

539.188

ЗАХВАТ И ПОТЕРЯ ЭЛЕКТРОНОВ БЫСТРЫМИ ИОНАМИ В АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

B. C. Николаев

Захват и потеря электрона быстрым ионом при соударении его с атомом среды принадлежит к наиболее типичным явлениям, сопровождающим прохождение быстрых атомных частиц через вещество. Интерес к этим явлениям в области скоростей ионов $v > v_0 = e^2/h$ возникает главным образом в связи с проблемами получения быстрых многозарядных ионов в ускорителях и вопросами торможения этих ионов в веществе. Однако из-за экспериментальных трудностей и сложности теоретических расчетов эффективные сечения потери и захвата электронов в области высоких скоростей исследовались до недавнего времени в основном для атомов и ионов водорода и гелия¹. Для более тяжелых ионов имелись сведения главным образом о зарядовом составе некоторых ионных пучков после прохождения их через достаточно толстый слой вещества²⁻¹⁵, т. е. сведения о равновесном распределении зарядов, устанавливающемся в ионном пучке в результате многократного изменения ионами своего заряда. Экспериментальные данные о сечениях обтирки и перезарядки таких ионов, как называют иногда процессы потери и захвата ионами электронов, были малочисленны и разрознены^{3, 4, 6, 7, 16-20}, а теоретические расчеты^{16, 21-24} носили характер оценок.

В последние годы, главным образом благодаря работам советских физиков, получен обширный экспериментальный материал о сечениях потери и захвата электронов для ионов почти всех легких элементов до аргона включительно²⁵⁻³³, пополнены сведения о равновесном распределении зарядов в ионных пучках^{26, 31, 34-38}, проведены некоторые теоретические расчеты³⁹⁻⁴⁰. Ниже проводятся систематизация и обобщение результатов работ, относящихся к обтирке и перезарядке быстрых положительных ионов и атомов в области скоростей $v > v_0 = 2,19 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$.

I. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

1.1. Основные соотношения, определяющие зарядовый состав ионного пучка при прохождении его через вещество

Изменение зарядового состава ионного пучка при прохождении его через вещество описывается системой дифференциальных уравнений

$$\frac{d\Phi_k}{dt} = \sum_j \Phi_j \sigma_{jk}, \quad (1,1)$$

где Φ_k — относительное количество ионов с зарядом k в ионном пучке ($\sum_k \Phi_k = 1$), t — количество атомов вещества в объеме сечением 1 см^2 ,

расположенном вдоль пути ионов, σ_{jk} — сечение процесса при $j \neq k$, в результате которого ион с зарядом j превращается в ион с зарядом k , $\sigma_{kk} = -\sum_j \sigma_{kj}$ (штрих у суммы указывает, что при суммировании пропускается значение $j = k$).

Как показывает опыт, еще до того, как в результате столкновений с атомами вещества заметно изменится скорость ионов, происходит многочленное изменение заряда частиц и в ионном пучке устанавливается равновесное распределение зарядов, которое не зависит от заряда ионов перед входением их в вещество и полностью определяется соотношением между эффективными сечениями потери и захвата электронов. При достижении равновесного состояния $d\Phi_k/dt = 0$, так что вместо (1,1) будем иметь

$$\sum_j F_j \sigma_{jk} = 0, \quad (1,2)$$

где F_j — относительное количество ионов с зарядом j в равновесном распределении, равное предельному значению Φ_j из (1,1) при $t \rightarrow \infty$. Из (1,2) следует, что

$$\sum_{\substack{j \leq i \\ k > i}} F_j \sigma_{jk} = \sum_{\substack{j > i \\ k \leq i}} F_j \sigma_{jk}, \quad (1,3)$$

т. е. уменьшение количества ионов с зарядами $j \leq i$ в результате потери ими электронов равно увеличению числа этих ионов за счет захвата электронов ионами с зарядом $j > i$. В тех случаях, когда потерей и захватом двух и более электронов в одном столкновении можно пренебречь, соотношение (1,3) значительно упрощается:

$$F_i \sigma_{i,i+1} = F_{i+1} \sigma_{i+1,i}. \quad (1,4)$$

Решая систему уравнений (1,2) или используя приближенные соотношения (1,4), по известным сечениям потери и захвата электронов для ионов с различными зарядами можно определить величины F_i , а следовательно, и средний заряд ионов $\bar{i} = \sum_i i F_i$.

1.2. Уравнения, определяющие зарядовый состав ионного пучка в конденсированных средах

Хотя уравнения (1,1) и (1,2) справедливы при прохождении ионов через любые среды, зарядовый состав ионного пучка определяется ими лишь тогда, когда входящие в них величины σ_{ik} являются вполне определенными, т. е. относятся к ионам, находящимся в заранее известных состояниях. Это условие выполняется при прохождении ионов через разреженные газы, когда столкновения ионов с атомами среды происходят так редко, что за время между столкновениями образовавшиеся при соударении возбужденные ионы переходят в основное состояние. При прохождении же ионов через твердые и жидкые вещества за небольшое время между столкновениями состояние ионов не изменяется, вследствие чего входящие в (1,1) — (1,4) величины σ_{ik} представляют собой средние значения сечений для ионов, находящихся в различных состояниях, и зависят от распределения ионов по этим состояниям. Для описания изменения зарядового состава ионного пучка в плотной среде необходимы уравнения, позволяющие определять распределение по различным состояниям находящихся в ионе электронов.

Если ограничиться в первом приближении рассмотрением ионов лишь с двумя зарядами i и $i + 1$ и считать, что возбужденные ионы образуются только в результате электронного захвата, то изменение общего числа электронов $N_i(v)$, находящихся в v -м состоянии ионов с зарядом i , и измене-

нение аналогичной величины $N_{i+1}(v)$ для ионов с зарядом $i + 1$ будет описываться следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_i(v)}{dt} &= N_{i+1}(v) \sigma_{i+1,i} + \Phi_{i+1} \sigma_{i+1,i}(v) - K_i(v) - N_i(v) \sigma_i(v), \\ \frac{dN_{i+1}(v)}{dt} &= -N_{i+1}(v) \sigma_{i+1,i} + K_i(v), \end{aligned} \right\} \quad (1,5)$$

где $\sigma_{i+1,i}(v)$ — сечение захвата электрона ионом с зарядом $i + 1$ в v -е состояние, $\sigma_{i+1,i} = \sum_v \sigma_{i+1,i}(v)$ — суммарное сечение захвата электрона ионами с зарядом $i + 1$, $\sigma_i(v)$ — сечение потери отдельного электрона, находящегося в v -м состоянии иона с зарядом i , $K_i(v)$ — увеличение значений $N_{i+1}(v)$ вследствие потери электрона ионами с зарядом i . Величины $N_i(v)$ нормированы здесь так, что $\sum_v N_i(v) = s_i \Phi_i$, где s_i — число электронов в ионе, участвующих в процессах ионизации.

Величина $K_i(v)$ зависит от сечений потери отдельных электронов $\sigma_i(v)$ и распределения электронов по состояниям в каждом ионе, которое в общем случае не совпадает с распределением электронов $N_i(v)/\Phi_i$, усредненным по всем ионам с зарядом i . Если для всех электронов иона функции распределения их по различным состояниям одинаковы, что при малом числе электронов s_i приближенно выполняется, то

$$K_i(v) = N_i(v) \overline{\sigma_{i,i+1}} \left(1 - \frac{1}{s_i} \right), \quad (1,6)$$

где $\overline{\sigma_{i,i+1}} = \sum_v N_i(v) \sigma_i(v)/\Phi_i$ — среднее сечение потери электрона ионами с зарядом i .

Если интересоваться распределением электронов между несколькими группами состояний, то при большом числе электронов в каждой из таких групп распределение электронов по этим группам у отдельных ионов мало отличается от среднего. В случае их равенства

$$K_i(v) = N_i(v) [\overline{\sigma_{i,i+1}} - \sigma_i(v)] = N_i(v) \overline{\sigma_{i,i+1}} \left[1 - \frac{\sigma_i(v)}{s_i \overline{\sigma_{i,i+1}}} \right]. \quad (1,7)$$

Если в рассматриваемой группе состояний число электронов существенно больше единицы, то значения $K_i(v)$, вычисленные по (1,6) и (1,7), оказываются приблизительно одинаковыми, так что почти всегда можно пользоваться соотношением (1,6).

После прохождения ионного пучка через достаточно толстый слой вещества, когда в нем устанавливается определенное (равновесное) распределение электронов по различным состояниям, при котором $dN_i(v)/dt = 0$, для двух наиболее интенсивных групп ионов с зарядами $i \approx \bar{i} - 1/2$ и $i + 1 \approx \bar{i} + 1/2$ переходами в другие зарядовые состояния можно пренебречь и для определения $N_i(v)$ и $N_{i+1}(v)$ использовать уравнения (1,5), из которых следует, что

$$N_i(v) = F_{i+1} \frac{\sigma_{i+1,i}(v)}{\sigma_i(v)}. \quad (1,8)$$

Для ионов с зарядами $i < \bar{i} - 1$, которые образуются преимущественно из ионов с зарядом $i + 1$ и изменяют заряд главным образом в результате потери электрона, $N_i(v)$ определяется в основном из $N_{i+1}(v)$ первым уравнением системы (1,5), из которого, используя (1,6), получаем

$$N_i(v) = N_{i+1}(v) \frac{\sigma_{i+1,i}}{\sigma_{i,i+1}} \left[1 + \frac{\delta_i(v) N_{i+1}(v)}{F_{i+1}} \right] \left[1 - \frac{1}{s_i} + \frac{\sigma_i(v)}{\sigma_{i,i+1}} \right]^{-1}, \quad (1,9)$$

где $\delta_i(v) = \sigma_{i+1,i}(v)/\sigma_{i,i+1}$ — относительная вероятность захвата электрона в v -е состояние.

Для ионов с $i > \bar{i} + 1$, которые возникают в основном из ионов с зарядом $i - 1$ и превращаются затем преимущественно в ионы с зарядом $i - 1$, распределение электронов по различным состояниям $N_i(v)$ зависит главным образом от $N_{i-1}(v)$ и определяется вторым уравнением (1,5), из которого, используя (1,6), будем иметь

$$N_i(v) = N_{i-1}(v) \frac{\sigma_{i-1, i}}{\sigma_{i, i-1}} \left(1 - \frac{1}{s_i} \right). \quad (1,10)$$

Как из первого, так и из второго уравнения (1,5) после суммирования по v при $dN_i(v)/dt = 0$ получаются соотношения, аналогичные (1,4):

$$\frac{F_i}{F_{i+1}} = \frac{\sigma_{i+1, i}}{\sigma_{i, i+1}}. \quad (1,11)$$

Кроме того, для значений i , наиболее близких к $\bar{i} - 1/2$, из (1,8) вытекает следующее соотношение:

$$\frac{F_i}{F_{i+1}} = \frac{1}{s_i} \frac{\sum_v \sigma_{i+1, i}(v)}{\sigma_i(v)}. \quad (1,12)$$

Отсюда, обозначая величины $\delta_i(v)$ и $\sigma_i(v)$, относящиеся к низшим энергетическим состояниям, через δ_i^0 и σ_i^0 , получаем $F_i/F_{i+1} > \sigma_{i+1, i} \delta_i^0 / s_i \sigma_i^0$ и для тех случаев, когда сечения электронного захвата в плотной и разреженной средах можно считать одинаковыми, будем иметь

$$\delta_i^0 < \delta_{\max}^0 = \frac{1}{a_i}, \quad (1,13)$$

где

$$a_i = \frac{(F_{i+1}/F_i)_T}{\left(\sum_k k \sigma_{i, i+k} / \sigma_{i+1, i} \right)_T} = \frac{(\overline{\sigma_{i, i+1}})_T}{\left(\sum_k k \sigma_{i, i+k} \right)_T};$$

индексы «т» и «г» указывают на то, что взятые в скобки величины относятся к плотной (твердой) и разреженной (газ) средам соответственно. Таким образом, величина a_i , представляющая собой степень увеличения сечений потери электронов в плотной среде, для ионов с $i \approx \bar{i}_T - 1/2$ дает также и верхнюю границу относительной вероятности захвата электронов в сильно связанные состояния δ_{\max}^0 .

1.3. Изменение равновесного распределения зарядов в ионном пучке при повышении плотности среды

Для описания изменений, происходящих в равновесном зарядовом составе ионных пучков при повышении плотности газообразной среды, можно воспользоваться уравнениями (1,5) с дополнительными членами, учитывающими возможность спонтанного радиационного перехода электронов из возбужденного состояния в основное. Первое из уравнений (1,5), когда они относятся к возбужденным состояниям, дополняется членом $-N_i(v)/v n \tau_i(v)$, а второе — членом $-N_{i+1}(v)/v n \tau_{i+1}(v)$, где v — скорость иона, n — количество атомов среды в 1 см^3 , $\tau_i(v)$ — среднее время жизни электрона в v -м состоянии. При $dN_i(v)/dt = 0$ из этих уравнений можно найти выражения для вероятности нахождения электрона в v -м состоянии

$$a_i(v, n) = \frac{N_i(v)}{\sum_v N_i(v)}.$$

В частности, для ионов с зарядом $i \approx \bar{i} = 1/2$, используя (1,6), получим

$$a_i(v, n) = \delta_i(v) a_i(n) [1 + \gamma_i(v)]^{-1} B_i(v) \quad (1,14)$$

при

$$B_i(v) = \left\{ 1 + \frac{1}{\beta_i(v)} + \left(1 - \frac{1}{s_i} \right) \overline{\sigma_{i+1}} [\sigma_i(v) + \sigma_{i+1, i} \beta_{i+1}(v)]^{-1} \right\}^{-1},$$

где

$$\gamma_i(v) = \frac{\sigma_i(v) - \sigma_i^0}{\sigma_i^0}$$

— относительное превышение сечений потери электрона из v -го состояния над сечением потери электрона из основного состояния, $\beta_i(v) = v n \tau_i(v) \sigma_i(v)$.

Для величины $a_i(n)$, равной отношению среднего сечения потери электрона в среде с n атомами в 1 см^3 к сечению потери электрона в разреженном газе, из определения среднего сечения потери электрона вытекает следующее соотношение:

$$a_i(n) = 1 + \sum_v a_i(v, n) \gamma_i(v). \quad (1,15)$$

Из (1,14) и (1,15) следует, что

$$a_i(n) = \left\{ 1 - \sum_v \delta_i(v) B_i(v) \left[1 + \frac{1}{\gamma_i(v)} \right]^{-1} \right\}^{-1}. \quad (1,16)$$

Отсюда видно, что при увеличении n отношение F_{i+1}/F_i для двух наиболее интенсивных зарядовых групп в ионном пучке равновесного состава изменяется в основном при таких плотностях среды, когда $n \sim 1/v \tau_i^* \sigma_i^*$, где τ_i^* и σ_i^* — среднее время жизни и сечение потери электрона для наиболее заселенной группы возбужденных состояний. Аналогичный результат получается и при других значениях i .

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

2.1. Масс-спектрометрический метод определения эффективных сечений

Большая часть известных сейчас экспериментальных сведений о сечениях потери и захвата электрона быстрыми ионами получена масс-спектрометрическим методом^{41-45, 27}. Принципиальная схема соответствующей масс-спектрометрической установки приведена на рис. 1. Основными элементами этой установки являются: 1) ускоритель, создающий однородный по составу и энергии пучок ионов, 2) преобразователь заряда, после прохождения которого в ионном пучке появляются ионы с различными зарядами, 3) масс-монохроматор, выделяющий из ионного пучка частицы с определенным зарядом, 4) камера столкновений, в которой происходит потеря и захват электронов быстрыми ионами при соударении их с атомами газа, 5) анализатор для пространственного разделения быстрых частиц, вышедших из камеры столкновений, на отдельные зарядовые группы, 6) регистрирующая система, позволяющая определять относительную интенсивность различных зарядовых групп.

В работах московской группы физиков²⁷⁻³⁰ источником быстрых частиц служил 72-см циклотрон с системой фокусировки и выделения моноэнергетического ионного пучка⁴⁶, а в работах Пивовара с сотрудниками³¹⁻³² — электростатический генератор на 1,5 МэВ⁴⁷. В качестве преобразователя заряда ионов в первой группе работ использовалась тонкая (толщиной $\sim 2 \text{ мкг/см}^2$) целлULOидная пленка, а в работе³² — проточная газовая мишень в виде трубки диаметром 4 мм и длиной 40 мм. Масс-моно-

хроматором являлся магнитный анализатор, отклонявший ионы на угол $10-15^\circ$. Камера столкновений представляла собой цилиндр длиной в несколько десятков см с отверстиями в обоих основаниях для прохода пучка.

Разделение частиц, вышедших из камеры столкновений, на отдельные зарядовые компоненты в работах ²⁷⁻³⁰ производилось магнитным, а в работах ³¹⁻³² электростатическим анализаторами. Для регистрации ионов в первой группе работ использовалась система из восьми пропорциональных счетчиков, которая позволяла производить одновременную регистрацию ионов практически со всеми возможными зарядами и определять, таким образом, относительное количество ионов Φ_{ik} с данным

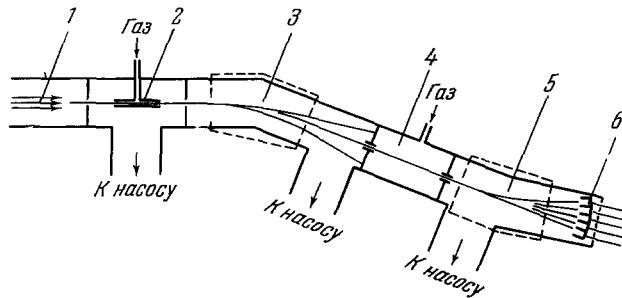


Рис. 1. Схема масс-спектрометрической установки для определения сечений потери и захвата электронов быстрыми ионами.

1 — Ионный пучок из ускорителя; 2 — преобразователь заряда; 3 — масс-монохроматор; 4 — камера столкновений; 5 — анализатор; 6 — детекторы.

зарядом k (индекс i указывает заряд ионов перед прохождением их через камеру столкновений). В экспериментах харьковчан ³¹⁻³² интенсивность потока заряженных частиц измерялась ламповыми электрометрами, а нейтральных частиц — термопарным детектором. По результатам этих измерений находилось отношение числа частиц с зарядом k к числу ионов с первоначальным зарядом i , т. е. величина Φ_{ik}/Φ_{ii} .

Поскольку в экспериментальной установке всегда имеется остаточный газ, при вычислении сечений σ_{ik} по экспериментальным значениям Φ_{ik} или Φ_{ik}/Φ_{ii} используются соответствующие решения уравнений (1,1), обобщенных на случай прохождения ионов через смесь газов. При достаточно малых давлениях остаточного и напускаемого газов вычисление сечений можно производить по простейшим формулам

$$\Phi_{ik} - \Phi'_{ik} = \sigma_{ik} t \quad (2,1)$$

и

$$\frac{\Phi_{ik}}{\Phi_{ii}} - \frac{\Phi'_{ik}}{\Phi'_{ii}} = \sigma_{ik} t, \quad (2,2)$$

где Φ'_{ik} — относительное количество ионов с зарядом k в пучке частиц с первоначальным зарядом i после прохождения его через остаточный газ.

В более широкой области давлений газа, ограниченной условием, что при любом начальном заряде ионов $0,6 \leq \Phi_{ii} \leq 1$, значения Φ_{ik} с точностью до 1—2% с учетом возможности изменения заряда ионов в объемах, находящихся на пути пучка до и после камеры столкновений, выражаются следующим образом ²⁷:

$$\begin{aligned} \Phi_{ik} = & \delta_{ik} + g_{ik} + \frac{1}{2} \sum_p (g_{ip}g_{pk} + \gamma g'_{ip}g_{pk} - \gamma g_{ip}g'_{pk}) + \\ & + \frac{1}{6} \sum_{pq} (g_{ip}g_{pq}g_{pk} + 2\gamma g'_{ip}g_{pq}g_{pk} - \gamma g_{ip}g'_{pq}g_{pk} - \gamma g_{ip}g_{pq}g'_{pk}), \end{aligned} \quad (2,3)$$

где $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$ и $\delta_{ii} = 1$, $g_{js} = \sigma_{js}t + \sigma'_{js}t'$, $g'_{js} = \sigma'_{js}t'$, $\gamma = (\beta'_1 - \beta_2) - (\beta_1 - \beta_2)$, β_1 и β_2 — относительное количество молекул газа, находившихся на пути ионов до и после камеры столкновений соответственно. Величины σ , t , β относятся к напускаемому газу, а величины σ' , t' , β' — к остаточному.

