

Влияние плотности мишени на сечения перезарядки быстрых ионов на атомах

© О. Розмей,¹ И.Ю. Толстихина,² В.П. Шевелько²

¹ Институт по исследованию тяжелых ионов (ГСИ),
Дармштадт, ФРГ

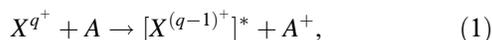
² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: shev@sci.lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 4 сентября 2002 г.)

Показано, что при столкновении быстрых ионов X^{q+} с атомными и молекулярными мишенями полные сечения перезарядки убывают с ростом плотности мишени, что связано с „обеднением“ возбужденных уровней образующихся ионов $X^{(q-1)+}$ за счет ионизации атомами мишени. Влияние эффектов плотности на полные сечения перезарядки может достигать порядка и более в зависимости от заряда и энергии налетающего иона, плотности атомов мишени и структуры их внутренних оболочек. Численные расчеты выполнены для парциальных по главному квантовому числу n сечений $\sigma(n)$ и полных сечений перезарядки $\sigma_{\text{tot}} = \sum_n \sigma(n)$ при столкновении быстрых многозарядных ионов с энергией $E = 100 \text{ keV/u} - 10 \text{ MeV/u}$ с газообразными и твердыми мишенями.

Введение

Процессы перезарядки, возникающие в ион-атомных столкновениях



являются эффективным механизмом образования возбужденных ионов $[X^{(q-1)+}]^*$, где X^{q+} — налетающий ион с зарядом q , A — атом мишени. Распределение ионов $X^{(q-1)+}$ по возбужденным состояниям зависит от величин сечений перезарядки в определенные квантовые состояния (селективных сечений перезарядки) и влияет на излучение ионов после столкновения, а полные, суммарные по всем конечным состояниям, сечения перезарядки определяют времена жизни ионных пучков и их средний заряд при взаимодействии с атомами и молекулами остаточного газа в ускорительных машинах или при взаимодействии ионов с плазменными мишенями [1,2].

В последние годы спектроскопические свойства образующихся ионов $X^{(q-1)+}$, особенно их излучение в рентгеновской и ВУФ областях спектра, стали предметом пристального внимания исследований в области физики плазмы и взаимодействия ионных пучков с газообразными и твердыми мишенями [3–5], а также диагностики лабораторной плазмы, нагреваемой пучками нейтральных атомов [6,7]. Поэтому детальное исследование процессов перезарядки, распределение образующихся ионов по возбужденным состояниям и определение полных сечений представляют несомненный интерес.

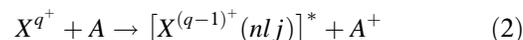
В настоящей работе рассмотрено влияние плотности мишени на сечения перезарядки быстрых многозарядных ионов X^{q+} при их столкновении с атомами и молекулами. Показано, что с ростом плотности мишени уменьшается вероятность образования ионов $X^{(q-1)+}$

в высоковозбужденных состояниях из-за их ионизации атомами мишени, что приводит к уменьшению и полных сечений перезарядки. Влияние эффекта плотности мишени на величины полных сечений может быть довольно большим и при определенных условиях достигать порядка и более.

Используется система атомных единиц.

Селективные и полные сечения перезарядки

Сечения перезарядки в квантовые состояния nlj , т.е. селективные сечения,



имеют определенные распределения по уровням nlj в зависимости от условий столкновения, где n — главное квантовое число, l и j — орбитальный и полный моменты захваченного электрона в конечном состоянии. В случае статистического распределения сечения селективной перезарядки и полное сечение σ_{tot} можно представить в виде

$$\sigma_{nlj} = \frac{2j+1}{2(2l+1)} \sigma_{nl}, \quad \sigma_{nl} = \frac{2l+1}{n^2} \sigma_n, \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum_{nlj} \sigma_{nlj} = \sum_{n=n_0}^{\infty} \sigma_n, \quad (4)$$

где n_0 — основное состояние иона $X^{(q-1)+}$; σ_{nl} , σ_n — сечения, усредненные по квантовым числам j и l соответственно.

В общем случае распределение ионов $X^{(q-1)+}(nlj)$ по nlj -уровням определяется штарковским перемешиванием этих уровней в электрическом поле, образованном

окружающими заряженными частицами в ионном пучке или плазме, а нахождение nlj -распределения представляет весьма трудоемкую задачу. Экспериментальные данные по селективным сечениям перезарядки практически отсутствуют и ограничены лишь полными сечениями. Однако в случае многозарядных ионов расщепление nlj -уровней может быть достаточно большим, что позволяет провести спектроскопические исследования по измерению интенсивностей линий излучения образующихся ионов, которые чувствительны к селективным сечениям перезарядки. Такие эксперименты были выполнены, например, в работах [8–10], где селективные сечения перезарядки многозарядных ионов на твердых и газообразных мишенях определялись по рентгеновскому излучению соответствующих ионов. Следует отметить, что такие „непрямые“ измерения сечений сопряжены со значительными вычислительными трудностями, связанными с необходимостью расчета уровней энергий и длин волн, вероятностей радиационных переходов многозарядных ионов, что также является непростой задачей.

При малых энергиях столкновения полное сечение перезарядки многозарядных ионов на атомах слабо зависит от энергии и определяется выражением [11]

$$\sigma_{\text{tot}} \approx \text{const} \tan t \approx \frac{q \cdot 10^{-15}}{(I_T/Ry)^{3/2}} \text{ cm}^2, \quad (5)$$

где I_T — энергия связи оболочки атома мишени в единицах Ридберга, $1 \text{ Ry} = 13.606 \text{ eV}$.

