

УДК 539.1



*МАТВЕЕВ Виктор Иванович, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой теоретической физики, заместитель декана по научной работе физического факультета, директор центра теоретической физики Поморского государственного университета имени М.В. Ломоносова. Автор 190 научных публикаций, в т.ч. двух монографий*



*РЯБЧЕНКО Сергей Васильевич, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник центра теоретической физики Поморского государственного университета имени М.В. Ломоносова, старший преподаватель кафедры физики Архангельского государственного технического университета. Автор 12 научных публикаций*

## **МНОГОКРАТНАЯ ОБДИРКА СНАРЯДА И МИШЕНИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ АТОМАМИ\***

*Столкновения, многократная ионизация, обдирка, сложные атомы, структурные ионы*

**1. Введение.** Необходимость непертурбативного описания неупругих процессов при столкновениях тяжелых ионов с атомами была стимулирована постановкой экспериментов на ускорителях тяжелых ионов. В работах [1, 2] впервые были проведены измерения сечений многократной ионизации (до 18 степеней) атомов аргона ударом частично ободранного, структурного многозарядного иона урана  $U^{75+}$  с энергией 15 МэВ/нуклон и  $U^{91+}$  с энергией 120 МэВ/нуклон. В настоя-

щее время значительно больший интерес проявляется к исследованиям процессов многократной ионизации – обдирки снаряда при столкновениях тяжелых ионов с нейтральными атомами. В работах [3, 4] проведены измерения сечений многократной обдирки (потеря до 15 электронов) быстрых высокозарядных ионов урана  $U^{16+}$  и  $U^{28+}$  при столкновениях с многоэлектронными нейтральными атомами. Измерения показали, что при увеличении степени ионизации на

\*Работа выполнена при поддержке Фонда ИНТАС (грант INTAS-GSI 03-54-4294).

единицу соответствующее сечение убывало менее чем в два раза; была отмечена необходимость рассчитывать такие процессы непertурбативными методами. Трудности непertурбативного квантовомеханического подхода связаны прежде всего с тем, что в подобных процессах одновременно участвует значительное количество электронов, например, для столкновения иона  $U^{10+}$  с атомом аргона (общее число электронов порядка 100). В связи с этим в расчетах многократной ионизации часто используются методы классической механики (см. например, работу [4], где проведены расчеты сечений многократной обдирки снаряда методом классических траекторий). Квантовомеханическое непertурбативное рассмотрение многократной обдирки снаряда предложено в работах [5, 6], существенного упрощения задачи в этих работах удалось достигнуть ограничением рассмотрения только многоэлектронных мишеней, причем обоснованием многочастичного подхода послужили физические соображения. Расчеты потерь энергии на основе подхода [5, 6] при столкновениях тяжелых многоэлектронных высокозарядных ионов с нейтральными многоэлектронными атомами проведены в работе [7].

В настоящей статье приведено обоснование развитого в [5, 6] непertурбативного подхода и дана оценка погрешности вычисления сечений. Предложен метод расчета сечений многократной обдирки снаряда, позволяющий рассчитать сечения для различных комбинаций снаряд-мишень по известным трем произвольным сечениям для какой-либо одной конкретной комбинации снаряд-мишень, в том числе предложен метод восстановления энергетической зависимости сечений обдирки произвольной кратности. Проведены расчеты и сравнение с экспериментом.

