

02

## Электронные переходы при захвате электрона ионом $\text{He}^{2+}$ у атома аргона

© А.А. Басалаев, Г.Н. Огурцов, М.Н. Панов<sup>¶</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>¶</sup> e-mail: m.panov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 12 декабря 2017 г. В окончательной редакции 15 января 2018 г.)

Измерены абсолютные величины полного сечения одноэлектронного захвата ионами  $\text{He}^{2+}$  в диапазоне их кинетических энергий 2–30 keV у атомов Ar. Определены абсолютные величины дифференциальных сечений рассеяния ионов  $\text{He}^+$ , образующиеся в процессах одноэлектронного захвата и захвата электрона с ионизацией при энергии 2.2, 5.4 и 30 keV. Методом столкновительной спектроскопии на основе анализа изменений кинетической энергии  $\text{He}^+$  после взаимодействия определены электронные состояния образующихся ионов. Измерены дважды дифференциальные по кинетической энергии и углу рассеяния сечения образования свободных электронов. На основе расчета электронных термов системы  $(\text{HeAr})^{2+}$  исследованы каналы образования свободных электронов — прямой ионизации и захвата электрона с ионизацией. Вычисленное сечение процесса захвата с ионизацией согласуется с сечением, измеренным методом столкновительной спектроскопии.

DOI: 10.21883/JTF.2018.07.46162.2594

### Введение

Одноэлектронный захват — один из наиболее эффективных неупругих процессов при столкновениях многозарядных ионов с атомами, его сечения могут достигать величин порядка  $10^{-15} \text{ cm}^2$ . Как правило, это экзотермический процесс, так как в результате перехода внешнего электрона атома-мишени на более глубокий уровень многозарядного иона выделяется существенное количество энергии, которое может быть основой для других сопутствующих электронных переходов. Поэтому одноэлектронный захват представляет интерес не только сам по себе, но и как начальный этап более сложных многоэлектронных процессов, таких как захват с ионизацией. Система  $\text{He}^{2+} + \text{Ar}$  может служить подходящим объектом для такого исследования.

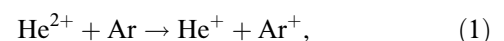
### Методика измерений

В настоящей работе выполнено исследование системы  $\text{He}^{2+} + \text{Ar}$  с помощью двух различных экспериментальных методов: а) методом столкновительной спектроскопии — путем регистрации и анализа зарядовых состояний и кинематики образующихся тяжелых частиц, б) путем измерений и обработки спектров кинетических энергий образующихся свободных электронов.

В первой серии экспериментов измерялись абсолютные величины сечений процессов одноэлектронного захвата и захвата с ионизацией в диапазоне кинетических энергий  $\text{He}^{2+}$   $E = 2\text{--}30 \text{ keV}$ , дифференциальные по углу сечения рассеяния образующихся в этих процессах ионов  $\text{He}^+$  при энергии 2.2, 5.4 и 30 keV и анализировались электронные состояния образующихся ионов и

энергии свободных электронов  $E_e$  на основе регистрации изменений кинетической энергии налетающих частиц.

Измерения проводились на установке, описанной в работе [1]. Первоначально измерялось полное сечение захвата одного электрона  $\sigma^{21}$  на основе анализа зарядового состава пучка быстрых частиц после прохождения пучка  ${}^3\text{He}^{2+}$  газовой мишени Ar. Сечение  $\sigma^{21}$  является суммой сечений  $\sigma_{01}^{21}$  — процесса одноэлектронного захвата (1) и  $\sigma_{02}^{21}$  — захвата с ионизацией (2) (верхние индексы соответствуют зарядовым состояниям гелия, нижние — аргона)



Для разделения полного сечения захвата  $\sigma^{21}$  на две составляющие его части  $\sigma_{01}^{21}$  и  $\sigma_{02}^{21}$  использовался анализ конечных зарядовых состояний обеих сталкивающихся частиц, а также временная корреляция моментов их регистрации. В эксперименте измерялись относительные величины дифференциальных сечений рассеяния  $\frac{d\sigma_{0i}^{21}}{d\Omega}$  ионов  $\text{He}^+$ , образующихся в процессах (1), (2). Сумма их интегралов по углу рассеяния  $\theta$ , согласно формуле (3), нормировалась на абсолютную величину полного сечения одноэлектронного захвата

$$\sigma^{21} = 2\pi \int_0^\pi \sum_{i=1}^2 \frac{d\sigma_{0i}^{21}}{d\Omega}(\theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (3)$$

где  $\theta$  — угол рассеяния,  $\Omega$  — телесный угол.