При этом значение главного квантового числа n_{max} состояния иона $X^{(q-1)+}$, куда перезарядка происходит с максимальной вероятностью, определяется соотношением согласно классической модели [12]

$$n_{\text{max}} \approx q^{0.75} / (I_T/Ry)^{0.5}. \quad (6)$$

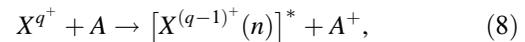
С ростом относительной скорости v сечение перезарядки из оболочки с энергией связи I_T резко убывает по закону

$$\sigma \propto \frac{q^5 I_T^{5/2}}{v^{12}}, \quad v/q \gg 1 \quad (7)$$

и имеет распределение по главным квантовым числам n , которое максимально при некотором $n = n_{\text{max}}$ и убывает как $\sim n^{-3}$ при $n \gg n_{\text{max}}$. Что касается распределения по орбитальным квантовым числам l , то при больших энергиях столкновения образование ионов в ридберговских состояниях nl с $n \gg 1$ происходит, как правило, в состоянии с орбитальными квантовыми числами $l = 0, 1$ и 2 (см., например, [10–12]). При дальнейшем увеличении энергии столкновения перезарядка происходит преимущественно в основное состояние $n_0 l_0$ образующегося иона $X^{(q-1)+}$.

Как видно, картина образования ионов в возбужденных состояниях при перезарядке на атомах довольно сложная даже при больших энергиях столкновения. В настоящей работе для простоты рассмотрены процессы перезарядки быстрых ионов на атомах в состоянии с

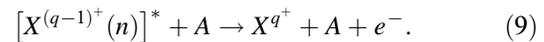
определенными главными квантовыми числами n



т. е. распределения образующихся ионов по квантовым числам l и j не рассматриваются.

Эффекты плотности мишени

Суммарное по всем состояниям сечение перезарядки зависит не только от относительной скорости столкновений v и атомной структуры сталкивающихся частиц, но и от плотности атомов мишени. В случае мишеней с низкой плотностью суммирование по уровням с квантовыми числами n для полного сечения (4) проводится от основного состояния $n = n_0$ и в принципе до бесконечно больших значений $n = \infty$. С ростом плотности мишени сумма по n обрезается некоторым значением n_{cut} за счет влияния процессов обеднения уровней, например возбуждения или ионизации ионов $[X^{(q-1)+}(n)]^*$ атомами мишени,



Таким образом, с ростом плотности мишени убывает доля образующихся ионов в возбужденных состояниях, а следовательно, уменьшается и полное, суммарное по всем состояниям, сечение перезарядки.

Поясним сказанное на примере перезарядки Н-подобных ионов кислорода на атомах гелия



Эффективные сечения ионизации, перезарядки и возбуждения при взаимодействии ионов O^{7+} с атомами He при энергиях $E > 1 \text{ keV/u}$ приведены на рис. 1. Расчет

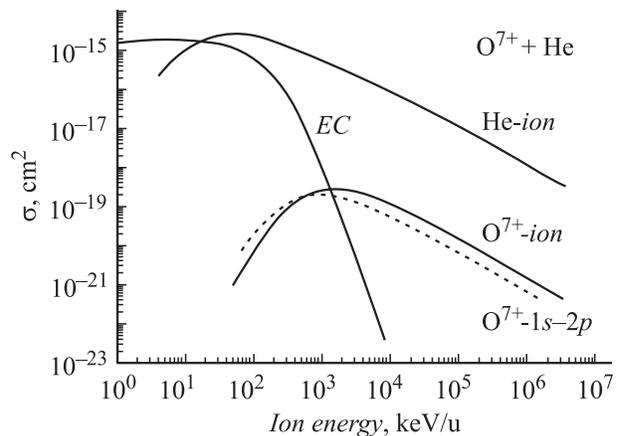


Рис. 1. Сечения перезарядки, ионизации и возбуждения при столкновении ионов O^{7+} с атомами He. Сплошные кривые: EC — сечение перезарядки; He-ion. — сечение ионизации атомов He ионами O^{7+} ; O^{7+} -ion. — сечение ионов O^{7+} атомами He. Штриховая кривая — сечение возбуждения перехода $1s-2p$ в ионе O^{7+} при столкновении с атомами He. Расчет по программам CAPTURE и LOSS, настоящая работа.

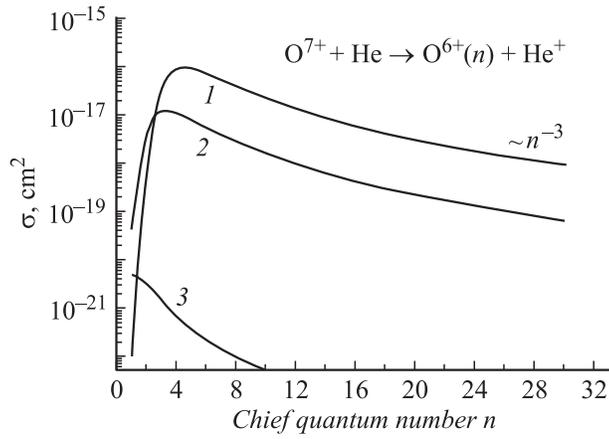
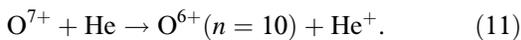


Рис. 2. Распределение по главным квантовым числам сечений перезарядки $O^{7+} + He \rightarrow O^{6+}(n) + He^+$ при $E = 100$ (1), 400 (2), 3200 keV/u; σ_{tot} , cm^2 : 1 — $6.0 \cdot 10^{-16}$, 2 — $6.8 \cdot 10^{-17}$, 3 — $1.2 \cdot 10^{-20}$. Расчет по программе CAPTURE, настоящая работа.

