc. Phys. Soc. **75**, 374 (1960).
73. A. Dalgarno, G. W. Griffing, Proc. Roy. Soc. **A232**, 423 (1955).
74. A. Dalgarno, G. W. Griffing, Proc. Roy. Soc. **A248**, 415 (1958).
75. A. Dalgarno, M. R. C. McDowell, Proc. Phys. Soc. **A69**, 615 (1956).
76. A. Dalgarno, M. R. C. McDowell, A. Williams, Phil. Trans. **250**, 413 (1958).
77. A. Dalgarno, H. N. Yadav, Proc. Phys. Soc. **A66**, 73 (1953).
78. N. N. Das Gupta, S. K. Ghosh, Revs. Mod. Phys. **18**, 225 (1946).
79. J. Davis, J. S. Greenhow, J. E. Hall, Proc. Roy. Soc. **A253**, 121 (1959).
80. A. J. Dessler, J. Geophys. Res. **64**, 347 (1959).
81. A. J. Dessler, E. H. Vestine, J. Geophys. Res. **65**, 1069 (1960).
82. P. G. Dickinson, J. Sayers, Proc. Phys. Soc. **76**, 137 (1960).
83. C. W. Dubs, H. K. Sen, Ionisation Phenomena in Gases, Vol. 1, Amsterdam, 1960.
84. D. N. F. Dunbar, H. K. Reynolds, W. A. Wenzel, W. Whaling, Phys. Rev. **92**, 742 (1953).
85. J. W. Dungey, Physics of the Ionosphere, London, 1955.
86. А. Данилов, Искусственные спутники Земли, вып. 5, 60 (1959).
87. G. Ecker, K. G. Müller, Astrophys. J. **129**, 858 (1959).
88. A. C. Faire, K. Champion, Phys. Rev. **113**, 1 (1959).
89. A. C. Faire, O. T. Fundinsland, A. I. Aden, K. Champion J. Appl. Phys. **29**, 528 (1958).
90. C. Y. Fan, A. B. Meinel, Astrophys. J. **118**, 205 (1953).
91. J. A. Feger, R. W. Vice, J. Atm. Terr. Phys. **16**, 291 (1959).
92. W. L. Fite, R. T. Brackmann, Phys. Rev. **112**, 1141 (1958).
93. W. L. Fite, R. T. Brackmann, Phys. Rev. **113**, 815 (1959).
94. W. L. Fite, R. T. Brackmann, W. B. Snow, Phys. Rev. **112**, 1161 (1958).
95. W. L. Fite, R. F. Stebbings, D. G. Hummer, R. T. Brackmann, Phys. Rev. **119**, 663 (1960).

