

УДК 539.186.3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ УРАНА С ПЛАЗМЕННОЙ МИШЕНЬЮ

Х. Валь, М. Гайссеель, А. А. Голубев, М. Рот, И. В. Рудской,
А. Таушвиц, И. Ю. Толстихина, В. И. Туртиков, А. Д. Фертман,
Д. Хоффманн, Б. Ю. Шарков, В. П. Шевелько

Рассмотрены процессы взаимодействия ионов U^{q+} с энергией $E = 3.6 - 11.5$ МэВ/н и зарядом $q_n = 28 - 80$ с атомами и ионами плотной плазмы, образованной в капиллярном разряде полиэтилена с температурой ~ 3.5 эВ и плотностью $\sim 5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Вычислены сечения одноэлектронной перезарядки и ионизации налетающих ионов урана и соответствующий средний (равновесный) заряд за плазменной мишенью: $\bar{q} = 60 \pm 2$. Экспериментальный средний заряд составил $\bar{q} = 63 \pm 1$. Обсуждаются вопросы, связанные с влиянием процессов многоэлектронной ионизации и разрушением высоковозбужденных уровней образующихся атомов урана за счет столкновений с атомами и ионами углерода в плазме.

В связи с интенсивным развитием техники ускорения тяжелых ионов, в последние годы значительно возрос интерес к процессам взаимодействия пучков тяжелых ионов с веществом, особенно при исследовании проблем инерциального термоядерного синтеза (ИТС) [1 - 4].

В условиях ИТС профиль энерговложения интенсивного пучка тяжелых ионов в термоядерную мишень определяется механизмом торможения ионов в ионизованном веществе, который сильно зависит от их зарядового состояния. Это обстоятельство побудило проведение ряда экспериментальных исследований по взаимодействию пучков тяжелых ионов с плазменными мишенями [5 - 8], в которых было показано значительное увеличение тормозной способности в плазме по сравнению с холодными газовыми

мишенями. Было выявлено два основных процесса, отвечающих за увеличение энергетических потерь: а) увеличение кулоновского логарифма взаимодействия как результат столкновений тяжелых ионов со свободными электронами плазмы; б) более высокое зарядовое состояние иона, обусловленное понижением скорости электронного захвата в плазме по сравнению с холодным веществом.

Однако выделить эти два эффекта только из анализа данных по потерям энергии весьма затруднительно. Поэтому в работах [9 – 12] было проведено сравнительное измерение потерь энергии протонов и тяжелых ионов, имеющих одинаковые скорости и различные атомные массы, с одновременной регистрацией зарядового распределения. В этих экспериментах измерялись не абсолютные эффективные сечения процессов, а зарядовое распределение и средний заряд ионов за плазменной мишенью.

Целью настоящей работы является исследование процессов взаимодействия быстрых ионов урана с низкотемпературной плотной плазмой полиэтилена $(CH_2)_n$. Вычислены сечения перезарядки и ионизации ионов урана с зарядом $q_n = 28-80$ и энергией $E = 3.6-12.5$ МэВ/и при столкновении с протонами, атомами водорода, углерода и ионами C^+ и C^{++} . Исследовано влияние эффектов плотности плазмы и многоэлектронных процессов на эффективные сечения и средний заряд образующихся ионов урана.

В работах [9 – 12] были получены экспериментальные данные по измерению среднего заряда налетающих ионов \bar{q} за плазменной мишенью, образованной с помощью капиллярного разряда с испаряемой стенкой (КРИС) [13]. В условиях КРИС температура, давление и химический состав плазмы зависят от подводимой к разряду мощности, геометрии и материала капилляра. Во время прохождения импульса тока, пространство капилляра заполняется веществом, испаряющимся со стенок за счет теплового (джоулева) нагрева. Происходит диссоциация, а затем ионизация испаренного вещества, и в капилляре образуется плазма высокого (порядка сотен атмосфер) давления. Было установлено, что при форсированном режиме разряда относительное обилие элементов в твердой и газообразной фазах совпадают. Это дает возможность получения плазмы определенного состава из непроводящих твердых или жидких веществ [14].