сечений проводился по программам CAPTURE и LOSS, описанным в работах [13,14] соответственно. В области энергий $E = 1-100$ keV/u сечение перезарядки (ЕС) квазипостоянно, $\sigma_{ec} \approx 1.8 \cdot 10^{-15} cm^2$, согласно (5), а затем резко убывает по закону (7). Сечение ионизации ионов O^{7+} атомами He достигает максимума, $\sigma_{ion} \approx 2.0 \cdot 10^{-19} cm^2$ при $E \approx 1$ MeV/u. Также приведено сечение возбуждения перехода $1s-2p$ в ионе O^{7+} при столкновении с атомами He. Из рис. 1 видно, что в области энергии $E = 1-800$ keV/u перезарядка является единственным процессом образования ионов O^{6+} в возбужденных состояниях.

Распределение He-подобных ионов кислорода, образующихся в результате перезарядки, по уровням с главными квантовыми числами n приведено на рис. 2 для трех значений энергий $E = 100, 400$ и 3200 keV/u. С ростом энергии налетающих ионов максимум распределения по n сдвигается в область малых значений n , при энергии $E = 3200$ keV/u перезарядка происходит преимущественно в основное $1s$ -состояние ($n_0 = 1$) иона O^{6+} .

Приведем некоторые численные оценки для реакции (10) в состоянии с определенным главным квантовым числом $n = 10$



Вероятность радиационного распада возбужденного иона O^{6+} ($n = 10$) на все нижние уровни и время жизни, оцененные по формуле Крамерса [15], соответственно составляют $A(n = 10) = 2.6 \cdot 10^9 s^{-1}$ и $\tau(n = 10) = 3.8 \cdot 10^{-10} s$. За это относительно большое время жизни возбужденный ион O^{6+} ($n = 10$) успевает провзаимодействовать с атомами He, столкновения с которыми приведут к его ионизации со скоростью $\rho(He)v\sigma_{ion} s^{-1}$, где $\rho(He)$ — плотность атомов He, σ_{ion} — сечение ионизации ионов O^{6+} из

состояния с $n = 10$ при относительной скорости v . Отметим, что сечения ионизации атомов и ионов из высоковозбужденных состояний $n \gg 1$ сильно возрастают с ростом n : $\sigma_{ion} \sim n^4$. При энергии, например, $E = 100$ keV/u ($v = 4.4 \cdot 10^8$ cm/s) сечение σ_{ion} и величина $v\sigma_{ion}$, оцененные по формуле Томсона [15], составляют $8 \cdot 10^{-16} cm^2$ и $3.4 \times 10^{-7} cm^3/s$ соответственно. Скорость ионизации $\rho(He)v\sigma_{ion}$ нужно сравнить с вероятностью радиационного распада $A(n = 10) = 2.6 \cdot 10^9 s^{-1}$, откуда видно, что при плотности атомов гелия $\rho(He) > 2.6 \cdot 10^9 s^{-1} / 3.4 \cdot 10^{-7} cm^3/s \approx 7.5 \cdot 10^{15} cm^{-3}$, все уровни с главными квантовыми числами $n > 10$ в образовавшемся ионе O^{6+} будут ионизованы и не внесут вклада в полное сечение перезарядки.

Таким образом, при учете плотности мишени полное сечение перезарядки запишется в виде

$$\sigma_{tot} = \sum_{n=n_0}^{n_{cut}} \sigma(n), \quad (12)$$

где n_0 — основное состояние иона $X^{(q-1)+}$, а верхний предел суммирования определяется некоторым значением (параметром обрезания) n_{cut} .

В общем случае значение n_{cut} можно оценить из условия равенства скорости ионизации и вероятности $A(n)$ радиационного распада уровня n на все нижние уровни

$$\rho_T \sigma_{ion}(n)v = A(n) = \sum_{n' \geq n_0}^{n-1} A_{nn'}, \quad (13)$$

где ρ_T — плотность атомов мишени, $\sigma_{ion}(n)$ — сечение ионизации ионов $X^{(q-1)+}$ из состояния с главным квантовым числом n при скорости ионов v .

Используя снова формулу Крамерса для полной вероятности распада $A(n)$ и формулу Томсона для сечения ионизации, из (13) получаем оценку для максимального главного квантового числа n_{cut} , начиная с которого уровни образующихся ионов разрушаются за счет столкновительной ионизации с атомами мишени,

$$\begin{aligned} n_{cut} &= n_0 + \Delta n, \\ \Delta n &\approx q \left(\frac{10^{18}}{Z_T^2 \rho_T [cm^{-3}]} \right)^{1/7} \left(\frac{v^2}{10q^2} \right)^{1/14} \\ &\approx q \left(\frac{10^{18}}{Z_T^2 \rho_T [cm^{-3}]} \right)^{1/7} \left(\frac{E [keV/u]}{250q^2} \right)^{1/14}, \end{aligned} \quad (14)$$

где ρ_T — плотность атомов мишени в cm^{-3} , v — скорость ионов в атомных единицах, 1 а.е. = $2.2 \cdot 10^8$ cm/s, E — энергия налетающих ионов в keV/u.

Из уравнения (14) видно, что чем тяжелее и плотнее мишень, тем больше уровней разрушается ионизацией, т.е. тем меньший вклад в полное сечение вносит перезарядка в возбужденные состояния. Значение n_{cut} довольно слабо зависит от относительной скорости $n_{cut} \sim v^{1/7}$, что демонстрируется в табл. 1.

