Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 3 — 1973

УДК 539.186

В. С. НИКОЛАЕВ, В. С. СЕНАШЕНКО, В. Ю. ШАФЕР

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА НА СЕЧЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ В АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В нерелятивистском борновском приближении рассчитаны и сравнены между собой сечения потери $1s$-, $2s$- и $2p$- электронов различными водородоподобными ионами при столкновении их с атомами водорода и гелия и атомными ядрами. Исследуется зависимость этих сечений от структуры волновой функции связанного состояния электрона. Сравниваются теоретические и экспериментальные результаты.

Ранее [1, 2] для установления основных закономерностей в сечениях ионизации при атомных столкновениях были рассчитаны и проанализированы сечения потери $1s$-электрона различными водородоподобными ионами в водороде, гелии и азоте. В настоящей работе для выяснения влияния структуры начального состояния электрона на сечение ионизации вычислены сечения потери $2s$- и $2p$-электронов различными водородоподобными ионами при соударении их с атомами водорода и гелия и атомными ядрами. Полученные сечения сравниваются с сечениями потери $1s$-электрона. Производится также сравнение теоретических сечений с экспериментом.

Расчет, как и прежде, был выполнен в нерелятивистском борновском приближении для широкого интервала относительных скоростей v сталкивающихся частиц. Начальное и конечное состояния удаляемого электрона описывались кулоновскими волновыми функциями в поле заряда Ze ядра иона.

Формулы для сечений

Полное сечение потери электрона из любого состояния водородоподобной частицы при соударении с атомами может быть представлено (см. [1]) в виде суммы двух слагаемых:

$$\sigma_j = \sigma_j^{(y)} + \sigma_j^{(\text{ну})}, \tag{1}$$

где $\sigma_j^{(y)}$ — есть сечение потери электрона в псевдоупругих столкновениях с атомами среды, в результате которых состояние последних не изменяется, а $\sigma_j^{(\text{ну})}$ — сечение потери электрона в столкновениях, сопровождающихся возбуждением или ионизацией атомов среды. При этом для $\sigma_j^{(y)}$ получим

$$\sigma_j^{(y)} = 8\pi a_0^2 Z_c^2 \left(\frac{n^2}{Z^2 s}\right)^2 \int\limits_{1/2s}^{\infty} (1-F)^2 \frac{dq}{q^3} \int\limits_0^{(2qs-1)^{1/2}} \varepsilon_j^2(q,\ k)\, dk, \qquad (2)$$

где

$$s = vn/Zv_0, \quad q = Qna_0/Z, \quad k = Kna_0/Z.$$

Здесь n — главное квантовое число начального состояния, $a_0 = \hbar^2/\mu e^2$ и $v_0 = e^2/\hbar$ — атомные единицы длины и скорости, $Z_c e$ — заряд ядер атомов среды, $\hbar\vec{Q}$ — изменение импульса иона при столкновении, $\vec{K}$ — волновой вектор удаленного электрона относительно ядра иона, F — форм-фактор атома среды (для атомов водорода и гелия $F = [1 + (Zq/2nZ_c^*)^2]^{-2}$ при $Z_c^* = 1$ и 1,688 соответственно), $\varepsilon_j^2(q,\ k)$ — квадрат модуля матричного элемента перехода электрона из связанного состояния j в состояние непрерывного спектра с волновым вектором $\vec{K}$, проинтегрированный по всем $\vec{K}$ с заданным значением $|\vec{K}|$ [1].

Выражения для ε_{2s}^2, ε_{2p}^2, а также $\varepsilon_L^2 = (\varepsilon_{2s}^2 + 3\varepsilon_{2p}^2)/4$ приведены в приложении. При этом ε_{2p}^2 есть среднее от ε_j^2 по всем состояниям $2p$ с различными проекциями орбитального момента. Выражения для ε_{2s}^2 и ε_{2p}^2 существенно отличаются от полученных Канделуолом и Мерзбахером [3], но согласуются с формулами, приведенными в работе [4]. При $q \sim k \gg 1$ формулы Канделуола и Мерзбахера дают ошибочные значения ε_{2s}^2 и ε_{2p}^2, вследствие чего при $q \gg 1$ величина интеграла $J_j(q,\ \infty) = \int\limits_0^{\infty} \varepsilon_j^2(q,\ k)\, dk$ существенно отличается от правильного асимптотического значения, равного единице. В связи с этим формулы для ε_{2s}^2 и ε_{2p}^2 были получены нами заново [5].