96. D. Formato, A. Gilardini, *Ionization Phenomena in Gases*, Vol. 1, Amsterdam, 1960.
97. R. E. Fox, W. M. Hickam, *J. Chem. Phys.* 22, 2059 (1954).
98. M. E. Gardner, *Phys. Rev.* 53, 75 (1938).
99. W. R. Garton, *Threshold of Space*, London, 1957.
100. W. K. S. Garton, A. Pery, K. Couling, *Ionization Phenomena in Gases*, Vol. 1, Amsterdam, 1960.
101. E. Gerjuoy, S. Stein, *Phys. Rev.* 97, 1671 (1955).
102. E. P. Gray, D. E. Kerr, *Ionization Phenomena in Gases*, Vol. 1, Amsterdam, 1960.
103. J. S. Greenhow, J. E. Hall, *J. Atm. Terr. Phys.* 18, 203 (1960).
104. J. S. Greenhow, E. L. Neufeld, *J. Atm. Terr. Phys.* 6, 133 (1955).
105. P. W. F. Gribbon, D. T. Stewart, *Airglow and Aurorae*, London, 1960.
106. E. F. Gurnee, J. L. Magee, *J. Chem. Phys.* 26, 1237 (1957).
107. P. Hammerling, W. W. Shine, B. Kivel, *J. Appl. Phys.* 28, 760 (1957).
108. L. Harang, *Geophys. Publ.* 20, 5 (1958).
109. L. Harang, A. Omholt, *Geophys. Publ.* 22, (2), 1 (1960).
110. W. R. Harper, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 28, 219 (1932).
111. A. W. Harrison, A. V. Jones, *J. Atm. Terr. Phys.* 13, 291 (1959).
112. J. B. Hasted, *Advances Electronics*, Vol. 13, 1960, стр. 1.
113. В. Гайтлер, *Квантовая теория излучения*, 2-е изд., М., ИЛ, 1958.
114. M. Hertzberg, *J. Geophys. Res.* 63, 856 (1958).
115. R. B. Holt, J. M. Richardson, B. Howland, B. T. McClure, *Phys. Rev.* 77, 239 (1950).
116. R. Horowitz, H. E. La Gow, *J. Geophys. Res.* 63, 57 (1958).
117. R. Horowitz, H. E. La Gow, *J. Geophys. Res.* 63, 757 (1958).
118. R. Horowitz, H. E. La Gow, J. F. Guiliani, *J. Geophys. Res.* 64, 2287 (1959).
119. E. Huber, *Phys. Rev.* 97, 267 (1955).
120. B. Hultquist, *Ark. geophys.* 3, 97 (1959).
121. B. Hultquist, J. Ortner, *Planet/Space Sci.* 1, 193 (1959).
122. D. M. Hunter, *Ann. Geophys.* 14, 167 (1958).
123. G. S. Hurst, T. E. Bortner, *Phys. Rev.* 113, 116 (1959).
124. L. G. Huxley, *Phil. Mag.* 23, 210, 442 (1937).
125. L. G. Huxley, *Phil. Mag.* 25, 148, 388 (1938).
126. L. G. Huxley, *Phil. Mag.* 28, 313 (1940).
127. L. G. Huxley, *Nuovo Cimento, Suppl.*, 9 (1952).
128. L. G. Huxley, *Austral. J. Phys.* 9, 44 (1956).
129. L. G. Huxley, *J. Atm. Terr. Phys.* 16, 46 (1959).
130. L. G. Huxley, R. W. Crompton, C. H. Bagot, *Austral. J. Phys.* 12, 303 (1959).
131. G. Tackson, *Phys. Rev.* 58, 968 (1940).
132. J. D. Tackson, H. Schiff, *Phys. Rev.* 89, 359 (1953).
133. G. Jaffe, *Phys. Rev.* 58, 968 (1940).
134. R. Jancel, T. Kahan, *J. phys. et radium* 15, 696 (1955).
135. R. Jastrow, *J. Geophys. Res.* 64, 789 (1959).
136. R. Jastrow, *Space Research*, Amsterdam, 1960.
137. W. Jentschke, *Phys. Zs.* 41, 524 (1940).
138. T. L. John, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 121 (1), 41 (1960); *Astrophys. J.* 130, 743 (1960).
139. F. S. Johnson, *J. Geophys. Res.* 65, 577 (1960).
140. L. M. Jones, F. F. Fischbach and J. W. Peterson, *IGV. Rocket Report Ser.*, No 1, 47 (1958).
141. T. R. Kaiser, *Advances Phys.* 2, 495 (1953).
142. H. K. Kallman, *J. Geophys. Res.* 64, 615 (1959).
143. J. A. Kane, *J. Geophys. Res.* 64, 133 (1959).
144. M. M. Klein, K. A. Brueckner, *Phys. Rev.* 111, 1115 (1958).
145. F. R. Kovar, E. C. Beatty, R. N. Varney, *Phys. Rev.* 107, 1490 (1957).
146. V. I. Krasovskiy, *Space Research*, Amsterdam, 1960.
147. L. Lamb, S. Lin, *J. Appl. Phys.* 28, 754 (1957).
148. Л. Ландау, *ЖЭТФ* 7, 574 (1946).