При измерении дифференциальных сечений рассеяния в качестве мишени использовалась эффузионная струя газа-мишени, поступающая в область взаимодействия из

капилляра диаметром  $d = 1$  mm. Это позволяло улучшить угловое разрешение прибора. Угловая расходимость пучка  ${}^3\text{He}^{2+}$  определялась геометрией коллиматора первичного пучка и составляла  $\Delta\theta \approx 4'$ , а полное угловое разрешение экспериментальной установки при измерениях дифференциальных сечений рассеяния составляло  $8'$ . Эта величина определялась путем измерения профиля интенсивности первичного пучка ионов  ${}^3\text{He}^{2+}$ . Диапазон исследуемых углов рассеяния налетающих ионов составлял  $-1^0 \leq \theta \leq +2.5^0$ . Для прецизионного измерения энергии ионов, захвативших электрон, использовался электростатический анализатор энергий с разрешающей способностью 4000.

Экспериментальные ошибки при измерении величин сечений определялись статистической погрешностью регистрации медленных ионов аргона, которая варьировалась в зависимости от угла рассеяния ионов  $\text{He}^+$  ( $0-150'$ ) от  $\pm 0.1$  до  $\pm 5\%$ , а также точностью измерений абсолютных величин полных сечений процессов захвата при данной энергии налетающих ионов и составляла 15%.

Для исследования энергетического спектра свободных электронов был использован стандартный метод электронной спектроскопии [2]. Пучок ионов  ${}^3\text{He}^{2+}$  направлялся в ячейку с исследуемым газом, расположенную внутри электростатического анализатора энергии типа „цилиндрическое зеркало“. Анализатор и ячейка располагались соосно пучку ионов  ${}^3\text{He}^{2+}$ . Интенсивность пучка ионов, вошедшего в газовую ячейку, регистрировалась цилиндром Фарадея. С помощью кольцевых щелей выделялись электроны, вылетевшие под углом  $54.5^\circ$  к оси пучка. Эти электроны попадали в пространство анализатора, где анализировались по энергии с разрешением 0.6% и регистрировались с помощью детектора, состоящего из канального умножителя и предшествующего ему конического дефлектора, предназначенного для дискриминации медленных паразитных электронов. Детектор работал в режиме счета отдельных электронов. Остаточное магнитное поле компенсировалось с помощью пермаллового экрана и трех пар катушек Гельмгольца. Были измерены дважды дифференциальные по энергии и углу вылета относительно направления налетающих ионов  ${}^3\text{He}^{2+}$  сечения образования электронов. Интервал кинетических энергий ионов  ${}^3\text{He}^{2+}$  — 3–30 keV.

## Результаты измерений и их обсуждение

Результаты измерений абсолютных величин полного сечения захвата электрона  $\sigma^{21}$  показаны на рис. 1 в сравнении с данными, имеющимися в литературе. Можно отметить удовлетворительное согласие результатов наших измерений с данными других авторов [3,4] и существенное отличие этих данных от результатов работы [5].

