

ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНА В РАЗЛИЧНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ Ar^{+Z} У АТОМОВ He

*В.В.Афросимов, А.А.Басалаев, М.Н.Панов,
Г.А.Лейко*

Экспериментально найдено, что сечение захвата ионами Ar^{+Z} ($Z = 3 - 7$) составляет $1 - 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Монотонной зависимости сечения от Z не имеется. Ионы $Ar^{+(Z-1)}$ образуются только в возбужденных состояниях, число заселяемых при захвате состояний мало (2 – 3).

Изучение взаимодействия многозарядных ионов с атомами газа и, особенно, процессов захвата электронов этими ионами представляет значительный интерес для анализа роли многозарядных ионов примесей в энергетическом балансе высокотемпературной плазмы, а также для создания эффективных методов получения частиц с энергией возбуждения в десятки эв.

Основной задачей при изучении процессов захвата является установление величин сечений захвата, зависимости сечений от заряда на-

летающего иона и определение электронных состояний образующихся ионов меньшей зарядности. Экспериментальные данные, свидетельствующие об образовании возбужденных ионов в процессах захвата электронов приводились и ранее [1, 2], но сведений о заселенности состояний и об абсолютных величинах сечений таких процессов до сих пор не имелось.

Нами была разработана методика измерений абсолютных величин сечений захвата электрона в определенные электронные состояния. Для выделения процесса $Ag^{+Z} + He \rightarrow Ag^{+(Z-1)} + He^+$ использовался анализ зарядовых состояний быстрых и медленных ионов и регистрация обоих ионов — $Ag^{+(Z-1)}$ и He^+ , образующихся в одном и том же столкновении, методом совпадений. В процессе захвата свободные электроны не образуются, и каждому электронному состоянию образующихся ионов отвечает определенное изменение их кинетической энергии. Поэтому для определения электронных состояний регистрируемых ионов — продуктов столкновения применялся прецизионный анализ кинетических энергий этих ионов. Исследованный диапазон энергий E налетающих ионов Ag^{+Z} составлял $(1 - : -4)Z$ кэВ. Разрешающая способность при анализе спектров энергий ионов, определяемая разбросом энергий ионов в первичном ионном пучке и параметрами анализатора энергий ионов-продуктов, позволяла отдельно изучать заселение уровней, находящихся на расстоянии друг от друга $\Delta E \gtrsim 0,5Z$ эВ. Описанная методика позволяла не только непосредственно выделить процесс одноэлектронного захвата и измерить его абсолютное сечение, но и впервые получить данные о заселенности состояний, образующихся при захвате многозарядными ионами.

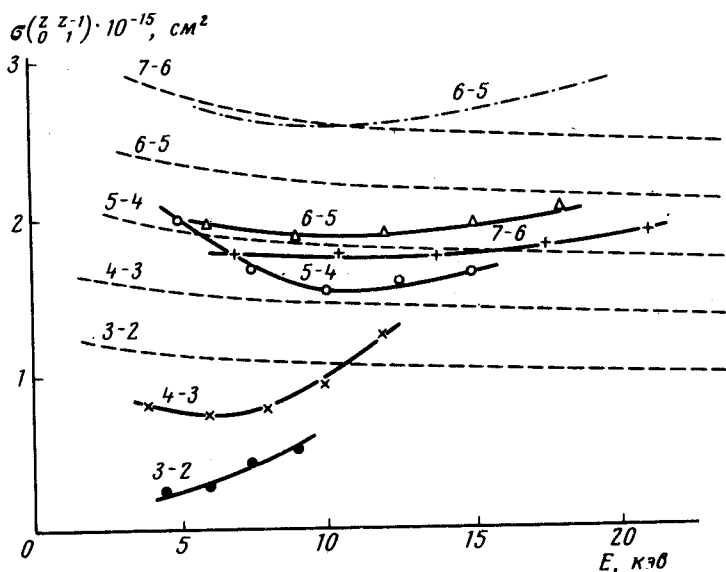


Рис. 1. Полные сечения захвата одного электрона $Ag^{+z}He(1s^2) \rightarrow Ag^{+(z-1)} + He^+(1s)$ во все состояния образующихся ионов аргона $Ag^{+(z-1)}$, $z = 3 - 7$. Изменение зарядового состояния аргона указано у соответствующих кривых. Сплошные кривые — настоящая работа, штриховые — расчет на основе работы [7], штрих-пунктирная — данные работы [3]

