

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРИ И ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ БЫСТРЫМИ НЕВОЗБУЖДЕННЫМИ И МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ ГЕЛИЕПОДОБНЫМИ ИОНАМИ В ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Ю. А. Ташаев,
Я. А. Теплова

Определены средние сечения потери и захвата одного и двух электронов для содержащих метастабильную компоненту пучков гелиеподобных частиц, образованных в процессе потери одного электрона литиеподобными ионами и полученных при прохождении пучка быстрых частиц через тонкую целлюлоидную пленку. По результатам этих измерений найдены сечения потери и захвата электронов невозбужденными гелиеподобными ионами и сечения потери электрона метастабильными гелиеподобными ионами с зарядом ядер Z от 3 до 8 при прохождении их со скоростью v от $4 \cdot 10^8$ до $12 \cdot 10^8$ см/сек через гелий и азот. Проведено сравнение полученных сечений потери и захвата электронов с сечениями для других простейших атомных систем. Определено относительное количество метастабильных частиц в пучках гелиеподобных ионов, образованных указанными способами.

§ 1. Введение

В пучках быстрых гелиеподобных ионов, которые используются в опытах по определению сечений потери и захвата электронов быстрыми частицами, как правило, значительная часть ионов находится в метастабильных состояниях $(1s2s)^1,^3S$ [1]. Поэтому найденные в этих экспериментах сечения, вообще говоря, нельзя отнести к ионам, находящимся в основном состоянии $(1s^2)^1S$. Отдельно сечения потери электрона невозбужденными и метастабильными частицами были определены только для атомов гелия методом ослабления атомного пучка в камере столкновений [2-4]. Сечения потери электрона метастабильными атомами гелия определялись, кроме того, из соответствующих сечений для невозбужденных атомов и средних сечений для атомных пучков с известной метастабильной компонентой [5]. В настоящей работе предложен и применен экспериментальный метод определения сечений потери электрона невозбужденными гелиеподобными ионами по результатам измерения средних сечений потери электрона гелиеподобными ионами, образованными при ионизации быстрых литиеподобных частиц в однократных соударениях с атомами газа. В отличие от метода ослабления пучка этот метод может быть использован и в тех случаях, когда определяемые сечения потери электрона не только сравнимы, но и много меньше сечений захвата электрона.

В описываемых здесь опытах были измерены средние сечения потери и захвата одного и двух электронов гелиеподобными ионами, образованными при прохождении пучка быстрых частиц через целлюлоидную пленку и пучка быстрых литиеподобных частиц через тонкую газовую мишень. Сечения измерялись для ионов с зарядами ядер Z от 3 до 8 при прохождении их со скоростями $v = 4 \cdot 10^8$, $8 \cdot 10^8$ и $12 \cdot 10^8$ см/сек через гелий и азот. По результатам этих измерений определены сечения потери и захвата

одного и двух электронов невозбужденными гелиеподобными ионами и сечения потери одного электрона метастабильными частицами, оценено относительное количество метастабильных ионов в пучках гелиеподобных частиц при двух указанных способах их образования. Проведено сравнение сечений для невозбужденных и метастабильных гелиеподобных частиц с соответствующими сечениями для других простейших ионных систем. О некоторых из полученных результатов кратко сообщалось ранее [6].

§ 2. Эксперимент и его непосредственные результаты

Сечения потери и захвата электронов определялись масс-спектрометрическим методом на экспериментальной установке, описанной ранее [7]. В этих опытах использовались ускоренные в 72-сантиметровом циклотроне ионы $\text{Li}^{+1, +2}$, $\text{Be}^{+1, +2}$, $\text{B}^{+1, +2, +3}$, C^{+3} , $\text{N}^{+3, +4}$ и O^{+3} . Выведенные из ускорителя литиеподобные ионы Be^{+1} , B^{+2} , C^{+3} и N^{+4} с зарядами $i=Z-3$ пропускались либо через проточную газовую мишень толщиной $\sim 10^{15}$ атом/см², либо через целлулоидную пленку толщиной 2–3 мкг/см² (что соответствует $\sim 10^{17}$ атом/см²). Образовавшиеся при этом быстрые гелиеподобные частицы, часть которых находилась в метастабильных состояниях, выделялись магнитным масс-монохроматором и направлялись в камеру столкновений для определения сечений потери и захвата электронов. В тех случаях, когда в циклотроне ускорялись ионы B^{+1} , N^{+3} и O^{+3} с зарядами $i < Z-3$, из пучка ионов, часть которых изменила заряд в результате взаимодействия с атомами находящегося в ионопроводе остаточного газа, фокусирующим магнитом выделялись литиеподобные частицы B^{+2} , N^{+4} и O^{+5} . Эти ионы использовались затем таким же образом, как и литиеподобные частицы, полученные непосредственно из ускорителя. При ускорении в циклотроне гелиеподобных ионов Li^{+1} , Be^{+2} и B^{+3} с зарядами $i=Z-2$ измерения сечений были произведены для гелиеподобных ионов как входящих в состав ионного пучка, прошедшего через твердую пленку, так и полученных непосредственно из ускорителя. При ускорении водородоподобных ионов Li^{+2} производились измерения сечения потери и захвата электронов гелиеподобными ионами Li^{+} , образованными при прохождении ионного пучка через целлулоидную мишень. В каждом опыте камера столкновений наполнялась поочередно азотом и гелием; газовая мишень наполнялась азотом, а в ряде опытов также и гелием.

Интенсивность пучка гелиеподобных частиц, полученных путем ионизации литиеподобных ионов в тонкой газовой мишени, была на один-два порядка ниже интенсивности первоначального пучка, в связи с чем статистическая ошибка соответствующих сечений была несколько больше, чем обычно. Полная ошибка полученных в эксперименте величин сечений потери и захвата одного электрона составляет 10–15%, а сечений потери и захвата двух электронов — 20–30%.

Полученные в этих опытах сечения потери и захвата электронов гелиеподобными ионами, образованными в целлулоидной пленке, а также измерения для контроля аналогичные сечения для водородо- и литиеподобных ионов $\text{B}^{+2, +4}$, $\text{C}^{+3, +5}$, $\text{N}^{+4, +6}$ и O^{+5} совпадают в пределах ошибок эксперимента с сечениями, полученными в работах [7–10]. Эти опыты позволили также произвести некоторые уточнения экспериментальных сечений потери и захвата электрона водородо- и литиеподобными ионами в гелии и азоте. На всех рисунках настоящей работы приводятся уточненные значения сечений.

Измерения сечений проводились при относительно небольших толщинах слоя газа в камере столкновений, когда ослабление интенсивности вошедшего в камеру столкновений пучка ионов вследствие потери и за-

хвата ими электронов не превышало 10–20%. При выполнении этого условия полученные в эксперименте средние сечения изменения заряда гелиеподобных ионов σ^j связаны с соответствующими сечениями σ^0 и σ^m для невозбужденных и метастабильных частиц следующим образом:

$$\sigma^j = \sigma^0 + r\alpha_j(\sigma^m - \sigma^0), \quad (1)$$

где α_j — относительное количество метастабильных частиц в ионном пучке сразу же после выхода его из мишени. Через j обозначены индексы s, l и a , указывающие на способ образования ионов соответственно в твердой и газовой мишенях и ионном источнике ускорителя. Коэффициент r учитывает уменьшение количества возбужденных частиц в результате их радиационного распада на пути 1–3 м от мишени до камеры столкновений. Поскольку времена жизни метастабильных гелиеподобных частиц достаточно велики [11], то во всех наших случаях имеем: $0,8 \leq r \leq 1$.

Результаты измерений сечений потери и захвата электронов гелиеподобными ионами в гелии и в азоте представлены на рис. 1 и 2. На этих же рисунках отмечены также величины соответствующих сечений для атомов гелия He^0 и гелиеподобных ионов кислорода O^{+6} и фтора F^{+7} , взятые из работ [3, 12–14]. Как видно из рисунков, величины сечений потери электрона σ_{78} и σ_{79} ионами F^{+7} в азоте при $v = 12 \cdot 10^8$ см/сек, по-видимому, завышены, возможно из-за неполного разделения частиц с соседними зарядами после прохождения пучка через твердую мишень.