Таблица 1. Значения предельных квантовых чисел n_{cut} , определяемых условием (14), которые дают вклад в полное сечение перезарядки $\text{O}^{7+} + \text{He} \rightarrow \text{O}^{6+} + \text{He}^+$ как функции плотности ρ_T атомов He и энергии ионов кислорода E

ρ_T, cm^{-3}	$E = 100 \text{ keV/u}$	$E = 400 \text{ keV/u}$	$E = 3200 \text{ keV/u}$
$1 \cdot 10^{10}$	58	64	74
$1 \cdot 10^{13}$	22	24	28
$1 \cdot 10^{16}$	9	10	11
$1 \cdot 10^{19}$	4	4	5
$1 \cdot 10^{22}$	2	2	3

Выражение, аналогичное (14), для ионизации атомов и ионов электронами в плазме приведено в [15], где в отличие от (14) величина n_{cut} зависит не от энергии ионного пучка, а от температуры электронов в плазме T_e .

Численные расчеты и сравнение с экспериментом

В настоящей работе влияние эффекта плотности мишени на сечения перезарядки рассмотрено для столкновений многозарядных ионов с простыми атомами (He) и многоэлектронными мишенями (SiO_2), имеющими сложную оболочечную структуру. Расчеты селективных и полных сечений перезарядки проводились по программе CAPTURE, описанной в работе [13]. Коротко, сечения перезарядки вычислялись в представлении параметра удара с нормированными вероятностями перезарядки $W^N(b, v)$ в виде

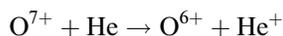
$$\sigma_{01}(b, v) = 2\pi \int_0^{\infty} W_{01}^N(b, v) b db;$$

$$W_{01}^N(b, v) = \frac{W_{01}(b, v)}{1 + \sum_k W_{0k}(b, v)}, \quad (15)$$

где b — прицельный параметр, W^N — вероятность перезарядки, нормированная на все возможные каналы k образующегося иона $X^{(q-1)+}$.

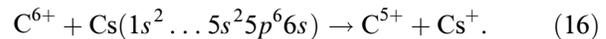
При этом вероятности $W^N \leq 1$; вероятности W_{01} вычислялись в модифицированном приближении Бринкмана–Краммера с водородоподобными волновыми функциями (подробнее о методе расчета см. [13]); индексы 0 и 1 относятся к начальному и конечному состояниям системы.

На рис. 3 приведена зависимость полного сечения перезарядки σ_{tot}



от плотности атомов He при энергии $E = 100 \text{ keV/u}$. В данном конкретном случае с ростом плотности ρ_T атомов He от 10^{19} до 10^{21} cm^{-3} полное сечение перезарядки убывает примерно на порядок по закону: $\sigma_{\text{tot}} \sim \rho_T^{-0.7}$. В общем случае закон убывания сечения перезарядки с ростом плотности мишени может быть другим.

В случае многоэлектронных мишеней, имеющих оболочечную структуру, ситуация сильно усложняется из-за необходимости учета захвата электронов внутренних оболочек мишени. Это свойство — захват внутренних электронов — является наиболее характерным для реакций перезарядки быстрых ионов на сложных атомах (см., например, [11]). На рис. 4 демонстрируется вклад электронов внутренних оболочек атомов цезия (55 электронов) при перезарядке ядер углерода



Видно, что при энергиях $E > 30 \text{ keV/u}$ перезарядка происходит целиком за счет захвата электронов внутренних оболочек Cs, а захват внешних $6s$ -электронов практически не играет роли.

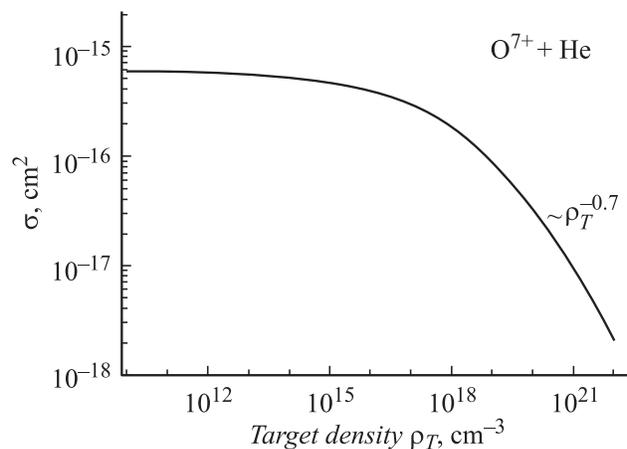


Рис. 3. Зависимость полного сечения перезарядки $\text{O}^{7+} + \text{He} \rightarrow \text{O}^{6+} + \text{He}^+$ от плотности атомов He при $E = 100 \text{ keV/u}$. Расчет по программе CAPTURE, настоящая работа.