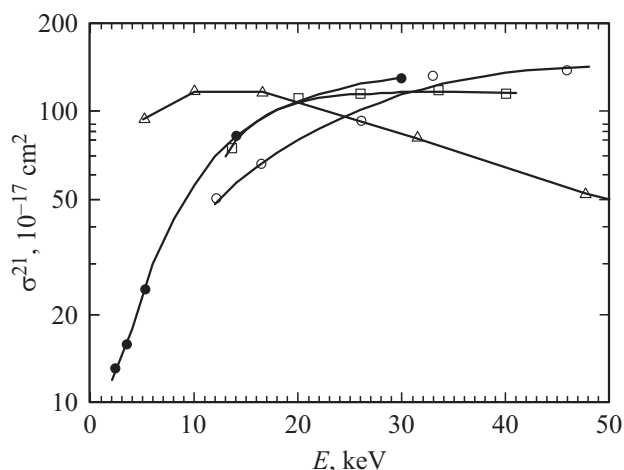
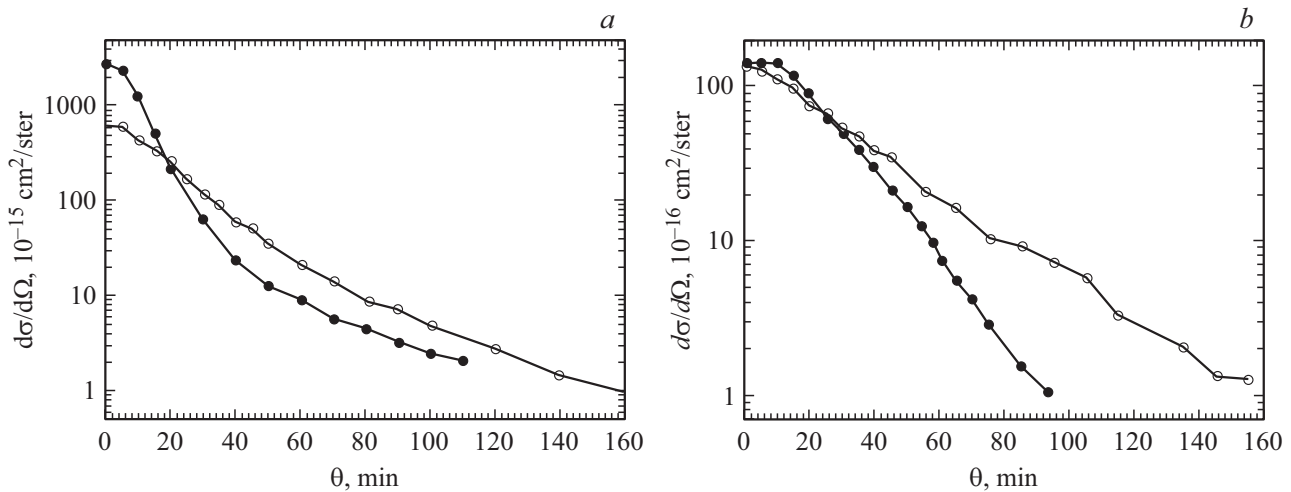


Рис. 1. Сечение захвата одного электрона ионами  ${}^3\text{He}^{2+}$  у атомов аргона. ● — наши измерения, ○ — работа [3], □ — [4], △ — [5].

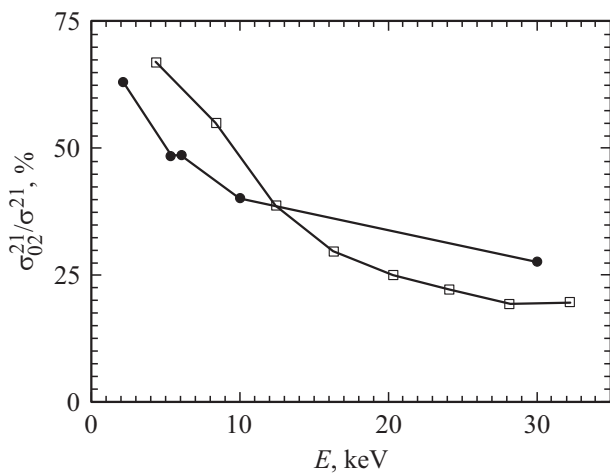
Данные об абсолютных величинах дифференциальных сечений рассеяния ионов  ${}^3\text{He}^+$  при осуществлении процессов (1) и (2) при взаимодействии ионов с энергией 2.2 и 5.4 keV приведены на рис. 2. Как видно, процесс одноэлектронного захвата наиболее эффективен при малых углах, т.е. при больших параметрах удара. При рассеянии налетающих ионов с энергией 2.2 keV на угол более  $25'$  и с энергией 5.4 keV на угол более  $18'$  сечение процесса захвата с ионизацией (2) начинает превышать сечение процесса захвата (1). Рассеяние ионов  $\text{He}^+$  на такие углы происходит при параметрах удара  $\rho \sim 2$  а.у. [6] и соответствует взаимодействию альфа-частицы с электронами внешней  $3p^6$ -оболочки аргона.