В качестве материала стенки был выбран полиэтилен $(CH_2)_n$. В экспериментах использовались плазменные мишени с различными диаметрами капилляра 1.5, 2.0 и 3.0 мм (длина капилляра 50 мм) для достижения в мишени различных электронных плотностей $N_e = 5.5 \cdot 10^{19}$, $4.6 \cdot 10^{19}$ и $3.4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ соответственно, при температуре плазмы порядка 3.5 эВ. Инициирование разряда осуществлялось поджигающим импульсом высокого напряжения до 50 кВ со среднего электрода, изготовленного из молибдена. Основ-

ной разряд развивался между графитовыми электродами, расположенными на торцах капилляра. Максимальная запасенная энергия в батарее конденсаторов составляла 150 Дж, при напряжении 5 кВ, ток разряда составлял 10–15 А в зависимости от диаметра капилляра при длительности первой полуволны разрядного импульса ~ 7 мкс по основанию. Для обеспечения прохождения пучка ионов сквозь плазменную мишень в центре основных разрядных электродов были сделаны отверстия диаметром 4 мм.

Капиллярная мишень была установлена в вакуумный объем на пучковой линии ускорителя UNILAS в Дармштадте (ФРГ) с использованием системы дифференциальной вакуумной откачки. Измерения потерь энергии были проведены по широко известной времяпролетной методике, использующей радиочастотную микроструктуру ионного пучка ускорителя UNILAS с частотой 108.48 МГц. Зарядовое распределение на выходе из плазменной мишени измерено с использованием дипольного магнита с максимальным полем 2.1 Т и средним углом поворота 10° . На выходном фланце магнитного анализатора была установлена система регистрации зарядового распределения с временным разрешением, состоящая из быстрого сцинтиллятора, стрик-камеры и видеокамеры на основе ПЗС с компьютерным интерфейсом, считывающей экран стрик-камеры. Экспериментальные результаты по среднему заряду иона за плазменной мишенью для различных типов ионов получены из обработки изображений, получаемых на стрик-камере с учетом измеренных энергетических потерь ионов.

Величина среднего заряда \bar{q} на выходе из плазменной мишени для всех типов измеренных ионов и диапазонов энергий обычно представляется отношением \bar{q}/Z , где Z – заряд ядра иона, как функцией приведенной скорости ионного пучка V_r :

$$\bar{q}/Z = F(V_r), \quad V_r = \frac{(v/v_0)^{1.175}}{Z^{0.607}}. \quad (1)$$

Здесь v – скорость ионного пучка, $v_0 = e^2/\hbar \approx 2.188 \cdot 10^8$ см/с – атомная единица скорости. Такая зависимость предложена в работе [15] для плотного холодного газа, где получен полуэмпирический вид функции $F(V_r)$:

$$F(V_r) = 1 - \exp(-0.555 \cdot V_r). \quad (2)$$

Сравнение полученных экспериментальных данных с полуэмпирической функцией (2) в координатах (1) приведено на рис. 1; видно, что зависимость (2) достаточно хорошо описывает весь набор имеющихся экспериментальных данных, как для легких, так и тяжелых ионов, взаимодействующих с частицами плазмы.

В работе [12] проведены также измерения по торможению ионов урана с различным входным зарядом в капиллярной плазме и зафиксирована разница в величинах потерь

