

02;12

©1994 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ГЕЛИЯ С АТОМАМИ Ne, Ar, Kr, Xe ПРИ кэВ ЭНЕРГИЯХ

В.В.Афросимов, А.А.Басалаев, М.Н.Панов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 8 февраля 1994 г.)

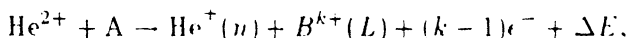
Методом совпадений с одновременным анализом зарядовых состояний обеих частиц, участвующих в одном и том же акте столкновений, выделены процессы захвата, захвата с ионизацией и двойного захвата электронов при взаимодействии ионов He^{2+} с атомами инертных газов. На основе спектров потерь кинетических энергий частиц делается вывод о механизме процесса захвата и захвата с ионизацией. Измерены абсолютные величины сечений двойного захвата и двойного захвата с ионизацией для пары $\text{He}^{2+} + \text{Xe}$ при энергии столкновений 1–100 кэВ.

Введение

При столкновении ионов He^{2+} с атомами инертных газов в области кинетических энергий 1–100 кэВ вероятности процессов изменения зарядовых состояний частиц и заселение их электронных состояний определяются взаимодействием термов квазимолекулы $(\text{HeA})^{2+}$ (где А — атомы Ne, Ar, Kr, Xe), образующейся при сближении частиц. Ввиду того что энергия связи электрона в оболочках ns^2np^6 атома-мишени уменьшается при переходе от иона к ксенону, картины термов, между которыми происходят электронные переходы, при одних и тех же межъядерных расстояниях сильно разнятся. В результате вероятности осуществления элементарных процессов изменения зарядовых и электронных состояний частиц для разных атомов-мишеней оказываются существенно различными.

Задачей работы является проведение анализа процессов изменения зарядовых и электронных состояний частиц на основе термов квазимолекулы и полученных в работе экспериментальных данных о спектрах кинетической энергии ионов, образующихся в процессе захвата, и данных о зависимости сечений процессов захвата двух электронов и захвата двух электронов с ионизацией от энергии столкновений.

Для раздельного исследования ионов, образующихся в процессах одноэлектронного захвата и захвата с ионизацией, был использован метод анализа по заряду как быстрых ионов, испытавших столкновение, так и медленных ионов, возникающих из атомов-мишеней,