Во всех случаях сечения потери одного электрона $\sigma_{z-2, z-1}^s$ гелиеподобными ионами, образованными в твердой мишени, больше аналогичных сечений $\sigma_{z-2, z-1}^a$ и $\sigma_{z-2, z-1}^l$ для ионов, выведенных непосредственно из ускорителя или полученных в результате обдирки литиеподобных ионов в тонкой газовой мишени, причем величины отношений $\sigma_{z-2, z-1}^s / \sigma_{z-2, z-1}^a$ и $\sigma_{z-2, z-1}^s / \sigma_{z-2, z-1}^l$ изменяются от 2÷6 при $v = 4 \cdot 10^8$ см/сек до 1,2÷1,8 при $v = 12 \cdot 10^8$ см/сек. Это означает, что в пучке гелиеподобных ионов, образованных в твердой пленке, относительное количество метастабильных частиц больше, чем в пучках ионов, полученных двумя другими способами, т. е. $\alpha_s > \alpha_a$ и $\alpha_s > \alpha_l$.

Величины сечений захвата одного электрона $\sigma_{z-2, z-3}^j$, а также сечений потери и захвата двух электронов $\sigma_{z-2, z}^j$ и $\sigma_{z-2, z-1}^j$ для гелиеподобных ионов, образованных различными способами, совпадают в пределах экспериментальных ошибок (см. рис. 1 и 2).

§ 3. Определение сечений потери электрона невозбужденными и метастабильными гелиеподобными ионами

В пучках быстрых гелиеподобных частиц, образованных путем ионизации невозбужденных литиеподобных ионов в однократных столкновениях, количество невозбужденных и метастабильных частиц, находящихся соответственно в состояниях $(1s^2)$ и $(1s2s)$, пропорционально сечениям потери 2s- и 1s-электронов литиеподобными ионами $\sigma_{2s}^{(1)}(1s^2 2s)$ и $\sigma_{1s}^{(1)}(1s^2 2s)$ (здесь и в дальнейшем в скобках указано начальное состояние ионов, нижние индексы обозначают удаляемый электрон, а верхние индексы 1 и 2 указывают, что сечения относятся, соответственно, к газу, находящемуся в мишени, в которой образуются гелиеподобные ионы, или к газу в камере

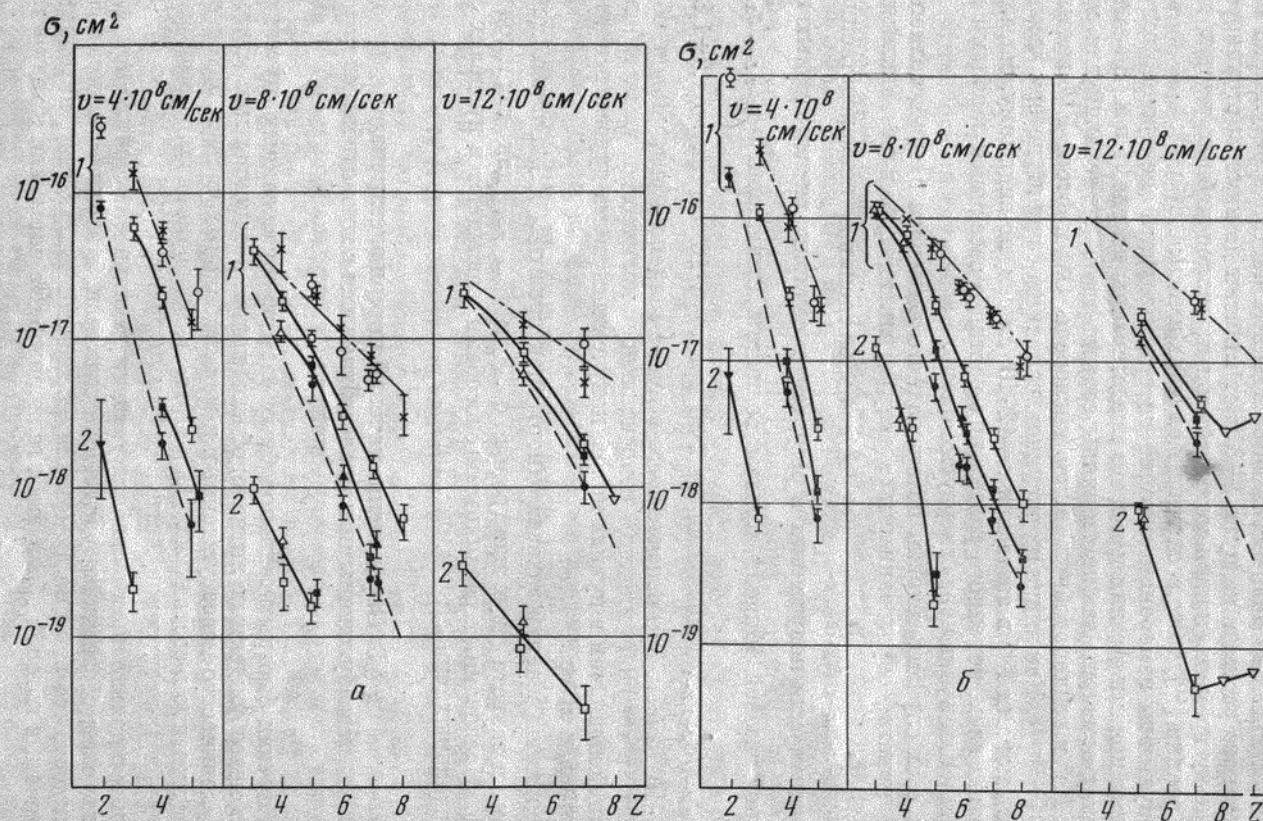
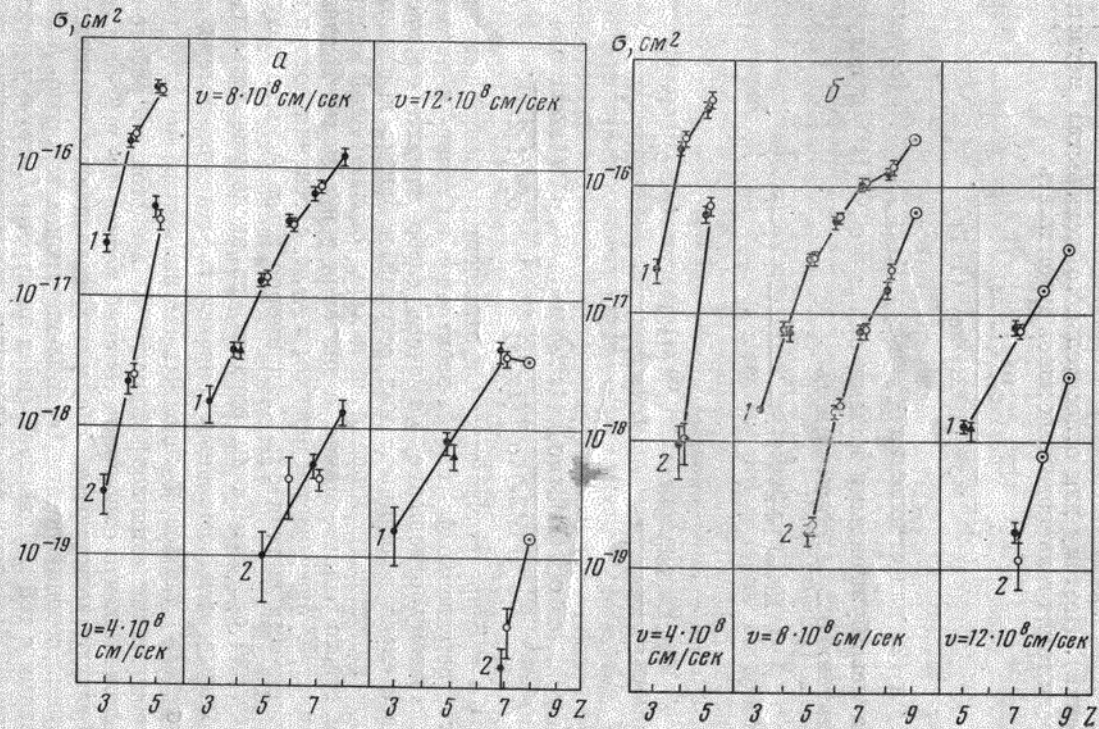