Отсюда при $t \rightarrow 0$ будем иметь

$$\Phi_{ik} - \Phi'_{ik} = \left\{ \sigma_{ik} + \frac{1}{2} \sum_p [(1 + \gamma) g'_{ip} \sigma_{ph} + (1 - \gamma) \sigma_{ip} g'_{ph}] \right\} t \quad (2,4)$$

и

$$\frac{\Phi_{ik}}{\Phi_{ii}} - \frac{\Phi'_{ik}}{\Phi'_{ii}} = a_{ik}t, \quad (2,5)$$

где

$$a_{ik} = \sigma_{ik} + \frac{1}{2} \sum_p [(1 + \gamma) g'_{ip} \sigma_{ph} + (1 - \gamma) \sigma_{ip} g'_{ph}] - g'_{ii} \sigma_{ik} - \sigma_{ii} g'_{ik}.$$

Из (2,3) — (2,5) видно, что соотношения (2,1) и (2,2), составляющие основу масс-спектрометрического метода, справедливы только вблизи $t = 0$ и при достаточно малом давлении остаточного газа *). Поэтому необходимым элементом масс-спектрометрического метода является контроль за отсутствием искажений в величине сечений из-за присутствия остаточного газа и возможной нелинейности в зависимости Φ_{ik} или Φ_{ik}/Φ_{ii} от t .

Коэффициент a_{ik} в формуле (2,5) находится по результатам измерений зависимости Φ_{ik}/Φ_{ii} от t при аппроксимации ее в случае необходимости полиномом второй степени:

$$\frac{\Phi_{ik}}{\Phi_{ii}} = \frac{\Phi'_{ik}}{\Phi'_{ii}} + a_{ik}t + b_{ik}t^2.$$

Если при значениях t , при которых вклад квадратичных членов в величину Φ_{ik}/Φ_{ii} невелик, $\Phi_{ik}/\Phi_{ii} \gg \Phi'_{ik}/\Phi'_{ii}$, то коэффициент a_{ik} близок к σ_{ik} . Если это условие не выполнено, то для получения правильного значения σ_{ik} необходимо исследовать зависимость коэффициента a_{ik} от давления остаточного газа.

В тех случаях, когда в эксперименте определяются сечения всех процессов потери и захвата электронов при различных начальных зарядах ионов, отклонение разности $\Phi_{ik} - \Phi'_{ik}$ от $\sigma_{ik}t$ может быть найдено из полученных значений Φ_{ik} и Φ'_{ik} с помощью соотношений (2,3), без исследования зависимости Φ_{ik} от t и t' . В первом приближении необходимые для вычисления этих поправок значения σ_{ik} и g'_{ik} могут быть получены из приближенных соотношений (2,1) и $g'_{ik} = \Phi'_{ik}$. Методом последовательных приближений можно найти точные значения σ_{ik} . Такой способ расчета сечений был применен в работах Дмитриева, Николаева и др.²⁷⁻³⁰. При этом, для того чтобы обеспечить точность вычислений 0,2% и при определении сечений одновременной потери четырех и пяти электронов не исключить из рассмотрения возможности потери того же количества электронов в результате нескольких последовательных столкновений с потерей в каждом из них только одного электрона, выражение (2,3) было дополнено некоторыми членами, пропорциональными t^4 и t^5 .

*) Условие применимости формул (2,1) и (2,2) нередко отождествляется с условием однократности столкновений, согласно которому каждый ион должен испытать в камере столкновений не более одного соударения, оканчивающегося изменением его заряда. В действительности же однократность столкновений еще недостаточна для применимости этих формул. Например, при определении сечений потери электрона атомами водорода σ_{01} при высоких энергиях, когда обратное сечение σ_{10} много меньше σ_{01} , условие однократности столкновений будет выполнено вплоть до таких давлений газа, когда $\sigma_{01}t$ будет порядка 1 или даже 2, но формулы (2,1) и (2,2) при этом будут уже неверны.

Из совокупности величин Φ'_{ik} и значений Φ_{ik} , полученных при каком-нибудь одном давлении газа в камере столкновений, определялся полный набор соответствующих значений σ_{ik} . Величины Φ_{ik} , полученные при различных давлениях, давали независимые друг от друга наборы значений σ_{ik} . Совпадение значений σ_{ik} , соответствующих различным давлениям газа, указывало не только на правильность введенных поправок, но и на внутреннюю согласованность полученных экспериментальных данных.

Другим источником ошибок при определении сечений потери и захвата электронов масс-спектрометрическим методом является рассеяние быстрых частиц при соударении их с атомами газа, вследствие которого часть ионов, рассеянных на большие углы, не попадает в детектор. Величина этой ошибки зависит от углового распределения ионов с первоначальным и измененным зарядом и от геометрических условий опыта, которые характеризуются функцией $S(\theta)$ ^{48, 28}, равной отношению доли регистрируемых частиц, рассеянных на угол θ , к доли регистрируемых частиц при рассеянии их на угол $\theta = 0$. Эта функция может быть вычислена для любой экспериментальной установки, если известно распределение направлений скорости первичных ионов, или, грубо говоря, расходимость ионного пучка *). Более грубо геометрические условия опыта можно характеризовать максимальным углом рассеяния регистрируемых частиц θ_m , который определяется соотношением $S(\theta_m) \approx 0.5$. При больших размерах входного отверстия детектора величина θ_m приблизительно равна отношению ширины или диаметра выходного канала камеры столкновений к ее длине. В работах²⁷⁻³⁰ $\theta_m \approx 0.005$, в работах³¹⁻³² $\theta_m \approx 0.015$.

Для того чтобы рассеяние не приводило к заметным искажениям в величине измеряемых сечений, необходимо, чтобы число ионов с данным зарядом, рассеянных на углы $\theta \geq \theta_m$, было мало по сравнению с количеством ионов того же заряда, рассеянных на такие углы, при которых $S(\theta)$ мало отличается от единицы. Контроль за отсутствием этих искажений осуществляется обычно^{31, 32, 45} путем проведения измерений при различных диаметрах выходного отверстия камеры столкновений. Если при этом величины Φ_{ik}/Φ_{ii} не изменяются, то соответствующее сечение считается правильным. Однако постоянство значений Φ_{ik}/Φ_{ii} при изменении θ_m в некотором ограниченном интервале углов само по себе не может служить гарантией постоянства этой величины при еще большем увеличении θ_m . Такое постоянство может быть гарантировано лишь в тех случаях, когда количество частиц, рассеянных на углы $\theta \geq \theta_m$, будет преnебрежимо мало. Таким образом, контроль за отсутствием искажений в величине измеряемых сечений требует оценки относительного числа частиц, рассеянных на углы $\theta \geq \theta_m$.

В качестве максимальной ошибки измеряемого сечения может быть принята величина полного сечения рассеяния ионов $\sigma_p(\theta_m)$ на углы $\theta > \theta_m$ или по более реалистическим оценкам²⁷ — величина $0.5\sigma_p(\theta_m)$. Для $\theta \geq 0.001$ эти величины могут быть сравнительно хорошо рассчитаны⁴⁹⁻⁵⁰.

Такой способ оценки максимальной погрешности в величине измеряемых сечений из-за рассеяния быстрых ионов был применен в работах²⁷⁻³⁰. Согласно этим оценкам в большинстве исследованных случаев потери и захвата одного электрона ошибка из-за неполной регистрации рассеянных частиц была значительно меньше случайных ошибок, составлявших, как обычно, величины $\sim 10\%$ от полученных сечений.

*) В работах²⁷⁻³⁰, например, $S(\theta) = 1 - 50\theta$ при $0 \leq \theta \leq 0.0036$ и $S(\theta) \approx \exp(0.9 - 300\theta)$ при $\theta > 0.0036$.

2.2. Определение сечений методом ослабления ионного пучка в магнитном поле

В работах Аллисона с сотрудниками^{51-53, 26} для определения сечений потери и захвата электронов ионами гелия и лития с энергией до 450 кэВ использовался метод ослабления ионного пучка в поперечном магнитном поле. Камера столкновений в этом методе помещается в магнитное поле, так что пучок быстрых частиц, в котором обычно имеются ионы с различными зарядами, разделяется в ней на отдельные зарядовые компоненты, одна из которых направляется в детектор (рис. 2). Изменение заряда ионов при соударении их с атомами газа приводит к значительному изменению их траектории, в результате чего они выходят из первоначального пучка и в детектор не попадают. Измерение степени ослабления пучка при повышении давления в камере столкновений дает возможность определить сумму сечений потери и захвата электронов $\sum_k' \sigma_{ik}$.

Величины $\sum_k' \sigma_{ik}$ для ионов с зарядом i находились из результатов измерения интенсивности пучка этих ионов R_i при различных давлениях газа в камере столкновений по формуле

$$R_i(t)/R_i(0) = \exp\left(-\sum_k' \sigma_{ik} t\right), \quad (2,6)$$

где t — количество атомов газа в объеме сечением 1 см², расположенным вдоль пути иона в магнитном поле. В формуле (2,6) не учитывается ослабление пучка вследствие рассеяния ионов без изменения их заряда. Контрольные измерения ослабления неотклоненного пучка в отсутствие магнитного поля показали, что рассеяние играло существенную роль только в ослаблении пучка однозарядных ионов лития, для которых величина $\sum_k' \sigma_{ik}$ мала. Поэтому значения $\sum_k' \sigma_{ik}$ для этих ионов не были определены.

Ошибки в величине получаемых сечений могут возникнуть также вследствие изменения зарядового состава первичного пучка при увеличении давления газа в той части установки, через которую проходит пучок до попадания его в магнитное поле. Для того чтобы обеспечить постоянство зарядового состава первичного пучка, в нем с помощью преобразователя заряда 2 (рис. 2), наполняемого тем же газом, что и камера столкновений, устанавливалось равновесное распределение зарядов, однако не принималась во внимание зависимость распределения зарядов от плотности газа.

Поскольку величина суммы $\sum_k' \sigma_{ik}$ определяется в основном одним или двумя членами, то значения $\sum_k' \sigma_{ik}$ во многих случаях представляют собой сечения доминирующего процесса. Например, при $v \sim v_0$ значения $\sum_k' \sigma_{ik}$ для ионов лития с $i = 0, 2$ и 3 в пределах ошибок опыта равны

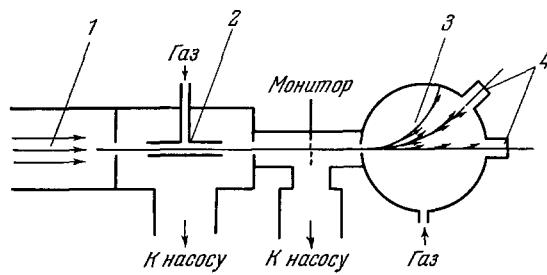


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для определения суммарных сечений обтирки и переварядки ионов методом ослабления пучка в магнитном поле.

1 — Ионный пучок из ускорителя; 2 — преобразователь заряда; 3 — камера столкновений в магнитном поле;
4 — детекторы.

соответственно σ_{01} , σ_{21} и σ_{32} . Полученные сечения, особенно при наибольшей энергии ионов, как правило, несколько ниже найденных масс-спектрометрическим методом^{27, 29, 31, 32}. Для ионов гелия эта разница не выходит за пределы экспериментальных ошибок. Общий ход зависимости сечений от скорости, который можно установить на основании всех имеющихся результатов, свидетельствует о том, что при энергии ионов ~ 400 кэв в большинстве случаев, для которых имеются расхождения, найденные Аллисоном сечения занижены.

В результате сочетания метода ослабления пучка с масс-спектрометрическим Аллисон определил для атомов и ионов гелия значения σ_{02} и σ_{20} . Сначала методом ослабления пучка были найдены величины $\sigma_{01} + \sigma_{c2}$ и $\sigma_{21} + \sigma_{20}$, а затем масс-спектрометрическим методом из экспериментальных значений Φ_{02}/Φ_{01} и Φ_{20}/Φ_{21} , полученных при небольших давлениях в камере столкновений, отношения $\sigma_{02}/(\sigma_{01} + \sigma_{02})$ и $\sigma_{20}/(\sigma_{21} + \sigma_{20})$. В последних опытах в качестве камеры столкновений использовалась проточная газовая мишень 2 *) (см. рис. 2), а преобразование однозарядных ионов в нейтральные и двухзарядные частицы происходило в дополнительной газовой мишени. При расчете сечений учитывалась возможность образования нейтральных и двухзарядных частиц после двух столкновений с захватом или потерей только одного электрона в столкновении и использовались известные значения σ_{10} и σ_{12} . Полученные сечения σ_{02} и σ_{20} хорошо совпадают с результатами масс-спектрометрических измерений.

2.3. Методика определения равновесного зарядового состава ионных пучков

Равновесное распределение зарядов в ионном пучке, проходящем через вещество, определяется путем масс-спектрометрического анализа зарядового состава пучка после прохождения его через пленку твердого вещества или проточную газовую мишень подходящей толщины. При прохождении ионов через разреженный газ распределение зарядов практически не отличается от равновесного, если $\sigma_{i\pm 1}, i t \geq 4$ для $i \sim \bar{i}$. При $v \sim v_0$ это условие выполняется, если $t \geq 10^{16}$ атом/см² (для газов с атомным номером $Z_c \sim 15$ это соответствует толщине $\geq 0,3$ мкг/см²), а при $v \sim 10^6$ см/сек, если $t \geq 10^{17} - 10^{18}$ атом/см². В камере столкновений в несколько десятков см газовая мишень такой толщины образуется при $p \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ мм Hg. При таком давлении и были произведены почти все измерения равновесного зарядового состава ионных пучков в газах.

В ионном пучке, проходящем через твердое вещество, равновесное распределение зарядов должно устанавливаться при большей толщине мишеней, так как для этого требуется установление равновесного распределения электронов по различным состояниям для всех, в том числе и для относительно сильно связанных электронов, сечение удаления которых мало. В проведенных к настоящему времени опытах в качестве твердых мишеней применялись тонкие пленки из различных веществ толщиной от 2—5 мкг/см² до 30, а в некоторых случаях до 150 мкг/см².

Контроль за достижением равновесного состояния осуществляется обычно путем измерения распределения зарядов с мишенями различной толщины. В опытах Николаева, Дмитриева и др.^{34, 35} достижение равновесного состояния проверялось также при различных начальных зарядах ионов. Для газообразных сред это представляется более предпочтительным, так как увеличение толщины газовой мишени производится

*) Проточная газовая мишень 2 образовывалась в трубке длиной около 20 см с отверстиями для прохода пучка диаметром около 0,9 м.м.

путем увеличения давления газа, а равновесное распределение зарядов при повышении плотности газа, вообще говоря, не остается постоянным.

При исследовании равновесного зарядового состава ионных пучков в газе могут возникнуть ошибки из-за задержания части рассеянных ионов стенками камеры столкновений, поскольку необходимость создания значительного перепада давлений между камерой столкновений и соседним вакуумным объемом, в котором происходит разделение пучка на отдельные зарядовые компоненты, вынуждает делать выходное отверстие камеры столкновений небольшим. В выполненных к настоящему времени экспериментах отношение диаметра или ширины выходного отверстия к длине камеры столкновений составляло величину от 0,002 до 0,006. Фактически угол рассеяния регистрируемых частиц был больше этой величины, так как участок пути ионов, на котором восстанавливалось равновесное распределение, как правило, был значительно меньше длины камеры столкновений. При увеличении давления газа длина этого участка сокращается, поэтому ошибка из-за ограничения угла регистрируемых частиц контролируется измерениями при различных давлениях газа, которые проводятся во всех экспериментах. В опытах Пивовара с сотрудниками³¹ отсутствие искажений из-за рассеяния ионов проверялось также измерениями с увеличенным диаметром выходного отверстия камеры столкновений.

Значения F_i связаны условием нормировки $\sum_i F_i = 1$ и не являются независимыми друг от друга. Поэтому при сопоставлении результатов различных измерений целесообразно сравнивать отношения F_{i+1}/F_i , которые более просто связаны с сечениями потери и захвата электронов, чем F_i , и при изменении скорости ионов изменяются монотонно, что дает возможность производить надежную интерполяцию между экспериментальными значениями F_{i+1}/F_i для различных скоростей и получать непрерывные кривые зависимостей F_i от v ¹⁴. Величины $F_i \geq 0,1$ определяются обычно с точностью 1—5%.

Значения F_{i+1}/F_i , полученные в различных опытах, в подавляющем большинстве случаев в пределах ошибок эксперимента совпадают. Только в работах^{10, 35} при прохождении ионов азота через целлюлоидную пленку были получены несколько меньшие значения F_{i+1}/F_i , чем в^{8, 12} (см. рис. 22). В первых работах, в которых применялись несколько более тонкие мишени, толщина их могла быть еще недостаточной для того, чтобы относительно сильно связанные электроны успели перейти в возбужденные состояния. В работе¹⁰, кроме того, не исключена, по-видимому, возможность ошибки в определении скорости ионов, так как последняя была вычислена из параметров циклотрона, а средняя скорость многозарядных ионов, получаемых в циклотроне, как известно⁵⁴, может быть меньше скорости протонов или ионов гелия.

Средний заряд ионов $\bar{i} = \sum_i i F_i$ может быть определен и без исследования распределения зарядов. Так, средний заряд ионов азота, прошедших через никелевую фольгу, был найден⁵ путем сравнения величины электрического заряда, приносимого ионным пучком до и после прохождения фольги, а средний заряд осколков деления урана в различных газах находился^{3, 4, 15} по величине среднего отклонения ионов в магнитном поле, когда вследствие соударений с атомами газа заряд их в области магнитного поля многократно изменялся и отклонение зависело от величины \bar{i} . Некоторые сведения о заряде быстрых частиц при $v > 10^9$ см/сек были получены также^{36, 55-58} в результате измерения средних потерь энергии ионами $-(dE/dx)$. Для ионов с $Z = 1$ при таких скоростях $\bar{i} = 1$ и отношение величин $-(dE/dx)_Z$ для ионов с зарядом ядра Z

к значению $-(dE/dx)_1$ для протонов равно квадрату эффективного заряда ионов i^{*2} . При достаточно больших скоростях, когда тормозная способность вещества перестает зависеть от заряда ионов, эффективный заряд i^* должен совпадать со среднеквадратичным $(\bar{i}^2)^{1/2} = (\sum_i i^2 F_i)^{1/2}$, а при $\bar{i}^2 \gg 1$ и со средним зарядом \bar{i} . Из экспериментальных данных, полученных в работах^{36, 38, 55-57}, следует, что для ионов с $Z = 5-10$ при $v = (2 \div 4) \times 10^9 \text{ см/сек}$ значения i^* в твердом веществе отличаются от \bar{i} не более чем на 2%, а при $v \approx 1,5 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ — на ~5%. Однако для ионов более тяжелых элементов столь близкие к \bar{i} значения i^* будут наблюдаться, по-видимому, при значительно больших скоростях. Об этом свидетельствует, в частности, и такой факт⁵⁹: при $v \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ для ионов с $Z < 7$ значения i^* в твердых веществах отличаются от $(\bar{i}^2)^{1/2}$ на 10—30%, а для ионов с $Z \sim 15-18$ — в 1,5—2 раза.