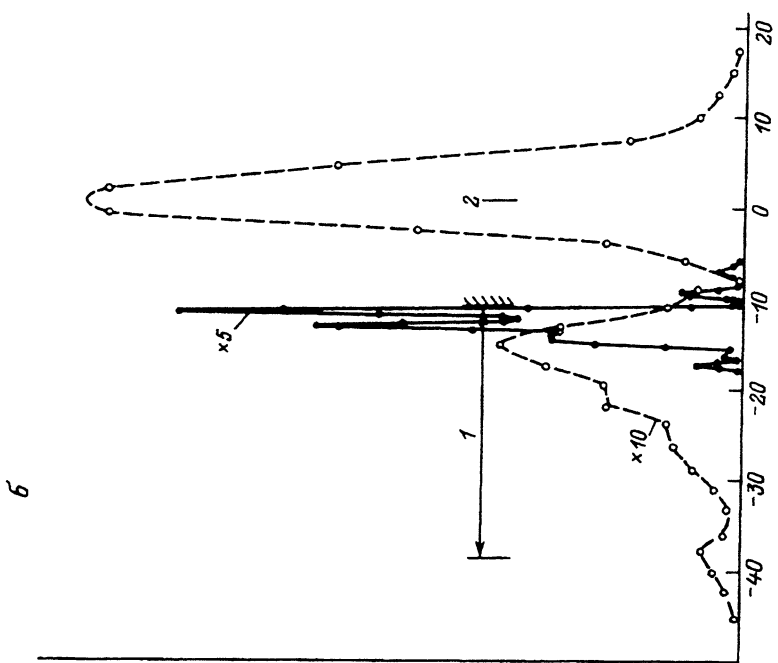
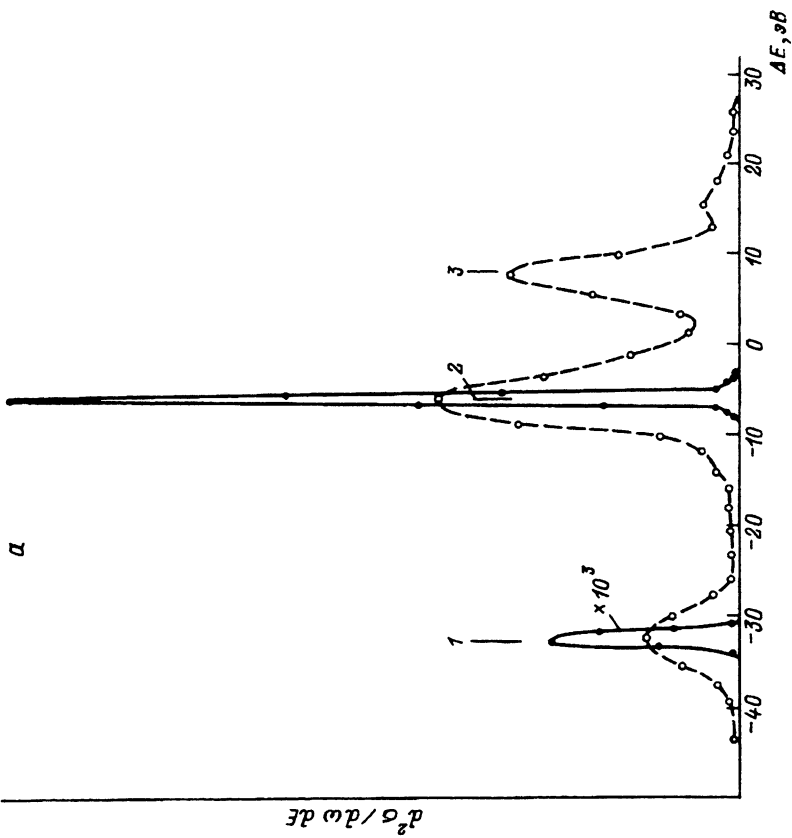
где $\text{He}^+(n)$ — ион, захвативший электрон в состоянии с главным квантовым числом n ; $\text{B}^{k+}(L)$ — медленный ион, образовавшийся в процессе захвата электрона ($k = 1$) или захвата с ионизацией ($k = 2$) в электронном состоянии L ; ΔE — изменение кинетической энергии налетающего иона.

Частицы, партнеры одного и того же акта столкновения, выделялись методом совпадений. Идентификация электронных состояний ионов проводилась по величине ΔE , которая измерялась методом прецизионного (разрешающая способность анализатора $R = 4000$) анализа кинетической энергии ионов He^+ после столкновения. Возможность разделения пиков в спектре кинетической энергии ионов определяется аппаратной функцией анализатора энергии и разбросом по энергии ионов первичного пучка. В результате ширина на полувысоте аппаратной функции при энергии столкновения $E = 2.15$ кэВ составляет 0.8 эВ, а при $E = 30$ кэВ — 7.5 эВ. Подробно методика эксперимента описана в работах [1,2].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

1. Заселение различных электронных состояний частиц, образующихся в процессе захвата одного электрона. На рис. 1 представлены спектры изменения кинетической энергии быстрых ионов He^+ , образовавшихся в процессе захвата электрона у атомов Ne, Ar, Kr, Xe. Положительные значения шкалы ΔE отражают потери энергии быстрой частицей при эндоэнергетических процессах, а отрицательные — увеличение ее кинетической энергии, сопровождающее экзоэнергетические процессы. Вероятности соответствующих электронных переходов определялись непосредственно по интенсивности линий в экспериментальных спектрах.

Процесс захвата электрона у атомов неона в области низких энергий столкновений (рис. 1,а; $E = 2.15$ кэВ) происходит с подавляющей вероятностью из $2s^2$ -подоболочки атома-мишени. При этом ион He^+ образуется в основном состоянии. Таким образом, как следует из картины термов для системы $(\text{HeNe})^{2+}$ [3], процесс определяется переходом Ландау-Зинера в области квазипересечения термов начального и конечного состояний при расстояниях сближения $R = 4.6$ а.е. (рис. 2). Канал процесса с захватом электрона из внешней подоболочки неона $2p^6$ с образованием ионов He^+ и Ne^+ в основных состояниях, который также определяется механизмом Ландау-Зинера, при низких скоростях столкновений неэффективен, так как область квазипересечений соответствующих термов находится при малых межъядерных расстояниях и, как следствие, расщепление между термами велико, что также ведет к уменьшению сечения при данной скорости. Из измерений