Данные о полных сечениях захвата электрона во все состояния ионов $\text{Ar}^{+(Z-1)}$ (рис. 1) показывают, что монотонной зависимости сечения от заряда Z , предсказываемой теорией (Z^2 [4, 5], $Z^{1.5}$ [6], $Z \ln Z$ [7]) для $Z = 3 - 7$ не наблюдается. В то же время видно, что абсолютные сечения, рассчитанные на основе формул работы [7], удовлетворительно согласуются по порядку величины с экспериментальными и могут быть использованы для оценки сечений захвата. Отметим тот факт, что полные сечения захвата слабо зависят от энергии налетающих ионов E в изучаемом интервале, а для процессов $4 - 3$, $5 - 4$, $6 - 5$ экспериментальные кривые имеют даже минимумы.

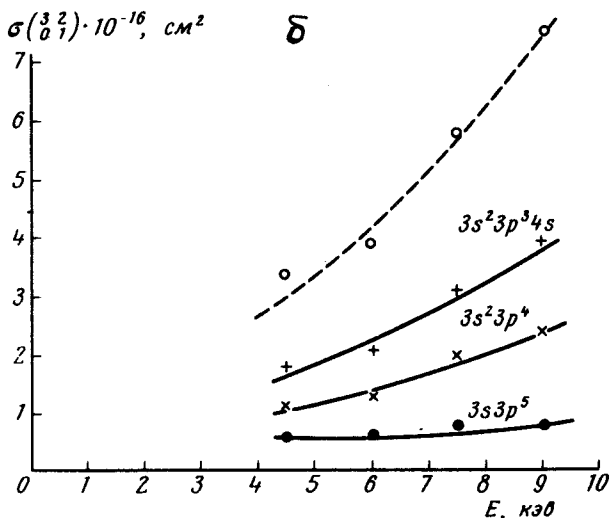
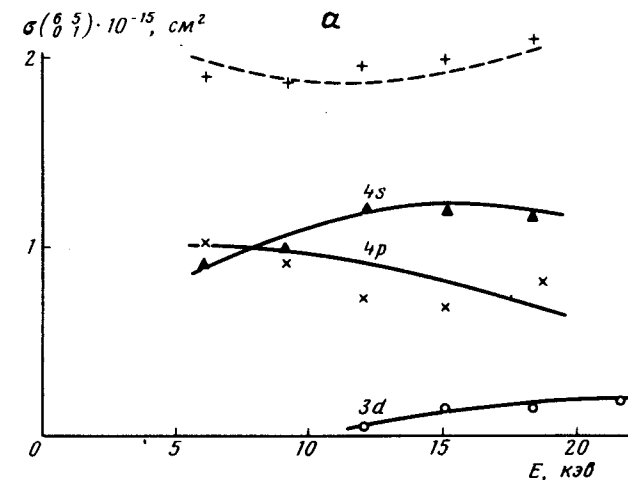


Рис. 2. Сечения захвата электрона в определенные состояния: а — для процесса $\text{Ar}^{+6} + \text{He}(1s^2) \rightarrow \text{Ar}^{+5}(n,l) + \text{He}^+(1s)$. Пунктирная линия — полное сечение захвата во все состояния, сплошные — в определенные состояния Ar^{+5} , указанные у соответствующей кривой. б. Для процесса $\text{Ar}^{+3} + \text{He}(1s^2) \rightarrow \text{Ar}^{+2}(n,l) + \text{He}^+(1s)$. Обозначения те же

Исследование сечений захвата в определенные состояния ионов $\text{Ar}^{+(Z-1)}$ показывает, что при $Z > 3$ заселяются практически только возбужденные состояния. Число этих состояний мало (2 — 3), а переходы на них отвечают экзотермическим процессам. Наличие минимумов на кривых рис. 1 связано с перераспределением заселенности возбужденных состояний при изменении энергий сталкивающихся частиц E и с различием хода зависимостей сечений $\sigma(E)$ для захвата в каждое из состояний. В качестве иллюстрации на рис. 2, а приведены измерен-