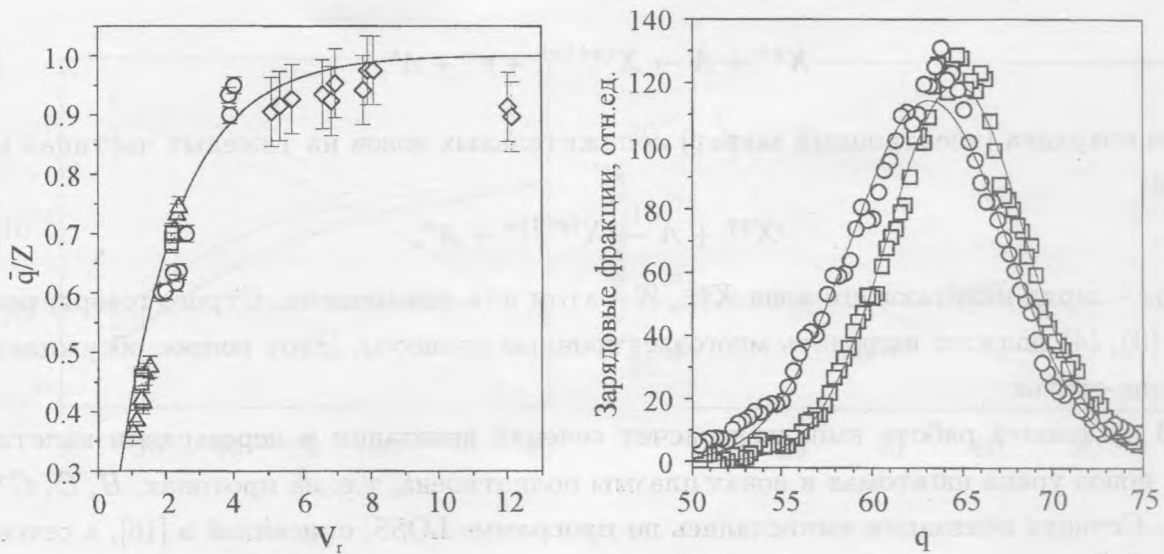


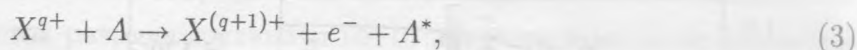
Рис. 1. Отношение среднего заряда иона \bar{q} к его ядерному заряду Z в зависимости от приведенной скорости иона V_r (1) в пучке. Эксперимент: $\diamond - C^{q+}$, $\circ - Kr^{q+}$, $\Delta - Pb^{q+}$, $\square - U^{q+}$. Сплошная кривая – полуэмпирическая зависимость (2). Из работы [11].

Рис. 2. Экспериментальные зарядовые распределения налетающих ионов урана с энергией 11.5 МэВ/н: $\square - U^{28+}$ и $\circ - U^{76+}$ за плазменной мишенью полиэтилена с плотностью $N = 4.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от заряда q . Из работы [12].

энергии этих ионов. Измерения выполнены на ионах U^{q+} с зарядами $q_n = 28$ и 76 с энергией 11.5 МэВ/н, и с зарядами $q_n = 28$ и 65 с энергией 5.9 МэВ/н. Зарядность ионов с $q_n = 28$ является выходной для ускорителя UNILAS, а ионы U^{65+} и U^{76+} получались путем обдирки ионов U^{28+} на графитовых фольгах. Измеренные распределения зарядового состояния налетающих ионов U^{28+} и U^{76+} за плазменной мишенью приведены на рис. 2. Видно, что измеренный средний заряд ионов на выходе составил $\bar{q} = 63 \pm 1$ независимо от заряда налетающего иона. В настоящей работе предпринята попытка объяснить полученный результат.

Процессы с изменением зарядового состояния налетающих ионов. Для определения среднего заряда ионов за мишенью, времени жизни ионного пучка в ускорителе и других характеристик необходимо знание эффективных сечений процессов с изменением зарядового состояния налетающих ионов. Основными процессами такого рода являются процессы перезарядки и ионизации при столкновении с частицами мишени:

ионизация (обдирка) налетающих ионов:



перезарядка (электронный захват) положительных ионов на тяжелых частицах мишени:



где q_n – заряд налетающего иона X^{q+} , A – атом или ион мишени. Строго говоря, реакции (3), (4) должны включать многоэлектронные процессы. Этот вопрос обсуждается в конце статьи.

В настоящей работе выполнен расчет сечений ионизации и перезарядки налетающих ионов урана на атомах и ионах плазмы полиэтилена, т.е. на протонах, H , C , C^{+} и C^{++} . Сечения ионизации вычислялись по программе LOSS, описанной в [16], а сечения перезарядки – по программе CAPTURE [17]. В программе LOSS учитывается атомная структура налетающего иона и атома-мишени, причем волновые функции налетающего иона получаются путем численного решения уравнения Шредингера, а в качестве атомных формфакторов мишени используются безузловые функции Слетера. При расчетах сечений ионизации и перезарядки, в качестве энергий связи ионов урана, включая внутренние оболочки, использовались теоретические данные работы [18].

В программе CAPTURE, эффективные сечения одноэлектронной перезарядки вычислялись методом многоканальной нормировки вероятности перезарядки в представлении параметра удара с использованием водородоподобных волновых функций для связанных состояний и плоских волн для свободного относительного движения системы как целого, т.н. нормированное приближение Бринкмана–Крамерса NBK – Normalized Brinkman–Kramers.

Вычисленные сечения перезарядки и ионизации ионов урана на атомах углерода при энергии $E = 11.5 \text{ МэВ/н}$ представлены на рис. 3 как функции заряда ионов урана q . Пересечение сечений перезарядки и ионизации (кривые 1 и 5, соответственно) дают средний равновесный заряд $\bar{q} \approx 54$, в то время как экспериментальные данные составляют $\bar{q} \approx 63$. В настоящей работе показано, что это отличие связано с тремя основными причинами: влиянием эффектов плотности плазменной мишени, искажением плоской волны сильным кулоновским полем ионов урана и влиянием многоэлектронных процессов.