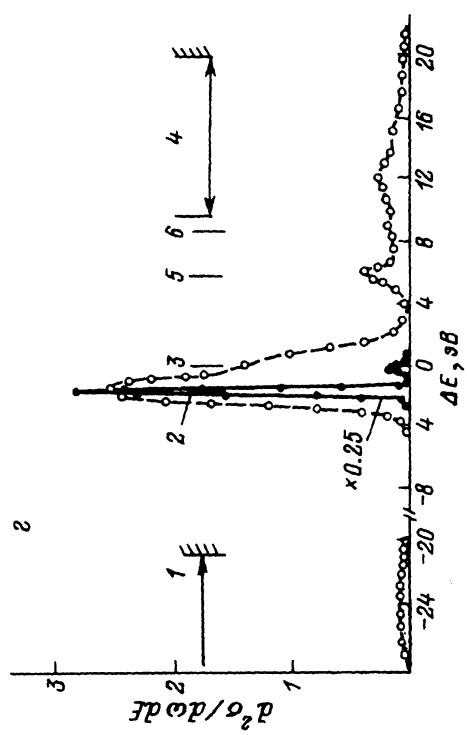
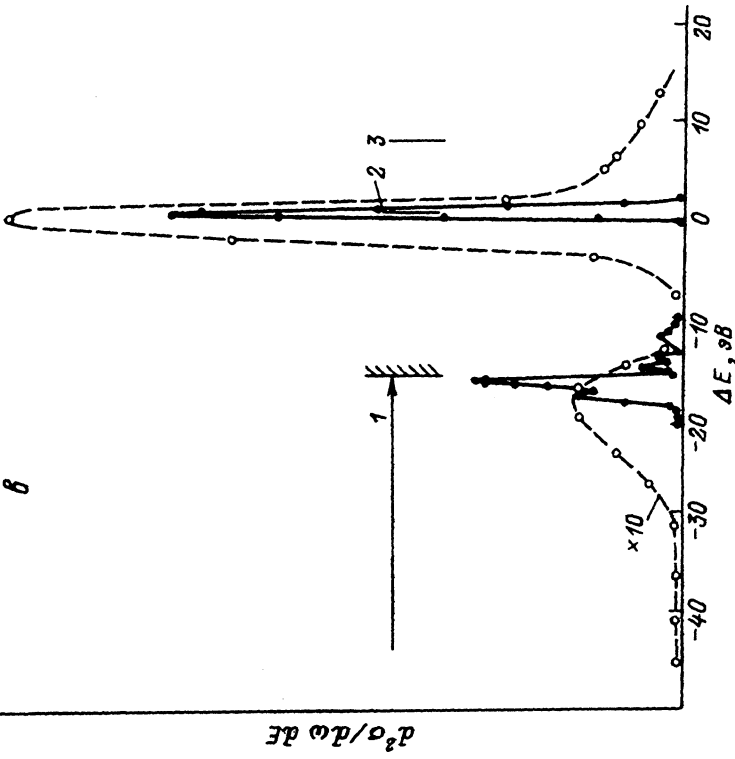


Рис. 1. Спектры потерь энергии ионами He^+ , образующимися в процессе захвата одного электрона ионами He^{2+} .
 Сплошные кривые — $E = 2.15$ кэВ; пунктир — $E = 30$ кэВ для Ar, Kr; 5.4 кэВ для Xe.
 а — пара $\text{He}^{2+} - \text{Ne}$: 1 — $\text{He}^+(1s) + \text{Ne}^+(2p^5 \ 2P)$, 2 — $\text{He}^+(1s) + \text{Ne}^+(2s2p^6 \ 2S)$, 3 — $\text{He}^+(n=2) + \text{Ne}^+(2s^22p^5 \ 2P)$;
 б — пара $\text{He}^{2+} - \text{Ar}$: 1 — $\text{He}^+(1s) + \text{Ar}^{4+}$, 2 — $\text{He}^+(n=2) + \text{Ar}^+(3s^23p^5 \ 2P)$;
 в — пара $\text{He}^{2+} - \text{Kr}$: 1 — $\text{He}^+(1s) + \text{Kr}^{4+}$, 2 — $\text{He}^+(n=2) + \text{Kr}^+(4s^24p^5 \ 2P)$, 3 — $\text{He}^+(n=3) + \text{Kr}^+(4s^24p^5 \ 2P)$;
 з — пара $\text{He}^{2+} - \text{Xe}$: 1 — $\text{He}^+(1s) + \text{Xe}^{4+}$, 2 — $\text{He}^+(n=2) + \text{Xe}^+(P_{3/2})$, 3 — $\text{He}^+(n=2) + \text{Xe}^+(P_{1/2})$, 4 — $\text{He}^+(n=2) + \text{Xe}^{3+}$, 5 — $\text{He}^+(n=3)$, 6 — $\text{He}^+(n=4)$. Шкала ординат линейная.