Для $\sigma_j^{(\text{ну})}$ имеем

$$\sigma_j^{(\text{ну})} = 8\pi a_0^2 Z_c \left(\frac{n^2}{Z^2 s}\right)^2 \int\limits_{q_{\min}}^{\infty} (1-F^2) \frac{dq}{q^3} \int\limits_0^{k_{\max}} \varepsilon_j^2(q,\ k)\, dk, \qquad (3)$$

где $k_{\max} = (2qs - 1 - n^2\overline{u}_c^2/Z^2)^{1/2}$, а $q_{\min}$ определяется из условия $k_{\max} = 0$; $\overline{u}_c^2$ — средняя энергия, затрачиваемая на возбуждение и ионизацию атомов среды в единицах $I_0 = \mu v^2/2 = 13{,}6$ *эв*.

В соответствии с выводами работы [1], при $s \gg 3$ имеем $\overline{u}_c^2 = u_c^2 + q^2Z^2/u^2$, где u_c^2 — энергия связи электрона в атомах среды. При $s = 1 \div 2$ величина $\overline{u}_c^2$ должна зависеть от отношения Z/n к Z_c^*, поэтому при $s < 3$ вместо использованного в [1] соотношения $\overline{u}_c^2 = 0{,}7_c^2 + Z^2$ полагаем

$$\overline{u}_c^2 = u_c^2 + Z^2/n^2 Z_c^{*2}.$$

Такой выбор u_c^2 приводит к лучшему согласию между сечениями $\sigma_{1s}^{(\text{ну})}$, вычисленными по формуле (3) и полученными более корректно [6—8] путем суммирования вычисленных порознь сечений потери электрона с переходом атомов среды в определенное возбужденное состояние. При этом в области $s \gtrsim 1$ для случаев потери электрона ионами He^+ в водороде и атомами H в гелии разница между значениями $\sigma_{1s}^{(\text{ну})}$, вычисленными по формуле (3) и полученными путем суммирования парциальных сечений, не превышает 5%, и только в случае потери электрона атомами H в водороде при $s=1{,}5\div 3$ эта разница достигает $15\div 25\%$. Различие между соответствующими полными сечениями потери электрона в этом последнем случае не превышает 10—15%. Расчет $\sigma_j^{(\text{ну})}$ при $s<1$ с точки зрения получения полных сечений не представляет интереса, так как в этой области скоростей $\sigma_j^{(\text{ну})} \ll \sigma_j^{(y)}$.

В предельном случае $Z/n \gg 1$, когда можно считать, что $F(q)=0$ и $u_c^2 n^2/Z^2=0$, формула (2) переходит в формулу борновского приближения для сечения ионизации водородоподобной частицы атомными ядрами с зарядом $Z_c e$. Выражение для $(1/Z_c)\,\sigma_j^{(\text{ну})}$, получающееся из (3) при $\overline{u_c^2} = u_c^2 + q^2 Z^2/n^2$, совпадает с формулой для сечения ионизации частицы электронным ударом (без учета обмена) [9].

Используя методику, описанную в работе [1], из (1)—(3) можно получить простые приближенные формулы для сечений ионизации при малых и больших скоростях. В области $s \leqslant 0{,}05$ при $s < Z/6nZ_c^*$, когда значения $(1-F)^2$ близки к единице, сечения ионизации нейтральными частицами и атомными ядрами одинаковы:

$$\sigma_j = b_j \frac{2^{19}}{45} \pi a_0^2 Z_c^2 (n/Z)^4 s^{8+2l}, \tag{4}$$

где $b_{1s}=1$; $b_{2s}=8$; $b_{2p}=4\,(45/44)$; l — орбитальное квантовое число состояния j.

В области $s>2$ сечение ионизации существенным образом зависит от предельных значений интеграла $J_j(q,\ k') = \int\limits_0^{k'} \varepsilon_j^2 (q,\ k)\, dk$ при $k' \to \infty$ [1]. Для любых состояний j, как нетрудно видеть [10], имеем $J_j(q,\ \infty)=1$ при $q \gg 1$ и $J_j(q,\ \infty) = C_j q^2$ при $q \ll 1$, причем $C_{1s}=0{,}28$; $C_{2s}=0{,}21$ и $C_{2p}=0{,}13$. В связи с этим при $s>2$ для любых состояний j имеем

$$\sigma_j^{(y)} = 8\pi a_0^2 Z_c^2 \left(\frac{n^2}{Z^2 s}\right)^2 \left\{ C_j \int\limits_{5/8s}^{a_j} (1-F)^2 \frac{dq}{q} + \int\limits_{a_j}^{2s} (1-F)^2 \frac{dq}{q^3} \right\}, \tag{5}$$

$$\sigma_j^{(\text{ну})} = 8\pi a_0^2 Z_c \left(\frac{n^2}{Z^2 s}\right)^2 \left\{ C_j \int\limits_{q'}^{a_j'} (1-F^2) \frac{dq}{q} \int\limits_{a_j'}^{s} (1-F^2) \frac{dq}{q^3} \right\}, \tag{6}$$