Рис. 1. Сечения потери электрона гелиеподобными ионами в гелии (а) и в азоте (б) при v , равных $4 \cdot 10^8$, $8 \cdot 10^8$ и $12 \cdot 10^8$ см/сек в зависимости от заряда их ядер Z . Цифрами 1 и 2 указаны сечения потери соответственно одного и двух электронов $\sigma_{Z-2, Z-1}$ и $\sigma_{Z-2, Z}$. Средние сечения, непосредственно полученные в эксперименте: для ионов, образованных обдиркой литиеподобных частиц и азоте — $\blacksquare$ и гелии — $\blacktriangle$ ($j=l$); для ионов, прошедших твердую пленку — $\square$ ($j=s$); $\triangle$ — сечения для ионов, полученных из циклотрона ($j=a$); ∇ — сечения для ионов O^{+8} и F^{+7} , прошедших твердую пленку, из [13, 14]. Черными кружками ($\bullet$) показаны сечения $\sigma^0_{Z-2, Z-1}$ для невозбужденных частиц, светлыми ($\circ$) и крестиками ($\times$) — сечения $\sigma^m_{Z-2, Z-1}$ для метастабильных частиц, полученные по формулам (5) и (6), соответственно. Штриховыми и штрих-пунктирными линиями изображены наиболее вероятные значения $\sigma^0_{Z-2, Z-1}$ и $\sigma^m_{Z-2, Z-1}$. Для $Z=2$ значками $\circ$ и $\bullet$ представлены сечения σ_{10^m} и σ_{10^0} из [3], а $\blacktriangledown$ — сечения σ_{02} из [12].

Рис. 2. Сечения захвата электрона гелиеподобными ионами в гелии (а) и азоте (б) при v , равной $4 \cdot 10^8$; $8 \cdot 10^8$ и $12 \cdot 10^8$ см/сек в зависимости от заряда их ядер Z : $\bullet$ — для ионов, прошедших через твердую мишень ($j=s$); $\circ$ — для ионов, полученных путем ионизации лигнеподобных ионов ($j=l$); $\blacktriangle$ — для ионов, полученных непосредственно из циклотрона ($j=a$); $\odot$ — для ионов, образованных в твердой мишени, из [13, 14]. Цифрами 1 и 2 указаны сечения захвата соответственно одного и двух электронов $\sigma_{Z-2, Z-3}$ и $\sigma_{Z-2, Z-4}$.



столкновений). Поэтому для относительного количества метастабильных частиц среди таких гелиеподобных ионов будем иметь

$$\alpha_l = \frac{\sigma_{1s}^{(1)}(1s^2 2s)}{\sigma_{2s}^{(1)}(1s^2 2s) + \sigma_{1s}^{(1)}(1s^2 2s)}. \quad (2)$$

Из (1) и (2) для отношения $K^0 = \sigma_{Z-2, Z-1}^0 / \sigma_{Z-2, Z-1}^l$ (сечения потери электрона невозбужденными ионами $\sigma_{Z-2, Z-1}^0 = \sigma_{1s}^{(2)}(1s^2)$ к полученному в опытах сечению $\sigma_{Z-2, Z-1}^l$) будем иметь

$$K^0 = (1 + \varepsilon) \left\{ 1 + \frac{rbc(1 + \gamma)}{a} + (1 - r)\varepsilon \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где

$$a = \frac{\sigma_{1s}^{(2)}(1s^2)}{\sigma_{1s}^{(2)}(1s^2 2s)}, \quad b = \frac{\sigma_{2s}^{(2)}(1s 2s)}{\sigma_{2s}^{(2)}(1s^2 2s)}, \quad \varepsilon = \frac{\sigma_{1s}^{(1)}(1s^2 2s)}{\sigma_{2s}^{(1)}(1s^2 2s)},$$

$$c = \frac{\sigma_{2s}^{(2)}(1s^2 2s)}{\sigma_{2s}^{(1)}(1s^2 2s)} \frac{\sigma_{1s}^{(1)}(1s^2 2s)}{\sigma_{1s}^{(2)}(1s^2 2s)}, \quad \gamma = \frac{\sigma_{1s}^{(2)}(1s 2s)}{\sigma_{2s}^{(2)}(1s 2s)}.$$

Величины a и b представляют собой отношения сечений потери одних и тех же соответственно $1s$ - или $2s$ -электронов из гелие- и литиеподобных ионов и поэтому отношение b/a очень слабо зависит от предположений относительно величины самих сечений и близко к единице. Величина c при наполнении мишени и камеры столкновений одним и тем же газом строго равна единице, а значения γ и ε малы. В связи с этим коэффициент K^0 оказывается близким к $1/2$, т. е. сечения потери электрона невозбужденными ионами $\sigma_{Z-2, Z-1}^0$ примерно вдвое меньше полученных в опыте сечений $\sigma_{Z-2, Z-1}^l$. Таким образом, из экспериментальных сечений $\sigma_{Z-2, Z-1}^l$ оказывается возможным определить сечения потери электрона $\sigma_{Z-2, Z-1}^0 = \sigma_{1s}^{(2)}(1s^2)$ для невозбужденных частиц.

Конкретные значения коэффициента K^0 в настоящей работе получены в предположении, что отношения сечений потери $1s$ - и $2s$ -электронов, которые образуют величины a , b , c , γ и ε , совпадают с соответствующими отношениями сечений потери $1s$ - и $2s$ -электронов водородо- и литиеподобными ионами с той же энергией связи электрона I , что и у рассматриваемых частиц¹⁾. При этом использовались экспериментальные зависимости сечений потери электрона водородо- и литиеподобными ионами от I , которые, как правило, мало отличаются от теоретических или полуэмпирических зависимостей, полученных в работах [15-17]. Значения I взяты из таблиц, помещенных в работах [18, 19].

Поскольку входящая в (3) величина

$$\varepsilon = \frac{\sigma_{1s}^{(1)}(1s^2 2s)}{\sigma_{2s}^{(1)}(1s^2 2s)} = \frac{1}{a'} \frac{\sigma_{1s}^{(1)}(1s^2)}{\sigma_{2s}^{(1)}(1s^2 2s)}$$

($a' = \sigma_{1s}^{(1)}(1s^2) / \sigma_{1s}^{(1)}(1s^2 2s)$) зависит от сечения $\sigma_{1s}^{(1)}(1s^2)$, которое до вычисления коэффициента K^0 , строго говоря, неизвестно, то значения K^0 на-

¹⁾ Из результатов настоящей работы (см. § 6) следует, что для ионов с $Z \geq 6$ зависимость сечений $\sigma_{Z-2, Z-1}^0$ от энергии связи I оказывается несколько более сильной, чем для водородоподобных частиц (см. рис. 3). Однако учет этого обстоятельства приводит к изменению величины b/a , а следовательно, и коэффициента K^0 не более, чем на 1%.