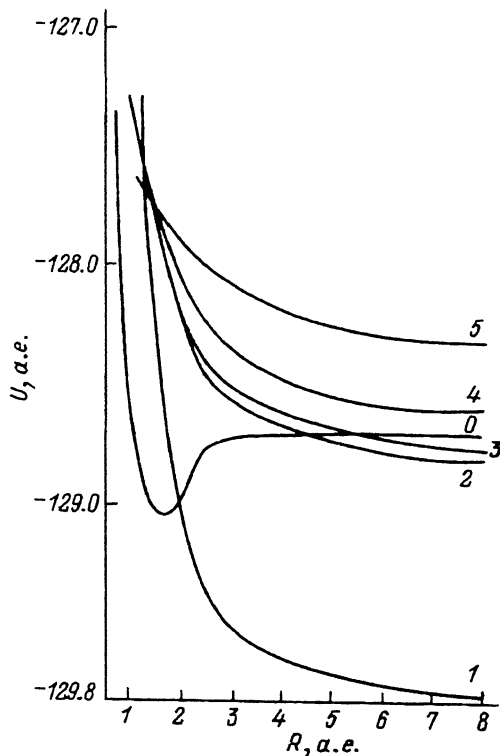


Рис. 2. Адиабатические термы квазимолекулы $(\text{HeNe})^{2+}$.

- 0 — начальный терм $[\text{He}^{2+} - \text{Ne}(^1S)]$;
- 1 — терм $[\text{He}^+(1s) - \text{Ne}^+(2p^5 \ ^2P)]$;
- 2 — терм $[\text{He}^+(1s) - \text{Ne}^+(2s2p^6 \ ^2S)]$;
- 3, 4 — термы $[\text{He}^+(1s) - \text{Ne}^{+*}]$;
- 5 — термы $[\text{He}^+(2l) - \text{Ne}^+(2p^5 \ ^2P)]$.

спектров кинетических энергий ионов He^+ при энергии столкновений 30 кэВ следует, что вероятность канала процесса с образованием обоих ионов в основном состоянии быстро растет с увеличением скорости столкновения. Особенностью термов системы $(\text{HeNe})^{2+}$ является то, что энергия первого возбужденного состояния $\text{Ne}^{+*}(2s2p^6 \ ^2S)$ достаточно велика и составляет 27.2 эВ [4], в результате чего в области межъядерных расстояний $R = 2-4.6$ а.е. отсутствуют какие-либо квазипересечения. Эндоэнергетический канал процесса, в котором захват происходит из внешней подоболочки неона, а быстрый ион He^+ образуется в возбужденном состоянии, эффективно начинается с ростом скорости столкновений.

Энергия связи электронов внешней подоболочки у атома аргона существенно меньше, чем у атома неона. Кроме того, энергия возбуждения электрона внешней оболочки $3s^23p^5$ иона аргона значительно меньше, чем внешней оболочки $2s^22p^5$ иона неона. Это приводит к тому, что для системы $(\text{HeAr})^{2+}$ в диапазоне межъядерных расстояний 2-5 а.е. имеется множество квазипересечений начального терма $[\text{He}^{2+} + \text{Ar}]$ с полосой термов типа $[\text{He}^+(1s) + \text{Ar}^{+*}]$. Как видно из рис. 1, б, при низких энергиях столкновений именно взаимодействие этих термов и определяет вероятность процесса, таким образом, захват одного электрона сопровождается возбуждением образующегося медленного иона и является двухэлектронным процессом. Подобные каналы процесса захвата для пары $\text{Ne}^{2+} + \text{Ne}$ не наблюдались во всем исследованном диапазоне скоростей.