III. ПОТЕРЯ ЭЛЕКТРОНОВ БЫСТРЫМИ ИОНАМИ

3.1. ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ

Потеря электронов быстрыми ионами при их столкновениях с атомами среды является, по существу, процессом дальнейшей ионизации атомных частиц. Согласно общим теоретическим представлениям²¹ при достаточно большой относительной скорости сталкивающихся частиц v с возрастанием последней в связи с уменьшением времени взаимодействия

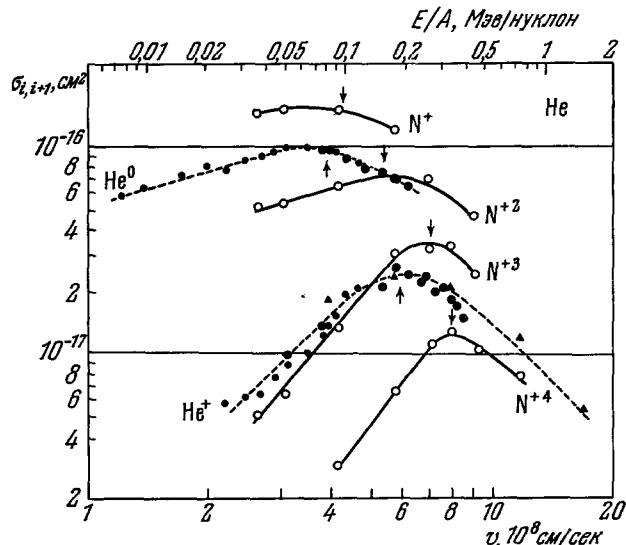


Рис. 3. Сечения потери одного электрона $\sigma_{i, i+1}$ для ионов гелия и азота в гелии в зависимости от скорости ионов v .

Для ионов азота экспериментальные данные — из²⁹ (○), для атомов и ионов гелия: ● — из¹, ● — из³¹, ▲ — из²⁹. Стрелками указаны значения $v = 1,36 u_i$.

сечения ионизации должны уменьшаться. В области скоростей, меньших орбитальной скорости удалаемого электрона v_0 , вследствие адиабатического характера столкновений сечения должны увеличиваться с возрастанием скорости. При $v \sim v_0$ следует ожидать максимума сечений. Эксперимент подтверждает эти представления (рис. 3). По имеющимся экспериментальным данным, скорость v_m , при которой сечение достигает максимума, определяется главным образом энергией связи удалаемого

электрона I^{29} :

$$v_m = \gamma u, \quad (3.1)$$

где $u = (2I/\mu)^{1/2}$, μ — масса электрона *). В гелии $\gamma \approx 1,3$, в азоте $\gamma \approx 1,5$, в криптоне $\gamma \approx 2$.

Соотношение (3.1) может быть записано и в виде, обычном для адабатического критерия Месси ⁶⁰:

$$\frac{\Delta E a}{\hbar v_m} \sim 1, \quad (3.2)$$

где ΔE — разница в величине энергии связи электрона до и после соударения, а величина a характеризует расстояние, на котором происходит взаимодействие. Однако,

в отличие от процессов захвата электронов одно- зарядными ионами и нейтральными атомами, для которых величина a зависит от первоначального заряда иона и числа захватываемых электронов ^{61, 62, 45}, для процессов потери электрона величина a зависит от I и оказывается порядка размеров иона: считая $\Delta E = I$, из (3.1) получаем, что $a = 2\gamma h/\mu i$ или $a = 2\gamma r/n$, где $r = n\hbar/\mu i$ — величина, близкая к среднему радиусу оболочки, из которой удаляется электрон, n — главное квантовое число. Отсюда видно, что величина a определяется не размерами иона, а величиной импульса μi , который необходимо передать электрону для удаления его из иона. Отношение $\Delta E/v$ представляет собой изменение импульса иона Δp при далеком неупругом столкновении. Поэтому соотношение (3.2) можно интерпретировать ⁶³ как уравнение, определяющее величину изменения импульса иона Δp_m , которая соответствует наибольшей вероятности рассматриваемого процесса. В нашем случае $\Delta p_m = \mu i/2\gamma$. Таким образом, условие (3.1) означает, что сечения потери электрона достигают максимума тогда, когда изменение импульса иона в далеких ионизующих столкновениях составляет определенную долю ($\sim 1/3$) импульса μi , передаваемого электрону.

Величина сечений существенным образом зависит от количества электронов во внешней оболочке иона q_i : при одинаковом ионизационном потенциале сечения потери одного электрона $\sigma_{i, i+1}$ для различных ионов приблизительно пропорциональны q_i ²⁹, а сечения одновременной потери двух электронов пропорциональны q_i ($q_i = 1$). Поэтому если изображенные на рис. 3 значения $\sigma_{i, i+1}$ разделить на q_i , то величины $\sigma_{i, i+1}/q_i$ образуют семейство непересекающихся кривых (рис. 4). Из рис. 4 видно,

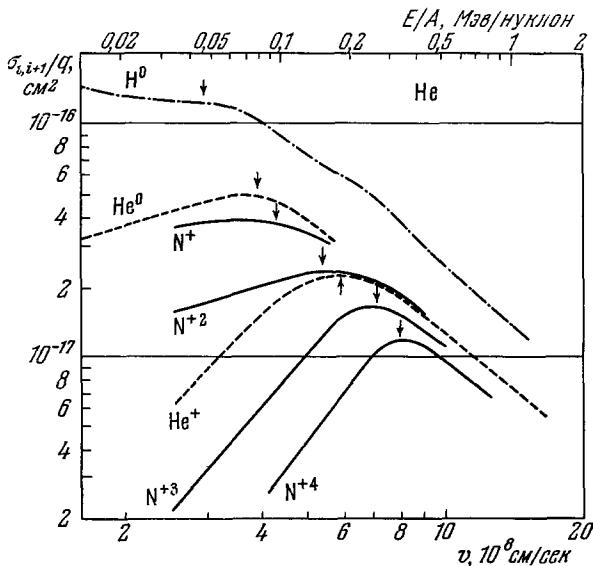


Рис. 4. Значения $\sigma_{i, i+1}/q_i$ для атомов и ионов водорода (—·—), гелия (—) и азота (—) в гелии.

Стрелки соответствуют скорости $v = 1,35 u_i$.

*) Для атомов водорода, для которых в области $v < u$ сечения σ_{01} в гелии почти не изменяются (см. рис. 4), величина γu указывает скорость, при скоростях больше которой происходит уменьшение сечений.

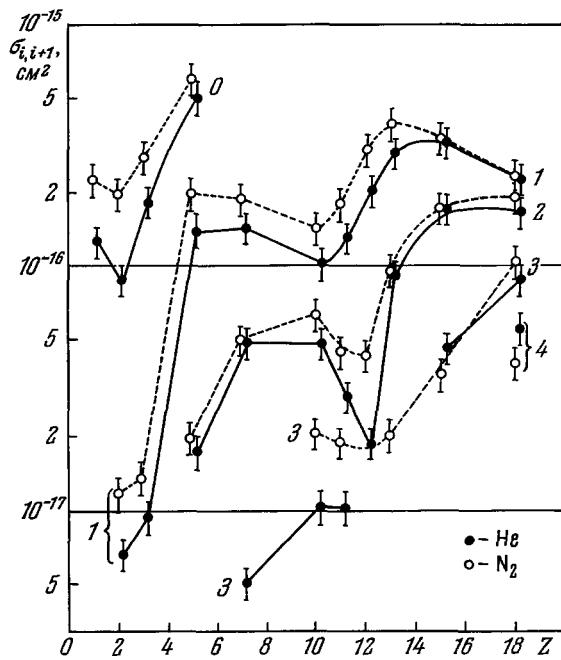


Рис. 5. Зависимость сечений потери одного электрона $\sigma_i, i+1$ от заряда ядра ионов Z при $v=2,6 \cdot 10^8$ см/сек в гелии (●) и азоте (○) по экспериментальным данным из работ 1, 26, 29, 31.

Около кривых указан первоначальный заряд ионов i .

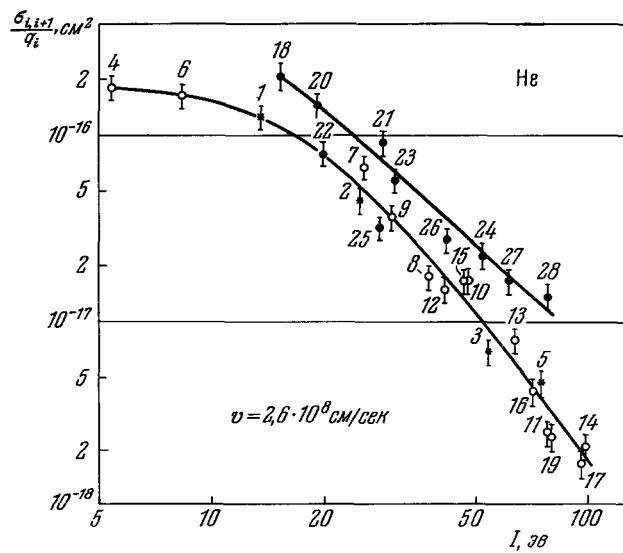


Рис. 6. Значения $\sigma_{i, i+1}/q_i$ в гелии при $v=2,6 \cdot 10^8$ см/сек в зависимости от энергии связи электрона I_i .

Звездочки, светлые и зачерненные кружки относятся к K -, L - и M -электронам соответственно.

1 — H; 2 — He⁰; 3 — He⁺; 4 — Li⁰; 5 — Li⁺; 6 — B⁰ — B⁺²;
9—11 — N⁺ — N⁺³; 12—14 — Ne⁺ — Ne⁺³; 15—17 — Na⁺ —
Na⁺³; 18, 19 — Mg⁺, Mg⁺²; 20, 21 — Al⁺, Al⁺²; 22—24 —
P⁺ — P⁺³; 25—28 — Ar⁺ — Ar⁺⁴.

что по мере уменьшения ионизационного потенциала I_i сечение, отнесенное к одному электрону, монотонно увеличивается, причем в области малых скоростей, когда $v < u_i$, зависимость $\sigma_{i, i+1}/q_i$ от I_i оказывается гораздо более сильной, чем при больших скоростях.

Поскольку при изменении заряда ядра ионов Z величины I_i и q_i изменяются немонотонно, зависимость $\sigma_{i, i+1}$ от Z также оказывается немонотонной (рис. 5). Значения $\sigma_{i, i+1}/q_i$, определенные из представленных на рис. 5 сечений, изображены на рис. 6 в зависимости от I_i . Из рис. 6 видно, что для ионов, у которых внешние электроны принадлежат K -или L -оболочкам, значения $\sigma_{i, i+1}/q_i$ в пределах 20%-ной точности ложатся на одну общую кривую. Значения $\sigma_{i, i+1}/q_i$ для M -электронов, за исключением отдельных случаев, укладываются на другую кривую. Подобная картина наблюдается при других скоростях и в других газах.

Отклонение величин $\sigma_{i, i+1}/q_i$ от общей кривой наблюдается только для ионов с большим числом q_i , для которых величина $\sigma_{i, i+1}/q_i$, особенно в тяжелых газах, является лишь частью сечения потери отдельного электрона σ_i , определяемого соотношением

$$\sigma_i = \frac{1}{q_i} (\sigma_{i, i+1} + 2\sigma_{i, i+2} + 3\sigma_{i, i+3} + \dots). \quad (3,3)$$

В результате учета одновременной потери нескольких электронов разброс экспериментальных точек на кривой зависимости σ_i от I_i оказывается значительно меньшим, чем для $\sigma_{i, i+1}/q_i$, и, как правило, не выходит за пределы ошибок опыта (рис. 7). Таким образом, эффективное сечение удаления отдельного электрона определяется энергией его связи и в пределах 20%-ной точности не зависит от количества электронов в оболочке. Это означает, что удаление каждого из электронов происходит независимо от удаления других.

Этот вывод следует также и из экспериментальных данных о сечениях одновременной потери нескольких электронов ³⁰. Найденные из экспериментальных сечений потери различного числа электронов $\sigma_{i, i+s}$ сечения потери пары электронов

$$\sigma_i^{(2)} = \left(\frac{1}{C_q^2} \right) \sum_{s \geq 2} C_s^2 \sigma_{i, i+s} = \frac{2}{q_i(q_i-1)} (\sigma_{i, i+2} + 3\sigma_{i, i+3} + 6\sigma_{i, i+4} + \dots) \quad (3,4)$$

не зависят от q_i .

Типичные соотношения между сечениями потери электронов в различных средах показаны на рис. 8. С увеличением атомного номера среды

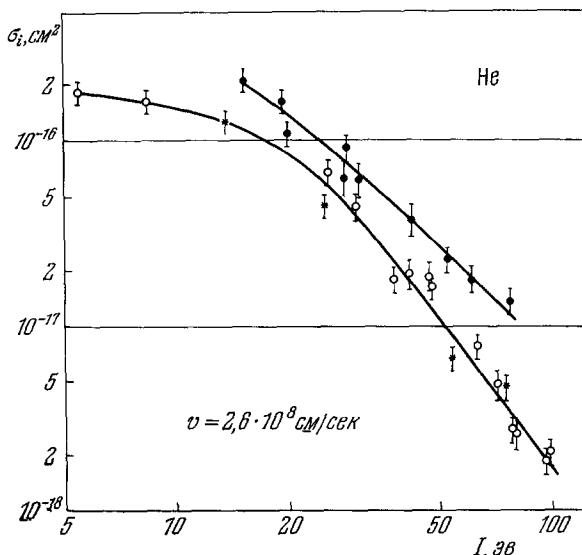


Рис. 7. Зависимость сечения потери отдельного электрона σ_i от I_i при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/сек в гелии.
Обозначения как на рис. 6.

Z_c от 1 до 18 сечения возрастают. Однако при переходе от $Z_c = 18$ (аргон) к $Z_c = 36$ (криптон) при $v \leq 5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ сечения для большинства ионов

уменьшаются, что свидетельствует о значительном влиянии деформации атомов среды на величину сечений²⁹. При уменьшении заряда ионов i и увеличении v степень снижения сечений в тяжелых средах уменьшается, и при $v > 10^9 \text{ см/сек}$ сечения в криптоне сравниваются с сечениями в аргоне или становятся больше их.

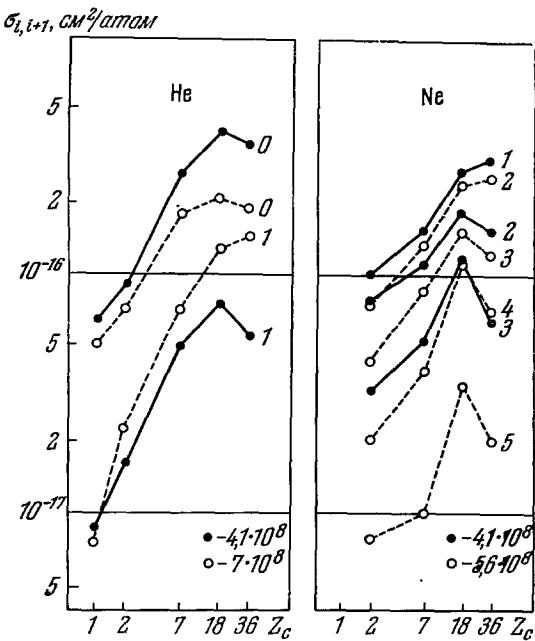


Рис. 8. Зависимость сечений потери одного электрона $\sigma_{i,i+1}$ от атомного номера среды Z_c для атомов и ионов гелия и неона по результатам²⁹ и³¹.

Заряд ионов указан около кривых. Черные кружки соответствуют скорости $v = 4.1 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, а светлые — $v = 7 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ для ионов гелия и $v = 5.6 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ для ионов неона.

трома w_i , среднюю вероятность потери s электронов. В большинстве случаев можно ограничиться рассмотрением электронов внешней оболочки, и тогда³⁰

$$W_{i,i+s} = C_q^s \sum_{t=0}^{q-s} C_{q-s}^t (-1)^t w_i^{(s+t)} = C_q^s w_i^{(s)} - \sum_{t=1}^{q-s} C_{t+s}^t W_{i,i+s+t}, \quad (3.6)$$

где $C_q^s = q! / s! (q-s)!$ — число сочетаний из q электронов по s .

Из (3.5) и (3.6), используя соотношение $w_i^{(s+t)} / w_i = w_i^{(t)}$, которое справедливо в случае потери электронов из одной оболочки, получим

$$\bar{w}_i = \frac{\int w_i W_{i+1,i+2+Q} dQ}{\int W_{i+1,i+2+Q} dQ} = \frac{2}{q_i} \frac{\sigma_{i,i+2}}{\sigma_{i+1,i+2}}. \quad (3.7)$$

Определенная таким образом величина \bar{w}_i представляет собой вероятность потери отдельного электрона ионом с зарядом i , усредненную по области параметров удара, дающих основной вклад в сечение потери следующего электрона.

Согласно имеющимся экспериментальным данным^{1, 30} средняя вероятность потери отдельного электрона \bar{w}_i не зависит от количества электронов в оболочке и в большинстве случаев оказывается сравнительно небольшой (рис. 9). При $v \approx 2.5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ для ионов с $I_i = 20-70 \text{ эв}$ можно считать, что $\bar{w}_i \approx A I_i^{-1}$, причем в гелии $A \approx 4 \text{ эв}$, а в более тяжелых газах

$A \approx 8$ эв; для отрицательных ионов водорода с $I_i \approx 0,8$ эв, как следует из работ Фогеля с сотрудниками^{64, 65}, величина \bar{w}_i колеблется от $\sim 0,2$ (в гелии) до $\sim 0,8$ (в азоте и кислороде). При $v = (6 \div 12) \cdot 10^8$ см/сек для всех ионов с $I_i = 25 \div 500$ эв величины w_i приблизительно одинаковы: в гелии $\bar{w}_i \sim 0,1$, а в более тяжелых газах $\sim 0,2$. Суммарная средняя вероятность потери электронов $q_i w_i = 2\sigma_{i, i+2}/\sigma_{i+1, i+2}$ для ионов с большим числом q_i оказывается близкой к единице.

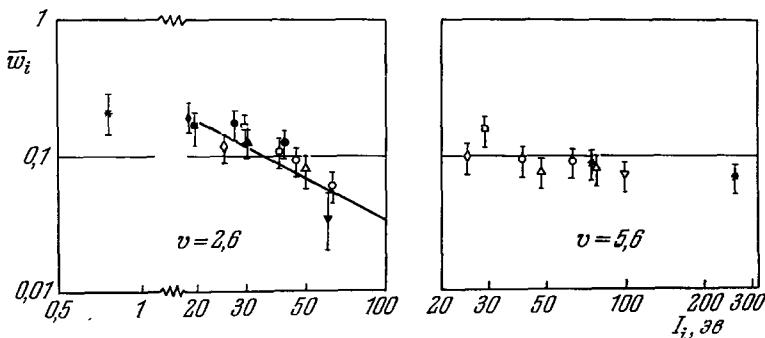


Рис. 9. Значения $\bar{w}_i = (2/q_i)(\sigma_{i, i+2}/\sigma_{i+1, i+2})$ в гелии при $v = 2,6 \cdot 10^8$ и $5,6 \cdot 10^8$ см/сек в зависимости от энергии связи электрона I_i по экспериментальным данным из работ 1, 29, 30, 64, 65.

Звездочки, светлые и зачеркнутые значения относятся к К-, L- и M-электронам соответственно. Наклонная прямая соответствует $\bar{w}_i = AI_i^{-1}$ при $A = 3,5$ эв; \diamond , $*$ — $q_i = 2$; Δ — 3; \square — 4; ∇ — 5; \circ — 6÷8.

Значения σ_i и \bar{w}_i позволяют оценить среднюю величину параметров удара Q_i для столкновений, вносящих основной вклад в сечение, так как можно считать, что

$$\sigma_i = \pi Q_i^2 \bar{w}_i. \quad (3,8)$$

Если в выражении (3,3) для σ_i ограничиться первым членом, то из (3,8), (3,7) и (3,3) получим

$$\pi Q_i^2 \approx \sigma_{i, i+1} \sigma_{i+1, i+2} / 2\sigma_{i, i+2}. \quad (3,9)$$

Для ионов с I_i от 20 до 150 эв при $v \sim (2,5 \div 10) \cdot 10^8$ см/сек величины Q_i лежат в пределах от $0,5 \cdot 10^{-8}$ до $3 \cdot 10^{-8}$ см. Так как \bar{w}_i слабо зависит от v , значения Q_i^2 при изменении скорости изменяются примерно так же, как сечения $\sigma_{i, i+1}$. Максимальные значения Q_i приблизительно равны $(1 \div 2) \cdot 10^{-8}$ см, т. е. близки к сумме радиусов электронных оболочек сталкивающихся частиц.