Учет плазменных эффектов. Известно [19], что в плотной плазме высоковозбужденные атомы и ионы разрушаются (ионизируются) за счет столкновений с электронами и

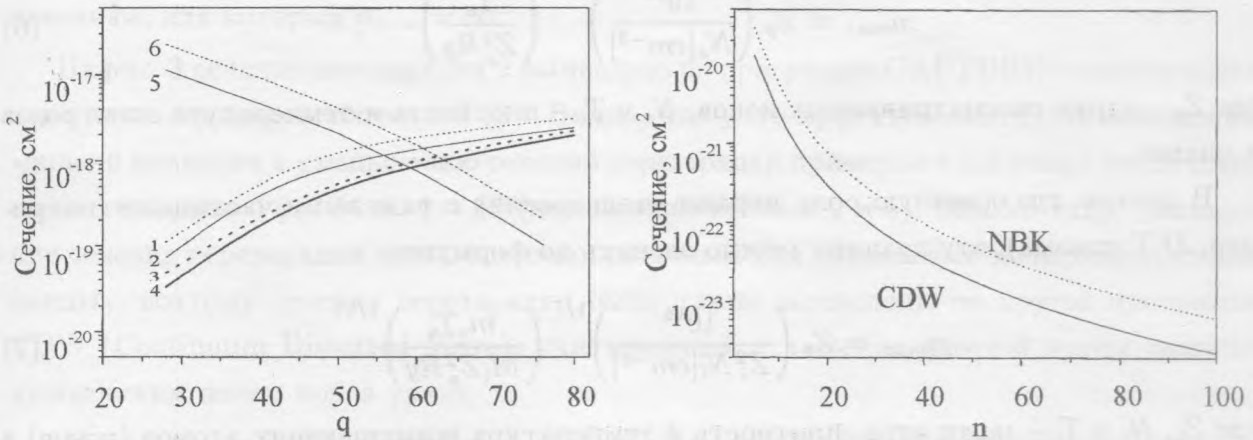


Рис. 3. Вычисленные сечения перезарядки и ионизации ионов урана U^{q+} с энергией 11.5 МэВ/н при столкновении с атомами углерода как функции заряда иона q (настоящая работа). Сечения 1-4 – перезарядка, сечения 5, 6 – ионизация: 1 – полное сечение перезарядки во все состояния, 2 – с учетом эффектов плотности плазмы (8) – программа CAPTURE. Сечения 3 и 4 – то же по программе CDW. Сечение 5 – одноэлектронная ионизация, программа LOSS, сечение 6 – удвоенное сечение 5.

Рис. 4. Распределение сечений перезарядки по главным квантовым числам n ионов урана, образующихся при столкновении ионов U^{28+} с энергией 11.5 МэВ/н с атомами углерода $U^{28+} + C \rightarrow U^{27+(n)} + C^+$: NBK – программа CAPTURE, CDW – программа CDW. $n_0 = 5$.

тяжелыми частицами плазмы. Максимальное значение главного квантового числа n , начиная с которого начинается распад, можно оценить из условия равенства скорости ионизации и полной скорости радиационного распада уровня n на все низколежащие уровни:

$$\sum_{n_0 < n} A_{nn_0} = N \langle \sigma_i(n) \cdot v \rangle, \tag{5}$$

где A – вероятность радиационного дипольного перехода с уровня n на нижний уровень n_0 , N – плотность возмущающих частиц в плазме, $\langle \sigma_i v \rangle$ – скорость ионизации с уровня n .

В случае столкновений ионов с электронами плазмы, максимальное значение главного квантового числа n_{max} , начиная с которого происходит распад состояний за счет

ионизации, дается оценкой [19]:

$$n_{max} = Z_p \left(\frac{10^{18}}{N_e [cm^{-3}]} \right)^{1/7} \left(\frac{T_e}{Z_p^2 Ry} \right)^{1/14}, \quad (6)$$

где Z_p – заряд рассматриваемых ионов, N_e и T_e – плотность и температура электронов в плазме.

В плазме, где основную роль играют столкновения с тяжелыми частицами (например, $D-T$ плазма), эту границу можно оценить по формуле:

$$n_{max} = Z_p \left(\frac{10^{18}}{Z_i^2 N_i [cm^{-3}]} \right)^{1/7} \left(\frac{m_e T_i}{M_i Z_p^2 Ry} \right)^{1/14}, \quad (7)$$

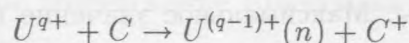
где Z_i , N_i и T_i – заряд ядра, плотность и температура возмущающих атомов (ионов) в плазме, M_i/m_e – масса возмущающих частиц в единицах массы электрона.