С ростом энергии столкновения относительная вероятность экзoэнергетических каналов процесса быстро уменьшается и, как видно из рис. 1, б, эффективно начинают заселяться состояния иона Ar^+ с меньшей энергией возбуждения, термы которых пересекаются входным термом квазимолекулы при меньших межъядерных расстояниях.

Так же как и при взаимодействии с атомом неона, с ростом скорости столкновения быстро растет вероятность эндоэнергетических каналов процесса, в которых ион Ne^+ образуется в возбужденном состоянии. Заселение этих состояний, может быть, обусловлено связью Демкова [5]. Этот механизм процесса является преобладающим при столкновениях ионов Ne^{2+} с атомами Kr и Xe во всем исследованном диапазоне скоростей (рис. 1, в и г). Причина заключается в том, что разница в энергиях начального и конечного состояний в пределе разъединенных атомов для пары $\text{Ne}^{2+} + \text{Kr}$ составляет 0.4 эВ, а для пары $\text{Ne}^{2+} + \text{Xe}$ — -1.47 эВ и кривые соответствующих термов можно считать параллельными. Роль двухэлектронных каналов процессов с возбуждением электронов атома-мишени для этих систем относительно невелика.

2. Процессы двойного захвата и захвата с ионизацией. Спектры кинетических энергий ионов Ne^+ , образовавшихся в процессе захвата с ионизацией при взаимодействии с атомами Xe , представлены на рис. 3, а, б. Образование свободного электрона в процессе захвата с ионизацией при скоростях сближения частиц, меньших боровских скоростей внешних электронов в атоме-мишени, возможно в результате распада автоионизационных состояний либо квазимолекулярной системы при меняющемся межъядерном расстоянии, либо при распаде автоионизационных атомных или ионных состояний частиц-продуктов процесса, время жизни которых больше времени столкновения. В первом случае спектр кинетической энергии ионов Ne^+ не должен содержать четких линий. Это связано с тем, что изменение энергии ΔE быстрых ионов Ne^+ соответствует разнице потенциальной энергии электронов в начальном и конечном состояниях сталкивающихся частиц, включая образовавшийся свободный электрон. Величина кинетической энергии электрона определяется энергией автоионизационного состояния квазимолекулы и зависит от межъядерного расстояния, при котором произошло образование свободного электрона. В случае образования после столкновения быстрого атома гелия He^{0**} и распада его автоионизационного состояния соответствующий пик в спектре кинетической энергии быстрой частицы также уширяется, но за счет импульса, переданного иону Ne^+ изотропно вылетевшими электронами (энергия электронов 35.5 эВ [6] и при энергии столкновения 30 кэВ это уширение составляет ± 26 эВ). Дискретный спектр потерь энергии быстрой частицы возникает лишь при образовании медленного иона Xe^+ в автоионизационном состоянии и его распаде после разлета частиц.

Как показывают экспериментальные данные (рис. 3, а), при низких энергиях столкновения реализуются только экзoэнергетические каналы процесса захвата с ионизацией. Это означает, что процесс идет за счет взаимодействия с электронами внешней $5s^2 5p^6$ -оболочки Xe , ион Ne^+ образуется в основном состоянии, а свободные электроны — в результате либо распада автоионизационных состояний квазимолекулы, либо ионов Xe^{+**} . На осуществление этого канала указывает то, что потере кинетической энергии ионами Ne^+ от -16 до -6.5 эВ не соответствуют никакие дискретные состояния ионов Xe^{2+} и наблюдаемые