Измерения сечений процессов (1) и (2) при различных кинетических энергиях налетающих альфа-частиц показывает, что относительный вклад процесса захвата с ионизацией в полное сечение захвата электрона  $\sigma^{21}$  уменьшается с ростом энергии столкновения (рис. 3). Однако еще более быстрый рост полного сечения процесса одноэлектронного захвата (рис. 1) все же приводит к росту сечения захвата с ионизацией с увеличением энергии столкновения частиц.

Анализ измеренных спектров кинетических энергий ионов  $\text{He}^+$  позволяет определить заселение электронных состояний ионо-продуктов реакции, образованных в процессе одноэлектронного захвата. Изменение кинетической энергии тяжелых частиц в этом случае строго соответствует изменению потенциальной энергии их электронов. Проведены измерения при двух существенно различных энергиях — 2.2 и 30 keV (рис. 4) в области максимума углового рассеяния, т.е. при больших параметрах удара. Из измеренных спектров следует, что в процессе (1) при столкновении  $\text{He}^{2+}$  с энергией 2.2 keV  $3p$ -электрон атома аргона переходит на  $1s$ -уровень иона  $\text{He}^+$  с образованием иона  $\text{Ar}^+$  в



**Рис. 2.** *a* — дифференциальные сечения рассеяния ионов  $\text{He}^+$  в процессе одноэлектронного захвата (1) и захвата с ионизацией (2) у атомов аргона. Энергия налетающих ионов  ${}^3\text{He}^{2+}$  5.4 keV. *b* — энергия налетающих ионов  ${}^3\text{He}^{2+}$  2.2 keV. ● — процесс захвата (1), ○ — процесс захвата с ионизацией (2).



**Рис. 3.** Относительный вклад процесса захвата с ионизацией (2) в полное сечение захвата одного электрона от энергии столкновения. ● — наши измерения, □ — [7].

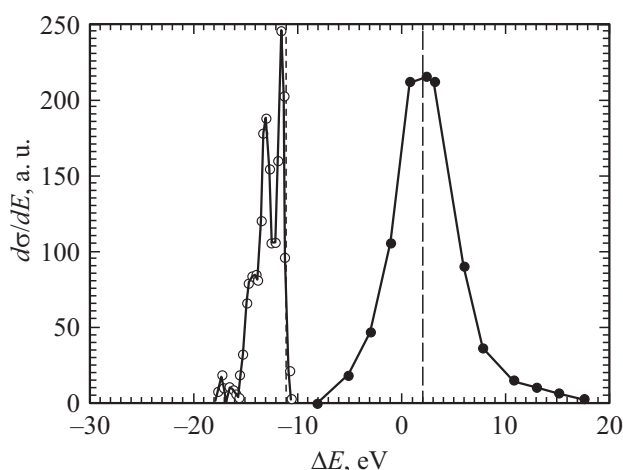
различных высоковозбужденных электронных состояниях. В той области энергии возбуждения иона  $\text{Ar}^+$  (21–27 eV), где наблюдаются эффективные переходы, уровни расположены так часто, что при нашем разрешении в  $\sim 0.5$  eV невозможно отделить один уровень от другого. Наблюдаемая осцилляция вероятностей заселения конечного состояния системы  $(\text{ArHe})^{2+}$  может быть объяснена интерференцией вероятностей перехода на это состояние в результате различных путей развития квазимолекулярной системы.

В случае энергии столкновения 30 keV преобладающим является эндотермический процесс захвата электрона на возбужденный уровень иона гелия  $\text{He}^+(n=2)$ . Ввиду малого дефекта резонанса этого канала захвата электрона ( $\Delta E = 2.15$  eV) переход происходит при