ходились по следующей, полученной путем преобразования выражения (3), формуле, в которой явная зависимость K^0 от ε сведена к минимуму:

$$K^0 = \left\{ 1 + \frac{rbc(1+\gamma-\delta/r)}{a} + (1-r)\varepsilon \right\}^{-1}, \quad (4)$$

где

$$\delta = \frac{\sigma_{z-2,z-1}^I}{\sigma_{2s}^{(2)}(1s^22s)} = \frac{1}{b} \frac{\sigma_{z-2,z-1}^I}{\sigma_{2s}^{(2)}(1s^22s)}.$$

Проведенный расчет показывает, что отношение b/a для рассматриваемых ионов практически не зависит от рода газа, пропускаемого через камеру столкновений, и для всех исследованных случаев лежит между 0,6 и 1,6. Поскольку форма кривых зависимости сечений потери электрона от I в гелии и азоте несколько различна, то в случае наполнения камеры столкновений гелием, а мишени азотом, значения c близки к 0,6–0,7, а при наполнении камеры столкновений азотом, а мишени гелием (в опытах с ионами C^{+4} и N^{+5} при $v=8 \cdot 10^8$ см/сек) имеем $c \approx 1,7$. При наполнении камеры столкновений и мишени одинаковыми газами имеем $c=1$. Величины δ определяются практически непосредственно из экспериментальных сечений, так как значения $\sigma_{2s}^{(2)}(1s^22s)$ близки к полученным на опыте сечениям потери электрона невозбужденными литиеподобными ионами

$\sigma_{z-3,z-2} = \sigma_{2s}^{(2)}(1s^22s) + \sigma_{1s}^{(2)}(1s^22s)$. Величины δ увеличиваются с ростом v от $\delta \approx 0,03$ для ионов N^{+4} при $v=8 \cdot 10^8$ см/сек до $\delta \approx 0,3$ для тех же ионов при $v=12 \cdot 10^8$ см/сек. Во всех случаях имеем также $\gamma \leq 0,07$ и $(1-r)\varepsilon \leq 0,02$.

Вычисленные таким образом значения K^0 для рассматриваемых ионов заключены в пределах от 0,4 до 0,7. Следует отметить, что при наполнении мишени азотом сечения $\sigma_{z-2,z-1}^I$ на 20–30% ниже полученных при замене газа мишени на гелий. Однако на такую же величину увеличиваются и значения коэффициента K^0 , вследствие чего, как показали экспериментальные результаты для ионов углерода C^{+4} и азота N^{+5} , величины $\sigma_{z-2,z-1}^0$ оказываются в обоих случаях практически одинаковыми (см. рис. 1). Ошибка коэффициента K^0 определяется в основном погрешностями при определении отношений b/a и c и составляет величины порядка 10–20%. В результате суммарная ошибка найденных сечений $\sigma_{z-2,z-1}^0$ составляет 20–25%.

Из экспериментальных значений $\sigma_{z-2,z-1}^0$ могут быть определены также и сечения потери электрона метастабильными ионами $\sigma_{z-2,z-1}^M$. Поскольку величины $\sigma_{z-2,z-1}^M$ и $\sigma_{z-2,z-1}^0$ в формуле (1) равноправны, то для отношения $K^M = \sigma_{z-2,z-1}^M / \sigma_{z-2,z-1}^0$ можно написать выражение, аналогичное формуле (3):

$$K^M = \frac{1+\varepsilon}{r\varepsilon} \left\{ 1 + \frac{a}{rbc(1+\gamma)} [1 + (1-r)\varepsilon] \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Из этого выражения видно, что в отличие от K^0 значения K^M существенным образом зависят от величины ε , которая до определения сечений $\sigma_{z-2,z-1}^0$ известна с малой точностью. Поэтому значения K^M , а следовательно, и сечения $\sigma_{z-2,z-1}^M$, можно определить практически только после нахождения сечений $\sigma_{z-2,z-1}^0$ и оценки на этой основе величин ε . Ошибка полученных таким образом значений $\sigma_{z-2,z-1}^M$ складывается из ошибок величин $\sigma_{z-2,z-1}^0$ и ε и близка к 30%.

Так как сечения $\sigma_{2s}(1s^2 2s)$ и $\sigma_{2s}(1s 2s)$ соответствуют потере $2s$ -электронов литие- и гелиеподобными частицами, которые отличаются только количеством электронов во внутренней оболочке, то значения $\sigma_{Z-2, Z-1}^M = (1 + \gamma) \sigma_{2s}(1s 2s)$ могут быть также оценены и из экспериментальных величин $\sigma_{Z-3, Z-2} = (1 + \epsilon) \sigma_{2s}(1s^2 2s)$ для литиеподобных частиц:

$$\sigma_{Z-2, Z-1}^M = b \frac{1 + \gamma}{1 + \epsilon} \sigma_{Z-3, Z-2}. \quad (6)$$

Значения коэффициента $b(1 + \gamma)/(1 + \epsilon)$, полученные в указанных выше предположениях, заключены в пределах от 0,4 до 0,7. Таким образом, сечения потери электрона метастабильными гелиеподобными ионами $\sigma_{Z-2, Z-1}^M$ в среднем примерно в два раза меньше сечений потери электрона $\sigma_{Z-3, Z-2}^0$ невозбужденными литиеподобными ионами того же элемента. Ошибка величин $\sigma_{Z-2, Z-1}^M$, вычисленных по формуле (6), близка к 20%. Значения $\sigma_{Z-2, Z-1}^M$, полученные из (5) и (6), в пределах указанной точности совпадают (см. рис. 1).

Полученные сечения потери электрона невозбужденными и метастабильными гелиеподобными ионами $\sigma_{Z-2, Z-1}^0$ и $\sigma_{Z-2, Z-1}^M$ приведены на рис. 1 вместе с экспериментальными значениями $\sigma_{Z-2, Z-1}^j$. Штриховыми линиями показаны наиболее вероятные значения $\sigma_{Z-2, Z-1}^0$, которые следуют из всей совокупности полученных данных о $\sigma_{Z-2, Z-1}^0$. При $Z \leq 5$, в соответствии с выводами § 6, они определяются соотношением

$$\sigma_{Z-2, Z-1}^0 = 2[\sigma_{1s}(1s) - \sigma_{Z-2, Z}^0],$$

где $\sigma_{1s}(1s)$ — сечение потери электрона водородоподобными ионами с той же энергией связи электрона I , что и в рассматриваемой гелиеподобной частице. Штрих-пунктиром даны наиболее вероятные значения $\sigma_{Z-2, Z-1}^M$, полученные по формуле (6) из сглаженной экспериментальной зависимости сечений потери электрона литиеподобными ионами $\sigma_{Z-3, Z-2}$ от энергии связи электрона I .

§ 4. Относительное количество метастабильных частиц в пучках гелиеподобных ионов

Из соотношений (1) и (2) для относительного количества метастабильных частиц α_j в ионном пучке имеем

$$\alpha_j = \frac{1}{r} \frac{(\sigma_{Z-2, Z-1}^j / \sigma_{Z-2, Z-1}^0) - 1}{(\sigma_{Z-2, Z-1}^M / \sigma_{Z-2, Z-1}^0) - 1}. \quad (7)$$

Таким образом, если сечения потери электрона невозбужденными $\sigma_{Z-2, Z-1}^0$ и метастабильными $\sigma_{Z-2, Z-1}^M$ ионами известны, то по найденным в эксперименте средним сечениям потери электрона $\sigma_{Z-2, Z-1}^j$ можно определить значения α_j . При вычислении величин α_j в качестве значений $\sigma_{Z-2, Z-1}^0$ и $\sigma_{Z-2, Z-1}^M$ в формуле (7) были взяты их наиболее вероятные значения, показанные на рис. 1 пунктиром и штрих-пунктиром. Полученные таким образом относительные количества метастабильных частиц α_i , α_s и α_a в пучках гелиеподобных ионов, возникших в результате ионизации литиеподобных частиц в тонкой газовой мишени, образованных при прохождении

пучка ионов через твердую пленку, и для гелиеподобных ионов, полученных непосредственно из ускорителя, приведены в таблице. Относительная ошибка α_i в соответствии с (7) в 2–3 раза больше относительной ошибки сечений $\sigma_{z-2,z-1}^l$ и составляет в среднем величину порядка 30 %.