где

$$a_j \approx a_j' \approx 1, \qquad q' = (5/4 + n^2 \overline{u_c^2}/Z^2)/2s.$$

Учитывая далее поведение функции $F(q)$, из (5) и (6) получаем

$$\sigma_j^{(y)} = 4\pi a_0^2 \frac{Z_c^2}{s^2} \left(\frac{n}{Z}\right)^4 \left(D_j - \frac{1}{4s^2}\right), \tag{7}$$

$$\sigma_j^{(\text{ну})} = 4\pi a_0^2 \frac{Z_c}{s^2} \left(\frac{n}{Z}\right)^4 \left(D_j' - \frac{1}{s^2}\right), \tag{8}$$

причем для $Z/n \leqslant \frac{3}{4} Z_c^*$, $\frac{3}{4} Z_c^* \leqslant Z/n \leqslant 4Z_c^*$ и $Z/n > 4Z_c^*$ имеем соответственно

$$D_j = \frac{(Z/n)^2}{2Z_c^{*2}}, \qquad D_j = \frac{3\,(Z/n)}{8Z_c^*} \text{ и } D_j = B_j + 2C_j \ln A,$$

а для $\frac{1}{4} Z_c^* \leqslant Z/n \leqslant \frac{3}{2} Z_c^*$ и $Z/n > \frac{3}{2} Z_c^*$ имеем соответственно

$$D_j' = \frac{7\,(Z/n)}{8Z_c^*} \text{ и } D_j' = B_j' + 2C_j \ln A',$$

где

$$A = \min\{1{,}6s;\ (Z/n)/2Z_c^*\}, \qquad A' = \min\{2s/(5/4 + \overline{u}_c^2 n^2/Z^2).(Z/n)/Z_c^*\}$$

$$\text{и } B_j \sim B_j' \sim 1.$$

В области $s \geqslant 3$ при выполнении условия $s \geqslant 2Z_c^* n/Z$ формулы (7) и (8) дают сечения, отличающиеся от вычисленных по формулам (2) и (3) не более чем на 15%. При этом можно считать, что $B_{1s} = B_{2s} = 1$, $B_{2p} = 1{,}3$ и $B_j' = B_j$.

Формулы (7) и (8) являются обобщением известной формулы Бете для сечения выбивания быстрыми заряженными частицами $1s$-электрона [11] на случай потери электрона из любого состояния j в соударениях с нейтральными атомами. (Ионизация атомными ядрами и электронами содержится в (7) и (8) в виде предельного случая $Z/n \gg 1$.)

Результаты расчетов и их анализ

По формулам (1) и (3) были вычислены сечения потери электрона из состояний $2s$, $2p$ и $1s$ водородоподобных ионов с Z/n от $1/2$ до 30 при соударении их с атомами водорода и гелия и атомными ядрами. Типичные зависимости полученных значений $(Z/n)^4\sigma_j$ от s представлены на рис. 1. Точечные кривые показывают отношения сечений потери электронов ионами в соударениях с атомными ядрами. $\sigma_L = (\sigma_{2s} + \sigma_{2p} + 3\sigma_{2p})/4$ есть среднее сечение потери L-электрона. На рис. 2 даны отношения сечений потери 2_{2s} и $2p$-электронов к сечению потери $1s$-электрона с той же энергией связи. Из рисунков видно, что значительная разница между рассматриваемыми сечениями имеется только при $s < 1/2$, т. е. в области медленных столкновений; в области же $s > 1/2$ эти сечения различаются не более чем на 25%.

Рис. 1. Значения $(Z/n)^4\sigma_j$ для водородоподобных ионов с $Z/n=1$ (1) и $Z/n=10$ (2) в атомарном водороде в зависимости от $s = v/(Z/n)v_0$. Сплошные линии — для состояния $2s$, пунктирные — $2p$, точечные — $1s$

При $s < 1/2$ основной вклад в ионизацию вносят псевдоупругие столкновения с передачей импульса $q \gg 1/2s > 1$ и образованием медленного свободного электрона. Поэтому сечение ионизации определяется в основном значениями $\varepsilon_j^2(q, k)$ при $k \ll 1$. Если конечное состояние электрона описывать плоской волной, то $\varepsilon_j^2(q, 0)$ с точностью до множителя совпадает с квадратом модуля волновой функции начального состояния электрона в импульсном представлении $|\Phi_j(p)|^2_{p=q}$, где p — импульс электрона в единицах $\mu v_0 Z/n$. Наиболее характерные черты импульсного распределения сохраняются в функции $\varepsilon_j^2(q, k)$ для $k \leqslant 1$ и при использовании кулоновской волновой функции конеч-