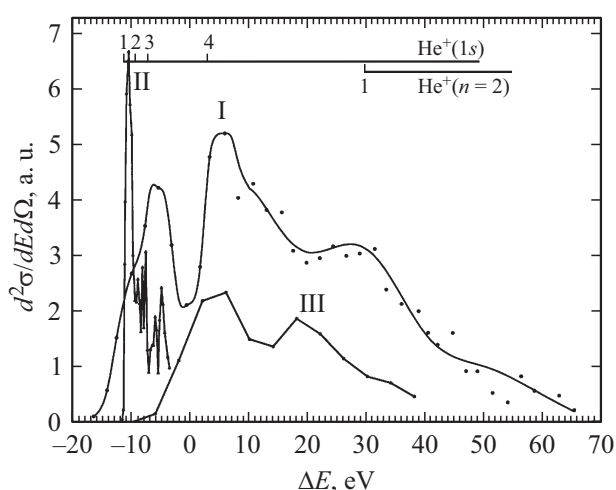
больших параметрах удара, и ион аргона образуется в основном в невозбужденном состоянии  $3p^5\ ^2P$ . При разрешающей способности анализатора 4000 пик в спектре потерь энергии имеет значительную ширину, но положение его максимума хорошо соответствует расчетной величине потери кинетической энергии в 2.15 eV при образовании ионов  $\text{He}^+(n=2)$  и  $\text{Ar}^+(3s^23p^5)$  в результате столкновения. Он достаточно симметричен, что указывает на незначительную роль каналов процесса захвата с образованием возбужденных состояний либо иона  $\text{Ar}^{+*}(3s3p^6)$ , либо иона  $\text{He}^{+*}(n=3)$ . Образование в процессе одноэлектронного захвата ионов  $\text{He}^+(n=3)$  и  $\text{Ar}^+(3s^23p^5)$  требует затрат кинетической энергии  $\Delta E \sim 9.7$  eV, а образование самого нижнего возбужденного состояния  $\text{Ar}^+(3s3p^6\ ^2S)$  и  $\text{He}^+(n=2) - \Delta E \sim 15.6$  eV. Существенный вклад этих каналов привел бы к искажению формы кривой 2 в этой области потерь энергии. Наблюдаемое некоторое уширение основания пика в сторону больших потерь энергий может соответствовать вкладу этих каналов не более нескольких процентов.

Метод столкновительной спектроскопии был также применен для исследования процесса захвата с ионизацией при тех же кинетических энергиях налетающих ионов  $\text{He}^{2+}$ . Данные о спектре изменения кинетической энергии налетающих частиц с начальной энергией 2.2 и 30 keV представлены на рис. 5. Форма кривых вероятностей потерь энергии  $\Delta E$  определяется как потенциальными энергиями различных возможных конечных электронных состояний ионов, так и кинетической энергией свободного электрона. При энергии столкновения в 30 keV и положении анализатора энергии быстрых частиц под нулевым углом рассеяния детектор регистрирует ионы  $\text{He}^+$  в диапазоне 0–5', что соответствует параметрам удара  $\rho \geq 1.3$  а.у. [6]. Кривая вероятности

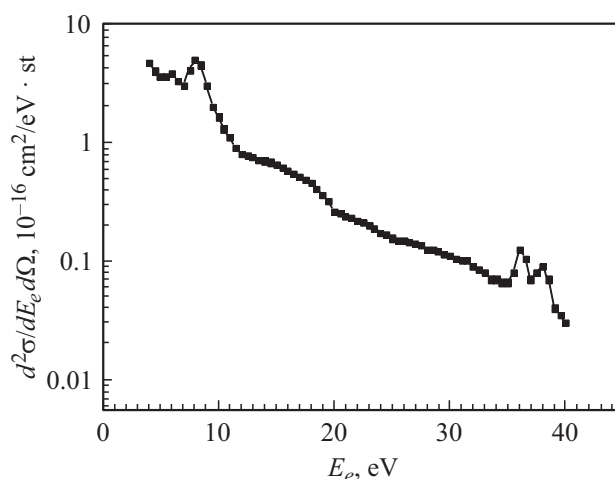
затрат кинетической энергии в этом случае имеет ряд особенностей (кривая I на рис. 5). Пик в области  $\Delta E$  от  $-10$  до  $-4$  eV соответствует захвату электрона на уровень  $1s$ -иона гелия с образованием иона  $\text{Ar}^{2+}$  в состояниях  $3s^2 3p^4 2s+1L - \text{Ar}^{2+}(3s^2 3p^4 3P, 1D, 1S)$  (значения дефекта энергии  $\Delta E$  при нулевой энергии электрона отмечены рисками 1, 2, 3 в верхней части рисунка на линии  $\text{He}^+(1s)$ ). Канал захвата электрона на уровень  $\text{He}^+(1s)$  с ионизацией и возбуждением образующегося иона  $\text{Ar}^{2+}$  на уровень  $(3s 3p^5)$  требует затрат энергии