§ 5. Сечения захвата одного и двух электронов и потери двух электронов гелиеподобными ионами

По результатам измерений средних сечений любого процесса для двух ионных пучков с различным, но известным содержанием метастабильных частиц (например, по результатам измерений величин σ^l и σ^s при известных α_i и α_s) можно, вообще говоря, определить отдельно сечения этого процесса σ^0 и σ^m для невозбужденных и метастабильных частиц. Из формулы (1), в частности, имеем

$$\begin{aligned} \frac{\sigma^0}{\sigma^l} &= \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_i} - \frac{\sigma^s}{\sigma^l} \right) / \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_i} - 1 \right), \\ \frac{\sigma^m}{\sigma^l} &= \left(\frac{\sigma^s}{\sigma^l} \frac{1-\alpha_i}{\alpha_i} - \frac{1-\alpha_s}{\alpha_i} \right) / \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_i} - 1 \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Полученные в настоящей работе сечения захвата одного и двух электронов и сечения потери двух электронов приводят к следующим средним значениям σ^s/σ^l и величинам среднего отклонения от них:

$$\frac{\sigma_{z-2,z-3}^s}{\sigma_{z-2,z-3}^l} = 0,98 \pm 0,15, \quad \frac{\sigma_{z-2,z-4}^s}{\sigma_{z-2,z-4}^l} = 1,1 \pm 0,3, \quad \frac{\sigma_{z-2,z}^s}{\sigma_{z-2,z}^l} = 0,8 \pm 0,2.$$

Экспериментальная ошибка этих отношений практически совпадает с приведенными здесь величинами среднего разброса.

Из этих значений σ^s/σ^l и приведенных в таблице величин α_s и α_i по формуле (8) для отношения искомых сечений σ^0 и σ^m к измеренным σ^l получаются следующие средние значения и средние отклонения от них:

для захвата одного электрона:

$$\frac{\sigma_{z-2,z-3}^0}{\sigma_{z-2,z-3}^l} = 1,01 \pm 0,03, \quad \frac{\sigma_{z-2,z-3}^m}{\sigma_{z-2,z-3}^l} = 0,7 \pm 0,5 (\pm 0,2),$$

для захвата двух электронов:

$$\frac{\sigma_{z-2,z-4}^0}{\sigma_{z-2,z-4}^l} = 0,98 \pm 0,05, \quad \frac{\sigma_{z-2,z-4}^m}{\sigma_{z-2,z-4}^l} = 1,4 \pm 1,8 (\pm 0,6)$$

и для потери двух электронов:

$$\frac{\sigma_{z-2,z}^0}{\sigma_{z-2,z}^l} = 1,1 \pm 0,1, \quad \frac{\sigma_{z-2,z}^m}{\sigma_{z-2,z}^l} = 0,2 \pm 0,7 (\pm 0,2).$$

Ввиду того, что отношения σ^s/σ^l близки к единице, а значения α_s в большинстве случаев в несколько раз больше величин α_i , ошибка отношения σ^0/σ^l оказывается существенно меньше ошибки $\Delta(\sigma^s/\sigma^l)$ отношения σ^s/σ^l и близка к $(\alpha_i/\alpha_s)\Delta(\sigma^s/\sigma^l)$, а ошибка отношения σ^m/σ^l значительно больше ошибки $\Delta(\sigma^s/\sigma^l)$ и близка к $(1/\alpha_s)\Delta(\sigma^s/\sigma^l)$. В связи с этим для процессов захвата и потери двух электронов ошибка индивидуальных значений

Ион	$10^8 \frac{v,}{\text{см/сек}}$	α_s		α_l				α_a	
		—		Газ в мишени He		Газ в мишени N ₂		—	
		Газ в камере столкновений							
		He	N ₂	He	N ₂	He	N ₂	He	N ₂
Li ⁺	{ 4	—	0,3±0,2	—	—	—	—	—	—
	8	0,5±0,2	0,4±0,2	—	—	—	—	—	0,4±0,2
	12	0,16±0,05	—	—	—	—	—	—	—
Be ⁺²	{ 4	—	0,23±0,10	—	—	0,04±0,03	0,04±0,03	—	—
	8	0,4±0,2	0,65±0,30	—	—	—	—	0,10±0,05	0,2±0,1
B ⁺³	{ 4	—	0,075±0,030	—	—	0,03±0,02	0,014±0,010	—	—
	8	0,37±0,10	0,31±0,07	—	—	0,15±0,05	0,09±0,03	—	—
	12	0,33±0,10	0,22±0,07	—	—	—	—	0,10±0,05	0,08±0,05
C ⁺⁴	8	0,20±0,05	0,17±0,05	0,06±0,02	0,07±0,02	—	0,034±0,015	—	—
N ⁺⁵	{ 8	0,14±0,05	0,10±0,03	0,04±0,02	—	0,03±0,01	0,03±0,01	—	—
	12	0,15±0,10	0,12±0,10	—	—	0,13±0,04	0,07±0,05	—	—
O ⁺⁶	8	0,09±0,04	0,06±0,03	—	—	—	0,15±0,10	—	—
							0,015±0,010		

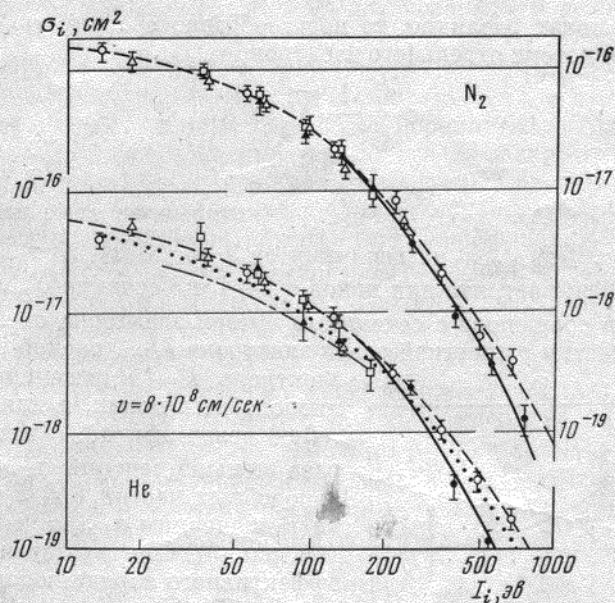


Рис. 3. Сечения потери отдельного электрона σ_i в зависимости от энергии его связи I для различных ионов в гелии и в азоте при $v=8 \cdot 10^8$ см/сек; $\circ$ (и пунктир) — $\sigma_{1s}(1s)$ для водородоподобных частиц; $\bullet$ (и сплошная кривая) — $\sigma_{1s}(1s^2)$ для невозбужденных гелиеподобных ионов; $\square$ и $\blacktriangle$ — сечения $\sigma_{2s}(1s2s)$ для метастабильных гелиеподобных ионов, полученные соответственно по формулам (5) и (6); Δ — $\sigma_{2s}(1s^22s)$ для литиеподобных частиц; точечная кривая — теоретические значения $\sigma_{1s}(1s)$ из [15]; штрих-пунктирная — теоретические значения $\sigma_{1s}(1s^2)$ из [22]

σ^u/σ^l оказывается больше 100%. Однако для всей совокупности значений этих отношений ошибка составляет соответственно $\sim 40\%$ и $\sim 100\%$. Эти ошибки указаны в скобках.

Из приведенных отношений видно, что сечения σ^0 захвата одного и двух электронов и сечения потери двух электронов невозбужденными гелиеподобными ионами совпадают в пределах точности измерений с соответствующими экспериментальными сечениями σ^l для гелиеподобных ионов, образованных путем потери электрона литиеподобными ионами в тонкой газовой мишени. Для аналогичных сечений σ^u , относящихся к метастабильным ионам, получены лишь довольно грубые оценки, из которых, однако, можно заключить, что сечения захвата одного электрона σ_{Z-3} и потери двух электронов $\sigma_{Z-2,Z}^u$ метастабильными частицами, по-видимому, несколько меньше соответствующих сечений $\sigma_{Z-2,Z-3}^0$ и $\sigma_{Z-2,Z}^0$ для невозбужденных ионов.