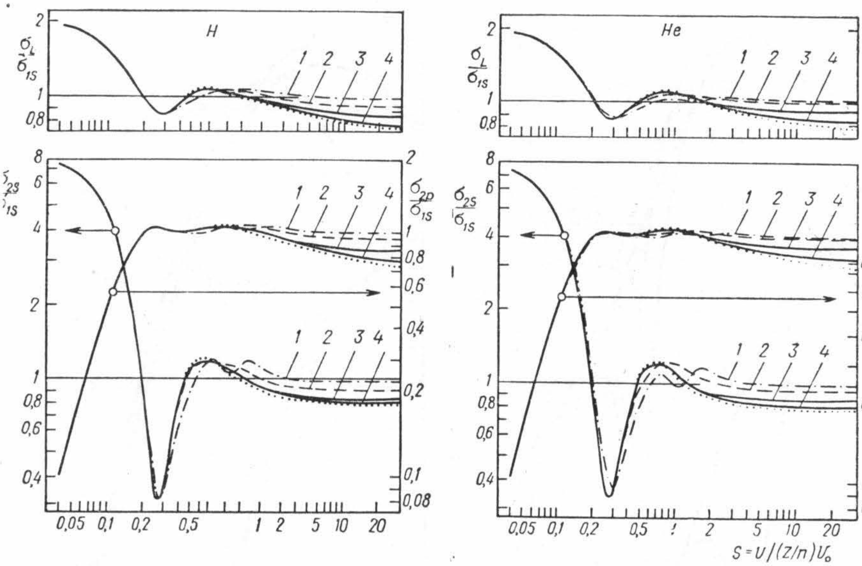

Рис. 2. Отношение сечений потери электрона из различных состояний с одинаковой энергией связи в атомарном водороде и гелии *1* — $Z/n=1$, *2* — $Z/n=3$ и *3* — $Z/n=10$, *4* — $Z/n=30$

ного состояния (рис. 3). Поэтому соотношение между сечениями потери электрона из различных состояний при малых s повторяет качественные особенности в соотношении между распределениями импульсов электронов в этих состояниях. Так, в 4 раза бóльшим по сравнению с $|\Phi_{1s}(p)|^2$ значениям $|\Phi_{2s}(p)|^2$ при $p>5$ соответствуют в 8 раз большие по сравнению с σ_{1s} значения σ_{2s} при $s<0{,}05$. Благодаря минимуму в $|\Phi_{2s}(p)|^2$ при $p=1$ и бóльшим значениям $|\Phi_{2s}(p)|^2$ при $p<0{,}6$ отношение σ_{2s}/σ_{1s} при $s \sim 0{,}3$ понижается до 0,34, а при $s \sim 0{,}7$ снова увеличивается до 1,2. Более быстрое уменьшение $|\Phi_{2p}(p)|^2$ по сравнению с $|\Phi_{1s}(p)|^2$ при увеличении p в области $p \gtrsim 2$ ведет к более сильной зависимости σ_{2p} от скорости при $s<0{,}2$, а соотношению $|\Phi_{2p}(p)|^2 > |\Phi_{1s}(p)|^2$ при $p \sim 1$ соответствует соотношение $\sigma_{2p} > \sigma_{1s}$ при $s \sim 0{,}3$.

Подобным же образом ведут себя в области $s < 3$ и величины $\sigma_j^{(\text{ну})}$, вычисляемые по формуле (3) с $\bar{u}_c^2 = u_c^2 + Z^2/n^2 Z_c^{*2}$. Зависимость отношений $\sigma_j^{(\text{ну})}/\sigma_{1s}^{(\text{ну})}$ от s при $s < 3$ имеет качественно такой же вид, что и зависимость $\sigma_j^{(y)}/\sigma_{1s}^{(y)}$ от s, только со сдвигом всей кривой в сторону бóльших скоростей. Этот сдвиг вызван присутствием дополнительного члена $\bar{u}_c^2 n^2/Z^2$ в выражении для $k_{\max}$ и оказывается тем больше, чем меньше величина Z/n. На поведение полных сечений эти особенности в $\sigma_j^{(\text{ну})}$ практически не влияют, поскольку при малых скоростях $\sigma_j^{(\text{ну})} \ll \sigma_j^{(\text{у})}$. Только для ионов с

$Z/n < Z_c$ наличие при $s \sim 1$ минимума в величине $\sigma_{2s}^{(\text{ну})}/\sigma_{1s}^{(\text{ну})}$ и максимума в величине $\sigma_{2p}^{(\text{ну})}/\sigma_{1s}^{(\text{ну})}$ (которые соответствуют аналогичным экстремумам в отношениях $\sigma_{2s}^{(\text{у})}/\sigma_{1s}^{(\text{у})}$ и $\sigma_{2p}^{(\text{у})}/\sigma_{1s}^{(\text{у})}$ при $s \approx 0{,}3$) приводит к образованию небольших дополнительных минимума и максимума в отношениях σ_{2s}/σ_{1s} и σ_{2p}/σ_{1s} при $s \approx 1$.