Экспериментальные данные о сечениях одновременной потери трех электронов дают возможность сделать также некоторые выводы о форме зависимости w_i от Q в области значений $Q \sim Q_i$. Подобно w_i величина

$$\bar{w}_i(2) = \frac{\int w_i W_{i+1, i+3} dQ}{\int W_{i+1, i+3} dQ} = \frac{3}{q_i} \frac{\sigma_{i, i+3}}{\sigma_{i+1, i+3}} \quad (3,10)$$

представляет собой вероятность потери отдельного электрона, усредненную по области параметров удара, вносящих основной вклад в сечение потери следующей пары электронов. Величина $\bar{w}_i(2)$ совпадает с \bar{w}_i только в том случае, если при любых значениях Q вероятность $w_i(Q)$ равна либо некоторой постоянной, либо нулю. По имеющимся экспериментальным данным, в гелии $\bar{w}_i(2) \approx 1,3 \bar{w}_i$, а в азоте, аргоне и криptonе

$\bar{w}_i(2) \approx 2\bar{w}_i$. Это свидетельствует о том, что в довольно широком интервале значений прицельных параметров q от q' до q'' вероятность потери электрона приблизительно пропорциональна $1/q$, т. е. $w \approx w'q'/q$. Экспериментальные значения $w_i(2)/\bar{w}_i = 1,35$ и 2 соответствуют отношениям $q''/q' \sim 5$ и 14. При этом в гелии $w' \approx 2\bar{w}_i \sim 0,2-0,4$ и $q'' = 1,15\bar{q}_i$, а в остальных газах $w' \sim 4\bar{w}_i \sim 1$ и $q'' \approx 1,3\bar{q}_i$. Следовательно, определенный ранее параметр удара \bar{q}_i близок к значению q'' , до которого вероятность потери отдельного электрона w приблизительно обратно пропорциональна q , а средняя вероятность \bar{w}_i равна вероятности $w(q)$ при $q = (0,4 \div 0,5)\bar{q}_i$.

Таким образом, в области скоростей, где сечение потери электрона близко к максимальному, основной вклад в сечение вносят столкновения со сравнительно большими параметрами удара, при которых вероятность ионизации невелика. В связи с этим, становится понятным отмеченное в п. 3.1 заметное влияние деформации атомов среды на величину сечений потери электрона в тяжелых газах, а также большое влияние экранировки кулоновского поля ядер атомов среды атомными электронами, о котором будет идти речь в следующем параграфе.

3.3. Основные результаты теоретических работ. Сравнение эксперимента с теорией

Согласно известным критериям^{66, 68, 21} борновское приближение должно приводить к правильным результатам при $v \gg Z_c v_0$, а для ионов с $i \gg Z_c$ и в области $v < Z_c v_0$. К настоящему времени в борновском приближении вычислены сечения потери K -электрона для ионов с $i = Z - 1$ в водороде и гелии^{69, 71, 40}. В гелии вычисленные сечения в области применимости борновского приближения хорошо согласуются с экспериментальными (рис. 10), а в водороде имеются некоторые расхождения³⁹, которые могут быть вызваны как ошибками эксперимента, так и тем обстоятельством, что расчет производился для атомарного водорода, а экспериментальные сечения относятся к молекулярному газу.

Для ионов с $Z > 2Z_c^*$, где Z_c^* — эффективный заряд ядер атомов среды (в водороде $Z_c^* = 1$, а в гелии $Z_c^* = 1,69$), при $v > 3Zv_0$ значения $\sigma_{Z-1,Z}$ даются следующей приближенной формулой⁴⁰:

$$\sigma_{Z-1,Z} = 4\pi a_0^2 \left(\frac{v_0}{Zv} \right)^2 [Z_c^2 (1 + 0,55 \ln A) + Z_c (1 + 0,55 \ln B)], \quad (3,11)$$

где A равно наименьшей из величин $1,6v/Zv_0$ и $Z/2Z_c^*$, а B — наименьшей из величин $1,6v/Zv_0(1+1,6I_c/Z^2\mu v_0^2)$ и Z/Z_c^* , $a_0 = h/\mu e^2 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см — атомная единица длины, I_c — энергия связи электрона в атоме среды. В области $v < Zv_0$ значения $\sigma_{Z-1,Z}$ для тех же ионов совпадают с сечениями потери K -электрона при соударении иона с атомными ядрами, которые вычислялись в работах^{67, 69, 73}:

$$\sigma_{Z-1,Z} = \pi a_0^2 Z_c^2 Z^4 F_K \left(\frac{v}{Zv_0} \right), \quad (3,12)$$

причем при $v \ll Zv_0$ согласно^{69, 73}

$$F_K \left(\frac{v}{Zv_0} \right) = \frac{2^{19}}{45} \left(\frac{v}{Zv_0} \right)^8.$$

Для ионов с $Z \leq Z_c$ вследствие возрастающего значения экранировки кулоновского поля ядер атомов среды атомными электронами роль

столкновений, при которых импульс атомов среды изменяется на величину $q < \mu Z v_0$, резко уменьшается. Поэтому при $v \geq 3Zv_0$ борновское приближение для этих ионов приводит к таким же результатам, как и приближение свободных столкновений, в котором сечение потери электронов считается равным сечению рассеяния свободного электрона, движущегося со скоростью v , атомом среды с изменением импульса электрона на величину $q > \mu u$. В этом приближении были рассчитаны значения σ_i для случаев прохождения ионов через водород и гелий³⁹. В частности, для ионов с $u = (0,4 \div 2) Z_c v_0$ в области высоких скоростей

$$\sigma_i = \pi a_0^2 \frac{v_0^3}{Z_c^* uv^2} (1,2Z_c^2 + 3,4Z_c). \quad (3,13)$$

Для всех ионов с $u < 2Z_c v_0$ при $v \geq 2Z_c v_0$ вычисленные значения σ_i в гелии совпали с экспериментальными³⁹. Вследствие экранировки кулоновского поля ядер атомов среды атомными электронами сечения σ_i для ионов с $u \leq Z_c v_0$ при любых $v > u$ оказываются существенно меньшими, чем по известной формуле Бора²¹, полученной в приближении свободных столкновений без учета экранировки:

$$\sigma_i = 4\pi a_0^2 \left(\frac{v_0^2}{uv} \right)^2 (Z_c^2 + Z_c). \quad (3,14)$$

Для ионов с $u < Z_c v_0$ в области v от $\sim u$ до $Z_c v_0$, т. е. в случае прохождения не слишком быстрых ионов через тяжелые вещества, значения σ_i могут быть оценены по обобщенной формуле Бора^{21, 29}, полученной в приближении свободных столкновений в результате классического рассмотрения рассеяния электрона в сильно экранированном поле атома:

$$\sigma_i = \pi a_0^2 Z_c^{2/3} \frac{v_0^2}{uv}. \quad (3,15)$$

В соответствии с экспериментом, зависимость σ_i от u в тяжелых газах по этой формуле оказывается такой же, как и по (3,13), а зависимость σ_i от v более слабой. Наблюдающаяся в эксперименте довольно сложная зависимость сечений от Z_c в этой формуле не находит отражения. Так как для малых углов рассеяния классическая механика неприменима, формула (3,15) должна давать правильный результат при $u \gg Z_c^{1/3} v_0$, т. е. в азоте при $I \gg 50$ эв, а в криптоне при $I \gg 150$ эв. Фактически и при $I \sim 5-20$ эв вычисленные по формуле (3,15) значения σ_i для $Z_c \geq 2$ в области $u < v$ отличаются от экспериментальных не более чем в два раза.

При оценке сечений потери электрона осколками деления урана в различных газах при $v \sim u$ Бор и Линдхард²³ использовали выражение

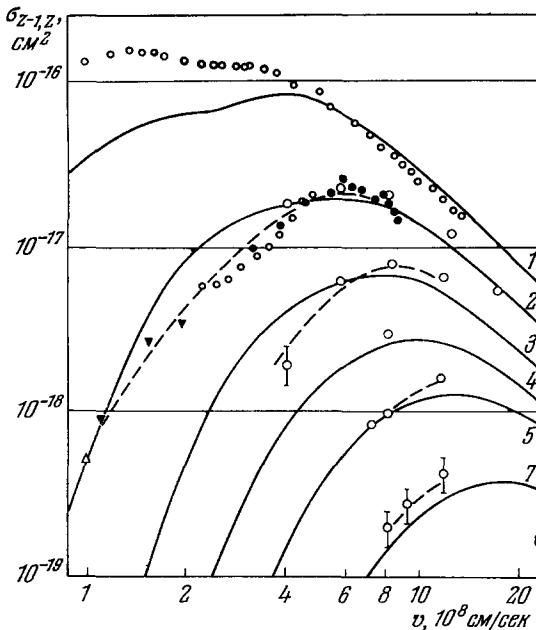


Рис. 10. Сечения потери А-электрона $\sigma_{Z-1, Z}$ в гелии.

Линии изображают результаты вычислений в борновском приближении, точки — экспериментальные значения: \circ — из 1, \bullet — из 31, \square — из 29, Δ — из 41, ∇ — из 72. Числа около кривых указывают заряд ядра ионов Z .

для сечений потери отдельного электрона, полученное в приближении свободных столкновений для случаев соударения ионов с ядрами:

$$\sigma_i = 4\pi a_0^2 Z_n^2 \left(\frac{v_0^2}{uv} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{u}{2v} \right)^2 \right]. \quad (3.16)$$

В легких средах заряд ядер Z_n считался равным Z_c , и формула (3.16) сводилась к той части выражения для σ_i в приближении свободных столкновений при $u \gg Z_c v_0$, которая соответствует соударениям удаляемого электрона с ядрами атомов среды, так что эффектами, вызванными присутствием атомных электронов, пренебрегали. При рассмотрении сечений в тяжелых средах, когда $v < Z_c v_0$, учитывая экранировку, считали, что $Z_n = Z_c^{1/3} v / v_0$. При этом зависимость σ_i от u получается более сильной, чем по формулам (3.13) и (3.15), а зависимость σ_i от v при $v \gg u$

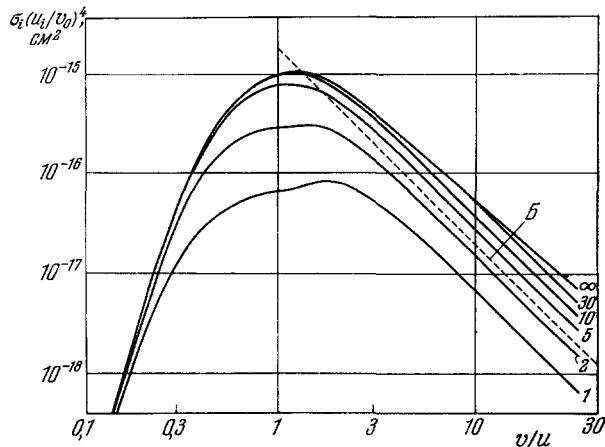


Рис. 11. Значения $\sigma_i u_i^4 / v_0^4$ для ионов с $i = Z = 1$ в гелии в зависимости от v/u_i .

Сплошные линии — борновское приближение, пунктируемые — по формуле Бора (3.14); числа около кривых указывают Z .

более слабой. Близкое же к действительности соотношение (3.15) получается из (3.16), если принять $Z_n = Z_c^{1/3} (uv)^{1/2}/2$.

Вычисление сечений потери электронов в области скоростей, где сечение близко к максимальному, производилось также Беллом²² для осколков деления урана в кислороде и Глюкштерном¹⁶ для ионов кислорода, неона, фосфора и аргона в аргоне. Расчеты производились на основе классических представлений с учетом орбитальной скорости удаляемых электронов. Основные качественные закономерности в величине сечений, которые можно установить по результатам этих расчетов, согласуются с экспериментальными. Вычисленные Глюкштерном сечения потери электрона ионами кислорода при $v \sim 10^9$ см/сек отличаются от экспериментальных не более чем на 20%.

В области $v \ll v_0$ для многих случаев потери электрона нейтральными атомами в тяжелых газах выполняются условия применимости приближенных расчетов Фирсова⁷⁴. Но даже и при $v = 1,2v_0$ экспериментальные значения $\sum_k \sigma_{0k}$ для атомов с $Z \geq 5$ в азоте, аргоне и криптоне отличаются от величин σ_{01} , даваемых Фирсовым, не более чем в 2,5 раза²⁹.

Результаты последних экспериментальных и теоретических работ подтверждают сделанный Фогелем и др.⁶⁴ вывод о невозможности свести, как это пытался сделать Краснер⁷⁵, значения $\sigma_{i,i+1}/q_i$ для различных

ионов в данной среде в общую кривую, зависящую только от величины v/u . По ряду причин и, в частности, из-за различного влияния экранировки кулоновского поля ядер атомов среды на величину сечения оказывается неодинаковой и форма кривой $\sigma_i(v/u)$ для различных ионов (рис. 11). Тем не менее установленные в результате экспериментальных и теоретических исследований общие закономерности в величине сечений и конкретные значения их для ряда ионов позволяют производить надежную оценку сечений и для ионов, для которых нет экспериментальных данных. Таким путем Дмитриев⁷⁶ вычислил сечения потери одного электрона $\sigma_{i,i-1}$ для всех атомов и положительных ионов легких элементов с Z от 3 до 10 в гелии и для ионов с $Z = 3, 5, 7$ и 10 в азоте в области скоростей от 10^8 до $3 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$.

IV. ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ БЫСТРЫМИ ИОНАМИ

4.1. Основные результаты теоретических работ

Квантовомеханические расчеты сечений электронного захвата проводились только для наиболее простых случаев захвата электрона протонами и ионами гелия при прохождении их через водород и гелий. Результаты этих расчетов обсуждаются в обзорах Бейтса и Мак-Кэрролла⁷⁷ и Герджоя⁷⁸. Для ядер гелия, проходящих через гелий, вычислялось также сечение одновременного захвата двух электронов⁷⁹. Сечения, совпадающие с экспериментальными, получаются при вычислении по довольно громоздким формулам. Однако общие характеристики процесса электронного захвата находят отражение и в наиболее простой приближенной формуле, полученной впервые Бринкманом и Крамерсом⁸⁰, а затем, в несколько более общей форме, Шиффом⁸¹ для сечения захвата электрона атомным ядром с зарядом Z в состояния с главным квантовым числом n из основного состояния водородоподобного иона:

$$\sigma = \frac{2^{18}}{5} \pi a_0^2 Z^2 \left(\frac{Z}{n} \right)^3 Z_c^5 \left(\frac{v}{v_0} \right)^8 \left[\left(\frac{v}{v_0} \right)^4 + \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \left(Z_c^2 + \frac{Z^2}{n^2} \right) + \left(Z_c^2 - \frac{Z^2}{n^2} \right)^2 \right]^{-5}. \quad (4,1)$$

Из (4,1) следует, что с наибольшей вероятностью захватываются электроны со средней орбитальной скоростью $v_{\text{o.c.}} = Z_c v_0 \sim v$ в состояния с орбитальной скоростью $v_o = Z v_0 / n \sim v$, а сечения захвата в более высоковозбужденные состояния пропорциональны $(Z/n)^3$.

В более сложных случаях электронного захвата можно произвести лишь оценку сечений приближенными методами Бора²¹, Белла²² и Бора — Линдхарда²³. Несмотря на разницу в способах вычисления и различный подход к явлению электронного захвата, эти методы приводят, как правило, приблизительно к одним и тем же результатам, качественно совпадающим с выводами из (4,1).

При оценке сечений захвата электрона $\sigma_{i,i-1}$ по методу Бора величина $\sigma_{i,i-1}$ считается пропорциональной сечению столкновения иона с электроном σ' с передачей ему импульса $\sim \mu v$, необходимого для осуществления захвата. Необходимый обмен импульсами $\sim \mu v$ между электроном и атомом среды с наибольшей вероятностью происходит для электронов с $v_{\text{o.c.}} \sim v$, поэтому принимается, что $\sigma_{i,i-1} = \sigma' f k$, где k — число электронов в атоме среды с $v_{\text{o.c.}} \sim v$, а f — вероятность их захвата. В тех случаях, когда ион можно считать точечным зарядом, $\sigma' \sim 4\pi a_0^2 i^2 (v_0/v)^4$. При захвате электронов в состояния с $v_o < v$, согласно Бору²⁴,

$f \sim (v_0/v)^3$. Отсюда для случаев захвата одного из атомных электронов ядром в состояния с $n > Z v_0/v$ будем иметь

$$f \sim \left(\frac{Z v_0}{n v} \right)^3, \quad (4.2)$$

а для сечений получим выражение, которое с точностью до коэффициента совпадает с (4.1) при $Z/n \ll v/v_0$ и $Z_c \approx v/v_0$:

$$\sigma \sim 4\pi a_0^2 Z^2 \left(\frac{Z}{n} \right)^3 \left(\frac{v_0}{v} \right)^7. \quad (4.3)$$

Приняв на основе статистической модели атома, что

$$k \sim Z_c^{1/3} \frac{v}{v_0} \quad (4.4)$$

для ядер с $Z < v/v_0$, проходящих через тяжелые газы, Бор получил ²¹

$$\sigma_{Z-1, Z} \sim 4\pi a_0^2 Z^5 Z_c^{1/3} \left(\frac{v_0}{v} \right)^6. \quad (4.5)$$

Метод Бора использовался для оценки сечений захвата электрона различными ионами азота ²⁴. При этом учитывалось, что эффективный заряд, действующий со стороны иона на захватываемый электрон, может быть больше заряда иона i . Поэтому, например, для ионов с $i \sim 2-4$ и $v \sim (5 \div 10) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ в тяжелых газах было получено

$$\sigma_{i, i-1} \sim 4\pi a_0^2 i^3 Z_c^{1/3} \left(\frac{v_0}{v} \right)^5. \quad (4.6)$$

При вычислении значений $\sigma_{i, i-1}$ по методу Белла ²² захватываемый электрон считается частицей, движущейся по законам классической механики. Пока сила, действующая на него со стороны иона, не превысит силу, действующую со стороны атома, влиянием иона на движение электрона пренебрегается. После этого пренебрегается взаимодействием электрона с атомом. Если при этом полная энергия электрона относительно иона, вычисленная с учетом его орбитальной скорости, оказывается отрицательной, то электрон считается захваченным.

Бор и Линдхард ²³, применяя несколько более упрощенный метод, получили для сечений захвата электрона ионами с большим зарядом простые приближенные формулы. Сечения оценивались на основе сравнения расстояния освобождения электрона R_0 , при котором силы, действующие на электрон со стороны иона и атома среды, становятся равными, с максимальным радиусом захвата R_s , при котором электрон со скоростью v относительно иона оказывается связанным. Принималось во внимание также соотношение между временем соударения R_s/v и временем $a_{e,c}/v_{e,c}$, необходимым для завершения процесса освобождения электрона от связи с атомом среды ($a_{e,c}$ — средний радиус электронной орбиты в атоме среды). При этом, как и в результате расчетов Белла, оказалось, что основной вклад в сечение вносят электроны с орбитальными скоростями $v_{e,c} \sim v/2$, для которых $R_0 \approx R_s$. Сечение захвата каждого из таких электронов определяется радиусом захвата $R_s = ia_0(v_0/v)^2$, т. е.

$$\sigma \sim \pi a_0^2 i^2 \left(\frac{v_0}{v} \right)^4. \quad (4.7)$$

Отсюда, принимая во внимание (4.4), получаем

$$\sigma_{i, i-1} \sim \pi a_0^2 i^2 Z_c^{1/3} \left(\frac{v_0}{v} \right)^3. \quad (4.8)$$

Соотношение (4,8) качественно согласуется с результатами вычислений по методу Белла^{22, 16}. Значения $\sigma_{i, i-1}$, даваемые формулой (4,8), отличаются от вычисленных по методу Белла не более чем в три раза. Поскольку величина πR_3^2 совпадает с сечением передачи электрону импульса $\mu v/2$, формулы (4,7) и (4,8) могут быть получены по методу Бора, если принять $f = 1/4$. Соотношение (4,7) с точностью до постоянного множителя совпадает с (4,1) при $i = Z$ и $Z/n \approx Z_c \approx v/v_0$.