§ 6. Обсуждение полученных результатов

а) О сечениях потери электронов гелиеподобными ионами

Полученные сечения потери электрона $\sigma_{Z-2,Z-1}^0$ невозбужденными гелиеподобными ионами интересно сопоставить с аналогичными сечениями $\sigma_{Z-1,Z}$ для водородоподобных частиц. При этом, поскольку число электро-

нов q в этих ионах различно, то целесообразно сравнивать, как показано в [10], сечения потери отдельного электрона

$$\sigma_i = \frac{1}{q} \sum_s s \sigma_{i,i+s},$$

т. е. величины $\sigma_{Z-2}^0 = \frac{1}{2} \sigma_{Z-2,Z-1}^0 + \sigma_{Z-2,Z}^0$ (которые во всех наших случаях отличаются от $\frac{1}{2} \sigma_{Z-2,Z-1}^0$ на величину от 3 до 10%) и $\sigma_{Z-1} = \sigma_{Z-1,Z}$. Это сравнение показывает, что для ионов с $Z=4$ и 5 сечения σ_{Z-2}^0 в пределах ошибок опыта совпадают с сечениями потери электрона σ_{Z-1} для водородоподобных частиц с энергией связи электрона I_{Z-1} , равной энергии связи

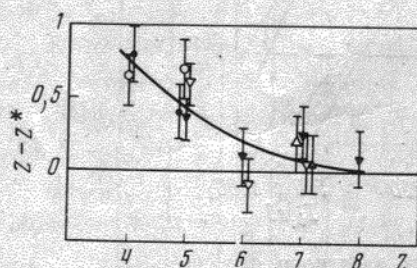


Рис. 4. Значения $Z-Z^*$, соответствующие экспериментальным сечениям потери электрона невозбужденными гелиеподобными ионами в гелии (светлые точки) и в азоте (черные точки) в зависимости от заряда ядер ионов Z : $\bullet, \circ - v=4 \cdot 10^8$ см/сек; $\nabla - v=8 \cdot 10^8$ см/сек; $\blacktriangle, \triangle - v=12 \cdot 10^8$ см/сек

электрона I_{Z-2} в рассматриваемых гелиеподобных ионах, а для ионов с $Z=6-8$ величины σ_{Z-2}^0 примерно в 1,5 раза меньше сечений σ_{Z-1} для водородоподобных частиц с $I_{Z-1}=I_{Z-2}$ и близки к значениям σ_{Z-1} для $I_{Z-1} \approx 1,15 I_{Z-2}$ (см. рис. 3). Соответствующие значения эффективного заряда водородоподобных частиц $Z^* = (I_{Z-1}/I_0)^{1/2}$, где $I_0 = 13,6$ эв, для ионов с $Z=4$ и 5 оказываются близкими к $Z-0,6$, а для ионов с $Z=6-8$ — близкими к Z (см. рис. 4).

Поскольку волновая функция электрона в невозбужденных гелиеподобных ионах близка к кулоновской волновой функции в поле заряда $Z-0,3$, а освобожденный электрон на больших расстояниях от ядра находится в кулоновском поле заряда $Z-1$, то соответствие величин σ_{Z-2}^0 (при $Z \leq 5$) сечениям потери электрона водородоподобными частицами с зарядами $Z^*=Z-0,6$, которые являются промежуточными между величинами $Z-0,3$ и $Z-1$, представляется довольно естественным. В связи с этим следует отметить, что экспериментальные сечения ионизации гелия протонами [20] при $v > 2v_0$ также соответствуют сечениям ионизации водородоподобных частиц с зарядом ядер $Z^*=Z-0,65$, или, иначе говоря, с такой же энергией связи электрона, как и в атоме гелия. Результат же для ионов с $Z=6-8$ с той же точки зрения представляется аномальным. Он противоречит выводам, вытекающим из теоретических расчетов сечений потери K -электрона неводородоподобными частицами [21, 22] по методу Мерзбахера и Льюиса [24], согласно которым в области $Zv_0/v > 1$, где $v_0 = e^2/\hbar = 2,19 \cdot 10^8$ см/сек, при увеличении параметра Zv_0/v разница между значениями Z и Z^* должна увеличиваться. Понижение сечений для ионов с $Z=6-8$ имеет, по-видимому, ту же природу, что и отмеченное в обзоре Гарсия, Фортнера и Каванага [23] понижение сечений выбивания протонами K -электронов из атомов легких элементов.

Для метастабильных гелиеподобных частиц сечения потери отдельного электрона σ_{Z-2}^M практически не отличаются от сечений потери одного $2s$ -электрона $\sigma_{Z-2,Z-1}^M$, которые, как уже указывалось выше (§ 3), совпадают с сечениями потери электрона невозбужденными литиеподобными ионами с той же энергией связи электронов I . Следует отметить, что в области I от 20 до 200 эв, к которой принадлежат найденные сечения $\sigma_{Z-2,Z-1}^M$, при одинаковых значениях I сечения потери $2s$ -электрона совпа-

дают с сечениями потери 1s-электрона для водородо- и гелиеподобных частиц (рис. 3).

Полученные сечения потери двух 1s-электронов $\sigma_{Z-2,Z}^0$ невозбужденными гелиеподобными частицами были сопоставлены с взятыми из работы [10] сечениями потери двух электронов бериллиеподобными ионами, во внешней L-оболочке которых имеется по два 2s-электрона. Для ионов с одинаковыми значениями энергии связи удаляемых внешних 1s и 2s-электронов эти сечения в пределах экспериментальных ошибок совпадают.

При рассмотрении сечений потери двух электронов $\sigma_{Z-2,Z}^M$ метастабильными гелиеподобными частицами следует иметь в виду, что энергии связи 1s- и 2s-электронов в этих ионах близки к энергиям связи 1s- и 2s-электронов в литиеподобных ионах с тем же зарядом i , а количество 1s-электронов вдвое меньше. В связи с этим сечения $\sigma_{i,i+2}^M$ для гелиеподобных ионов должны быть примерно вдвое меньше сечений $\sigma_{i,i+2}$ для невозбужденных литиеподобных частиц с тем же зарядом i . Учитывая это, из полученных в настоящей работе значений $\sigma_{Z-2,Z}^0 = \sigma_{i,i+2}(1s^2)$ и известных ранее [10] сечений потери двух электронов $\sigma_{i,i+2}(1s^2 2s)$ литиеподобными ионами для отношения сечений потери двух электронов метастабильными и невозбужденными гелиеподобными ионами получим

$$\frac{\sigma_{Z-2,Z}^M}{\sigma_{Z-2,Z}^0} \approx \frac{1}{2} \frac{\sigma_{i,i+2}(1s^2 2s)}{\sigma_{i,i+2}(1s^2)} = 0,7 \pm 0,3,$$

что согласуется с экспериментальной оценкой этого отношения, полученной в § 5.

б) О сечениях захвата электрона простейшими ионными системами

Поскольку полученные в эксперименте сечения захвата электрона $\sigma_{Z-2,Z-3}^I$ практически совпадают с соответствующими сечениями $\sigma_{Z-2,Z-3}^0$ для невозбужденных частиц, представляется разумным провести сравнение этих сечений с сечениями захвата электрона $\sigma_{i,i-1}$ другими наиболее простыми ионными системами: атомными ядрами и водородо- и литиеподобными ионами.