Необходимо отметить, что в величине $\sigma_j^{(\text{ну})}$, вычисленной по формуле (3) с $\overline{u}_c^2 = u_c^2 + q^2Z^2/n^2$, так же как и в сечении ионизации под

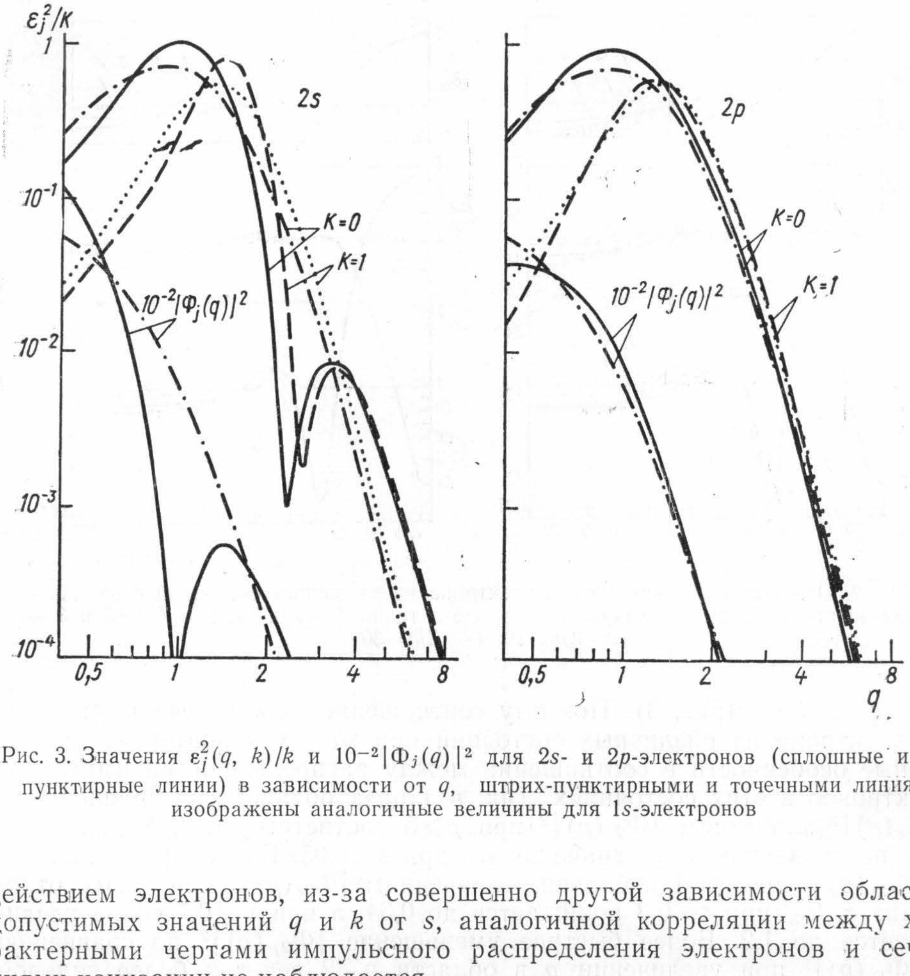

Рис. 3. Значения $\varepsilon_j^2(q,\ k)/k$ и $10^{-2}|\Phi_j(q)|^2$ для $2s$- и $2p$-электронов (сплошные и пунктирные линии) в зависимости от q, штрих-пунктирными и точечными линиями изображены аналогичные величины для $1s$-электронов

действием электронов, из-за совершенно другой зависимости области допустимых значений q и k от s, аналогичной корреляции между характерными чертами импульсного распределения электронов и сечениями ионизации не наблюдается.

При высоких скоростях ($s \gtrsim 3$) для ионов с большими Z существенное значение приобретают далекие столкновения с передачей малого импульса ($q < 1$). Вероятность ионизации в таких соударениях, как видно из (5)—(6), пропорциональная величине C_j, которая представляет собой интеграл по всем $\vec{k}$ от квадрата модуля матричного элемента оператора дипольного момента для перехода электрона из состояния j в состояние непрерывного спектра с волновым вектором $\vec{k}$. Поскольку $C_{2p} < C_{2s} < C_{1s}$, то при $s \gtrsim 2$ для ионов с большими Z отношения σ_{2s}/σ_{1s} и σ_{2p}/σ_{1s} становятся меньше единицы. В частности, при $s = 30$ для $Z/n = 30$ значения σ_{2s}/σ_{1s} и σ_{2p}/σ_{1s} приближаются к 0,8. Для ионов с $Z/n \leqslant 2Z_c^*$ вследствие сильной экранировки кулоновского поля ядер атомов среды атомными электронами роль далеких столкновений понижается и отношения σ_{2s}/σ_{1s} и σ_{2p}/σ_{1s} становятся близкими к единице. В области $s<1$ экранировка кулоновского поля ядер атомов среды приводит к некоторому смещению кривой зависимости σ_j/σ_{1s} от s в сторону бо́льших скоростей при $s \geqslant Z/3nZ_c^*$.