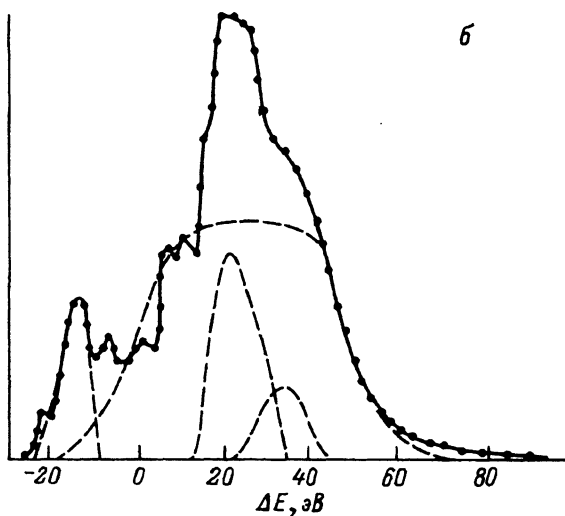
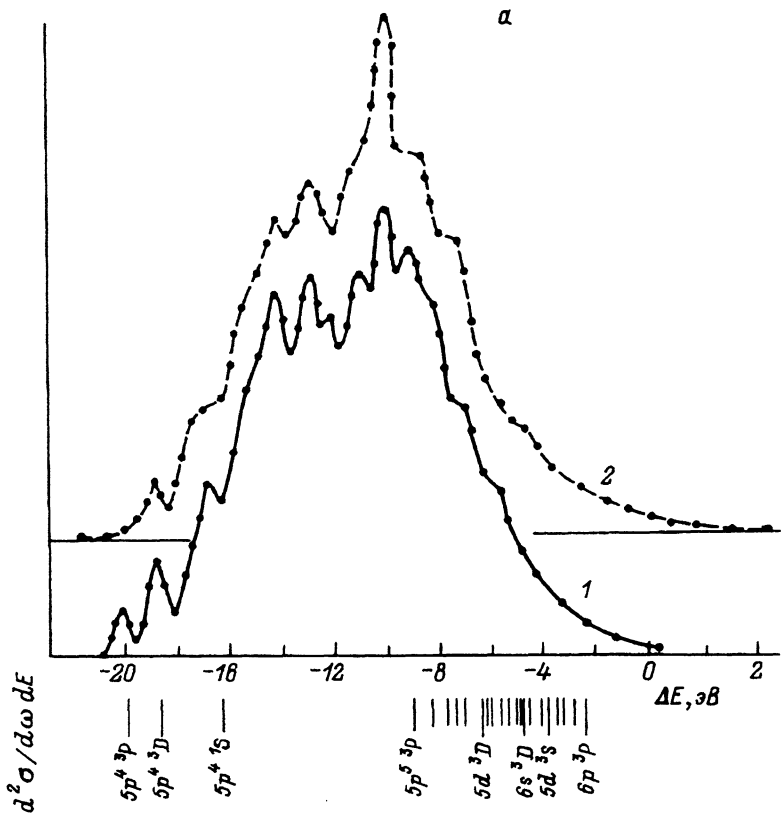


Рис. 3. Спектры потерь энергии ионами He^+ , образующимися в процессе захвата с ионизацией при взаимодействии ионов He^{2+} с атомами ксенона. а — энергия столкновения $E = 1.25$ (1), 2.15 кэВ (2); под шкалой абсцисс приведены потери энергии, соответствующие образованию иона $\text{He}^+(1s)$, ионов Xe^{2+} в указанных электронных состояниях и свободных электронов с нулевой энергией; б — $E = 30$ кэВ.

экспериментально потери энергии в этой области спектра могут быть объяснены образованием свободных электронов с различными кинетическими энергиями.

Наиболее вероятным механизмом осуществления такого канала процесса, согласно работе [7], является переход электрона на свободную $4f\sigma$ -орбиталь с последующим распадом автоионизационного состояния квазимолекулярной системы. Вероятность такого канала реакции зависит от вероятности захвата электрона и распада квазимолекулы. Последняя растет с увеличением времени существования квазимолекулы при уменьшении скорости столкновения. Рост сечения процесса захвата с ионизацией с уменьшением энергии столкновения (кривая 3 на рис. 4,а) подтверждает такую модель рассматриваемого процесса.