Наконец, при взаимодействии ионного пучка с частицами плазмы, получаем

$$n_{max} = Z_p \left(\frac{10^{18}}{Z_i^2 N_i [cm^{-3}]} \right)^{1/7} \left(\frac{E [keV/n]}{260 Z_p^2} \right)^{1/14}. \quad (8)$$

Здесь E – энергия ионного пучка. В формулах (6)–(8) для оценок величин n_{max} в качестве сечений ионизации использовалась классическая формула Томсона.

Таким образом, при перезарядке ионов урана на атомах плазмы образующиеся ионы (урана) будут иметь распределение по главным квантовым числам от основного состояния до некоторого максимального (а не до $n_{max} = \infty$), определяемого формулой (8). Так, для перезарядки на атомах углерода ($Z_i = 6$)



формула (8) дает следующие значения для n_{max} :

$$\begin{aligned} q = 28 \quad n_0 = 5 \quad n_{max} = 8 \\ q = 40 \quad n_0 = 4 \quad n_{max} = 11 \\ q = 50 \quad n_0 = 4 \quad n_{max} = 14 \\ q = 60 \quad n_0 = 4 \quad n_{max} = 16 \\ q = 70 \quad n_0 = 3 \quad n_{max} = 18 \\ q = 80 \quad n_0 = 3 \quad n_{max} = 21. \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, чем больше заряд налетающего иона, тем большие n дают вклад в полное сечение перезарядки ионов в плазме, и тем ближе ситуация к бинарным столкновениям, для которых $n_{max} = \infty$.

На рис. 3 сечение перезарядки 2 вычислено по программе CAPTURE с учетом конечного числа конечных состояний (9). Видно, что учет эффектов плотности плазменной мишени приводит к уменьшению сечений перезарядки примерно в 1.5 раза и увеличению среднего заряда с $\bar{q} = 54$ до $\bar{q} \approx 56$ (пересечение кривых 2 и 5). Однако такое уменьшение сечений перезарядки оказалось недостаточным для объяснения экспериментальных данных, поэтому сечения перезарядки были также вычислены по другой программе, CDW (Continuum Distorted Wave), учитывающей искажение плоской волны сильным кулоновским полем ионов урана.

Учет искажения плоской волны в процессах перезарядки. Сечения перезарядки рассчитывались также по программе CDW, описанной в работах [20 – 25]. Название метода обусловлено возмущением, создаваемым центром, с которым электрон не находится в связанном состоянии. CDW метод был предложен в квазиклассической формулировке в работе [26], а его квантовый вывод был сделан в работе [27] для одноэлектронного захвата в рамках трехчастичной теории – два ядра плюс электрон. В программе CDW матричный элемент перехода из начального состояния 0 на атоме мишени в конечное состояние 1 налетающего иона вычисляется по формуле:

$$T_{01} = \langle \chi_1^- | \hat{T} | \chi_0^+ \rangle, \quad (10)$$

где χ_0^+ и χ_1^- – CDW функции начального и конечного состояний. Функция начального состояния χ_0^+ является произведением трех функций, соответствующих: а) связанному состоянию электрона на мишени (водородные волновые функции или волновые функции Клементи и Роегги [28]); б) кулоновской волновой функции электрона в непрерывном спектре налетающего иона со скоростью \mathbf{v} , где \mathbf{v} – относительная скорость сталкивающихся частиц; в) кулоновской волне ядра мишени,двигающегося со скоростью $-\mathbf{v}$ в поле налетающего иона.

Функция конечного состояния имеет аналогичный вид. Оператор T является динамическим оператором перехода электрона с атома или иона мишени на налетающий ион.

Расчеты показали, что программа CDW применима при достаточно больших энергиях столкновения, по сравнению со средней энергией захватываемого электрона в на-

чальном или конечном состояниях:

$$E[\text{keV}/\text{amu}] \geq 80 \max\{E_0, E_1\}, \quad (11)$$

где \max означает большее из значений энергии начального E_0 и конечного E_1 связанных состояний в Ry . Точность CDW метода составляет порядка 20% и выше.

Сечения перезарядки, вычисленные по программе CDW для случая бинарных столкновений ($n_{\max} = \infty$) и с учетом эффектов плотности приведены на рис. 3 – кривые 3 и 4, соответственно. Видно, что учет кулоновского взаимодействия в волновых функциях приводит к уменьшению сечений в 2-3 раза, а эффекты плотности плазмы также уменьшают сечения примерно в 1.5 раза. Средний заряд ионов урана за плазменной мишенью согласно расчетам с помощью CDW программы составил $\bar{q} \approx 59$ и $\bar{q} \approx 60$ для случая перезарядки во все состояния и с учетом ограниченного числа уровней (пересечение сечений 3 и 4 с сечением ионизации 1, соответственно). Однако, по-прежнему имеется расхождение на 4 единицы с экспериментальным значением среднего заряда, которое можно качественно объяснить влиянием процессов многоэлектронной ионизации налетающих ионов (см. следующий раздел).