Поскольку при оценке сечений методами Белла и Бора — Линнхарда электрон считался классической частицей, полученные результаты справедливы только для ионов с достаточно большими зарядами. При $i < v/v_0$, например, электрон, локализованный в области размерами R_3 , в соответствии с соотношением неопределенности, будет иметь среднюю скорость $\sim v_{kp} = v_0 a_0 / R_3 = v^2 / i v_0 > v$, в то время как при выводе (4,7) считалось, что скорость электрона относительно иона составляет величину $\sim v$. Если вероятность того, что рассматриваемый электрон имеет необходимую для захвата скорость $\sim v$, оценить величиной $(v/v_{kp})^3$, то полученное значение вероятности $(i v_0 / v)^3$ совпадет с вероятностью захвата f , введенной Бором. Возможное превышение эффективного заряда иона над значением i ставит дополнительное ограничение на область применимости (4,7) и (4,8), в результате чего они могут считаться правильными лишь при $i \geq Z^{1/3} v / v_0$ ²⁴.

При прохождении быстрых ионов через водород и гелий, когда для всех атомных электронов средняя орбитальная скорость $v_{o.c} \ll v$ и $a_{o.c} / v_{o.c} \gg \gg R_3 / v$, освобождение электрона за время R_3 / v , как полагали Бор и Линнхард, происходит с вероятностью порядка $(R_3 / v) / (a_{o.c} / v_{o.c}) \sim \sim i Z_c^2 (v_0 / v)^3$, и поэтому

$$\sigma_{i, i-1} \sim \pi a_0^2 i^3 Z_c^3 \left(\frac{v_0}{v} \right)^7. \quad (4,9)$$

Зависимость $\sigma_{i, i-1}$ от i , Z_c и v из (4,9) оказывается не такой, как по формуле (4,1) при $i = Z$, $Z/n \sim v/v_0$ и $Z_c \ll v/v_0$, так как в отличие от (4,9) формула (4,1) соответствует захвату электронов с орбитальными скоростями $\sim v/2$ ²². Количество таких электронов в атомах водорода и гелия можно оценить величиной

$$k \sim Z_c \left(4 Z_c^* \frac{v_0}{v} \right)^5 \left(1 + 4 Z_c^{*2} \frac{v_0^2}{v^2} \right)^{-4}, \quad (4,10)$$

и если в соответствии с результатами, полученными в первом борновском приближении, считать, что и в легких средах захватываются в основном электроны с орбитальными скоростями $\sim v/2$, то для ионов с большими зарядами вместо (4,9) будем иметь из (4,7) и (4,10)

$$\sigma_{i, i-1} \sim \pi a_0^2 i^2 Z_c Z_c^{*5} 2^{10} \left(\frac{v_0}{v} \right)^9 \left(1 + 4 Z_c^{*2} \frac{v_0^2}{v^2} \right)^{-4}, \quad (4,11)$$

а для ядер с малыми зарядами

$$\sigma_{Z, Z-1} \sim \pi a_0^2 Z^5 Z_c Z_c^{*5} \left(\frac{2v_0}{v} \right)^{12} \left(1 + 4 Z_c^{*2} \frac{v_0^2}{v^2} \right)^{-4}. \quad (4,12)$$

Соотношения (4,11) и (4,12) качественно согласуются с (4,1). Для осколков деления урана значения $\sigma_{i, i-1}$ в водороде и гелии, вычисленные по формулам (4,9) и (4,11), различаются не более чем 1,6 раза, однако зависимость $\sigma_{i, i-1}$ от Z_c и v из (4,11) ближе к экспериментальной⁴.

Величина вероятности захвата электрона при различных прицельных параметрах вычислялась для случая захвата электрона протонами в водороде^{80, 81, 83, 84}. Из расчетов следует, что при $v = (1 \div 2) v_0$ основной

вклад в сечение вносят столкновения с прицельными параметрами $q \sim (1 \div 3) a_0$, а с повышением v относительное значение более близких соударений медленно возрастает. В области параметров удара, вносящих основной вклад в сечение, при $v \sim v_0$ вероятность электронного захвата составляет величину $\sim 0,5$, а при увеличении v быстро уменьшается.

4.2. Результаты экспериментальных исследований захвата одного электрона. Сравнение с теорией

При $v \geq 4 \cdot 10^8$ см/сек с увеличением v значения $\sigma_{i,i-1}$ для всех ионов быстро уменьшаются (рис. 12). Наиболее слабая зависимость $\sigma_{i,i-1}$ от v наблюдается для ионов с большими зарядами, а наиболее сильная — для протонов. Для протонов в водороде и гелии экспериментальные значения σ_{10} совпадают с наилучшими теоретическими⁷⁷.

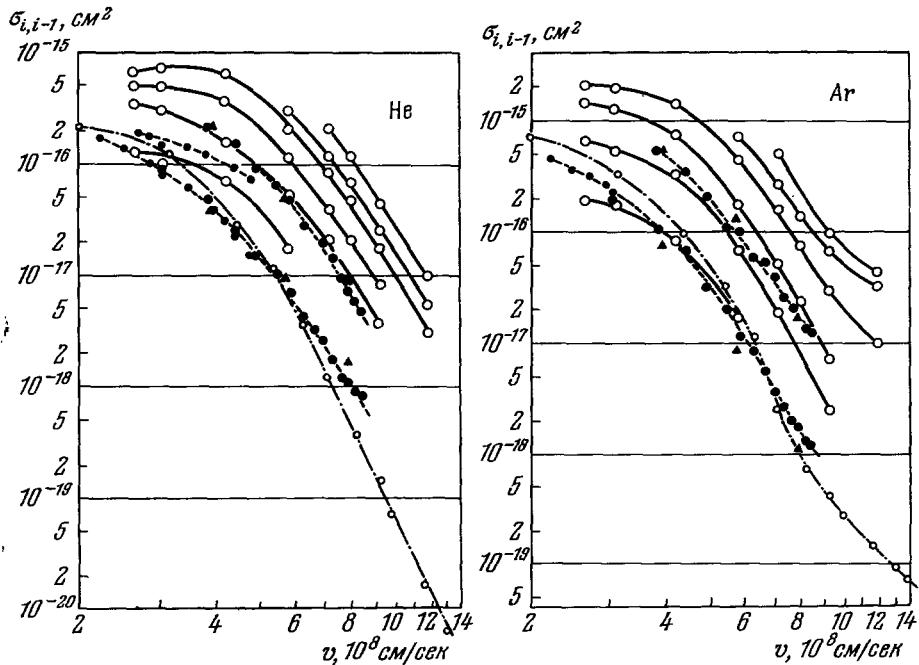


Рис. 12. Сечения захвата одного электрона $\sigma_{i,i-1}$ протонами, ионами гелия и азота в гелии и аргоне.

○ — Для H^+ , из работы¹; ●, ▲ и ○ — для He^{+} , He^{+2} , из^{1, 27, 31, 32} соответственно;
○ — для N^+ — N^{+6} , из²⁷.

Для ядер водорода и гелия зависимость $\sigma_{Z,Z-1}$ от v в водороде мало отличается от зависимости, даваемой (4.1). Абсолютные же значения $\sigma_{Z,Z-1}$ в 3—5 раз меньше, чем по (4.1)*). Сечения $\sigma_{Z,Z-1}$ для ядер с $Z > 1$ связаны со значениями σ_{10} для протонов в той же среде следующими приближенными соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{Z,Z-1} &\approx Z^2 (v/2v_0)^3 \sigma_{10} && \text{при } Z > v/2v_0, \\ \sigma_{Z,Z-1} &\approx Z^5 \sigma_{10} && \text{при } Z < v/2v_0. \end{aligned} \right\} \quad (4.13)$$

*.) Вычисленные Шиффом⁸¹ более точные значения σ_{21} для ядер гелия в водороде при $v = (3 \div 7) \cdot 10^8$ см/сек отличаются от экспериментальных²² не более чем в два раза.

В соответствии с выводами п. 4.1, первое из этих соотношений (при замене Z на i) выполняется не только для ядер, но также и для любых ионов с достаточно высоким зарядом (рис. 13). Это означает, что отношение введенной Бором вероятности захвата электрона для ядер с небольшим зарядом к максимальной вероятности, наблюдающейся у ионов с большими зарядами, приблизительно равно $(2Zv_0/v)^3$. По мере уменьшения заряда ионов зависимость сечений от скорости в общем усиливается. Однако однозначной связи между этой зависимостью и зарядом иона или ионизационным потенциалом не существует. Для ионов с незаполненной K -оболочкой, например, при увеличении v значения $\sigma_{i,i-1}$ уменьшаются быстрее, чем для других (более тяжелых) ионов с таким же зарядом или ионизационным потенциалом, что связано, видимо, с более быстрым ростом эффективного заряда последних *).

Зависимость сечений от скорости и среды является более сложной, чем это следует из формул (4,5), (4,6) и (4,8), так как на величину $\sigma_{i,i-1}$ существенное влияние оказывает оболочечное строение атомов среды, которое в этих формулах не находит отражения. Значения $\sigma_{i,i-1}$, вычисленные как по этим формулам, так и по формулам (4,9), (4,11), (4,12), отличаются от экспериментальных в большую или меньшую стороны до пяти раз. Однако лежащее в основе этих формул представление о преимущественном захвате электронов с орбитальными скоростями $v_{\text{эс}} \sim v$ получает экспериментальное подтверждение.

Во внешних оболочках атомов He, N, Ar и Kr находится соответственно по 2, 5, 8 и 8 электронов со средними орбитальными скоростями $v_{\text{эс}} \sim 4 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, а в следующей — по 0, 2, 8 и 18 электронов с $v_{\text{эс}} \sim (1-2) \cdot 10^9 \text{ см/сек}$.

В соответствии с этим, значения $\sigma_{i,i-1}$ в этих газах в области v от $3 \cdot 10^8$ до $9 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ изменяются приблизительно одинаково (рис. 14), причем отношение сечений в этих газах для различных ионов в среднем приблизительно равно $4 : 5 : 8 : 10$. В области же скоростей от $9 \cdot 10^8$ до $\sim 13 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ зависимость $\sigma_{i,i-1}$ от v в этих средах становится существенно различной и отношение сечений при $v \sim 12 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$

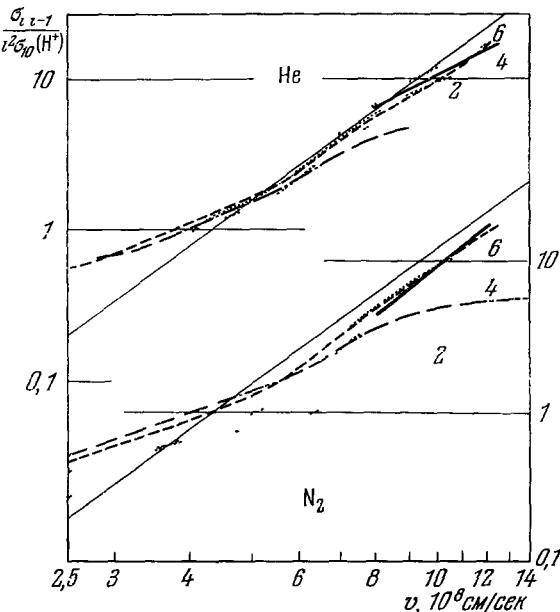


Рис. 13 Отношение величин $\sigma_{i,i-1}/i^2$ для различных ионов к сечению захвата электрона протонами с той же скоростью в гелии и азоте

— для ядер гелия — ядер лития, — ядер бора ионов азота с зарядом $i = 2, 4$ и 6 , указанным около кривых по экспериментальным данным из работ ^{1, 26, 27, 32} Наклонная прямая соответствует $\sigma_{i,i-1} = i^2 (v/2v_0)^3 \sigma_{10}(H^+)$

*) В связи с этим следует отметить, что вычисленные Шиффом ⁸¹ без учета увеличения эффективного заряда иона в близких соударениях значения σ_{10} для ионов гелия в гелии при увеличении v уменьшаются быстрее экспериментальных при $v = (3-4) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ они совпадают, а при $v \approx 6 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ в 1,7 раза меньше экспериментальных.

оказывается близким к $1 : 4 : 8 : 20$. Приближение этого отношения к отношению чисел электронов в более глубокой оболочке этих атомов свидетельствует о том, что в области $v = (9 \div 13) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ происходит переход к захвату электронов из более глубокой оболочки.

С наибольшей вероятностью, как следует из имеющихся экспериментальных значений $\sigma_{i, i-1}$, электроны захватываются в состояния с энергией связи $I \sim \mu v^2/2$. Доказательством этого может служить представленная на рис. 15 типичная картина зависимости $\sigma_{i, i-1}$ от Z : для трехзарядных ионов, для которых после захвата электрона в основное состояние энергия его связи $I_{i-1} > \mu v^2$, значения $\sigma_{i, i-1}$ слабо зависят от Z , а для однозарядных ионов, для которых $I_{i-1} < \mu v^2/4$, при изменении Z величина сечений испытывает значительные периодические колебания. Особенно большое увеличение сечений наблюдается при переходе от ионов Li^+ к ионам He^+ и от Na^+ к Ne^+ .

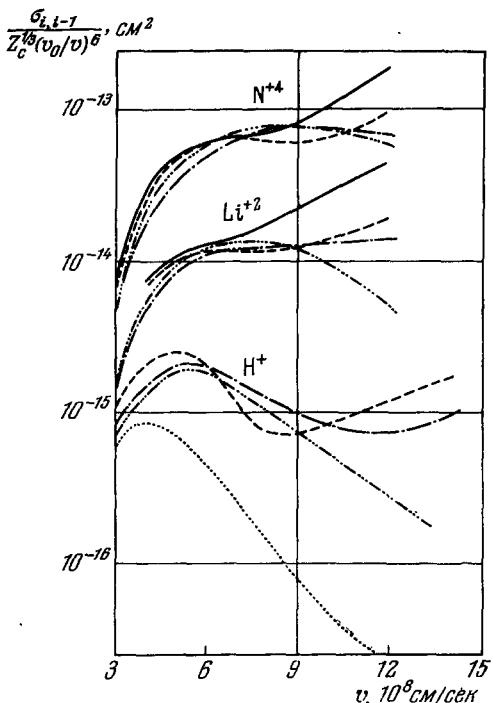


Рис. 14. Зависимость значений $\sigma_{i, i-1}/Z_c^{1/3} \times (v_0/v)^6$ от v для ионов H^+ , Li^{+2} и N^{+4} в гелии (— · — · —), азоте (— · — · —), аргоне (— · — · —), криптоне (— · — · —) и водороде (···) по результатам измерений $\sigma_{i, i-1}$, приведенным в 1, 26, 27.

от Al^{+3} к Mg^{+3} , Na^{+3} , Ne^{+3} , т. е. при появлении свободных мест в L -оболочке, свидетельствует о том, что доля захвата электрона в L -оболочку для этих ионов не выходит за пределы экспериментальных ошибок, т. е. не превосходит 20 %. Для двухзарядных ионов увеличение сечений при уменьшении Z от 12 до 7—5 наступает не при появлении свободных мест в L -оболочке, а при уменьшении энергии связи L -электронов до величины $I \sim 1,5 \mu v^2/2$.

Если считать, что для ионов с малым зарядом, в соответствии с (4,1), относительная вероятность захвата электрона в полностью свободную оболочку пропорциональна $I^{3/2}$, а в частично заполненную — пропорциональна также числу свободных мест в оболочке, то для зависимостей σ_{10} от Z получим кривую, изображенную на рис. 15. Из рисунка видно, что при $v \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ экспериментальная зависимость σ_{10} от Z в области Z от 1 до 11 близка к рассчитанной, а в области $Z > 12$ с увеличением Z экспериментальные сечения возрастают в большей степени, чем вычислен-

ные. Для трехзарядных ионов, для которых после захвата электрона в основное состояние энергия его связи $I_{i-1} > \mu v^2$, значения $\sigma_{i, i-1}$ слабо зависят от Z , а для однозарядных ионов, для которых $I_{i-1} < \mu v^2/4$, при изменении Z величина сечений испытывает значительные периодические колебания. Особенно большое увеличение сечений наблюдается при переходе от ионов Li^+ к ионам He^+ и от Na^+ к Ne^+ . Поскольку системы энергетических уровней, на которых могут оказаться электроны, захваченные ионами Li^+ и He^+ , различаются практически только наличием свободного места в K -оболочке иона Li^+ , практически всю разницу в значениях σ_{10} для этих ионов следует отнести за счет захвата электрона в основное состояние атома гелия. Подобно этому увеличение значений σ_{10} при переходе от Na^+ к Ne^+ свидетельствует о том, что в 60 % случаев ионы Ne^+ захватывают электрон в основное состояние. С увеличением числа свободных мест в L -оболочке при уменьшении Z от 10 до 7 происходит дальнейшее увеличение сечений. Отсутствие увеличения сечений при переходе

ные. Это расхождение, как будет показано ниже, не связано с увеличением вероятности захвата при $Z > 12$ и вызывается, по-видимому, увеличе-

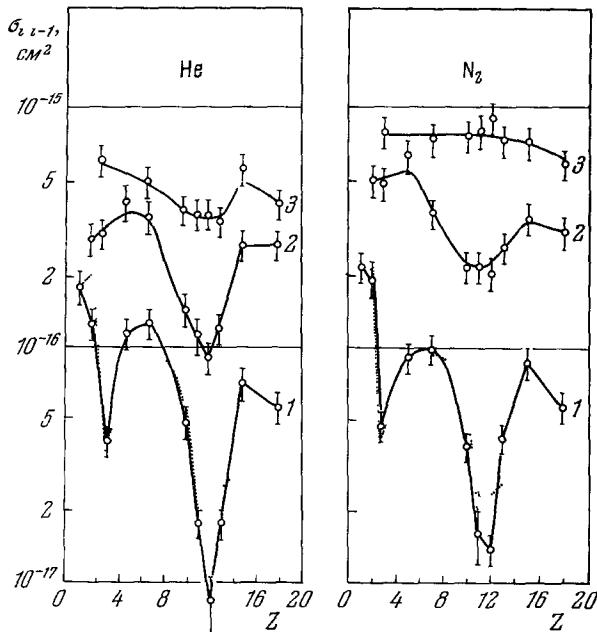


Рис. 15. Зависимость сечений захвата одного электрона $\sigma_{i,i-1}$ от заряда ядра ионов Z при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/сек в гелии и азоте по экспериментальным данным из 1, 26, 27.

Заряд ионов i указан около кривых. Пунктирная линия представляет вычисленную зависимость σ_{10} от Z

нием эффективного заряда ионов. В области более высоких скоростей аналогичное повышение сечений наблюдается и у более легких ионов.