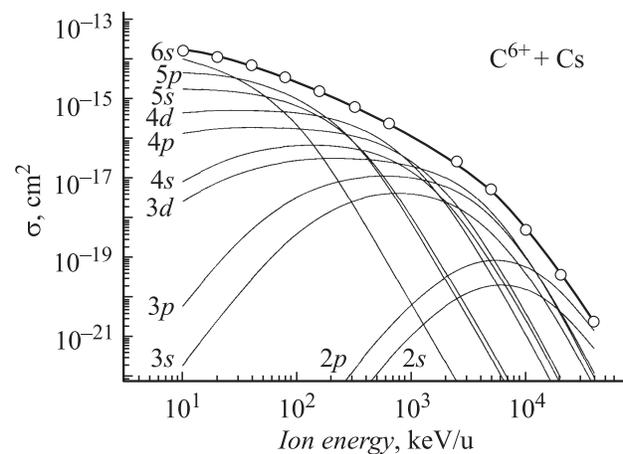


Рис. 4. Сечения перезарядки ядер углерода на атомах цезия $\text{C}^{6+} + \text{Cs} \rightarrow \text{C}^{5+} + \text{Cs}^+$ как функции энергии ионов C^{6+} (случай малой плотности мишени). Указан вклад различных подоболочек атомов цезия (сплошные кривые) в полное сечение перезарядки (кривая с кружками). Расчет по программе CAPTURE, настоящая работа.

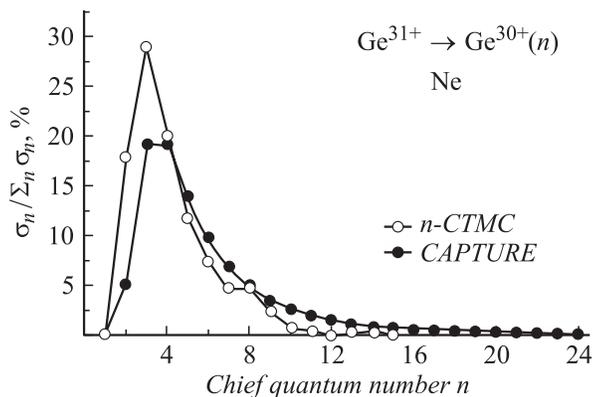


Рис. 5. Вычислительные относительные сечения перезарядки водородоподобного германия на атомах неона $\text{Ge}^{31+} + \text{Ne} \rightarrow \text{Ge}^{30+}(n) + \text{Ne}^+$ при энергии 5.5 MeV/u: \circ — расчет методом Монте-Карло [16], \bullet — расчет по программе CAPTURE, настоящая работа.

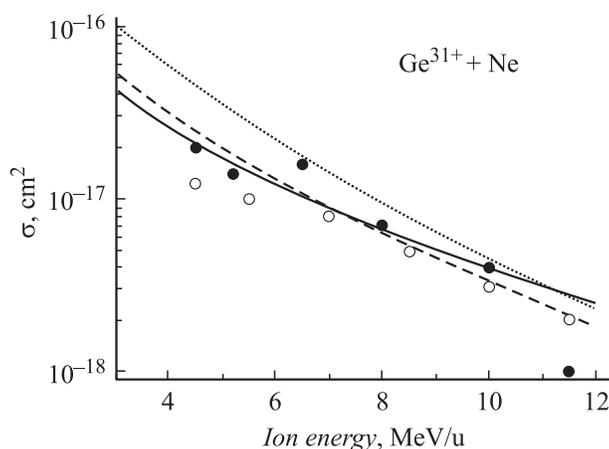
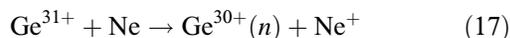


Рис. 6. Полные сечения перезарядки водородоподобного германия на атомах неона $\text{Ge}^{31+} + \text{Ne} \rightarrow \text{Ge}^{30+}(n) + \text{Ne}^+$ как функции энергии ионов Ge^{31+} . \bullet — эксперимент [17]. Расчет: \circ — метод Монте-Карло [16], пунктир — эйкональное приближение [17], штриховая кривая — полуэмпирическая формула Шлахтера [18], сплошная кривая — расчет по программе CAPTURE, настоящая работа.

На рис. 5 приведено распределение сечений перезарядки по главному квантовому числу n в реакции перезарядки H-подобных ионов германия на атомах неона



при энергии $E=5.5$ MeV/u. Согласно расчету методом Монте-Карло [16] и настоящим расчетам, перезарядка происходит в возбужденные состояния с $n=2-5$, а сечение перезарядки в основное состояние $n_0=1$ на 3 порядка меньше.

Полные сечения перезарядки реакции (17) приведены на рис. 6 в области энергий $E=3-12$ MeV/u, где экспериментальные данные [17] сравниваются с расчетами методом Монте-Карло [16], эйкональным приближением [17] и настоящими расчетами.

и настоящими расчетами, где параметр n_{cut} варьировался от $n_{\text{cut}}=15$ до 8 с ростом энергии от 4.5 до 11.5 MeV/u соответственно.

Полные сечения перезарядки часто сравниваются с полуэмпирической формулой Шлахтера [18], которая имеет вид

$$\sigma_{\text{tot}}(E) = 1.1 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 q^{0.5} / Z_T^{1.8} u^{-4.8} [1 - \exp(-0.037u^{2.2})] \times [1 - \exp(-2.44 \cdot 10^{-5} u^{2.6})],$$

$$u = E[\text{keV/u}] / (q^{0.7} Z_T^{1.25}), \quad u \geq 10, \quad q \geq 3, \quad (18)$$

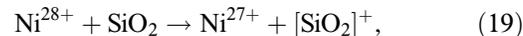
где q — заряд налетающего иона, Z_T — заряд ядра атома мишени.

При больших энергиях $u \gg 10$ сечение перезарядки (18) имеет асимптотику

$$\sigma_{\text{tot}}(E) \approx 1.1 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 q^{3.9} Z_T^{4.2} E^{-4.8} [\text{keV/u}], \quad u \gg 10.$$

Формула Шлахтера (18) имеет точность порядка фактора 2–3 аналогично полуэмпирическим формулам Лотца для ионизации атомов и ионов электронным ударом и весьма удобна для оценок сечений перезарядки в области средних и больших энергий. При малых энергиях $u < 1$ формула (18) неприменима. Расчеты сечений перезарядки по формуле Шлахтера также приведены на рис. 6.