Возможен и другой механизм процесса, объясняющий полученный спектр изменения энергии быстрой частицы, — захват электрона из поддолочки $5s^2$ на основной уровень иона He^+ с одновременным возбуждением электрона из внешней $5p^6$ -поддолочки. В этом случае после разлета частиц должны образоваться ионы $\text{Xe}^+(5s5p^5nl)$ в автоионизационном состоянии. При осуществлении этого канала процесса на заселение множества возможных состояний $\text{Xe}^+(5s5p^5nl)$ накладываются определенные ограничения вследствие того, что при медленных атомных столкновениях суммарный спин электронов должен сохраняться. Следовательно, возможно образование только дублетных состояний и число разрешенных конечных состояний относительно невелико. В результате в спектре потерь энергии в эксперименте наблюдается структура, достаточно хорошо воспроизводящаяся при обеих исследованных энергиях. В то же время для реализации этого канала процесса с $\Delta E -10-16$ эВ требуется сближение частиц на расстояние не более 2.7 а.е., что не согласуется с величиной полного сечения, составляющей при этой энергии столкновения $4.8 \cdot 10^{-16}$ см² (рис. 4,б). Поэтому следует предположить, что в области малых энергий осуществляются оба вышеуказанных канала процесса.

При увеличении кинетической энергии налетающего иона (рис. 3,б) эффективными становятся эндоэнергетические каналы процесса захвата с ионизацией. Одним из этих каналов являются образование быстрого атома He^{**} в автоионизационном состоянии и его оже-распад после столкновения, приводящий к образованию иона He^+ . Спектр кинетических энергий возникающих при этом ионов, рассчитанный в предположении изотропного испускания электронов, показан на рис. 3,б. Величина этого пика соответствует сечению данного канала процесса захвата с ионизацией $1.8 \cdot 10^{-16}$ см², что практически совпадает с величиной сечения образования свободных электронов в этом канале $1.5 \cdot 10^{-16}$ см², измеренной в работе [8].

После вычитания из спектра (рис. 3,б) пика, соответствующего распаду автоионизационного состояния He^{0**} , можно выделить три пика, близких по форме к аппаратной функции прибора и отвечающих потерям энергии 16, 25 и 33 эВ. Эти пики можно связать с образованием иона He^+ в состояниях с главными квантовыми числами $n = 1, 2, 3$ двухзарядного иона ксенона в основном состоянии и электрона с кинетической энергией примерно 5 эВ и сечениями $4.4 \cdot 10^{-17}$, $5.5 \cdot 10^{-17}$, $2.1 \cdot 10^{-17}$ см² соответственно. Осуществление данных каналов процес-