4.3. Средняя вероятность электронного захвата

Подобно (3,5) можно считать, что

$$\sigma_{i,i-s} = 2\pi \int W_{i,i-s} dQ, \quad (4,14)$$

где величины $W_{i,i-s}$ связаны с числом эффективно захватываемых электронов атома среди k и средними вероятностями захвата отдельного электрона f_i , отдельной пары электронов $f_i^{(2)}$, тройки электронов $f_i^{(3)}$ и т. д. соотношением, аналогичным (3,6):

$$W_{i,i-s} = C_k^s \sum_{t=0}^{k-s} C_{k-s}^t (-1)^t f_i^{(s+t)} = C_k^s f_i^{(s)} - \sum_{t=1}^{k-s} C_{t+s}^t W_{i,i-s-t}. \quad (4,15)$$

Величина $W_i(2) = W_{i,i-2}/W_{i,i-1}$ представляет собой условную вероятность захвата второго электрона, среднее значение которой в области прицельных параметров, вносящих основной вклад в сечение, равно

$$\bar{W}_i(2) = \frac{\int W_i(2) W_{i,i-1} dQ}{\int W_{i,i-1} dQ} = \frac{\sigma_{i,i-2}}{\sigma_{i,i-1}}. \quad (4,16)$$

Если вероятность захвата электрона невелика, так что значения $W_{i,i-1}$ и $W_{i,i-2}$ определяются в основном первым членом (4,15), то $W_i(2) \approx$

$\approx (k - 1) f_i^{(2)} / 2f_i$. Поскольку заряд ионов i , как показывает эксперимент, не оказывает существенного влияния на среднюю вероятность захвата, в тех случаях, когда ионы с зарядами i и $i - 1$ захватывают электроны преимущественно в одни и те же состояния, можно считать, что $f_i^{(2)} \approx f_i f_{i-1}$. Тогда $W_i(2) \approx 0,5 (1 - k^{-1}) W_{i-1, i-2}$ и $\bar{W}_{i, i-1} \approx 2 (1 - k^{-1})^{-1} \times \times \sigma_{i+1, i-1} / \sigma_{i+1, i}$. По найденным значениям $\bar{W}_{i, i-1}$ и $\sigma_{i, i-1}$, если воспользоваться соотношением, аналогичным (3,8), $\sigma_{i, i-1} = \pi Q_i^{-2} \bar{W}_{i, i-1}$, можно оценить величину прицельных параметров столкновений, вносящих основной вклад в сечение:

$$\pi Q_i^{-2} \approx (1 - k^{-1}) \frac{\sigma_{i+1, i} \sigma_{i, i-1}}{2\sigma_{i+1, i-1}}. \quad (4,17)$$

Типичные значения $\sigma_{i, i-2} / \sigma_{i, i-1}$ для ионов с небольшими зарядами приведены на рис. 16, из которого видно, что зависимость $\sigma_{20} / \sigma_{21}$ от Z при

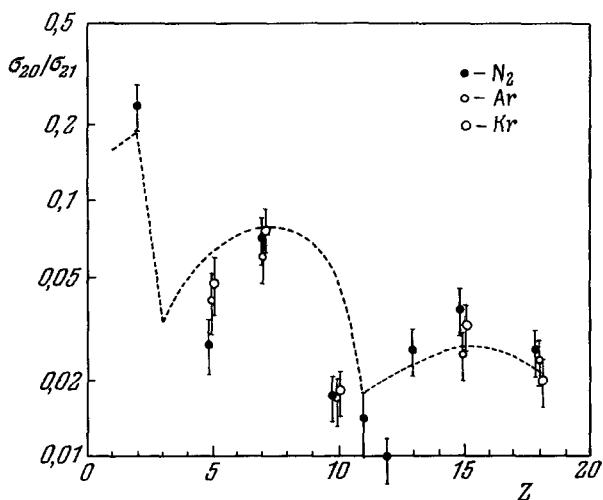


Рис. 16. Величина отношений $\sigma_{20} / \sigma_{21}$ для двухзарядных ионов различных элементов при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/сек в азоте, аргоне и криптоне по результатам работ ^{27, 28} и ⁵².

$v = 2,6 \cdot 10^8$ см/сек в общем совпадает с вычисленной кривой, изображенной ранее на рис. 14. Отношение $\sigma_{20} / \sigma_{21}$ при $Z = 12$ уменьшено в такой же степени, как и сечение σ_{10} , вследствие конкурирующего влияния потери слабо связанного электрона, о чем будет идти речь несколько ниже, а относительно малые значения $\sigma_{20} / \sigma_{21}$ при $Z = 10$ связаны с понижением вероятности захвата электрона в L -оболочку вследствие чрезмерно большой энергии связи L -электронов (экспериментальные значения $\sigma_{20} / \sigma_{21}$ при $Z = 10$ совпадают с вычисленным при пренебрежении захватом в L -оболочку).

По мере увеличения заряда ионов i отношения $\sigma_{i, i-2} / \sigma_{i, i-1}$ возрастают (рис. 17), однако при приближении значений $\sigma_{i, i-2} / \sigma_{i, i-1}$ к 0,2 зависимость их от i ослабевает и они становятся практически постоянными. При $\sigma_{i, i-2} / \sigma_{i, i-1} < 0,1$ для ионов данного элемента эти отношения приблизительно пропорциональны $I_{i-2}^{3/2}$, т. е. возрастание средней вероятности электронного захвата при увеличении заряда иона не превышает увеличения вероятности захвата вследствие повышения энергии связи захваченного электрона, так что заметного прямого влияния заряда иона

на среднюю вероятность электронного захвата не наблюдается, что опять-таки соответствует представлениям о вероятности захвата электрона, изложенным в п. 4.1.

В соответствии с результатами теоретических вычислений вероятности захвата электрона протонами в водороде и сечения σ_{20} для ядер гелия в гелии величины $\sigma_{i, i-2}/\sigma_{i, i-1}$ для всех ионов в гелии в области $v > 5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ при увеличении v быстро уменьшаются (рис. 18), в результате чего при $v \geq 8 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ значения $\sigma_{i, i-2}/\sigma_{i, i-1}$ не превышают

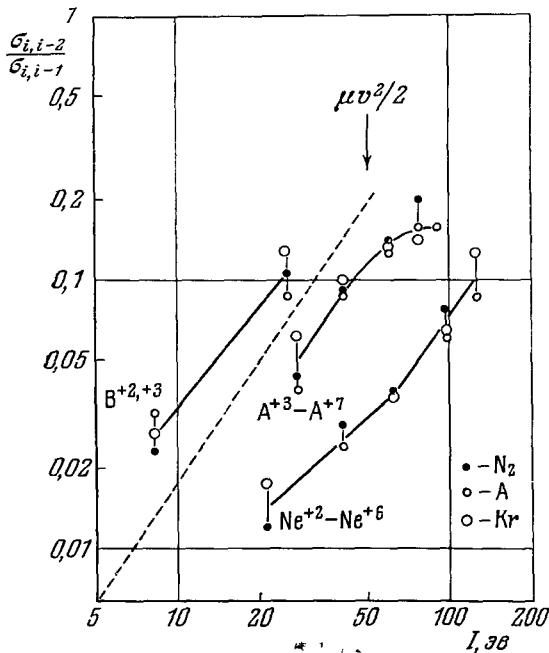


Рис. 17. Отношения $\sigma_{i,i-2}/\sigma_{i,i-1}$ для ионов бора, аргона и неона в азоте, аргоне и криptonе при $v = 4,1 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ в зависимости от энергии связи электрона I_{i-2} в основном состоянии образующегося иона с зарядом $i-2$ (из ²⁸). Пунктирная прямая соответствует зависимости типа $I^{3/2}$.

0,01 *). Изменением средней вероятности захвата и определяется в основном зависимость сечений от скорости, так как величина $\bar{\mu}Q_i^2$ зависит от v гораздо слабее. При прохождении же ионов через азот, аргон и криpton, в атомах которых имеются электроны со средней орбитальной скоростью $\sim 10^9 \text{ см/сек}$, значения $\sigma_{i,i-2}/\sigma_{i,i-1}$ для ионов с большими зарядами при $v \sim 10^9 \text{ см/сек}$ остаются приблизительно такими же, как и при $v \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ (см. рис. 18), так что уменьшение сечений при увеличении скорости для таких ионов в этих средах связано с уменьшением величины $\bar{\mu}Q_i^2$. При $v \sim 10^9 \text{ см/сек}$, когда электроны захватываются из более глубокой оболочки, величины $\bar{\mu}Q_i^2$ на полтора порядка ниже, чем при $v \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Значения Q_i по порядку величины соответствуют размерам области, которую занимают в атомах среды захватываемые электроны. Для ионов с небольшими зарядами, в соответствии с выводами п. 4.1, значения $\sigma_{i,i-2}/\sigma_{i,i-1}$ при увеличении v в общем уменьшаются,

*) Наименьшее из измеренных отношений $\sigma_{i,i-2}/\sigma_{i,i-1} \sim 0,0003$ известно по результатам работы Афросимова и др. ²⁶ для протонов в гелии при $v \approx 5,5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$.

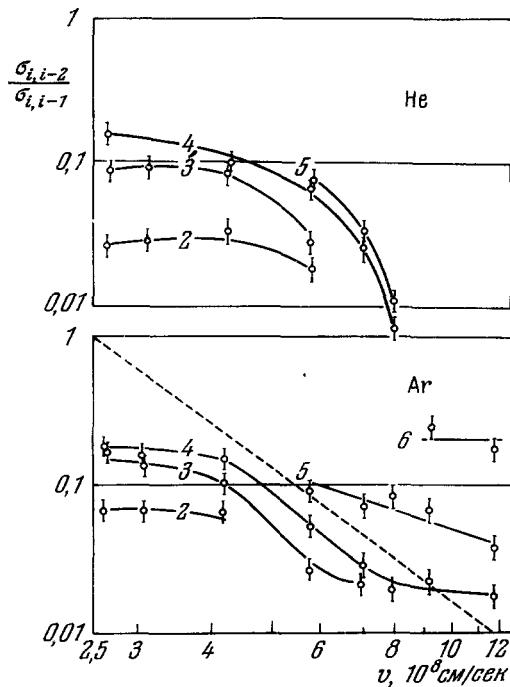


Рис. 18. Зависимость отношений $\sigma_{i,i-2}/\sigma_{i,i-1}$ для ионов азота в гелии и аргоне от v по результатам ^{27, 28}.

Числа около кривых указывают заряд ионов i . Пунктирная прямая соответствует зависимости типа v^{-3} .

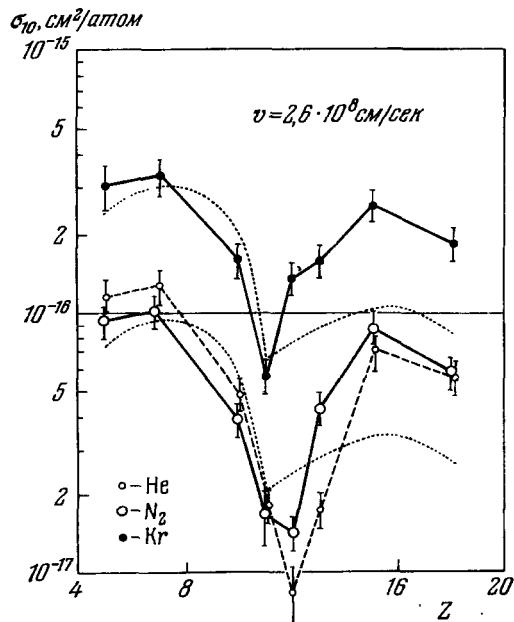


Рис. 19. Зависимость σ_{10} в гелии, азоте и криптоне от Z при $v = 2.6 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ по данным ²⁷.

Пунктирные кривые дают вычисленную зависимость σ_{10} от Z .

хотя и не по такому простому закону, как это дается формулой (4,2): если при

$$v \sim (5 \div 8) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$$

отношения $\sigma_{i,i-2}/\sigma_{i,i-1}$ пропорциональны v^{-3} , то в области

$$v = (8 \div 12) \cdot 10^8 \text{ см/сек},$$

когда происходит переход к захвату электронов из более глубокой оболочки атомов среды, значения $\sigma_{i,i-2}/\sigma_{i,i-1}$ слабо изменяются (см. рис. 18).

4.4. Конкуренция между захватом и потерей электрона

Процессы потери и захвата электронов являются противоположными: в результате первого заряд ионов увеличивается, а в результате второго уменьшается. Поэтому если в столкновениях, вносящих основной вклад в сечение захвата, вероятность потери электрона окажется близкой к единице, сечение захвата будет заметно уменьшено. Такого уменьшения значений $\sigma_{i,i-1}$ в азоте при $v = 2.6 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, например, как показывают соответствующие оценки, следует ожидать для ионов Mg^+ и в несколько меньшей степени для ионов Al^+ . Экспериментальные зависимости σ_{10} и σ_{20}/σ_{21} от Z (см. рис. 15 и 16) подтверждают этот вывод. В криптоне же значения σ_{12} при той же скорости в два раза, а значения σ_{10} — почти в четыре раза больше, чем в азоте. В связи с этим величина среднего прицельного параметра для захвата в криптоне возрастает в большей степени, чем величина прицельного параметра, при котором вероятность потери электрона становится близкой к единице и уменьшения сечения захвата не наблюдается (рис. 19).

Для ионов с большими зарядами, для которых $\sigma_{i,i-1} \gg \sigma_{i,i+1}$, следует ожидать уменьшения сечений потери электронов. Однако ярких проявлений влияния электронного захвата на сечения потери электронов не было замечено.

V. РАВНОВЕСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ В ИОННЫХ ПУЧКАХ

5.1. Основные закономерности равновесных распределений зарядов

В ионных пучках, прошедших через твердое или газообразное вещество, распределение ионов среди наиболее интенсивных зарядовых групп близко к гауссовому:

$$F_i \approx (2\pi d^2)^{-1/2} \exp \left[-\frac{(i-\bar{i})^2}{2d^2} \right], \quad (5.1)$$

и характеризуется в основном двумя параметрами: средним зарядом $\bar{i} = \sum_i i F_i$ и полуширинаю распределения $d = [\sum_i (i - \bar{i})^2 F_i]^{1/2}$

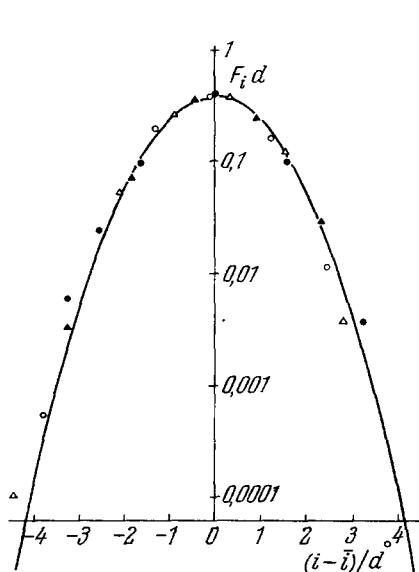


Рис. 20. Значения F_id для равновесного распределения зарядов в пучке ионов азота при прохождении его через азот (●, ○) и целлULOидную пленку (▲, △) по результатам ^{12, 35}. Светлые значения соответствуют скорости ионов $v = 6 \cdot 10^8$ см/сек, а темные $v = 12 \cdot 10^8$ см/сек. Сплошная кривая представляет гауссово распределение

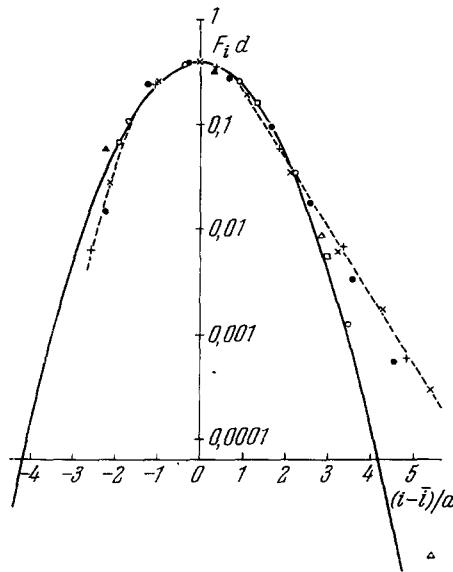


Рис. 21. Значения F_id для равновесного распределения зарядов в пучках ионов лития (Δ), бора (\square), азота (\circ), натрия ($+$), фосфора (\times) и аргона (\bullet) при прохождении их через азот при $v = 2,6 \times 10^8$ см/сек по результатам ³⁵. Сплошная линия изображает гауссово распределение, а пунктирная — среднее распределение для ионов с $Z > 10$; Δ — Li; \square — B; \circ — N; $+$ — Na; \times — P; \bullet — Ar.

(рис. 20 и 21). Исключение составляют только случаи, когда при $\bar{i} < 1$ или $\bar{i} > Z - 1$ распределение оказывается резко асимметричным относительно \bar{i} . Систематические отступления от гауссовой формы наблюдаются также для ионов с $Z > 10$ в случае прохождения их через газ (рис. 21).

Близость равновесного распределения зарядов к гауссовому связана с приблизительно линейной зависимостью $\ln(F_{i+1}/F_i)$ от i (рис. 22 и 23), так как если разность $\Delta_i = \ln(F_{i+1}/F_i) - \ln(F_i/F_{i-1})$

не зависит от i , то

$$F_i = A \exp \left[-\frac{(i - i_0)^2}{2d^2} \right],$$

где $d^2 = 1/\Delta_i$, причем при $1 < i < Z - 1$ коэффициент A близок к $(2\pi d^2)^{1/2}$, а i_0 близко к i^{14} . Систематическое превышение значений F_i

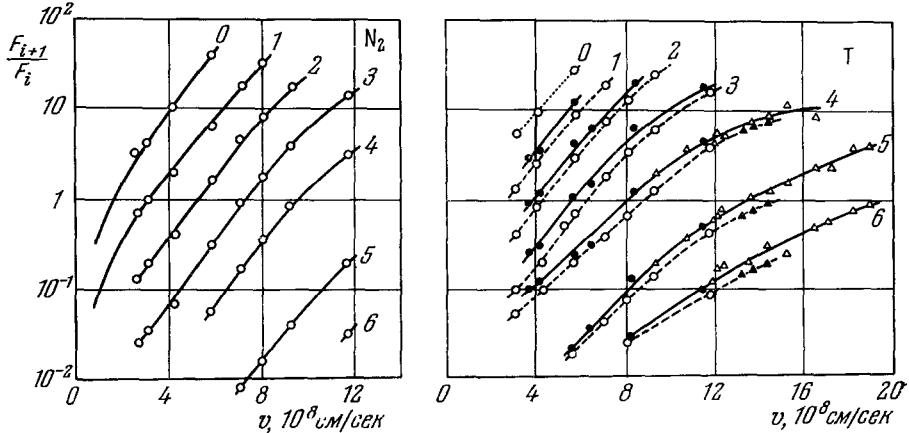


Рис. 22. Отношения F_{i+1}/F_i для пучка ионов азота при прохождении его через азот и органическую пленку в зависимости от скорости ионов.

○— Данные работы 35; ●— 12; △— 8; ▲— 10; линии при $v < 2 \cdot 10^8$ см/сек — 85.
Числа около кривых дают значения i .

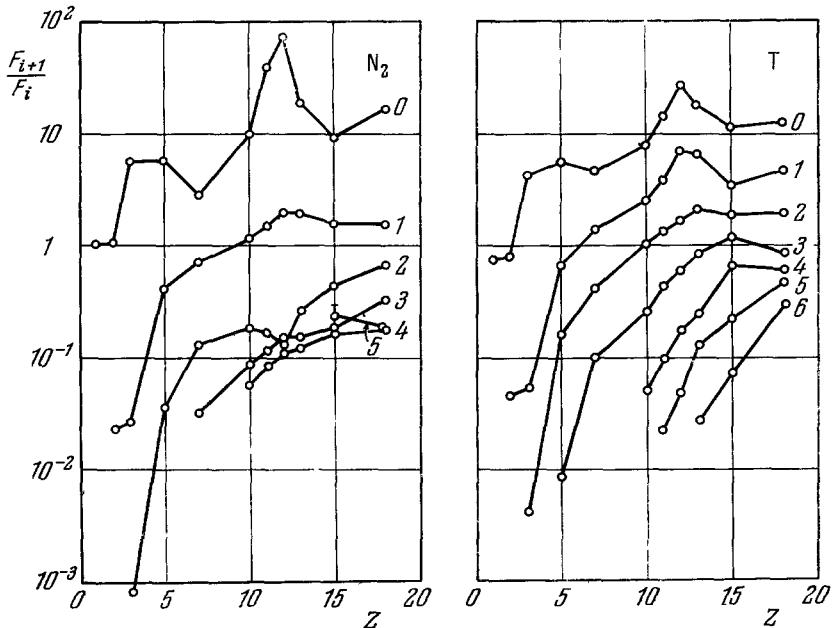


Рис. 23. Значения F_{i+1}/F_i для ионов различных элементов при прохождении их через азот и целлULOидную пленку при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/сек по экспериментальным данным из работ 1, 12, 13, 26, 35.

Значения i указаны около кривых.

над гауссовыми для ионов с $Z > 10$ при $i > \bar{i} + 3d$ обусловлено резким прекращением уменьшения значений \bar{F}_{i+1}/F_i с ростом i при $i \geq \bar{i} + 2d$ (рис. 23).