149. R. L. Liboff, *Phys. Fluids* 2, 40 (1959).
150. S. Lin, *ARCO Research Report*, Vol. 33 (1959).
151. S. C. Lin, B. Kivel, *Phys. Rev.* 114, 1026 (1959).
152. W. Mächler, *Zs. Phys.* 104, 1 (1936).
153. J. K. Magee, *Disc. Farad. Soc.* 12, 33 (1952).
154. H. S. Massey, *Repts. Prog. Phys.* 12, 248 (1949).

155. H. S. W. Massey, *Negative Ions*, Cambridge, 1950.
156. H. S. W. Massey, *Phil. Mag.*, Suppl. **1**, 395 (1952).
157. H. S. W. Massey, D. R. Bates, *Repts. Prog. Phys.* **9**, 62 (1943).
158. Г. Мессел, Е. Бархон, *Электронные и ионные столкновения*. М., ИЛ, 1958.
159. R. Maushart, *Ann. d. Phys.* **1**, 264 (1958).
160. J. H. Mitchell, K. E. W. Ridler, *Proc. Roy. Soc.* **A146**, 911 (1934).
161. S. K. Mitra, B. B. Ray, S. P. Ghosh, *Nature* **145**, 1017 (1940).
162. P. Molmud, *Phys. Rev.* **114**, 29 (1959).
163. E. L. Murray, *Planet/Space Phys.* **1**, 125 (1959).
164. R. W. Nicholls, E. M. Reeves, D. A. Bromley, *Proc. Phys. Soc.* **74**, 89 (1959); **76**, 217 (1960).
165. M. Nicolet, *J. Atm. Terr. Phys.* **3**, 200 (1953).
166. M. Nicolet, *Phys. Fluids* **2**, 95 (1959).
167. M. Nicolet, *Physics of the Upper Atmosphere*, Ed. Ratcliffe, New York, 1960.
168. M. Nicolet, A. C. Aikin, *J. Geophys. Res.* **65**, 1469 (1960).
169. R. A. Nielsen, *Phys. Rev.* **50**, 950 (1936).
170. A. Omholt, *J. Atm. Terr. Phys.* **10**, 320 (1957).
171. I. C. Percival, *Proc. Phys. Soc.* **A70**, 241 (1957).
172. K. B. Persson, S. C. Brown, *Phys. Rev.* **100**, 729 (1955).
173. W. Pfister, *The Physics of the Ionosphere*, London, 1955.
174. A. V. Phelps, *J. Appl. Phys.* **31** (10), 1723 (1960).
175. A. V. Phelps, O. T. Fundingsland, S. C. Brown, *Phys. Rev.* **84**, 559 (1951).
176. A. B. Phelps, J. L. Pack, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 340 (1959).
177. J. A. Philips, *Phys. Rev.* **90**, 532 (1953).
178. D. Rapp, I. B. Ortenberger, *J. Chem. Phys.* **33**, 1230 (1960).
179. J. A. Ratcliffe, *Magneto-Ionic Theory*, Cambridge, 1959.
180. J. A. Ratcliffe, K. Weekes, *Physics of the Upper Atmosphere*, New York, 1960.
181. L. B. Robinson, *Phys. Rev.* **105**, 922 (1957).
182. M. Saporashenko, *Phys. Rev.* **111**, 1550 (1958).
183. J. Sayers, *Proc. Roy. Soc.* **A169**, 83 (1938).
184. J. Sauers, *Solar Eclipses and the Ionosphere*, London, 1956.
185. D. M. Schlapp, *J. Atm. Terr. Phys.* **16**, 340 (1959).
186. D. M. Schlapp, *J. Atm. Terr. Phys.* **17**, 246 (1960).
187. M. J. Seaton, *Phil. Trans.* **245**, 469 (1953).
188. M. J. Seaton, *J. Atm. Terr. Phys.* **4**, 295 (1954).