Сравнение с экспериментом

Выполненные расчеты непосредственно приложимы к случаям ионизации атомных частиц с находящимися в L-оболочке внешними электронами, когда начальные и конечные состояния удаляемых электронов достаточно хорошо описываются кулоновскими волновыми

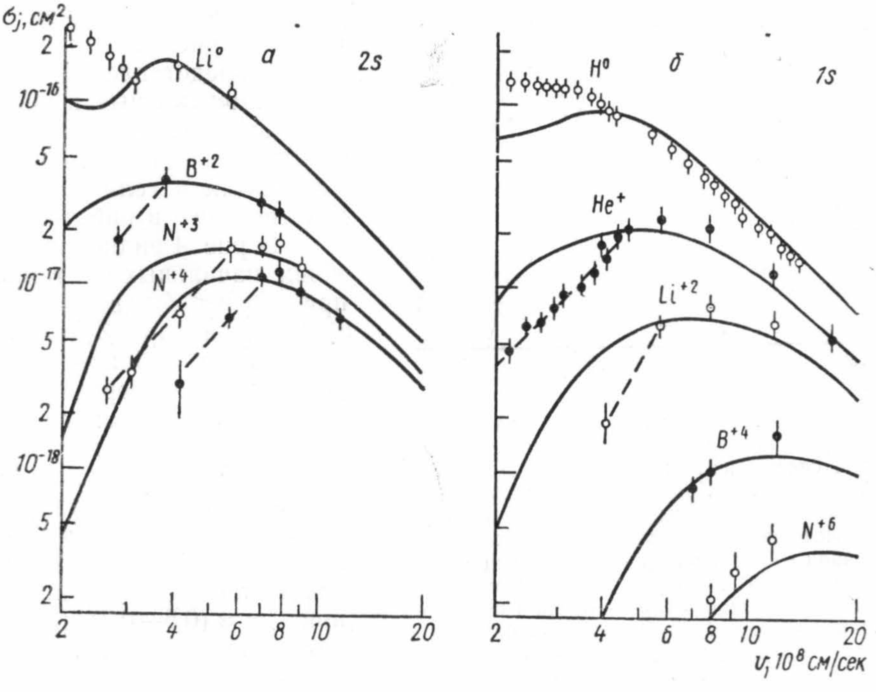

Рис. 4. Сечения потери $2s$- и $1s$-электрона различными ионами в гелии. Линии — результат расчетов в борновском приближении, точки — экспериментальные данные

функциями. Это условие выполняется тем лучше, чем больше заряд ядра ионов Z и меньше число электронов в L-оболочке. При этом близость начального состояния к водородоподобному можно оценивать по величине $\theta_j = I_j/(Z_j/n)I_0$, где I_j — фактическая энергия связи электрона, а Z_j — входящий в кулоновскую функцию эффективный заряд ядер ионов, для определения которого существует ряд способов [12—14]. (Для водородоподобных ионов $\theta_j = 1$.)

Экспериментальные и вычисленные значения σ_{2s} в гелии для ионов Li^0, B^{+2}, N^{+3} и N^{+4}, у которых известны экспериментальные сечения потери электронов и в то же время величины θ_j, при значениях Z_j, определенных различными способами [12—14], отличаются от единицы не более чем на 20% (рис. 4, a). Теоретические сечения соответствуют значениям $Z_j/n=\sqrt{I_j/I_0}$, которые для указанных ионов равны 0,63; 1,66; 2,38 и 2,68. Экспериментальные сечения σ_{2s} определены по формуле (9), учитывающей, что в реальном эксперименте возможна двукратная ионизация частиц и потеря ими $1s$-электронов:

$$\sigma_{2s}=\frac{1}{N_{2s}}(\sigma_{i,i+1}+2\sigma_{i,i+2}-2\sigma_{1s}). \tag{9}$$

Здесь N_{2s} — число $2s$-электронов в ионе, а $\sigma_{i,\,i+1}$ и $\sigma_{i,\,i+2}$ — экспериментальные сечения потери одного и двух электронов, которые брались из работы [15]. Для рассматриваемых случаев сечения σ_{2s}, найденные по формуле (9), отличаются от величины $\sigma_{i,i+1}/N_{2s}$ не более чем на 10%. На рис. 4, *б* для сравнения представлены также экспериментальные и теоретические сечения потери 1s-электрона водородоподобными ионами в гелии, приведенные ранее в работе [1].