**Рис. 4.** Изменение кинетической энергии налетающего иона  $\text{He}^{2+}$  при осуществлении процесса (1) захвата электрона.  $\circ$  — начальная энергия 2.2 keV и  $\bullet$  — 30 keV. Диапазон углов рассеяния ионов  $\text{He}^+$   $\theta \approx 0 \pm 5$  угловых минут. Линия из коротких пунктиров ---- отмечает границу, соответствующую образованию иона  $\text{Ar}^{2+}(3p^4 3P)$ , а линия из длинных пунктиров - - - показывает положение максимума для процесса  $\text{He}^+(n=2) + \text{Ar}^+(3p^5 2P)$ .



**Рис. 5.** Изменение кинетической энергии налетающего иона  $\text{He}^{2+}$  при осуществлении процесса захвата электрона с ионизацией. Кривая I — начальная энергия 30 keV, угол рассеяния  $\theta = 0^\circ$ , кривая II — начальная энергия 2.2 keV —  $\theta = 0^\circ$ , кривая III — энергия 2.2 keV,  $\theta = 3^\circ$ . Разрешение по углу  $\Delta\theta \approx \pm 5$  угловых минут.



**Рис. 6.** Энергетический спектр электронов, образующихся при столкновениях  $\text{He}^{2+} - \text{Ar}$ . Энергия налетающих ионов 5 keV.

не менее 3.2 eV (риска 4). Этому каналу точно соответствует положение второго пика на кривой I. Большие затраты кинетической энергии налетающей частицей соответствуют заселению или более высоковозбужденных состояний иона  $\text{Ar}^{2+}$ , или образованию более энергичных электронов. Затраты энергии выше 30 eV открывают канал захвата на уровень  $n = 2$  иона гелия. Особенность на кривой I в этой области потерь энергии свидетельствует об осуществлении этого канала реакции.

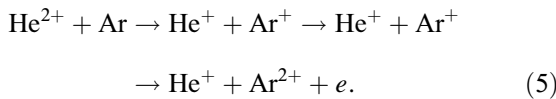
При энергии столкновения в 2.2 keV и том же положении анализатора энергии детектор регистрирует ионы гелия, рассеянные при параметрах удара более 3 a.u. [6]. При таких больших расстояниях сближения частиц захват электрона происходит только на уровень  $1s$ -иона гелия с образованием иона  $\text{Ar}^{2+}$  в состояниях (кривая II на рис. 5). Эти затраты энергии соответствуют затратам для первого пика кривой I для энергии столкновения 30 keV. Следует отметить различное заселение у иона  $\text{Ar}^{2+}$  подуровней состояния  $3s^2 3p^4 2s+1L$  для этих двух энергий столкновения. В случае измерений при той же энергии, но при угле рассеяния  $3^\circ$  (кривая III), когда параметр удара составляет  $\rho > 1.3$  a.u., затраты кинетической энергии на электронные переходы  $\Delta E$  от  $-7$  до 14 eV соответствуют, как и в случае 30 eV, захвату электрона из  $3s$ -оболочки Ar или образованию более высоковозбужденных состояний иона  $\text{Ar}^{2+}$ .

Существенный вклад в понимание процесса захвата с ионизацией вносит изучение спектра энергий свободных электронов. Были измерены дважды дифференциальные сечения образования электронов при столкновениях  $^3\text{He}^{2+} - \text{Ar}$  в интервале энергий ионов 3–30 keV. Данные о спектре кинетических энергий электронов, образованных в процессе захвата с ионизацией, представлены на рис. 6. Образование свободных электронов в этом процессе может быть обусловлено следующими механизмами.

1. Одновременный двухэлектронный переход в квази-молекуле:



2. Последовательный переход электронов, при котором сначала происходит захват одного из электронов, затем удаление второго электрона из оболочки аргона, оба эти события разнесены по времени



Спектр содержит основные компоненты: непрерывную часть, связанную с прямой ионизацией ( $E_e \leq 8$ ,  $E_e \geq 20$  eV), широкую линию, связанную с квазимолекулярной автоионизацией ( $E_e = 10-20$  eV), и дискретную структуру, связанную с автоионизационными переходами в изолированных атомах (пики при 10 eV (аргон) и 35 eV (гелий)).