189. M. J. Seaton, *Airglow and Aurorae*, London, 1956.
190. M. J. Seaton, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **119**, 81 (1959).
191. M. J. Seaton, *Astrophys. J.* **127**, 67 (1958).
192. M. J. Seaton, *Phys. Rev.* **113**, 814 (1959).
193. H. K. Sen, A. A. Wyller, *Phys. Rev. Letts.* **4**, 355 (1960).
194. I. P. Shkarofsky, M. P. Bachynski, T. Johnston, R. C. A. Victor Company, Report No. 7, 801, 5 (1959).
195. S. Smith, *Ionization Phenomena in Gases*. Vol. 1, Amsterdam, 1960.
196. S. Smith, D. S. Burch, *Phys. Rev.* **116**, 1125 (1959).
197. S. Smith, D. S. Burch, L. M. Branscomb, *Ann. géophys.* **14**, 225 (19 $\alpha\beta$).
198. W. V. Smith, R. Howard, *Phys. Rev.* **79**, 132 (1959).
199. M. S. Sodha, V. P. Varshni, *Phys. Rev.* **114**, 946 (1959).
200. L. V. Spencer, *Phys. Rev.* **98**, 1597 (1955).
201. R. F. Stebbings, W. L. Fite, D. G. Hummer, *J. Chem. Phys.* **33**, 1226 (1960).
202. D. T. Stewart, *Proc. Phys. Soc.* **A69**, 437 (1956).
203. T. D. Stewart, *Airglow and Aurorae*, London, 1956; *Proc. Phys. Soc.* **A68**, 404 (1955).
204. D. T. Stewart, E. Gabathuler, *Proc. Soc.* **A72**, 287 (1958).
205. P. M. Stier, C. F. Barnett, *Phys. Rev.* **103**, 896 (1956).
206. S. Takeda, A. A. Dougall, *J. Appl. Phys.* **31**, 412 (1960).
207. S. H. Tate, P. T. Smith, *Phys. Rev.* **39**, 270 (1932).
208. A. Temkin, *Phys. Rev.* **107**, 1004 (1957).
209. O. Theimer, H. Offman, *Astrophys. J.* **129**, 224 (1959).
210. J. B. Thompson, *Proc. Phys. Soc.* **73**, 821 (1959).
211. J. B. Thompson, *Proc. Phys. Soc.* **73**, 818 (1959).
212. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **47**, 337 (1924).
213. B. A. Toser, R. Thorburn, J. D. Craggs, *Proc. Phys. Soc.* **72**, 1081 (1958).

- 214. A. M. Tyndall, *Mobility of Positive Ions in Gases*, Cambridge, 1938.
 - 215. A. M. Tyndall, A. F. Pearce, *Proc. Roy. Soc. A* **149**, 426 (1935).
 - 216. J. M. Valentine, S. C. Curran, *Repts. Progr. Phys.* **21**, 1 (1958).
 - 217. J. A. Van Allen, C. E. McIlwain, G. H. Ludwig, *J. Geophys. Res.* **64**, 371 (1959).
 - 218. V. A. J. Van Lint, *General Atomic Report*, S. W. C. T. R., 59—43 (1959).
 - 219. R. N. Varney, *Phys. Rev.* **89**, 708 (1953).
 - 220. A. A. Weiss, *Austral. J. Phys.* **8**, 279 (1955).
 - 221. P. K. Weil, *Phys. Rev.* **91**, 289 (1953).
 - 222. J. D. Whitehead, *J. Atm. Terr. Phys.* **16**, 46 (1959).
 - 223. E. R. Wooding, *Ionization Phenomena in Gases*, Amsterdam, 1960.
 - 224. T. Yamanouchi, *Prog. Theor. Phys.* **2**, 33 (1947).
 - 225. T. H. V. Yeung, *Proc. Phys. Soc.* **71**, 341 (1958).
-