На рис. 7–10 приведены полные сечения перезарядки быстрых ядер никеля на молекулах SiO_2



вычисленные в настоящей работе при энергиях $E > 100$ keV/u и различных плотностях молекул SiO_2 от газообразного состояния до твердого тела. Сечения перезарядки ионов на молекулах вычислялись в виде суммы сечений перезарядки на составляющих молекулу

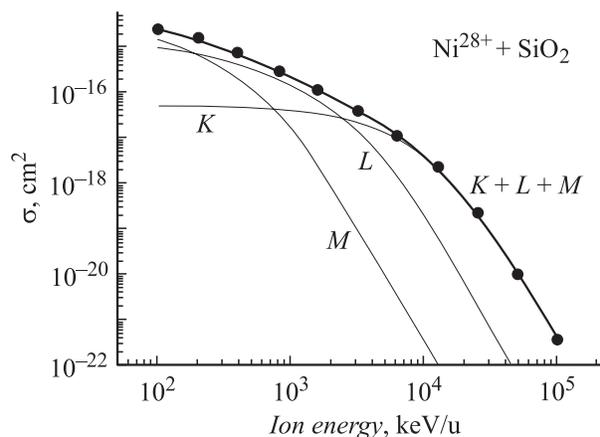


Рис. 7. Сечения перезарядки голых ядер никеля на молекулах SiO_2 , $\text{Ne}^{28+} + \text{SiO}_2 \rightarrow \text{Ni}^{27+} + [\text{SiO}_2]^+$ как функции энергии ионов при нулевой плотности мишени $\rho_T \rightarrow 0$. K , L и M — вклад соответствующих оболочек SiO_2 , $K+L+M$ — полное сечение перезарядки. Расчет, настоящая работа.

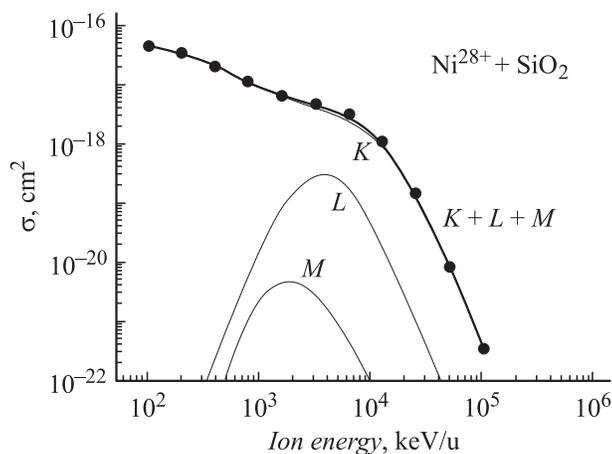


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но при плотности мишени $\rho_T = 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Расчет, настоящая работа.

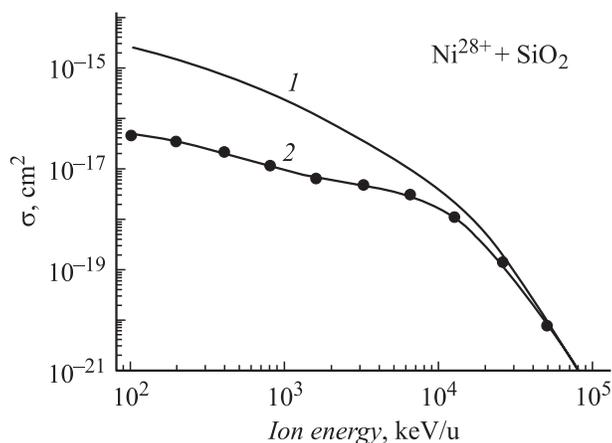


Рис. 9. Зависимость полных сечений перезарядки $\text{Ni}^{28+} + \text{SiO}_2 \rightarrow \text{Ni}^{27+} + [\text{SiO}_2]^+$ от энергии ионов при нулевой плотности мишени (1) и при плотности $\rho_T = 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ (2).

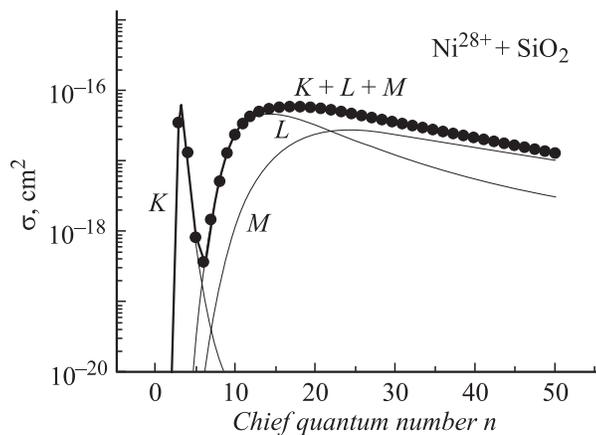


Рис. 10. Распределение сечений перезарядки $\text{Ni}^{28+} + \text{SiO}_2 \rightarrow \text{Ni}^{27+}(n) + [\text{SiO}_2]^+$ от главного квантового числа водородоподобных ионов $\text{Ni}^{27+}(n)$ при энергии $E = 200 \text{ keV/u}$ и нулевой плотности мишени.

атомах, что при больших энергиях является хорошим приближением.