Приведенный спектр обнаруживает одну особенность, общую со спектрами потерь энергии, — значительную роль процессов, ведущих к образованию 3s-вакансии у иона аргона. Это выражается в том, что вероятность образования автоионизационных состояний с вакансией в 3s-оболочке (пики при 6.2, 7.9, 10 eV) значительно выше, чем вероятность двукратного возбуждения 3p-электронов (пики при 12.8, 14.7, 16.7 eV) и вероятность захвата двух электронов ионами He<sup>2+</sup> в возбужденные состояния гелия (пики при энергиях свыше 35 eV). Важная роль процессов захвата 3s-электронов в асимметричных гелий-аргоновых системах He<sup>0</sup>-Ar, He<sup>+</sup>-Ar была отмечена в работах [8,9]. В нашем случае эта роль повышается, так как процесс захвата становится более энергетически выгодным. Это подтверждается измерениями потерь кинетической энергии налетающего иона (рис. 5).

Анализ энергетических спектров электронов производился с помощью соотношений, полученных в рамках модифицированного адиабатического приближения (для прямой ионизации) и теории возмущений (для квазимолекулярной автоионизации). В частности, дифференциальные сечения процесса прямой ионизации описывались соотношениями [10]

$$\frac{d\sigma}{dU} = \frac{4\pi|R(U)|^2 \text{Im} R(U)}{\alpha(U)} \exp\left[-\frac{\alpha(U)}{V_R}\right], \quad (6)$$

$$\alpha(U) = 2 \int_{U_0}^U \text{Im} R(U') dU', \quad (7)$$

где  $R(U)$  — функция, обратная терму  $U(R)$ ,  $\text{Im} R(U)$  — мнимая часть этой функции,  $U_0$  — граничное значение энергии (первое квазипересечение выдвигающегося адиабатического терма). Дифференциальное сечение процесса квазимолекулярной автоионизации описывалось

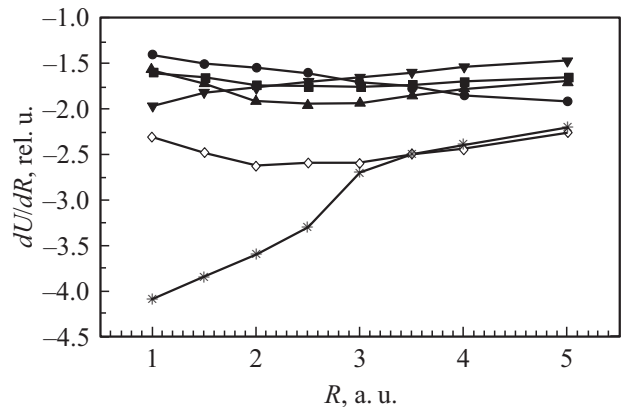


Рис. 7. Диабатические термы системы (HeAr)<sup>2+</sup>: ■ — 4dσ<sup>2</sup>; ● — 4fσ<sup>2</sup>; ▲ — 3dσ; ▼ — 2pσ; ◇ — 3sσ3dσ; \* — 3sσ<sup>2</sup>.

соотношениями [11]

$$\frac{d\sigma}{dU} = 2\pi \int_0^\infty N(b, R(U)) W(U, b) b db, \quad (8)$$

$$W(U, b) = \left| \int \sqrt{\frac{\Gamma(t)}{2\pi}} \exp\left\{iUt - i \int U_0(t') dt'\right\} dt \right|^2, \quad (9)$$

где  $N(b, R)$  — заселенность автоионизационного терма,  $t$  — время,  $\Gamma(t)$  — естественная ширина терма  $U_0(t)$ . При  $\Gamma \ll 1$  вероятность распада может быть оценена с помощью метода стационарной фазы [9]

$$W(U, b) \cong \frac{\Gamma(t_0)}{U'_t(t_0)} = \frac{\Gamma(R_0)}{v_R U'_R(R_0)}. \quad (10)$$

Измерение энергетических спектров образующихся свободных электронов при различных углах рассеяния налетающих частиц дает возможность исследовать образование электронов при различных параметрах удара или расстояниях сближения тяжелых частиц [6].