Такое сопоставление сечений захвата электрона для частиц с числом электронов $N=Z-i$ от 0 до 3 показывает, что для ионов с большими зарядами i , для которых отношение $\eta = I(n_0)/\frac{1}{2}\mu v^2$ больше единицы (здесь $I(n_0)$ — энергия связи электрона в ближайшей к ядру незаполненной электронной оболочке с главным квантовым числом $n=n_0$; μ — масса электрона), сечения $\sigma_{i,i-1}$ практически не зависят от числа N находящихся в ионе электронов и пропорциональны i^2 , а при $\eta \leq 1$ существенно различаются для ионов с различными значениями N , причем для гелиеподобных ионов сечения $\sigma_{i,i-1}$ меньше, чем для водородо- и литиеподобных частиц (рис. 5). Однако значения сечений, деленные на число вакансий $p(n_0)$ в ближайшей к ядру незаполненной электронной оболочке, для ионов всех четырех типов при одинаковых значениях $I(n_0)$ оказываются практически одинаковыми (рис. 6). При этом величины $\sigma_{i,i-1}/p(n_0)$ пропорциональны $I^\alpha(n_0)$, где $\alpha \sim 2$ при $\eta \leq 0,2$ и $\alpha \approx 3/2$ при $\eta = 0,2 \div 1$. Значения $\sigma_{i,i-1}$, соответствующие единой для всех ионов зависимости $\sigma_{i,i-1}/p(n_0)$ от $I(n_0)$, изображенной на рис. 6 сплошной линией, хорошо описывают поведение сечений захвата электрона $\sigma_{i,i-1}$ при изменении N в области $\eta < 1$ (см. рис. 5). При $\eta \sim 1$ значения $\sigma_{i,i-1}/p(n_0)$ становятся пропорциональ-

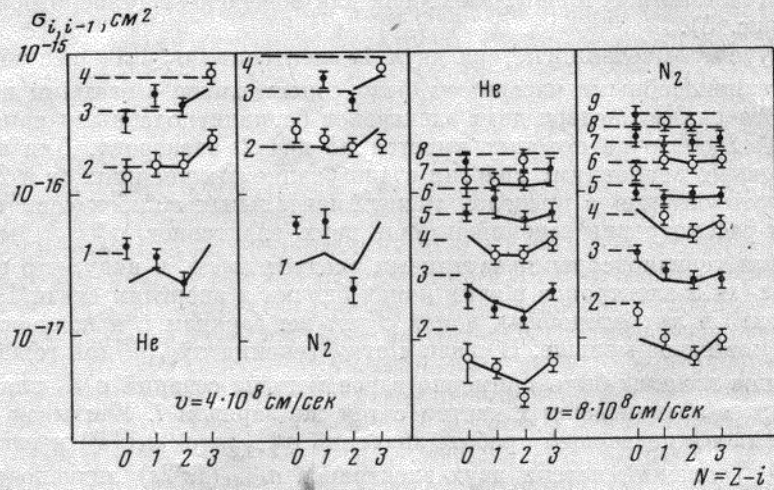


Рис. 5. Сечения захвата электрона $\sigma_{i,i-1}$ простейшими атомными системами в гелии и в азоте в зависимости от количества N находящихся в ионе электронов при $v=4 \cdot 10^8$ и $8 \cdot 10^8$ см/сек. Точками показаны экспериментальные сечения; сплошными линиями даны значения $\sigma_{i,i-1}$, соответствующие общей для всех ионов зависимости $\sigma_{i,i-1}/p(n_0)$ от $I(n_0)$ при $\eta < 1$; штриховыми линиями — значения $\sigma_{i,i-1}$, пропорциональные i^2 для $\eta > 1$. Цифрами от 1 до 9 указан заряд ионов i

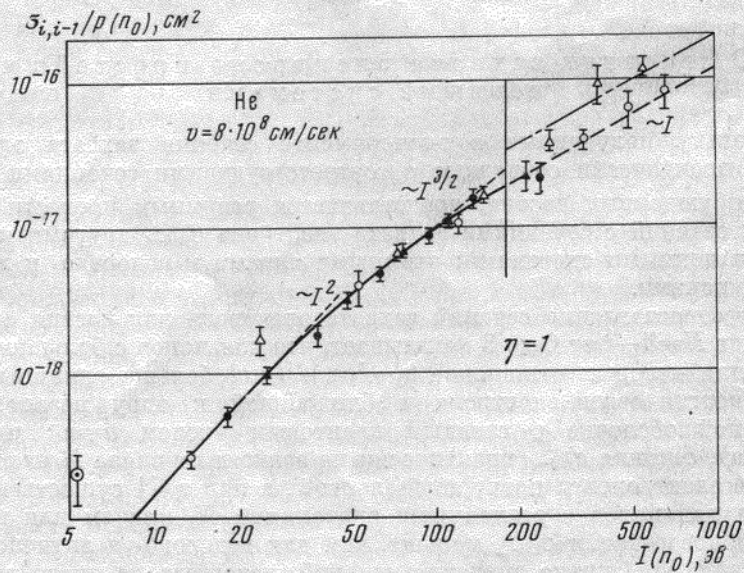


Рис. 6. Значения $\sigma_{i,i-1}/p(n_0)$ в гелии для невозбужденных ионов с различным числом электронов N в зависимости от $I(n_0)$: $\circ, \triangle, \bullet$ и $\blacktriangle$ — для N , равного 0, 1, 2 и 3, соответственно. Сплошной линией представлена общая для всех ионов кривая зависимости $\sigma_{i,i-1}/p(n_0)$ от $I(n_0)$ при $\eta < 1$. Мелким пунктиром показаны зависимости типа $I^2(n_0)$ и $I^{3/2}(n_0)$ при $\eta < 1$; пунктиром и штрих-пунктиром даны значения $\sigma_{i,i-1}/p(n_0)$, пропорциональные $I(n_0)$ в области $\eta > 1$ для ионов с N , равным 0, 2 и 3, и для ионов с $N=1$, соответственно. $\odot$ — сечения σ_{10^8} для ионов Li^+

ными $I(n_0)$, что соответствует квадратичной зависимости $\sigma_{i, i-1}$ от i , характерной для ионов с большими зарядами.

Полученные экспериментальные данные о сечениях захвата электрона водородоподобными ионами в состоянии с главным квантовым числом $n \geq 1$ и гелиеподобными ионами в состоянии с $n \geq 2$ дают возможность оценить сечения захвата электрона только в состоянии с $n=1$. Из этих оценок следует, что при $\eta < 1/2$ величина сечения захвата электрона в состоянии с $n \geq 2$ не превышает 20–30% от величины сечения захвата электрона в состоянии с $n=1$. Однако в области $\eta > 1/2$ относительная вероятность захвата электрона в состоянии с $n \geq 2$ быстро возрастает с ростом $I(n_0)$ и для ионов с $\eta > 1$ сечения захвата электрона в состоянии с $n \geq 2$ практически совпадают с измеряемыми в эксперименте сечениями $\sigma_{z, z-1}$ и $\sigma_{z-1, z-2}$. В связи с этим становится понятным определяющая роль величин $p(n_0)$ и $I(n_0)$ в области $\eta \leq 1$ и отсутствие зависимости $\sigma_{i, i-1}$ от N в области $\eta > 1$.

Интересно отметить, что эти выводы следуют также и из простейшей квантовомеханической формулы Бринкмана — Крамерса [24, 25] для сечений захвата электрона атомными ядрами с зарядом Z , если при применении ее к частицам с числом электронов $N > 0$ величину Z/n заменить на $[I(n)/I_0]^{1/2}$, а величину n^2 — на $1/2 p(n)$, где $I(n)$ и $p(n)$ — средняя энергия связи электрона и число вакансий в состояниях с главным квантовым числом n . Из этой формулы следует, что при $\eta > 1$ захват электрона осуществляется преимущественно в возбужденные состояния с энергией связи $I(n) \approx 1/4 \mu v^2 + I_c$ (I_c — энергия связи захватываемых электронов в атоме среды), поэтому сечение захвата электрона определяется зарядом ионов i и их скоростью v и не зависит от N . В области же $\eta \leq 1$ значения $\sigma_{i, i-1}$ должны быть пропорциональны сумме $\sum_n p(n) [I(n)]^{1/2}$, и поэтому для

невозбужденных гелиеподобных частиц, если бы выполнялось соотношение $I(n) = i^2 I_0 / n^2$ и, в частности $I(n_0) = i^2 I_0 / 4$, величины $\sigma_{i, i-1} / p(n_0)$ должны бы быть на 30% больше, чем для ядер с тем же значением $I(n_0)$. Но из-за того, что для гелиеподобных ионов реальные значения $I(n_0)$ больше, чем $i^2 I_0 / 4$, величины $\sigma_{i, i-1} / p(n_0)$ для ионов с $n=0$ и 2 различаются не более чем на 15%.