Подобного рода эксперименты по изучению механизмов торможения тяжелых ионов в веществе методами рентгеновской спектроскопии проводятся в настоящее время в институте ГСИ на ускорителе UNILAC (Дармштадт, ФРГ) [4]. В качестве мишеней используются аэрогели SiO_2 с плотностью, изменяющейся в широком диапазоне величин от 0.04 g/cm^3 ($\rho_T = 1.2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) до плотности кварца 2.23 g/cm^3 ($\rho_T = 6.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$), с целью изучения эффектов плотности на энергетические потери налетающих ионов.

В настоящей работе расчеты сечений перезарядки проводились по формулам (12), (14), (15) с учетом влияния плотности мишени. На рис. 7 приведены полные сечения перезарядки для реакции (19) в случае низкой плотности мишени ($\rho_T \rightarrow 0$), вычисленные с параметром обрезания $n_{\text{cut}} = \infty$ и с учетом захвата электронов из всех оболочек SiO_2 . Видно, что при энергиях $E = 100 \text{ keV/u} - 1 \text{ MeV/u}$ происходит захват электронов в основном из L - и M -оболочек SiO_2 на уровни $n = 1 - 5$ водородоподобных ионов Ni^{27+} , а при энергиях $E > 10 \text{ MeV/u}$ в процессе участвуют только K -электроны мишени.

С ростом плотности мишени картина процесса существенно меняется. При больших плотностях SiO_2 , $\rho_T = 5.0 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 8), перезарядка во всей области энергий происходит с захватом только K -электронов мишени и полное сечение убывает более чем на порядок.

На рис. 9 приведено сравнение вычисленных полных сечений перезарядки $\text{Ni}^{28+} + \text{SiO}_2$ для случая низкой плотности молекул SiO_2 ($\rho_T \rightarrow 0$, кривая 1) и большой плотности $\rho_T = 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. При энергиях столкновения $E = 100 - 1000 \text{ keV/u}$ учет эффектов плотности приводит к уменьшению сечения перезарядки более чем на порядок. С ростом энергии столкновения $E > 10 \text{ MeV/u}$ оба сечения примерно одинаковы, так как в обоих случаях происходит захват только K -электронов мишени преимущественно на уровень $n \approx 4$ в ионе Ni^{27+} .

В целом следует отметить, что в случае сложных мишеней распределение по n образующихся ионов сильно зависит от структуры мишени, так как при больших энергиях столкновения захват внутренних электронов мишени является доминирующим процессом по сравнению с перезарядкой из внешних оболочек. Захват электронов внутренних оболочек сильно усложняет расчеты даже в случае низкой плотности и приводит к тому, что распределение сечений по n может принимать необычный (немонотонный) вид. Это демонстрируется на рис. 10, где приведено распределение сечений перезарядки (19) по квантовым числам n при энергии $E = 200 \text{ keV/u}$ и нулевой плотности. Захват K -электронов приводит к образованию низколежащих состояний $\text{Ni}^{27+}(n)$ с главными квантовыми числами $n = 3 - 5$, а перезарядка на внешних L - и M -оболочках SiO_2 связана с образованием ионов никеля в высоковозбужденных состояниях с $n > 5$.

Таблица 2. Относительные сечения перезарядки $\sigma_n / \sum_{n=3}^{n=5} \sigma_n$ для реакции $U^{90+} + A \rightarrow U^{89+}(n) + A^+$, $A = N_2, Ar, Kr$ и Xe при энергии столкновения $E = 162 \text{ MeV/u}$

n	N_2			Ar			Kr			Xe		
	эксперимент	теория	настоящая работа									
3	0.634	0.602	0.556	0.644	0.525	0.471	0.619	0.533	0.501	0.620	0.541	0.519
4	0.253	0.263	0.328	0.240	0.299	0.322	0.257	0.296	0.309	0.256	0.292	0.300
5	0.113	0.135	0.116	0.116	0.176	0.207	0.124	0.171	0.190	0.124	0.167	0.181

Примечание. Сумма приведенных сечений σ_n нормирована на единицу, т.е. $\sum_{n=3}^{n=5} \sigma_n = \sigma_3 + \sigma_4 + \sigma_5 = 1$.

Как отмечалось ранее, экспериментальные данные по селективным сечениям перезарядки σ_{nl} и σ_{nlj} многозарядных ионов на атомах весьма немногочисленны. В табл. 2 для сравнения приведены относительные сечения перезарядки σ_n в состоянии с $n = 3, 4$ и 5 для реакции $U^{90+} + A \rightarrow U^{89+}(n) + A^+$, $A = N_2, Ar, Kr$ и Xe при большой энергии столкновения $E = 162 \text{ MeV/u}$ ($v = 80.5 \text{ a.u.}$). Экспериментальные данные для селективных сечений перезарядки в состоянии $3lj, 4lj$ и $5lj$ получены в работе [10] по рентгеновским спектрам излучения Li-подобных ионов урана методом, описанным выше. Все экспериментальные сечения имеют ярко выраженный максимум для образования конечного иона в p -состоянии, т.е. с орбитальным квантовым числом $l = 1$. Программа CAPTURE, которая использовалась в настоящей работе, позволяет вычислять только сечения, суммарные по квантовым числам l и j , поэтому в табл. 2 приведено сравнение только сечений σ_n . Видно, что все приведенные данные довольно хорошо согласуются друг с другом. Сечения, полученные в настоящей работе, вычислены с учетом захвата электронов всех оболочек мишени и эффекта плотности.