При анализе энергетических спектров электронов были выполнены расчеты термов квазимолекулы и вероятностей квазимолекулярных автоионизационных переходов. Решалось уравнение Шредингера для конкретного квазимолекулярного состояния в вытянутых сфероидальных координатах, как это было сделано в нашей предыдущей работе [12]. Для определения эффективных зарядов ядер использовались расчетные данные постоянных экранирования [13]. Результаты расчета представлены на рис. 7. На их основе можно сделать следующие выводы: основным каналом захвата с ионизацией является процесс последовательных электронных переходов по схеме  $3s\sigma^2 \rightarrow 3s\sigma 3d\sigma \rightarrow 3s\sigma + e$ . Этот процесс может осуществляться при больших параметрах удара и дает энергетическое распределение электронов с максимумом в области очень малых энергий. При параметрах удара  $\rho \leq 1.5$  a.u. открывается возможность

процесса одновременного захвата с ионизацией путем распада двухэлектронных автоионизационных термов. Этот процесс имеет меньшие сечения, чем предыдущий, и дает электронный спектр с максимумом.

Применяя экстраполяционные формулы ([14]) и интегрируя сечения, приведенные на рис. 6, по энергии и углу вылета электронов, получим абсолютные величины сечений изменения зарядовых состояний: для прямой ионизации  $7.3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  и захвата с ионизацией  $\sigma_{02}^{21} = 1.1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  при энергии ионов 5 keV. Эти значения хорошо согласуются с величинами, полученными из анализа спектров потерь энергии  $1.096 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ . При этом сечение последовательного процесса захвата с ионизацией (4) составляет  $0.71 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ , а сечение этого процесса за счет одновременного перехода двух электронов (4) —  $0.39 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ .

## Заключение

В настоящей работе основное внимание уделено изучению процессов захвата и захвата с ионизацией. Это сделано с помощью двух экспериментальных методов: столкновительной и электронной спектроскопии. Первый из них позволяет определить конечные электронные состояния продуктов взаимодействия, выяснить зависимость от угла рассеяния (параметра удара) сечения конкретного процесса изменения зарядовых и электронных состояний сталкивающихся частиц. Второй метод дает информацию о зависимости от параметра удара отдельных электронных переходов в образующейся при столкновении квазимолекуле, определяющих вероятность захвата с ионизацией. Совместный анализ измеренных спектров потерь энергии и спектров электронов приводит к следующим выводам:

— основной вклад в сечение захвата с ионизацией вносит процесс последовательного перехода двух электронов,

— первый (основной) этап этого процесса связан с захватом электрона из 3s-подоболочки аргона.

## Список литературы

- [1] Афросимов В.В., Басалаев А.А., Огурцов Г.Н., Панов М.Н. // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 14–20.
- [2] Ogurtsov G.N., Kroupyshev A.G., Sargayan G., Gordeev Yu.S., Ovchinnikov S.Yu. // Phys. Rev. A. 1996. Vol. 53. P. 2391–2398.
- [3] Rudd M.E., Goffe T.V., Itoh A. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. P. 2128–2133.
- [4] Shah M.B., Gilbody H.B. // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1974. Vol. 7. P. 256–268.
- [5] DuBois R.D. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33. P. 1595–1601.
- [6] Афросимов В.В., Басалаев А.А., Панов М.Н. // Письма ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 2. С. 76–83.
- [7] Groh W., Schlachter A.S., Muller A., Salzborn E. // J. Phys.: At. Mol. Phys. 1982. Vol. 15. P. L207–212.
- [8] Gerber G., Niehaus A. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1976. Vol. 9. P. 123–136.
- [9] Brenot J.C. et al. // Phys. Rev. A. 1975. Vol. 11. P. 1933–1945.
- [10] Соловьев Е.А. // УФН. 1989. Т. 157. Вып. 3. P. 437–476.
- [11] Ogurtsov G.N., Ovchinnikov S.Yu., Macek J.H., Mikoushkin V.M. // Phys. Rev. A. 2011. Vol. 84. P. 032706.
- [12] Ogurtsov G.N. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1998. Vol. 31. P. 1805–1812.
- [13] Burns G. // J. Chem. Phys. 1964. Vol. 41. P. 1521.
- [14] Ogurtsov G.N., Mikoushkin V.M., Ovchinnikov S.Yu., Macek J.H. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2013. Vol. 46. P. 175203.