Средний заряд ионов каждого элемента зависит от их скорости и среды, через которую они проходят (рис. 24 и 25). Разница между максимальным и минимальным значениями \bar{i} в разреженных газах в большинстве случаев составляет $\sim 20\%$. Величина \bar{i} в наиболее легких твердых средах больше, чем в тяжелых, для осколков деления урана на 8–10%, а для ионов азота примерно на 2%. При $v \sim (2,5 \div 5) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ для ионов с $Z = 3 \div 7$ средний заряд в твердых веществах превышает максимальное значение \bar{i} в газообразных средах на 15–20%, а для ионов с $Z = 10 \div 18$ — на 50–80%. С возрастанием скорости эта разница уменьшается. Средний заряд проходящих через газ осколков деления урана с повышением давления газа до 10–50 мм Hg увеличивается \sim на 10–15%, а при дальнейшем повышении давления возрастает гораздо медленнее³. Аналогичное увеличение среднего заряда ионов азота происходит при повышении давления газа от $\sim 10^{-2}$ до $\sim 10^{-3} \text{ мм Hg}$ ⁸⁶.

При фиксированной скорости значения \bar{i} для ионов различных элементов изменяются в среднем примерно как $Z^{3/4}$ в твердых веществах и $Z^{3/5}$ — в газах (рис. 25). Скорость, при которой средняя степень ионизации \bar{i}/Z ионов в рассматриваемой среде достигает заданной величины, в среднем пропорциональна Z^α , где при $\bar{i}/Z \leq 0,6$ для всех газов $\alpha \approx 0,5$, а для твердых сред при увеличении \bar{i}/Z от 0,2 до 0,6 показатель α изменяется от 0,2 до 0,5.

В связи с этим значения \bar{i}/Z в газах можно представить в виде функции от параметра $vZ^{-\alpha}$ и, в частности, для $\bar{i}/Z < 0,6$ можно считать, что

$$\frac{\bar{i}}{Z} \approx \frac{kv}{Z^{1/2} v_0}, \quad (5,2)$$

где $k = 0,4$ в азоте и аргоне, 0,35 — в гелии и 0,38 — в криптоне. При $v \geq 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ экспериментальные значения \bar{i}/Z для ионов с $Z > 2$ отличаются от величин, даваемых формулой (5,2), как правило, не более чем на 5–10%.

В криптоне, в котором функция $\bar{i}(v)$ отличается от линейной в большей степени, эти отклонения составляют $\sim 10\text{--}20\%$.

Величины d (см. рис. 24 и 25) для ионных пучков, прошедших через различные газы, различаются, как правило, не более чем на 10%. В случае прохождения ионов через твердые вещества значения d обычно несколько больше, чем в газах при той же величине \bar{i} . В области скоростей, где $\bar{i} \sim (0,3 \div 0,8) Z$, величины d слабо зависят от v , а при удалении от этой

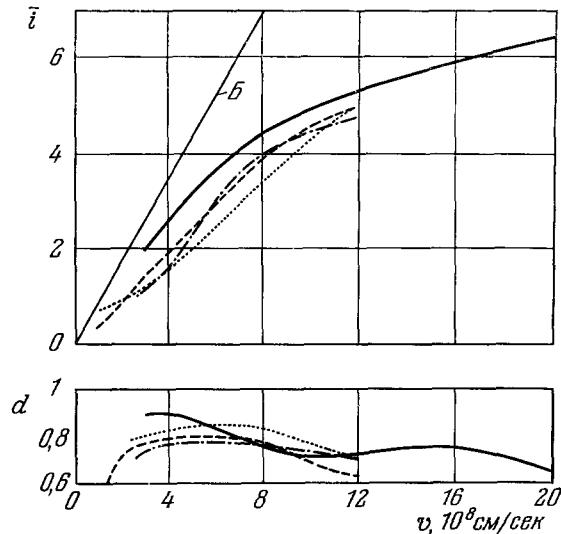


Рис. 24. Зависимость среднего заряда \bar{i} и полуширины распределения d от скорости v для ионов азота при прохождении через гелий, азот, криптон и твердое вещество по результатам работ 8, 12, 35, 85.

Б — по формуле Бора (5,3); ... Не; — N_2 ; — Кр; — твердое вещество.

области — уменьшаются. С увеличением Z значения d возрастают в среднем примерно как $Z^{1/2}$. Поскольку при переходе от ионизации одной

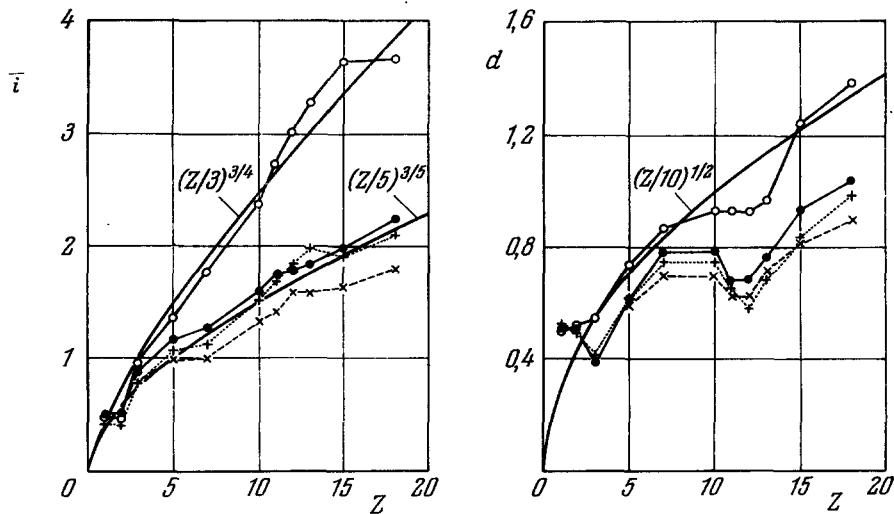


Рис. 25. Значения \bar{i} и d для ионов различных легких элементов при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/сек в гелии (+), азоте (●), криптоне (×) и целлулоиде (○) по экспериментальным данным 1, 12, 13, 26, 35.

к ионизации другой электронной оболочки величины

$$\Delta_i = \ln \frac{F_{i+1}}{F_i} - \ln \frac{F_i}{F_{i-1}}$$

возрастают, в зависимости d от v и Z образуются минимумы (см. рис. 24 и 25).

5.2. Причины закономерностей, наблюдаемых в равновесном зарядовом составе ионных пучков, проходящих через разреженные газы

Вследствие относительной малости сечений одновременной потери и захвата нескольких электронов распределение ионов среди наиболее интенсивных зарядовых групп определяется в основном сечениями потери и захвата одного электрона и для этих групп выполняется соотношение (1,4). Поскольку отношения $\sigma_{i, i+1}/\sigma_{i+1, i}$ приблизительно пропорциональны $\exp(-mi)$, равновесное распределение зарядов среди наиболее вероятных зарядовых состояний оказывается близким к гауссовому с полушириной $d \approx m^{-1/2} = (m_3 + m_n)^{-1/2}$, где m_3 и m_n — средние значения $\ln(\sigma_{i+1, i}/\sigma_{i, i-1})$ и $\ln(\sigma_{i-1, i}/\sigma_{i, i+1})$ в области $i \sim \bar{i}$. Процессы одновременной потери и захвата нескольких электронов оказывают определяющее влияние на число ионов, находящихся в маловероятных зарядовых состояниях^{28, 30}.

Из результатов исследования сечений потери и захвата электронов следует, что ионы с зарядами $i < \bar{i} - d^2a - 2$, где a — усредненное по s значение $\ln(\sigma_{i+s, i}/\sigma_{i+s+1, i})$, образуются в основном из ионов с зарядами $i \sim \bar{i} - d^2a$ в результате одновременного захвата нескольких электронов, а ионы с $i > \bar{i} + d^2b + 2$, где b — усредненное по s значение $\ln(\sigma_{i-s, i}/\sigma_{i-s-1, i})$, — из ионов с зарядом $i \sim \bar{i} + d^2b$ в результате

одновременной потери нескольких электронов. При этом значения F_i оказываются больше гауссовых, а отношения F_{i+1}/F_i слабо зависящими от i *). Так как $b < a$, в области $i > \bar{i}$ переход к постоянным значениям F_{i+1}/F_i происходит при меньшей разнице между i и \bar{i} . Для ионов с $Z > 10$, для которых $d^2 \sim 0,5$ и $b \sim 0,2 - 0,4$, отношения F_{i+1}/F_i становятся постоянными уже при $i \geq \bar{i} + 1$ (см. рис. 23). Поэтому сечения потери нескольких электронов оказывают заметное влияние и на величины \bar{i} и d . Если бы, например, при $v = 2,6 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ все сечения потери двух и более электронов стали равными нулю, а остальные сечения остались без изменений, то средний заряд ионов магния в азоте уменьшился бы на 5%, а ионов азота, неона и аргона — на 25—30%; при этом величина d для ионов азота, неона и магния уменьшилась бы на 5—10%, а для ионов аргона — более чем на 25%. Тем не менее одновременная потеря нескольких электронов сама по себе приводит практически только к расширению распределения, так как если при уменьшении до нуля сечений потери нескольких электронов сумма сечений потери отдельных электронов оставалась без изменений (т. е. сечение потери одного электрона становилось равным $\sum_s \sigma_{i,s}$), то средний заряд ионов практически не изменялся.

С увеличением Z роль процессов потери нескольких электронов в общем возрастает; усиливается и степень расширения распределения зарядов вследствие одновременности потери электронов. При $v \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, например, половина роста величины d при увеличении Z от 7—10 до 18 вызвана увеличением доли электронов, удаляемых в одном столкновении.

Хотя с сечениями потери двух и более электронов связана заметная доля величин \bar{i} и d , основные закономерности в этих величинах обусловлены соответствующими свойствами сечений потери и захвата одного электрона. В частности, относительно малая величина среднего заряда ионов в гелии при $v \sim (2 \div 10) \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ объясняется сравнительно большим сечением электронного захвата, а малое значение \bar{i} в криптоне при $v \leq 4 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ — аномально малым сечением потери электрона. Так как при переходе от одной среды к другой отношения $\sigma_{i+1,i}/\sigma_{i,i-1}$ и $\sigma_{i-1,i}/\sigma_{i,i+1}$ изменяются в гораздо меньшей степени, чем сечения $\sigma_{i,i-1}$ и $\sigma_{i,i+1}$, показатели m_a и m_n , а следовательно, и величины d для различных газов оказываются довольно близкими. Поскольку сечения потери и захвата электрона зависят от ионизационного потенциала I_i и количества электронов q_i во внешней оболочке иона, при увеличении Z показатели m_a и m_n изменяются немонотонно и при $Z = 3$ и $Z = 11 - 12$ достигают максимума. В соответствии с этим в зависимости d от Z при тех же значениях Z наблюдаются минимумы (см. рис. 25).

При наличии сильного влияния на сечения потери и захвата электрона величин I_i и q_i следует ожидать минимума в области $Z = 10 - 11$ (при $v \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$) и на кривой зависимости i от Z . Отсутствие этого минимума (см. рис. 25) связано главным образом с повышением значений F_2/F_1 для ионов азота — натрия и исчезновением минимума в зависимости F_2/F_1 от Z (для F_3/F_2 такой минимум имеется; см. рис. 23). Повышение значений F_2/F_1 вызвано уменьшением величин σ_{21} вследствие уменьшения вероятности захвата электрона в основное и близкие к нему состояния для ионов с Z от 7 до 11 из-за чрезмерно большой энергии связи его в этих состояниях.

*) Из соотношения (1,4) следует, что при $i < \bar{i} - d^2a - 2$ имеем $F_{i+1}/F_i \approx (\sigma_{i,a,i+1}/\sigma_{i,a})/(\sigma_{i+1,i+2}/\sigma_{i,i+1})$, где $i_a = i - d^2a$, а при $i > \bar{i} + d^2b + 2$ имеем $F_{i+1}/F_i \approx (\sigma_{i,b,i+1}/\sigma_{i,b,i})/(\sigma_{i+1,i}/\sigma_{i,i-1})$, где $i_b = i + d^2b$.

5.3. Интерпретация особенностей равновесного зарядового состава ионных пучков в плотных средах

Более высокое значение \bar{i} в пучке быстрых частиц, прошедших через плотную среду, Бор и Линдхард²³ объяснили увеличением сечений потери электронов, не успевших за время между двумя последовательными соударениями иона с атомами среды перейти из возбужденного состояния в основное. Такое объяснение подкрепляется теперь полученным на опыте⁸⁷ возрастанием сечений потери электронов при уменьшении времени между соударениями и приведенными в п. 4.2 экспериментальными доказательствами преимущественного захвата электронов в высоковозбужденные состояния.

Нейфельд⁸⁸ указал на возможность увеличения сечений потери электрона в конденсированных средах вследствие поляризации среды быстрым ионом. По его расчетам, для ионов гелия при $v = 2v_0$ отношение F_2/F_1 в жидким аргоне должно быть больше на 40%, чем в газообразном, в то время как без учета поляризации—только на $\sim 10\%$. Так как Нейфельд считал, что проходящий через вещество ион движется в однородном электрическом поле, которое обусловливает все его торможение в веществе, его расчет дает максимально мыслимую степень увеличения F_2/F_1 в конденсированной среде. Фактически величины F_2/F_1 для ионов гелия, проходящих через целлULOид, алюминий и серебро, превышают значения F_2/F_1 в азоте и аргоне на $\sim 10\%$, так что, по-видимому, нет оснований относить поляризацию среды к основным факторам, определяющим повышение среднего заряда ионов в конденсированных средах.

Значения a_i , δ_i^0 и q_i^* для ионов с $i \approx \bar{i}_t - 1/2$ при $v = 2,6 \cdot 10^8$ см/сек

Ион	$Z-i$	a_i	δ_{\max}^0	δ_i^0	q_i^*	$\frac{q_i^*}{Z-i}$
Li^+	2	—	—	—	0,15	0,07
B^+	4	1,4	0,7	0,6	1,8	0,4
N^+	6	1,9	0,5	0,4	2,5	0,4
Ne^{+2}	8	7,9	0,13	$\lesssim 0,1$	3,7	0,5
Al^{+3}	10	21	0,05	$\lesssim 0,1$	4	0,4
P^{+3}	12	24	0,04	$\lesssim 0,1$	6	0,5
Ar^{+3}	15	4,6	0,2	$\lesssim 0,1$	4	0,3

Возбужденные ионы в пучке быстрых частиц могут образовываться как в результате возбуждения находящихся в ионе электронов, так и вследствие захвата электронов в возбужденные состояния. Главной причиной повышения среднего заряда ионов в плотной среде является, по-видимому, захват электронов в высоковозбужденные состояния. При $v \sim 3 \cdot 10^8$ см/сек, например, значительное повышение величин \bar{i} начинается с $Z \geq 7$, т. е. тогда, когда ионы с $i \approx \bar{i}_t + 1/2$, где \bar{i}_t — средний заряд ионов в твердой среде, начинают захватывать электроны преимущественно в высоковозбужденные состояния. Возбуждение ионов при соударении их с атомами среды должно в этих случаях играть сравнительно небольшую роль, поскольку захват электронов в сильно связанные состояния происходит с меньшей вероятностью, а сечение возбуждения составляет величину порядка $\sigma_{i,i+1}$ для разреженного газа, которая

значительно меньше сечения электронного захвата $\sigma_{i, i-1}$. Из экспериментальных значений $(F_{i+1}/F_i)_t$ для твердой среды и $(\sum_k k \sigma_{i, i+k} / \sigma_{i+1, i})_t$ для разреженного газа с помощью (1,13) можно найти максимально возможные значения относительной вероятности захвата электрона в сильно связанные состояния δ_{\max}^0 , соответствующие предположению, что все возбужденные ионы образуются в результате электронного захвата. Эти величины находятся в соответствии со значениями δ_0^0 , полученными из экспериментальной зависимости $\sigma_{i, i-1}$ от Z (см. таблицу), так что соотношение (1,13) не приводит к необходимости учета процессов возбуждения ионов для объяснения увеличения среднего заряда ионов в плотных средах.

Вследствие малой вероятности захвата электронов в сильно связанные состояния значительная доля электронов, находящихся в ионах с зарядами $i \sim \bar{i}_t$, оказывается в возбужденных состояниях с энергией связи $I \sim \mu v^2/2$. Количество таких электронов q_i^* можно оценить, если воспользоваться результатами изучения сечений потери и захвата электронов с помощью соотношения (1,11), полагая, что $\sigma_{i, i+1} = q_i^* \sigma_i^* + \dots + \sigma_{i, i+1}^0$, где σ_i^* — сечение потери отдельного электрона из состояний с энергией связи $\sim \mu v^2/2$, $\sigma_{i, i+1}^0$ — сечение потери электронов, оставшихся в низших энергетических состояниях. (Для ионов с $i < \bar{i}_t - 1$ и $i > \bar{i}_t$ величину q_i^* можно оценить также по значению q_i^* для $i \approx \bar{i}_t - 1/2$ с помощью (1,9) и (1,10).) Как показывают результаты этих оценок, у ионов с $Z \geq 5$ в высоковозбужденных состояниях находится от $1/3$ до $1/2$ всех электронов (см. таблицу). Сечением потери этих электронов и определяется величина $\sigma_{i, i+1}$, т. е. $\sigma_{i, i+1} \approx q_i^* \sigma_i^*$.

Вследствие уменьшения энергии связи электронов, определяющих $\sigma_{i, i+1}$, ослабляется зависимость $\sigma_{i, i+1}$ и F_{i+1}/F_i от i и увеличивается d в твердых веществах. В результате резкого ослабления влияния ионизационного потенциала иона на величину $\sigma_{i, i+1}$ исчезает минимум в зависимости d от Z (см. рис. 25). В связи с увеличением значений d и $b = -\ln(\sigma_{i-s, i} / \sigma_{i-s+1, i})$ переход к постоянным значениям F_{i+1}/F_i в области $i > \bar{i}$ в твердых средах должен происходить при большей разнице между i и \bar{i} . Вследствие перехода части электронов в возбужденные состояния для ионов с $I_i < \mu v^2/2$ становится возможным захват электронов в более сильно связанные состояния, характеризуемые большей вероятностью захвата. В результате этого происходит увеличение сечений электронного захвата и некоторое уменьшение значений F_{i+1}/F_i в твердых средах для ионов с малыми зарядами (см., например, значения F_1/F_0 на рис. 23).

Уменьшение значений \bar{i}_t при увеличении Z_c связано, как полагали Бор и Линдхард²³, с повышением средней энергии связи захваченных ионом электронов. В таком случае вместе с понижением \bar{i}_t должно происходить и некоторое сужение равновесного распределения зарядов. В опытах с ионами азота¹² такое сужение действительно имело место, но в наибольшей степени наблюдалось не в области $Z_c \sim 7 \div 80$, где происходит основное изменение величины \bar{i}_t , а при переходе от бериллия к целлULOиду. Понижение среднего заряда ионов при увеличении Z_c от ~ 10 до ~ 80 можно, по-видимому, объяснить, как и в газообразных средах, уменьшением сечений потери электрона вследствие поляризации атомов среды.

Согласно (1,16) увеличение сечений потери электронов при повышении плотности среды должно происходить в основном при концентрации атомов в среде $n \sim 1/vt\sigma_i^*$. Поскольку время жизни возбужденных состояний τ

для ионов легких элементов гораздо больше, чем у осколков деления урана, увеличение их среднего заряда должно происходить при значительно меньших плотностях среды. Если повышение среднего заряда осколков наблюдается в основном при давлении газа $\sim 10\text{--}50 \text{ мм Hg}$, то для ионов легких элементов с $v \sim 10^9 \text{ см/сек}$, $\sigma_i^* \sim 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\tau \sim 10^{-7} \text{ сек}$ увеличение \bar{i} должно происходить при $n \sim 10^{14} \text{ атом}/\text{см}^3$, т. е. при давлении газа $10^{-3}\text{--}10^{-2} \text{ мм Hg}$, что и подтверждается экспериментом^{86 *).}

Хотя с повышением плотности газа средний заряд ионов возрастает, однако он не достигает значений \bar{i}_T , полученных при прохождении ионов через твердые вещества. Меньшая величина \bar{i} в плотном газе, по мнению Бора и Линдхарда²³, объясняется меньшими сечениями потери электронов вследствие перераспределения энергии возбуждения электронов между различными электронами иона, которое происходит за время между столкновениями иона с атомами газа. Такое перераспределение энергии будет приводить к уменьшению сечений только в том случае, если при увеличении энергии связи электрона I величина σ_i уменьшается более сильно, чем I^{-1} . Поскольку такая зависимость σ_i от I имеет место при $I \geq \mu v^2/2$ ^{29, 30}, а электроны с наибольшей вероятностью захватываются в состояния с $I \sim \mu v^2/2$, указанное уменьшение сечений потери электронов действительно должно иметь место.