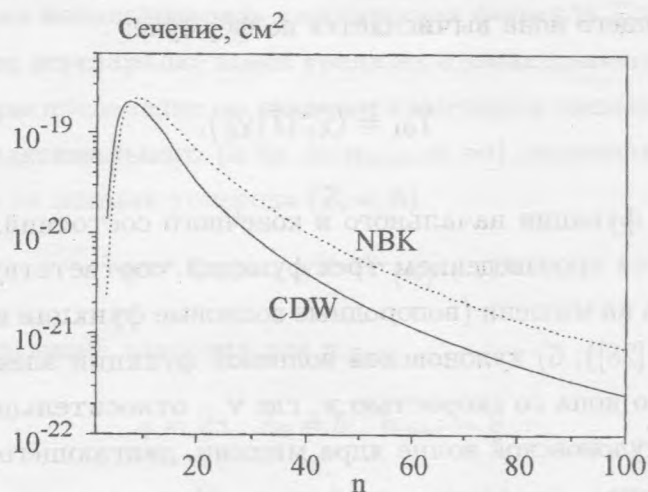


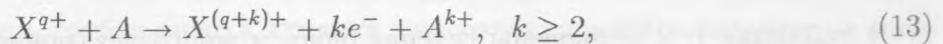
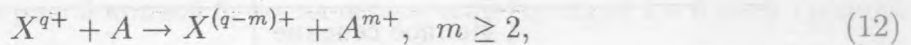
Рис. 5. То же, что на рис. 4, для налетающих ионов U^{80+} . $U^{80+} + C \rightarrow U^{79+}(n) + C^+$. $n_0 = 3$.

В целом следует отметить, что эффекты плотности плазмы наиболее сильно влияют на сечения перезарядки малозарядных ионов, и в этом случае важно распределение сечений по главным квантовым числам образующихся ионов. На рис. 4 и 5 представлено распределение сечений перезарядки по главным квантовым числам n при столкновении

ионов урана с минимальным $q_n = 28$ и максимальным $q_n = 80$ зарядами и энергией $E = 11.5 \text{ МэВ/н}$ с атомами углерода. Расчеты выполнены по двум программам – CAPTURE и CDW. Видно, что учет искажения волновых функций в случае многозарядных ионов (программа CDW) приводит к уменьшению сечений в 2-3 раза и сдвигу в сторону меньших n положения максимума парциальных по n сечений по сравнению с приближением NBK, использующим плоские волны для описания системы как целого. Отметим, что широко используемая полуэмпирическая формула Шлахтера [29] дает сильно (примерно в 5-6 раз) завышенные полные сечения перезарядки для столкновений $U^{q+} + C$ при энергиях $E > 4 \text{ МэВ/н}$ по сравнению с приближением NBK (кривая 1 на рис. 3).

Распределение сечений перезарядки по квантовым числам образующегося иона играет важную роль в процессах, протекающих в астрофизической плазме, например, в солнечных вспышках [30], или лабораторной плазме, например, при создании инверсной заселенности в капиллярном разряде [31]. Что касается программ по расчету парциальных по квантовым числам образующихся ионов nlm и полных сечений перезарядки, то наиболее точными в настоящее время методами расчета являются: метод сильной связи [32, 33], метод классических траекторий [34], адиабатический метод (программа Arseny [35]) и метод разделенных операторов [36].

Учет процессов многоэлектронной ионизации. При взаимодействии ионных пучков с атомной или плазменной мишенью большую роль в процессах по изменению зарядового состояния могут играть многоэлектронная перезарядка и ионизация:



где m и k – число захваченных и выбитых электронов, соответственно.

При больших скоростях налетающих ионов $v/v_0 > 1$ (в нашем случае $E > 3.6 \text{ МэВ/н}$, т.е. $v/v_0 > 12$), эффективные сечения многоэлектронной перезарядки малы (см., например [37]), и ими можно пренебречь. Сечения же многоэлектронной ионизации в ион-атомных столкновениях, напротив, могут дать большой вклад в полное сечение обдирки – до 50% и более, особенно при ионизации тяжелых многоэлектронных систем при столкновении с атомами и ионами мишени, на что указывают результаты экспериментальных данных [38 – 41] и теоретических расчетов [41, 42].