При рассмотрении сечений захвата электрона $\sigma_{Z-2, Z-3}^M$ метастабильными гелиеподобными ионами следует иметь в виду, что при захвате электрона в состоянии с $n \geq 2$ образуются литиеподобные частицы с K -вакансией, большая часть которых автоионизуется с переходом в основное состояние гелиеподобных ионов еще до выхода частиц из камеры столкновений [26]. Поэтому получаемые на опыте сечения захвата электрона метастабильными ионами должны быть близки к сечению захвата электрона только в вакантное состояние K -оболочки. Отсюда следует, что при $\eta \geq 1$, когда метастабильные ионы захватывают электрон главным образом в состояние с $n \geq 2$, сечения $\sigma_{Z-2, Z-3}^M$ должны быть меньше величин $\sigma_{Z-2, Z-3}^0$ для невозбужденных частиц, а при $\eta < 1$ больше, чем $\sigma_{Z-2, Z-3}^0$. В частности, при $\eta \leq 1$, когда сечения захвата электрона пропорциональны $p(n_0) [I(n_0)]^{1/2}$, величины $\sigma_{Z-2, Z-3}^M$ в соответствии с известными значениями $I(n_0)$ [18] должны превышать величины $\sigma_{Z-2, Z-3}^0$ в $4[(Z-0,2)/(Z-1,75)]^2$ раз, т. е. для ионов с $Z = (7 \div 10)$ — на порядок, а для ионов с $Z = (3 \div 4)$ — на два порядка.

Отношения $\sigma_{Z-2, Z-3}^M / \sigma_{Z-2, Z-3}^0$ могут быть оценены, исходя из полученной экспериментальной зависимости $\sigma_{i, i-1} / p(n_0)$ от $I(n_0)$. Для тех случаев, когда средние сечения захвата электрона гелиеподобными ионами в наших опытах были определены при двух разных способах их образования,

значения η для метастабильных частиц заключены в пределах от 0,8 (для ионов B^{+3} при $v=12 \cdot 10^8$ см/сек) до ~ 7 (для тех же ионов B^{+3} при $v=4 \cdot 10^8$ см/сек) и поэтому величины $\sigma_{z-2,z-3}^m / \sigma_{z-2,z-3}^0$ должны находиться в пределах от ~ 1 до $\sim 0,1$, а значения $\sigma_{z-2,z-3}^0 / \sigma_{z-2,z-3}^j$ между 1,0 и 1,1. Эти величины хорошо согласуются с непосредственными экспериментальными оценками этих отношений, полученными в § 5.

Для однозарядных ионов лития со скоростями $4 \cdot 10^8$, $8 \cdot 10^8$ и $12 \cdot 10^8$ см/сек, для которых в наших опытах были получены только значения σ_{10}^s , величины η равны соответственно 4,4; 0,6 и 0,3. В связи с этим отношения $\sigma_{10}^m / \sigma_{10}^0$ должны быть близки к 3; 5 и 30, а значения $\sigma_{10}^0 / \sigma_{10}^s$ составлять величины $\sim 1,5$; $\sim 0,3$ и $\sim 0,2$, т. е. сечения захвата электрона невозбужденными ионами Li^+ должны быть в 1,6, ~ 3 и ~ 5 раз меньше найденных в эксперименте средних значений σ_{10}^s . Это подтверждается сравнением экспериментальных величин σ_{10}^s со значениями σ_{10}^c , найденными из общей для всех частиц кривой зависимости $\sigma_{i,i-1}/p(n_0)$ от $I(n_0)$ (см. рис. 6).

Авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам группы обслуживания 72-сантиметрового циклотрона, особенно Ю. П. Дивногорцеву, Ю. А. Дружинину, В. А. Калите, В. А. Ларину и А. С. Кондратьеву за помощь во время проведения эксперимента.

Институт ядерной физики
Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
11 июня 1974 г.

Литература

- [1] И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Я. А. Теплова. Phys. Lett., 26A, 122, 1968.
- [2] H. B. Gilbody, R. Browning, G. Levy, A. J. McIntosh, K. F. Dunn. J. of Phys., B1, 863, 1968.
- [3] H. B. Gilbody, K. F. Dunn, R. Browning, C. J. Latimer. J. of Phys., B3, 1105, 1970.
- [4] H. Tawara. J. Phys. Soc. Japan, 31, 236, 1971.
- [5] R. E. Miers, L. W. Anderson. Phys. Rev., A1, 819, 1970.
- [6] Ю. А. Ташаев, И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Я. А. Теплова. VII Int. Conf. Phys. Electr. and Atom. Collis., Abstr. of Papers, Amsterdam, 1971, p. 1094.
- [7] В. С. Николаев, И. С. Дмитриев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова. ЖЭТФ, 40, 989, 1961.
- [8] В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, И. С. Дмитриев, Я. А. Теплова. ЖЭТФ, 41, 89, 1961.
- [9] И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова. ЖЭТФ, 42, 16, 1962.
- [10] И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Л. Н. Фатеева, Я. А. Теплова. ЖЭТФ, 43, 361, 1962.
- [11] В. С. Сенашенко, Б. Теку. Вестник МГУ, Физика и астрономия, 3, 120, 1968.
- [12] S. K. Allison. Phys. Rev., 110, 670, 1958.
- [13] J. R. Macdonald, F. W. Martin. Phys. Rev., A4, 1965, 1971.
- [14] J. R. Macdonald, S. M. Ferguson, T. Chiao, L. D. Ellswort, S. A. Savoy. Phys. Rev., A5, 1158, 1972.
- [15] И. С. Дмитриев, Я. М. Жилейкин, В. С. Николаев. ЖЭТФ, 49, 500, 1965.
- [16] В. С. Сенашенко, В. С. Николаев, В. Ю. Шафер, И. С. Дмитриев. Вестник МГУ, Физика и астрономия, 2, 36, 1970.
- [17] В. С. Николаев, В. С. Сенашенко, В. Ю. Шафер. Вестник МГУ, Физика и астрономия, 3, 357, 1973.

- [18] Ch. Moor. Atomic Energy Levels, Circular of the Nat. Bureau of Stand. 467, 1949.
- [19] W. Lotz. JOSA, 58, 915, 1968.
- [20] G. W. Hooper, D. S. Harner, D. W. Martin, E. W. McDaniel. Phys. Rev., 125, 2000, 1962.
- [21] E. Merzbacher, H. W. Lewis. Handbuch der Physik, 34, 165, 1958.
- [22] В. С. Сенашенко, В. С. Николаев, И. С. Дмитриев. ЖЭТФ, 54, 1203, 1968.
- [23] J. D. Garsia, R. J. Fortner, T. M. Kavanagh. Rev. Mod. Phys., 45, 111, 1973.
- [24] M. C. Brinkman, H. A. Kramers. Proc. Acad. Sci. Amsterdam, 33, 973, 1930.
- [25] В. С. Николаев. УФН, 85, 679, 1965.
- [26] И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Я. А. Теплова. ЖЭТФ, 61, 1359, 1971.

**EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ELECTRON LOSS
AND CAPTURE BY FAST UNEXCITED AND METASTABLE
HELIUM-LIKE IONS IN ION-ATOMIC COLLISIONS**

I. S. Dmitriev, V. S. Nikolaev, Yu. A. Tashaev, Ya. A. Teplova

The mean cross sections for loss or capture of one or two electrons are determined for beams of helium-like particles containing a metastable component, the particles being produced as the result of loss of an electron by lithium-like ions and obtained by passing the fast particle beam through a thin celluloid film. From the results of these measurements the cross sections for electron loss or capture by unexcited helium-like ions are found and also the cross sections for electron loss by metastable helium-like ions with nuclear charges Z from 3 to 8 traversing helium or nitrogen with velocities varying between $4 \cdot 10^8$ and $12 \cdot 10^8$ cm/sec. The electron loss and capture cross sections thus obtained are compared with the cross sections for other simple atomic systems. The relative number of metastable particles in beams of helium-like ions produced in the indicated manner are determined.