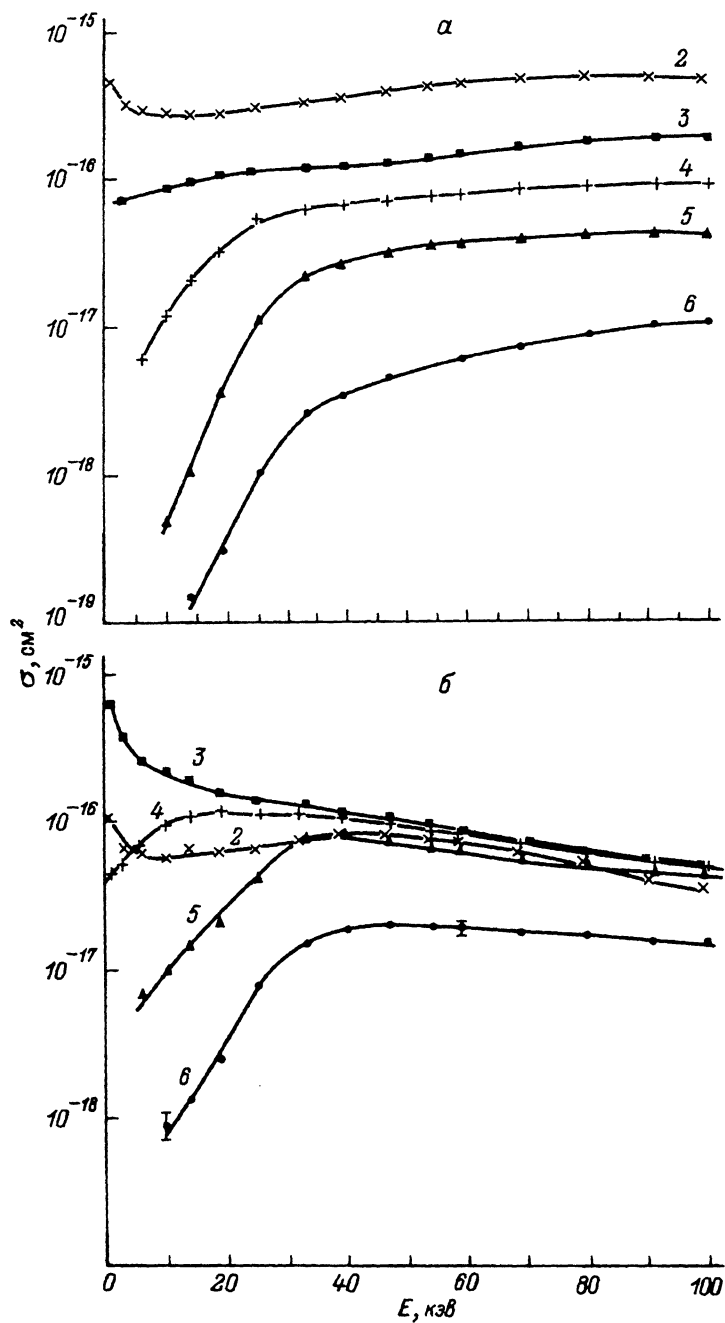


Рис. 4. Сечения процессов захвата с ионизацией и двойного захвата при столкновении $\text{He}^{2+} + \text{Xe} - \text{He}^{(2-m)+} + \text{Xe}^{k+} + (k-m)e^-$.
 а — захват с ионизацией $m = 1$, $k = 2-6$; б — двойной захват $m = 2$, $k = 2-6$. Цифры у кривых — зарядовые состояния ионов Xe^{k+} .

са, по нашему мнению, может быть связано с захватом электрона из $5s^2$ -подоболочки атома ксенона, образованием возбужденного иона в состоянии $Xe^+(5s5p^56l)$ и его автоионизационным распадом. Таким образом, осуществляется канал процесса захвата с ионизацией, который был неэффективен при малой энергии.

В области низких энергий преобладает процесс образования ионов ксенона в результате оже-распада автоионизационного состояния квазимолекулы, ионизация идет за счет потенциальной энергии свободных уровней иона Ne^{2+} . В результате эффективно образуются ионы низкой зарядности. Сечение их образования убывает с ростом энергии столкновения (рис. 4) вследствие уменьшения времени жизни квазимолекулы.

При более высоких энергиях столкновения, по-видимому, осуществляется процесс захвата из внутренних оболочек атома-мишени — из подоболочки $4d$ или $4p$ (энергия связи 68 и 150 эВ соответственно) [9]. Распад автоионизационного состояния иона ксенона с глубокой внутренней вакансией приводит к эффективному образованию ионов более высокой зарядности. На такой механизм процесса указывает практически неизменное соотношение величин сечений образования медленных ионов $Xe^{3+}-Xe^{6+}$ при увеличении энергии столкновений частиц от 30 до 100 кэВ.

Заключение

Непосредственное выделение элементарных процессов методом совпадений и одновременное измерение спектров кинетической энергии ионов, образующихся в результате этих процессов, позволяют установить конкретные переходы между термами квазимолекулярной системы, квазипересечения которых наиболее существенно влияют на происходящие при столкновении процессы изменения электронных и зарядовых состояний частиц. Результаты, полученные с помощью такой методики, позволяют проанализировать каналы осуществления сложного многоэлектронного процесса захвата с ионизацией и дают возможность выяснить роль различных подоболочек атомов мишеней.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 93-02-16915.

Список литературы

- [1] Афросимов В.В., Басалаев А.А., Лейко Г.А., Панов М.Н. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 1605–1615.
- [2] Афросимов В.В., Басалаев А.А., Самойлов А.В., Панов М.Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 91. С. 465–476.
- [3] Braut P.O. et al. // Phys. Rev. 1988. Vol. A37. P. 2318–2323.
- [4] Ch.E.Moore. Atomic Energy Levels. 1971. Vol. 1.
- [5] Демков Ю.Н. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 195–201.
- [6] Oda N., Niglimura, Tahira S. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24. P. 42–45.
- [7] Кушинецкий Л.М., Краков Б.Г., Парилус Э.С. // Опт. и спектр. 1984. Т. 57. С. 1003–1008.
- [8] Ogurtsov G.N., Mikoushkin V.M., Flaks I.P. // XI ICPIAC. Abstracts of Papers. Kyoto, 1979. P. 650.
- [9] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М.: Энергиздат, 1991.