Т а б л и ц а 1

Сечения многоэлектронной ионизации (см^2) при столкновениях быстрых многозарядных ионов с газовыми мишенями. 5.6 – 17 означает 5.6×10^{-17}

	Число выбитых электронов k	Эксперимент [39] BEVALAC	Теория [42] СТМС
$U^{10+} + H_2,$ $E = 1.4 \text{ МэВ/н}$	1	5.6–17	3.5–17
	2	1.6–17	1.1–17
	3	5.0–18	4.2–18
	...		
	Полное сечение	7.7–17	5.3–17
$U^{10+} + N_2,$ $E = 1.4 \text{ МэВ/н}$	1	1.6–16	1.3–16
	2	1.0–16	5.2–17
	3	6.0–17	3.6–18
	...		
	Полное сечение	4.0–16	3.2–16
$X^{0+} + BeF_2,$ $E = 20 \text{ МэВ/н}$	1	–	2.9–16
	2	–	1.2–16
	3	–	6.4–17
	4	–	3.6–17
	5	–	2.2–17
	6	–	1.9–17
	Полное сечение	–	5.9–16

В таблицах 1, 2 приведены сечения одно- и многоэлектронной ионизации быстрых тяжелых ионов, сталкивающихся с молекулярными мишенями. В случае экспериментальных данных указаны экспериментальные установки, на которых проводились измерения. В методах расчета использованы следующие обозначения: СТМС – метод классических траекторий Монте–Карло, Борн – борновское приближение [43], классика – классический подход в представлении параметра удара [44] или по формуле Грижинского [45] (подробнее см. [41]).

Из таблиц видно, что суммарный вклад многоэлектронной ионизации ($k \geq 2$) в полное сечение довольно велик и составляет порядка 50%. Расчеты сечений многоэлектронной ионизации практически отсутствуют, поэтому можно только качественно оценить влияние многоэлектронной ионизации на равновесный заряд ионов за мишенью.

Согласно данным таблицы, представим полное сечение ионизации в виде

Т а б л и ц а 2

То же, что табл. 1 для $Kr^{7+} + N_2$, $E = 3.4 \text{ МэВ/н}$

Число выбитых электронов k	Эксперимент	Теория [41]		Теория [41]
	[41] Texas K500	Борн	Классика	ф-ла Грижинского
1	4.4–17	4.1–17	7.2–17	5.4–17
2	1.7–17	1.8–17	1.9–17	2.5–17
3	9.0–18	1.6–17	1.1–17	1.1–17
4	4.6–18	9.3–18	4.5–18	5.2–18
5	2.2–18	4.0–18	1.3–18	2.4–18
6	1.2–18	1.3–18	3.0–19	1.1–18
7	5.8–19	4.0–19	6.1–20	5.0–19
Полное сечение	7.9–17	9.0–17	1.1–16	9.9–17

$$\sigma_{tot} \approx 2\sigma_1, \quad (14)$$

где σ_1 – сечение одноэлектронной ионизации. Удвоенное сечение одноэлектронной ионизации представлено на рис. 3 кривой 6, тогда пересечение сечений 4 и 6 дает средний заряд $\bar{q} = 64$, близкий к экспериментальному значению.

Разумеется, это очень грубая оценка влияния многоэлектронной ионизации на средний заряд, однако, она показывает качественное улучшение согласия теории с экспериментом. Для количественного сравнения экспериментальных и теоретических сечений многоэлектронной перезарядки и ионизации тяжелых ионов необходимо знание абсолютных экспериментальных данных. В ближайшее время планируется проведение таких экспериментов на ускорителе UNILAC в г. Дармштадт (Германия).