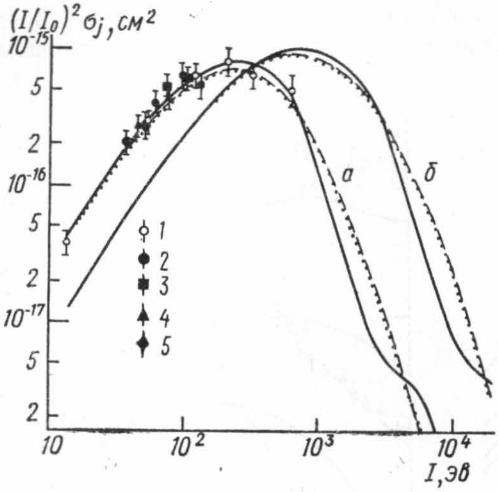

Рис. 5. Сечения потери $2s$-, $2p$- и $1s$-электрона различными ионами в гелии в зависимости от энергии связи электронов: *а* — $v=8\cdot10^8$, *б* — $v=12\cdot10^8$ *см/сек*. Кривыми представлены теоретические результаты, точками — экспериментальные данные при $v=8\cdot10^8$ *см/сек*. Сплошные линии — $2s$, пунктир — $2p$, точечные — $1s$. *1* — σ_1 для водопроводных ионов, *2* — σ_2 для литиеподобных, *3* — σ_2 для бериллиеподобных частиц, *4* — для бороподобных; *5* — для углеродоподобных ионов

Из рис. 4 видно, что для обоих начальных состояний при $Z_j/n\leqslant Z_c$ в области $v\geqslant Z_c v_0$, а при $Z_j/n=(1\div1{,}5)Z_c$ в области $v\geqslant(Zj/n)v_0$ экспериментальные и теоретические сечения различаются не более чем на 20%, т. е. на величину порядка ошибок опыта. При меньших скоростях, а именно: при $v\approx(0{,}5-0{,}7)Z_c v_0$ для ионов с $Z_j/n\leqslant0{,}5\ Z_c$ и при $v\approx(0{,}5-0{,}7)\ (Z_j/n)v_0$ для ионов с $Z_j/n\approx(0{,}7-1{,}5)\ Z_c$ экспериментальные сечения в 2 раза соответственно выше или ниже вычисленных.

Вопрос о границах применимости борновского приближения при расчете сечений ионизации в соударениях с нейтральными атомами рассматривался ранее [1] для начального состояния $1s$. Аналогичное рассмотрение для состояний с $n>1$ показывает, что для различных состояний с одинаковыми значениями Z_j/n борновское приближение должно быть справедливым примерно в одной и той же области скоростей, а именно: для ионов с $Z_j/n\ \ Z_c$ при $v\gtrsim2\,Z_c v_0$, а для ионов с $Z_j/n\gg Z_c$ при $v\gtrsim0{,}2\,(Z_j/n)\,v_0$. Сравнение экспериментальных и вычисленных сечений потери $1s$- и $2s$-электронов, как видно из предыдущего, подтверждает этот вывод.

Отношение экспериментальных сечений σ_{2s}/σ_{1s} (при близких значениях Z_j/n) совпадает с борновским при всех скоростях $v>v_0$, в том числе и в той области v, где абсолютные значения экспериментальных сечений существенно отличаются от борновских. Полученная в настоящей работе очень слабая зависимость отношений σ_j/σ_{1s} от Z_c тоже сохраняется и за пределами применимости борновского приближения:

для ионов с близкими значениями I_j при $v \sim (1-5)v_0$ отношения σ_j/σ_{1s} в гелии, азоте, аргоне и криптоне [15] оказываются практически одинаковыми.

Все известные при $v > v_0$ экспериментальные сечения потери электронов из состояний с $n=2$ относятся к области $s > 1/2$ и отличаются от экспериментальных сечений потери $1s$-электрона с той же энергией связи не более чем на 20% [15—16] (рис. 5). Результаты настоящего расчета, создавая теоретическую основу для объяснения этого явления, показывают в то же время, что для ионов с достаточно большой энергией связи электронов, а именно при $I_j > 50(v/v_0)^2$ *эв* следует ожидать значительной разницы в сечениях потери электрона из различных состояний.