ные в настоящей работе сечения захвата электрона в различные состояния иона Ar^{+5} : $-4s$ (энергия возбуждения иона $\Delta E = 42,4 \text{ эВ}$), $-4p$ ($\Delta E = 53,2 \text{ эВ}$) и $3d$ ($\Delta E = 27,1 \text{ эВ}$) для процесса $\text{Ar}^{+6} + \text{He} \rightarrow \text{Ar}^{+5}(n, l) + \text{He}^+(1s)$.

В исследованной области скоростей ионов Ar^{+Z} ($0,03 - 0,15 \text{ ат. ед.}$) процесс захвата электрона можно рассматривать как результат переходов Ландау – Зинера при квазипересечении начального термина системы $[\text{Ar}^{+Z} + \text{He}(1s^2)]$ с терминами конечных состояний $[\text{Ar}^{+(Z-1)}(n, l) + \text{He}^+(1s)]$. Известно, что для каждого такого перехода величина сечения в максимуме может быть использована для оценки межъядерного расстояния R , где расположено квазипересечение [8]. Переход в состояние $4s$ иона Ar^{+5} имеет максимальное сечение $1,2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ при $E \sim 15 \text{ кэВ}$ (рис. 2, а), что дает $R = 5,5 \text{ а}$. Оценка R из условия равенства разности энергий состояний $[\text{Ar}^{+6} - \text{He}]$ и $[\text{Ar}^{+5}4s - \text{He}^+(1s)]$ и энергии кулоновского отталкивания ионов Ar^{+5} и He^+ дает $R = 5,7 \text{ а}$. Согласие таких оценок величины R , найденных и для других пар, свидетельствует о применимости модели Ландау – Зинера для описания процесса захвата одного электрона.

В случае меньших $Z - \text{Ar}^{+3} - \text{He}$ (рис. 2, б) картина переходов оказывается более сложной, и наблюдаются как экзотермические переходы на уровень $3s^2 3p^4$ иона Ar^{+2} ($\Delta E \sim 2 \text{ эВ}$), так и эндотермические переходы на уровень $3s^2 3p^3 4s$ ($\Delta E \sim 26 \text{ эВ}$). Это связано с тем, что состояние системы $[\text{Ar}^{+2} 2s^2 3p^3 4s - \text{He}^+(1s)]$ расположено выше, но достаточно близко ($\sim 2 \text{ эВ}$) к начальному состоянию $\text{Ar}^{+3} - \text{He}$. В таких условиях наряду с переходами Ландау – Зинера на уровень $3s^2 3p^4$ становятся возможными переходы, описываемые моделью Розена – Зинера – Демкова. Энергия возбуждения третьего состояния показывает, что его заселение связано с процессом еще одного типа – двухэлектронным переходом – захватом электрона из оболочки атома He с одновременным возбуждением остова иона Ar^{+3} , приводящим к образованию иона Ar^{+2} в состоянии $3s 3p^5$.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 октября 1977 г.

Литература

- [1] M.W.Siegel, J.E.Ohen, J.W.Boring. Phys. Rev. Lett., 28, 465, 1972.
- [2] V.V.Afrosimov, G.A.Leiko, M.N.Panov. IX ICPEAC Abstracts of Papers, Seattle, 183, 1975.
- [3] A.Müller, E.Salzborn. Phys. Lett., 59A, 19, 1976.
- [4] M.Grynsinski. Phys. Rev., 138, 305, 1965.
- [5] Л.П.Пресняков, А.Д.Уланцев. Квантовая электроника, 11, 1377, 1974.
- [6] A.Salop, R.E.Olson. Phys. Rev., A13, 1312, 1976.
- [7] М.И.Чибисов. Письма в ЖЭТФ, 24, 56, 1976.
- [8] B.L.Moiseiwitsch. Met. Spect. Suppl. J. Atm. Terr. Phys., 2, 23, 1955.