5.4. Методы расчета среднего заряда ионов

Величина среднего заряда ионов \bar{i} , как и все равновесное распределение зарядов в ионном пучке, определяется сечениями потери и захвата электронов. Поэтому последовательный теоретический расчет среднего заряда ионов требует вычисления этих сечений. Для ионов с $Z > 2$ такой расчет величин \bar{i} производился Беллом²², Бором и Линдхардом²³ и Глюкштерном¹⁶. Вследствие приближенного характера вычисления сечений полученные значения \bar{i} не являются достаточно точными и во многих случаях отличаются от экспериментальных на 20—30 %. При учете результатов последних исследований и применении полуэмпирических методов расчета сечений в ряде случаев таким путем можно, по-видимому, получить и более точные значения \bar{i} .

В связи с трудностями расчета сечений значительный интерес представляют методы определения среднего заряда ионов, не требующие предварительного вычисления сечений. Сюда относятся прежде всего методы, основанные на критериях Бора и Лэмба. Согласно Бору⁸⁹ движущийся в веществе ион удерживает лишь те электроны, орбитальная скорость которых $v_\theta > v$. По Лэмбу⁹⁰ средний заряд ионов определяется из условия, что энергия связи I удерживаемых электронов больше $\mu v^2/2$. Если эти критерии применить, как это сделал Нейфельд⁹¹, к реальным ионам, то из них следует, что при переходе от ионизации одной электронной оболочки к ионизации другой зависимость \bar{i} от v должна резко ослабляться (рис. 26), а на кривой зависимости \bar{i} от Z должны образоваться минимумы. В действительности же этого не наблюдается, так как на величины σ_{ik} , а следовательно, и \bar{i} , большое влияние оказывают не только

^{*}) Отсюда следует, что равновесное распределение зарядов при давлениях $\sim 10^{-2} \text{ мм Hg}$, при которых производятся обычно измерения равновесного зарядового состава пучка, может отличаться от равновесного распределения в более разреженном газе. О существовании такого различия говорит тот факт, что при подстановке экспериментальных значений F_i и σ_{ik} в (1,4) правая часть этого соотношения оказывается, как правило, больше левой. Для ионов с Z от 2 до 18 это превышение составляет в среднем величину $h \sim 10\text{--}15\%$, так что при $d \sim 0,5\text{--}1$ средний заряд в разреженном газе должен быть меньше измеренного на величину $\Delta \bar{i} \approx d^2 h \sim 0,03 \div 0,15$.

значения I_i или v_θ , но также и число электронов во внешней оболочке иона, степень ее заполнения и эффективный заряд иона. Каждый из этих факторов действует в направлении сглаживания зависимости \bar{i} от v и Z . Поэтому эти критерии приводят к лучшему согласию с экспериментом, если для описания ионов используется статистическая модель.

Используя простейшее приближенное выражение для орбитальной скорости электрона в статистической модели $v_\theta = iZ^{-1/3}v_0$, Бор получил, что

$$\bar{i} = Z^{1/3} \frac{v}{v_0}. \quad (5,3)$$

Формула Бора дает правильную среднюю для различных газов зависимость \bar{i} от v при $i/Z \leq 0,6$ и несколько более слабую, чем в действительности, зависимость \bar{i} от Z :

для ионов с $Z \sim 40-50$ вычисленные по (5,3) значения \bar{i} больше экспериментальных на 20-30%, а для ионов с $Z = 7-20$ — в 1,5-2 раза.

Для получения значений \bar{i} , более близких к экспериментальным, Бранингс, Ниши и Теллер⁹² предположили, что ион удерживает электроны с $v_\theta > v\gamma$, где γ — медленно меняющийся коэффициент порядка единицы, и произвели более тщательные вычисления средней орбитальной скорости электронов. В ионе, описываемом статистической моделью, выделялся либо наиболее слабо связанный, либо наиболее удаленный электрон. В первом варианте (при $\gamma_1 = \text{const}$) величина \bar{i}/Z для ионов с $Z \geq 12$ оказалась функцией от $vZ^{-2/3}$, а для ионов с $Z \sim 6-10$ в области $\bar{i}/Z \leq 0,6$ — функцией от $vZ^{-\alpha}$ с $\alpha \approx 0,55$. Во втором варианте (при $\gamma_2 = \text{const}$) для $\bar{i}/Z \leq 0,6$ показатель $\alpha \approx 1/3$. Для газообразных сред экспериментальное значение $\alpha = 0,5$ находится между этими крайними значениями, но для твердых сред $\alpha < 1/3$ при $\bar{i}/Z < 0,4$. Для соответствия с экспериментом коэффициент γ должен зависеть от v . Отсюда следует, что из критерия Бора, обобщенного путем введения коэффициента γ , можно получить правильную среднюю зависимость величин \bar{i} в газах от v и Z и близкие к фактическим значения \bar{i} , если для описания иона использовать статистическую модель и считать, что в процессе обидки иона выделяется электрон, орбитальная скорость которого при заданном значении \bar{i}/Z пропорциональна $Z^{1/2}$. Наиболее простая функция $\bar{i}(Z, v)$, которая может быть при этом получена для $\bar{i} < 0,6Z$, совпадает с приближенной эмпирической формулой (5,2).

Своебразные методы расчета среднего заряда ионов на основе фактических значений ионизационных потенциалов были применены Дмитриевым⁹³ и Ливси⁹⁴. В расчетах Дмитриева средний заряд ионов полагался равным сумме вероятностей удаления каждого из Z электронов атома. Вероятность удаления электрона P считалась зависящей только от v/u , причем каждому электрону приписывалось определенное значение u : i -му по счету электрону соответствовало значение u , найденное из i -го

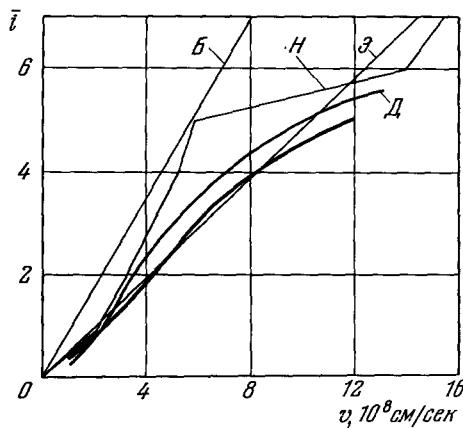


Рис. 26. Средний заряд ионов азота в азоте в зависимости от скорости ионов v .

B — по формуле Бора (5,3), H — вычисленные Нейфельдом⁹¹, D — вычисленные Дмитриевым⁹³, E — по эмпирической формуле (5,2). Утолщенной линией представлены экспериментальные результаты^{35, 85}.

потенциала последовательной ионизации атома. Величина $P(v/u)$ принималась равной вероятности удаления электрона из атома водорода, т. е. величине среднего заряда ионов водорода при таком же значении v/u в той же среде. Благодаря использованию одновременно всех потенциалов последовательной ионизации атома зависимость \bar{i} от v оказывается более плавной, а значения \bar{i} — более близкими к экспериментальным, чем при обычном применении критерия Лэмба к реальному атому. Полученные по методу Дмитриева значения \bar{i} для ионов с $Z < 20$ в азоте отличаются от экспериментальных, как правило, не более чем на 20%, а для осколков деления урана — не более чем на 10%. Однако зависимость \bar{i} от Z при $v < 4 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ остается немонотонной, а ширина вычисленного равновесного распределения зарядов завышенной на $\sim 30\%$.

Ливси для вычисления среднего заряда ионов с Z от 3 до 10 в азоте и ядерной фотоэмulsionии использовал средний заряд ионов водорода и гелия в этих средах. Он считал, что при любом заданном значении v/u_Z , где $u_Z = Zv_0$, степень ионизации K -оболочки у ионов всех элементов с $Z \geq 2$ одинакова. Степень ионизации L -оболочки при определенном значении v/u_{Z-3} , где $u_{Z-3} = (2I_{Z-3}/\mu)^{1/2}$ — орбитальная скорость первого L -электрона, для ионов лития считалась совпадающей со степенью ионизации атомов водорода, а для ионов неона — совпадающей со степенью ионизации K -оболочки гелия при тех же значениях v/u_Z . Степень ионизации L -оболочки ионов с Z от 4 до 9 вычислялась по предполагаемым промежуточным кривым зависимости степени ионизации от v/u . Использованные Ливси значения средней степени ионизации K - и L -оболочек мало отличаются от величин, получающихся при вычислении их по методу Дмитриева. Поэтому приведенные в работе Ливси значения \bar{i} для ионов с $Z = 7-10$ в азоте близки к значениям \bar{i} , полученным Дмитриевым; подобно последним, они отличаются от экспериментальных не более чем на 20%. Поскольку для ионов водорода и гелия значения \bar{i} в газе и твердом веществе близки, полученные Дмитриевым и Ливси величины \bar{i} для ионов различных элементов в твердых средах мало отличаются от значений \bar{i} в газе. В действительности же для ионов с $Z \geq 10$ средний заряд в твердом веществе значительно больше, чем в газе.

Среди приближенных способов расчета среднего заряда ионов, не требующих предварительного вычисления сечений потери и захвата электронов, значительное место должны занимать полуэмпирические методы, основанные на установленных закономерностях в равновесных распределениях зарядов и использовании конкретных экспериментальных данных о величине \bar{i} . К сожалению, такие методы не получили достаточно широкого развития.

В качестве основы для разработки одного из таких методов можно воспользоваться, например, представлением величин \bar{i}/Z в виде функций от $vZ^{-\alpha}$. В наиболее простом виде эта идея была использована Папино⁹⁵ для расчета среднего заряда ионов с Z от 3 до 10 в ядерной фотоэмulsionии. Им было принято, что для всех этих ионов величины \bar{i}/Z являются функцией от $vZ^{-2/3}$, и для нахождения этой функции $f(vZ^{-2/3})$ использованы имевшиеся в то время экспериментальные данные о значениях \bar{i}/Z в различных средах. При более правильном использовании этого метода для различных сред следует, видимо, брать свою функцию $f(vZ^{-\alpha})$ и учитывать, кроме того, некоторую зависимость α от \bar{i}/Z , Z и среды. При расчете значений \bar{i} в газах, в которых нет экспериментальных данных, необходимых для построения функции $f(vZ^{-\alpha})$ в нужном интервале значений \bar{i}/Z , целесообразно, по-видимому, в качестве этой функции взять среднюю для нескольких газов кривую $\bar{i}/Z = f(vZ^{-\alpha})$. В частности, при $\bar{i}/Z = 0,2-0,6$ можно пользоваться формулой (5,2).

Добавление при корректуре. Полуэмпирический метод расчета равновесного зарядового состава ионных пучков с учетом выдвинутых здесь предложений описан в вышедшей недавно работе⁹⁶.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. K. Allison, Rev. Mod. Phys. **30**, 1137 (1958).
2. Z. Rosario, Phys. Rev. **74**, 304 (1948).
3. N. O. Lassen, Dan. Mat. Fys. Medd. **26**, 5 и 12 (1958).
4. N. O. Lassen, Dan. Mat. Fys. Medd. **30**, 8 (1955).
5. H. L. Reynolds, D. W. Scott, A. Zuckeg, Phys. Rev. **95**, 671 (1954).
6. М. И. Корсунский, Л. И. Пивовар и др., ДАН СССР **103**, 399 (1953).
7. Х. А. Левиант, М. И. Корсунский и др., ДАН СССР **103**, 403 (1955).
8. H. L. Reynolds, L. D. Wuly, A. Zuckeg, Phys. Rev. **98**, 474 (1955).
9. E. L. Hubbard, E. J. Lauer, Phys. Rev. **18**, 1814 (1955).
10. K. G. Stephens, D. Walker, Proc. Phys. Soc. **A229**, 376 (1955).
11. S. Devons, J. Towl, Proc. Phys. Soc. **A69**, 345 (1956).
12. В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **32**, 965 (1957).
13. Я. А. Теплова, И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, ЖЭТФ **32**, 974 (1957).
14. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **33**, 1325 (1957).
15. C. B. Fulmer, B. L. Cohen, Phys. Rev. **109**, 94 (1958).
16. R. L. Gluckstern, Phys. Rev. **98**, 1817 (1955).
17. H. L. Reynolds, L. D. Wuly, A. Zuckeg, Phys. Rev. **98**, 1825 (1955).
18. K. G. Stephens, D. Walker, Phil. Mag. **46**, 563 (1955).
19. B. L. Cohen, A. F. Cohen, C. D. Coley, Phys. Rev. **104**, 1046 (1956).
20. В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **33**, 306 (1957).
21. Н. Бор, Прохождение атомных частиц через вещества, М., ИЛ, 1950.
22. G. J. Bell, Phys. Rev. **90**, 548 (1953).
23. N. Bohr, J. Lindhard, Dan. Mat. Fys. Medd. **28**, 7 (1954).
24. В. С. Николаев, ЖЭТФ **33**, 534 (1957).
25. В. Б. Афросимов, Р. Н. Ильин, Е. С. Соловьев, ЖТФ **30**, 705 (1960).
26. S. K. Allison, J. Cuevas, M. C. Garsia-Munoz, Phys. Rev. **120**, 1266 (1960).
27. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **40**, 989 (1961).
28. В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **41**, 89 (1961).
29. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **42**, 16 (1962).
30. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **43**, 361 (1962).
31. Л. И. Пивовар, В. М. Тубаев, Н. Т. Новиков, ЖЭТФ **41**, 26 (1961).
32. Л. И. Пивовар, Н. Т. Новиков, В. М. Тубаев, ЖЭТФ **42**, 1431 (1962).
33. R. Sostak, M. Martin, P. Margmier, Helv. Phys. Acta **34**, 485 (1961).
34. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, Изв. АН СССР, сер. физ. **24**, 1169 (1960).
35. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, ЖЭТФ **39**, 905 (1960).
36. L. C. Northcliffe, Phys. Rev. **120**, 1744 (1960).
37. E. Almqvist, C. Broude, M. A. Clark, J. A. Kucher, A. E. Litherland, Canad. J. Phys. **40**, 254 (1962).
38. H. H. Heckman, E. L. Hubbard, W. G. Simon, Phys. Rev. **129**, 1240 (1963).
39. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, ЖЭТФ **44**, 660 (1963).
40. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Вторая Всесоюзная конф. по физике электронных и атомных столкновений (Ужгород, 1962 г.).
41. Н. В. Федоренко, ЖЭТФ **24**, 769 (1954).
42. Д. М. Каминкер, Н. В. Федоренко, ЖЭТФ **25**, 1848 (1955).
43. Я. М. Фогель, Л. И. Крупник, ЖЭТФ **29**, 209 (1955).
44. Я. М. Фогель, Р. В. Митин, Я. Г. Коваль, ЖЭТФ **31**, 397 (1956).
45. Я. М. Фогель, УФН **71**, 243 (1960).
46. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, Л. Н. Фатеева, в сб. «Ускорители», М., Госатомиздат, 1960.

47. Л. И. Пивовар, В. М. Тубаев, М. Т. Новиков, ЖЭТФ **30**, 74 (1960).
48. Д. М. Каминкер, Н. В. Федоренко, ЖЭТФ **25**, 2279 (1955).
49. E. Everhart, G. Stone, R. J. Carbonne, Phys. Rev. **99**, 1287 (1955).
50. E. N. Fuls, P. R. Jones et al., Phys. Rev. **107**, 704 (1957).
51. S. K. Allison, J. Cuevas, P. G. Migrhy, Phys. Rev. **102**, 1041 (1956).
52. S. K. Allison, Phys. Rev. **109**, 76 (1958).
53. S. K. Allison, Phys. Rev. **110**, 670 (1958).
54. D. Walker, J. M. Fremlin et al., Brit. J. Appl. Phys. **5**, 157 (1954).
55. H. H. Heckman, B. L. Perkins et al., Phys. Rev. **117**, 544 (1960).
56. P. G. Roll, F. E. Steigert, Nucl. Phys. **16**, 534 (1960); **17**, 54 (1960).
57. P. G. Roll, F. E. Steigert, Phys. Rev. **120**, 1744 (1960).
58. F. W. Martin, L. C. Northcliffe, Phys. Rev. **128**, 1166 (1963).
59. Я. А. Теплова, В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Л. Н. Фатеева, ЖЭТФ **42**, 44 (1962).
60. H. S. W. Massey, Rept. Progr. Phys. **12**, 248 (1948).
61. J. B. H. Stedeford, J. B. Hasted, Proc. Roy. Soc. **A227**, 466 (1953).
62. Я. М. Фогель, В. А. Анкудинов, Д. В. Пилипенко, ЖЭТФ **35**, 868 (1958); **38**, 26 (1960).
63. Г. Ф. Друкарев, ЖЭТФ **37**, 847 (1959).
64. Я. М. Фогель, В. А. Анкудинов, Р. П. Слабоспицкий, ЖЭТФ **32**, 453 (1957).
65. Я. М. Фогель, В. А. Анкудинов, Д. В. Пилипенко, Н. В. Тополя, ЖЭТФ **34**, 579 (1958).
66. N. H. Mott, Proc. Cambr. Phil. Soc. **27**, 553 (1931).
67. W. Heineberg, Zs. Phys. **86**, 892 (1933).
68. E. J. Williams, Revs. Mod. Phys. **17**, 217 (1945).
69. D. R. Bates, G. W. Griffing, Proc. Phys. Soc. **A66**, 961 (1953); **A67**, 663 (1954); **A68**, 90 (1955).
70. T. J. M. Boyd, B. L. Moiseiwitsch, A. L. Stewart, Proc. Phys. Soc. **A70**, 110 (1957).
71. D. R. Bates, A. Williams, Proc. Phys. Soc. **A70**, 306 (1957).
72. P. R. Jones, F. D. Ziemba et al., Phys. Rev. **113**, 182 (1959).
73. E. Merzbacher, H. W. Lewis, Handb. d. Phys., Bd. **34**; Springer, 1958, стр. 166.
74. О. Б. Фирсов, ЖЭТФ **36**, 517 (1952).
75. S. Glasner, Phys. Rev. **99**, 520 (1955).
76. И. С. Дмитриев, Диссертация (НИИЯФ МГУ, 1962).
77. D. R. Bates, R. McCaggoll, Advances Phys. **11**, 39 (1962).
78. E. Gerjouy, Rev. Mod. Phys. **33**, 544 (1961).
79. В. И. Герасименко, Л. Н. Розенцевый, ЖЭТФ **31**, 684 (1956).
80. М. С. Вринкман, Н. А. Крамерс, Proc. Acad. Sci. Amst. **33**, 973 (1930).
81. H. Schiff, Canad. J. Phys. **32**, 393 (1954).
82. J. D. Jackson, H. Schiff, Phys. Rev. **89**, 359 (1953).
83. R. H. Bassel, E. Gerjouy, Phys. Rev. **117**, 749 (1960).
84. M. H. Mittleman, Phys. Rev. **122**, 499 (1961).
85. P. M. Stier, C. F. Bargnett, G. E. Evans, Phys. Rev. **96**, 973 (1954).
86. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова, Л. Н. Фатеева, Изв. АН СССР, сер. физ. **27**, 1078 (1963).
87. В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова, Изв. АН СССР, сер. физ. **26**, 1430 (1962).
88. J. Neufeld, Phys. Rev. **96**, 1470 (1954).
89. N. Bohr, Phys. Rev. **58**, 654 (1940); **59**, 270 (1940).
90. W. E. Lamb, Phys. Rev. **58**, 696 (1940).
91. J. Neufeld, ORNL-2365 (1957).
92. J. H. M. Grunings, J. Knipp, E. Tellier, Phys. Rev. **60**, 657 (1941).
93. И. С. Дмитриев, ЖЭТФ **32**, 570 (1957).
94. D. L. Livesey, Canad. J. Phys. **34**, 203 (1956).
95. А. Рапинеи, Compt. rend. **242**, 2933 (1956).
96. И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, ЖЭТФ **47**, 615 (1964).