Приложение

$$\int\limits_{\Omega_{\vec{K}}} | M_j |^2 K^2 dK \lambda \Omega_{\vec{K}} = \varepsilon_j^2 (q, k)\, dk.$$

Здесь M_j — матричный элемент перехода электрона из связанного состояния j в состояние непрерывного спектра с волновым вектором $\vec{K}$; $\Omega_{\vec{K}}$ — телесный угол в $\vec{K}$-пространстве; $q = Q/p_0(Z/n)$, $k = K/p_0(Z/n)$, $p_0 = \mu e^2/\hbar$. Выражения для $\varepsilon_j^2(q, k)$ при $j = 2s, 2p, L$:

$$\varepsilon_{2s}^2(q, k) = \frac{2^{11} q^2 k \exp\left\{-\dfrac{4}{k}\operatorname{arctg}\dfrac{2k}{q^2 - k^2 + 1}\right\}}{3(1 - e^{-4\pi/k})[(q^2 - k^2 + 1)^2 + 4k^2]^5} \times$$

$$\times \Big[3q^{10} - (11k^2 + 32) q^8 + (14k^4 + 72k^2 + 82) q^6 - (6k^6 + 40k^4 + 62k^2 -$$

$$- 20) q^4 - \left(k^8 + 8k^6 + \frac{82}{5}k^4 - \frac{47}{5}\right) q^2 + \left(k^{10} + 8k^8 + 22k^6 + 28k^4 + 17k^2 + 4\right)\Big],$$

$$\varepsilon_{2p}^2(q, k) = \frac{2^{11} q^2 k \exp\left\{-\dfrac{4}{k}\operatorname{arctg}\dfrac{2k}{q^2 - k^2 + 1}\right\}}{3(1 - e^{-4\pi/k})[(q^2 - k^2 + 1)^2 + 4k^2]^5} \times$$

$$\times \Big[9q^8 - (12k^2 + 12) q^6 - (2k^4 + 12k^2 - 38) q^4 + \Big(4k^6 + \frac{452}{15}k^4 + \frac{164}{3}k^2 +$$

$$+ \frac{428}{15}\Big) q^2 + \left(k^8 + \frac{20}{3}k^6 + 14k^4 + 12k^2 + \frac{11}{3}\right)\Big],$$

$$\varepsilon_L^2(q, k) = \frac{2^9 q^2 k \exp\left\{-\dfrac{4}{k}\operatorname{arctg}\dfrac{2k}{q^2 - k^2 + 1}\right\}}{3(1 - e^{-4\pi/k})[(q^2 - k^2 + 1)^2 + 4k^2]^4} \times$$

$$\times [3q^6 - (5k^2 + 11) q^4 + (k^4 + 18k^2 + 65) q^2 + (k^6 + 9k^4 + 23k^2 + 15)].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев И. С., Жилейкин Я. М., Николаев В. С. ЖЭТФ, **49**, 50, 1965.
2. Сенашенко В. С., Николаев В. С., Шафер В. Ю., Дмитриев И. С. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **11**, № 2, 136, 1970.
3. Khandelwal G. S., Merzbacher E. Phys. Rev., **151**, 12, 1966.
4. Swan P. Proc. Phys. Soc., **A68**, 1157, 1955.
5. Senashenko V. S., Nikolaev V. S., Shafer V. Yu. Phys. Lett., **31A**, 565, 1970.

6. Bates D. R., Griffing G. W. Proc. Phys. Soc., **A66**, 961, 1953; **A67**, 663, 1954; **A68**, 90, 1955.
7. Boyd T. J. M., Moiseiwitsch B. L., Stewart A. L. Proc. Phys. Soc., **A70**, 110, 1957.
8. Bates D. R., Williams A. Proc. Phys. Soc., **A70**, 306, 1957.
9. Rudge M. R. H. Rev. Mod. Phys., **40**, 564, 1968.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика, ч. 1, гл. XV. ГИТЛ, 1948.
11. Bethe H. A. Ann. d. Phys., **5**, 325, 1930.
12. Slater J. S. Phys. Rev., **36**, 57, 1930.
13. Хартри Д. Расчеты атомных структур. ИЛ, 1951.
14. Brandus L. J. Phys., **B2**, 137, 1969.
15. Дмитриев И. С., Николаев В. С., Фатеева Л. Н., Теплова Я. А. ЖЭТФ, **42**, 16, 1962; **43**, 361, 1962.
16. Николаев В. С. «Успехи физических наук», **85**, 679, 1965.

Поступила в редакцию
10.8 1971 г.

НИИЯФ

Примечание. После того как данная статья была сдана в редакцию нам стали известны новые теоретические и экспериментальные данные о сечениях потери электрона метастабильными атомами водорода в водороде и гелии (Bell K. L., Kingston A. E., J. Phys., **B4**, 162, 1971; Gilbody H. B., Browning R., Reynolds R., Riddell G. I. J. Phys., **B4**, 94, 1971. Сравнение их с результатами настоящей работы дает возможность оценить точность ряда используемых нами приближений. Этот вопрос рассматривается в дополнительном сообщении, которое будет опубликовано в ближайших номерах журнала.