Следует отметить, что, как правило, сечения перезарядки положительных ионов на атомах измеряются при низких плотностях мишени $\rho_T \approx 10^{12} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, когда влияние эффекта плотности относительно невелико. Однако в некоторых случаях учет указанного эффекта на сечения перезарядки приводит к лучшему описанию экспериментальных данных, что косвенно подтверждает важность эффекта. Так, в работе [5] дано объяснение экспериментально измеренного среднего (равновесного) заряда быстрых ионов урана U^{q+} с зарядом $q = 28 - 80$ и энергией $E = 3.6 - 11.5 \text{ MeV/u}$ при взаимодействии с плотной плазмой ($\rho_T \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) полиэтилена $(CH)_n$. Показано, что учет плотности плазмы, т.е. эффективное уменьшение сечений перезарядки, приводит к лучшему согласию вычисленного равновесного заряда ионов урана $q_{\text{theor}} = 60 \pm 2$ с экспериментальным значением $q_{\text{exp}} = 63 \pm 1$. Таким образом, измерения сечений перезарядки ионов на атомах при больших плотностях мишени позволили бы проверить влияние рассмотренно-

го эффекта плотности на сечения перезарядки и интенсивности спектральных линий излучения образующихся ионов.

Заключение

Исследовано влияние эффекта плотности мишени на сечения перезарядки быстрых ионов X^{q+} на атомах и молекулах. Показано, что с ростом плотности мишени полные сечения перезарядки убывают, что связано с ионизацией образующихся возбужденных ионов $[X^{(q-1)+}]^*$ атомами мишени. Косвенное влияние эффектов плотности мишени подтверждается экспериментальными данными и расчетами по определению среднего заряда ионных пучков за плазменной мишенью. Прямые измерения селективных и полных сечений перезарядки, а также интенсивностей линий излучения образующихся ионов как функции плотности мишени позволяют проверить достоверность рассматриваемого эффекта.

Авторы благодарны Т. Штулькеру и Х. Тавара за полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-02-17825, № 01-02-16139) и ИНТАС (№ 99-1326/3).

Список литературы

- [1] Betz H.D. // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. P. 465.
- [2] Betz H.D. // Applied Atomic Collision Physics. Vol. 4. Condensed Matter. London: Academic Press, 1983. P. 2.
- [3] Tawara H., Richard P., Safronova U.I., Stancil P.C. // Phys. Rev. 2001. Vol. A 64. P. 042712.
- [4] Rosmej O., Rosmej F., Wieser J., Geisel M., Brambrink E., Blazevic A., Roth M., Niemann C., Dewald E., Hoffmann D.H.H., Golubev A., Turtikov V., Fertman A., Borisenko N., Shevelko V. // Nucl. Instrum. Meth. 2002. In Press.
- [5] Валь Х., Гизель М., Голубев А.А., Потт М., Рудской И.В., Таушвиц А., Толстихина И.Ю., Туртиков В.И., Феррман А.Д., Хоффманн Д.Д., Шарков Б.Ю., Шевелько В.П. // Краткие сообщения по физике. ФИАН, 2001. Т. 8. С. 28.

- [6] *Tugarinov S., von Hellermann M., Beigman I., Dokouka V., Khayrutdinov R., Krasilnikov A., Malaquias A., Tolstikhina I., Vainshtein L.* // Proc. Conf. on Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion. Varenna (Italy), 2001.
- [7] *Bureyeva L., Lisitsa V., Sergeev V., Stamm V., Sudo S.* // Proc. 3^d US-Japan Plasma Polarization Spectroscopy Workshop / Ed. P. Beiersdorfer, T. Fujimoto. Report UCRL-ID-146907. Livermore: University of California. 2001.
- [8] *Ryмуза P., Stöhlker Th., Geissel H., Kozhuharov Ch., Mokler P.H., Moshhammer R., Nickel F., Scheidenberger C., Stachura Z., Warczak A.* // Acta Phys. Pol. 1996. Vol. 27. P. 573.
- [9] *Stöhlker Th., Bosch F., Dunford R.W., Kozhuharov Ch., Ludziewski T., Mokler P.H., Stachura Z., Swiat P., Warczak A.* // Phys. Scr. 1999. Vol. T80. P. 379.
- [10] *Ma X., Stöhlker Th., Bosch F., Brinzaescu O., Fritzsche S., Kozhuharov Ch., Ludziejewski T., Mokler P.H., Stachura Z., Warczak A.* // Phys. Rev. 2001. Vol. A64. P. 012704.
- [11] *Пресняков Л.П., Шевелько В.П., Янев Р.К.* Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. М.: Атомиздат, 1986.
- [12] *Mann R., Folkmann F., Beyer H.* // J. Phys. 1981. Vol. B 14. P. 1161.
- [13] *Шевелько В.П.* // ЖТФ. 2001. Т 71. С. 20.
- [14] *Shevelko V.P., Tolstikhina I.Yu., Stöhlker Th.* // Nucl. Instrum. Meth. 2001. Vol. B 184. P. 295.
- [15] *Вайнштейн Л.П., Собельман И.И., Юков Е.А.* // Сечения возбужденных атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973.
- [16] *Olson R.E.* // Phys. Rev. 1981. Vol. A 24. P. 1726.
- [17] *Stöhlker Th., Kozhuharov Ch., Mokler P.H., Olson R.E., Stachura Z., Warczak A.* // J. Phys. 1992. Vol. B 25. P. 4527.
- [18] *Schlachter A.S., Stears J.W., Graham W.G., Berkner K.H., Pyle R.V., Tanis J.A.* // Phys. Rev. 1983. Vol. A 27. P. 3372.