Авторы признательны проф. Джеваду Белкичу (Каролинский Университет, г. Стокгольм) за предоставленную возможность использовать программу CDW для расчета сечений перезарядки.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ NN 00-02-17825, 01-02-16139, 98-02-22040 PICS 401 и гранта INTAS 99-1326/3.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Hofmann I., Plass G. (eds.) The HIDIF-study, Report **GSI-98-06** (Darmstadt, 1998).
- [2] Sharkov B. Yu., Alexeev N. N., Churazov M. D., et al. NIMA, **464**, 1 (2001).
- [3] Bangert R. O. NIMA, **464**, 17 (2001).
- [4] Vatulin V., Afanas'eva V., Bazin A., et al. NIMA, **464**, 38 (2001).
- [5] Hoffmann D. H. H., Weyrich K., Wahl H., et al. Z. Phys. A, **30**, 339 (1988).
- [6] Hoffmann D. H. H., Weyrich K., Wahl H., et al. Z. Phys. D, **16**, 229 (1990).
- [7] Dietrich K.-G., Hoffmann D. H. H., Boggasch E., et al. Phys. Rev. Lett., **69**, 3623 (1992).
- [8] Chabot M., Gardes D., Kiener J. Laser and Particle Beams, **13**, 2, 293 (1995).
- [9] Golubev A., Basko M., Fertman A., et al. Phys. Rev. E, **57**, 3363 (1998).
- [10] Golubev A., Basko M., Fertman A., et al. GSI Annual Report **GSI-98-09** (Darmstadt, 1998).
- [11] Golubev A., Turtikov V., Fertman A., et al. NIMA, **464**, 247 (2001).
- [12] Golubev A., Turtikov V., Fertman A., et al. GSI Annual Report **GSI-2000** (Darmstadt, 2001).
- [13] Голубев Е. М., Пухов А. М., Смирнов В. Л. Журн. Техн. Физ., **67**, 126 (1997).
- [14] Огурцов Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. Теплофиз. Выс. Темпер., **6**, 48 (1968).
- [15] Vetz H.-D. Heavy Ion Charge States in: Applied Atomic Collision Physics, 4, Condensed Matter, 2 (Academic Press, London, 1983).
- [16] Толстихина И. Ю., Шевелько В. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 10 (2000).
- [17] Толстихина И. Ю., Шевелько В. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5, 40 (2000).
- [18] Rashid K., Saadi M. Z., Yasin M. ADNDT, **40**, 365 (1988).
- [19] Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение

- атомов и уширение спектральных линий. М., Наука, 1979, стр. 151.
- [20] Belkic Dz., Gayet R., Salin A. *Physics Reports*, **56**, 279 (1979).
- [21] Belkic Dz., Gayet R., Salin A. *Comp. Phys. Commun.*, **23**, 153 (1981).
- [22] Belkic Dz., Gayet R., Salin A. *Comp. Phys. Commun.*, **30**, 193 (1983).
- [23] Belkic Dz., Gayet R., Salin A. *Comp. Phys. Commun.*, **32**, 385 (1984).
- [24] Belkic Dz. *Physica Scripta*, **43**, 561 (1991).
- [25] Belkic Dz., Gayet R., Salin A. *Atomic Data Nuclear Data Tables*, **51**, 59 (1992).
- [26] Cheshire I. M. *Proc. Phys. Soc.*, **84**, 89 (1964).
- [27] Gayet R. *J. Phys. B*, **5**, 483 (1972).
- [28] Clementi E., Roetti C. *At. Data*, **14**, 177 (1974).
- [29] Schlachter F., Stearns J. W., Graham W. G., et al. *Phys. Rev. A*, **27**, 3372 (1983).
- [30] Peter Th., Ragozin E. N., Urnov A. M., et al. *Astrophys. J.*, **351**, 317 (1990).
- [31] Kunze H.-J., Koshelev K. N., Steden C., et al. *Phys. Lett. A*, **193**, 183 (1994).
- [32] Fritsch W., Lin C. D. *Phys. Rep.*, **202**, 1 (1991).
- [33] Tushima N. *Phys. Rev. A*, **50**, 3940 (1994).
- [34] Illescas C., Riera A. *Phys. Rev. A*, **60**, 4546 (1999).
- [35] Соловьев Е. А. *УФН*, **32**, 228 (1989).
- [36] Tong X.-M., Kato D., Watanabe T., Ohtani S. *Phys. Rev. A*, **62**, 052701 (2001).
- [37] Tawara H., Shevelko V. *Atomic Multielectron Processes* (Springer, 1999).
- [38] Erb W. Report **GSI-P-78** (Darmstadt, 1978).
- [39] Franzke B. *IEEE*, **NS-28**, 2116 (1981).
- [40] Vay J. L., Deutsch C. *Plasma Phys.*, **5**, 1190 (1998).
- [41] Mueller D., Grisham L., Kaganovich I., et al. *Plasma Phys.*, **8**, 1753 (2001).
- [42] Olson R. E. *NIMA*, **464**, 93 (2001).
- [43] Bates D. R., Griffing G. W. *Proc. Phys. Soc. A*, **68**, 90 (1955).
- [44] Kaganovich I. (unpublished, 2001).
- [45] Gryzinski M. *Phys. Rev.*, **138**, A305 (1965).

Поступила в редакцию 13 июля 2001 г.