## 2. Общая часть. Приближение внезапных

возмущений является основой расчетных методик, когда возмущение не является достаточно малым для применения теории возмущений, однако время действия возмущения значительно меньше характерных периодов времени невозмущенной системы, что позволяет решать задачу, не ограничивая величину возмущения. При использовании приближения внезапных возмущений в работах [5, 6] относительная скорость столкновения считалась  $\gg$  большой (но нерелятивистской, для распространения на область релятивистских скоростей столкновения использовалось приближение эконала), и поэтому возмущение – взаимодействие сталкивающихся систем – считалось действующим внезапно. Приведем соответствующие условия (здесь и везде ниже используются атомные единицы  $\hbar = e = m_e = 1$ , где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $e$ ,  $m_e$  – заряд и масса электрона): время столкновения снаряда и мишени  $\tau_c \sim a/v$ , где  $a \sim 1$  – характерный размер сталкивающихся систем, характерное время обращения электронов на орбите  $\tau_o$  следует считать  $\sim 1$ , как для электронов снаряда, так и для мишени. Цель нашего исследования – столкновения многоэлектронных систем, у которых подавляющее число электронов находится на верхних оболочках с большими квантовыми числами. Для применимости представлений о внезапности возмущения должно выполняться неравенство  $\tau_c \ll \tau_o$ . Таким образом, в интересующем нас случае достаточно выполнения неравенства  $a \gg 1$ .

Введем обозначения:  $N_A$  – полное число электронов в атоме (мишень),  $Z_A$  – заряд ядра атома,  $N_p$  – полное число электронов в ионе (снаряд),  $Z_p$  – заряд ядра иона. Обозначим как  $r_p$  ( $p = 1, 2, \dots, N_p$ ) координаты электронов структурного иона-снаряда относительно ядра снаряда. Аналогично, обозначим координаты электрона атома-мишени относительно ядра мишени как  $r_o$  ( $a = 1, 2, \dots, N_A$ ).

Потенциал взаимодействия снаряда и мишени имеет вид:

$$V = - \sum_{\alpha=1}^{p \cdot N_A} \frac{Z_p}{|\mathbf{R}(t) + \mathbf{r}_\alpha|} - \sum_{\rho=1}^{p \cdot N_p} \frac{Z_A}{|\mathbf{R}(t) + \mathbf{r}_\rho|} + \sum_{\rho=1, \alpha=1}^{p \cdot N_p, \alpha=N_A} \frac{1}{|\mathbf{R}(t) + \mathbf{r}_\rho - \mathbf{r}_\alpha|}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{R}(t)$  – межъядерное расстояние, относительный параметр удара  $\mathbf{b}$  и относительная скорость  $\mathbf{v}$ ; в правой части (1): первое слагаемое – взаимодействие электронов мишени с ядром снаряда, второе слагаемое – взаимодействие электронов снаряда с ядром мишени, третье слагаемое – взаимодействие между электронами снаряда и мишени. Взаимодействие ядер снаряда и мишени, как не вызывающее электронных переходов, будем опускать.

Состояния электронов изолированного снаряда будем описывать полным набором волновых функций  $\psi_k \equiv \psi_k(\{\mathbf{r}_\rho\}) \equiv \psi_k(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{N_p})$ , основное состояние электронов изолированной мишени будем описывать волновой функцией  $\varphi_0 \equiv \varphi_0(\{\mathbf{r}_\alpha\}) \equiv \varphi_0(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{N_A})$ . Вероятность  $w_{0 \rightarrow k}^{0 \rightarrow n}$  перехода электронов атома-мишени из состояния  $\varphi_0$  в состояние  $\varphi_n$  и электронов снаряда из состояния  $\psi_0$  в состояние  $\psi_k$  в результате столкновения в приближении внезапных возмущений равна:

$$w_{0 \rightarrow k}^{0 \rightarrow n} = |\langle \varphi_0 \psi_0 | \exp\left(-i \int_{-\infty}^{\infty} V dt\right) | \psi_k \varphi_n \rangle|^2. \quad (2)$$

Следовательно [5], вероятность  $W_{0 \rightarrow k}$  перехода электрона снаряда из состояния  $\psi_0$  в состояние  $\psi_k$  в зависимости от прицельного параметра  $\mathbf{b}$  при произвольной судьбе мишени (просуммированная по всем конечным состояниям атома-мишени, полный набор) имеет вид:

$$W_{0 \rightarrow k} = \langle \varphi_0 | \langle \psi_n | \exp\left(-i \int_{-\infty}^{\infty} U_\alpha dt\right) | \psi_0 \rangle \rangle | \varphi_0 \rangle, \quad (3)$$

где  $U_\alpha$  – потенциал, действующий со стороны мишени на электроны бомбардирующего иона:

$$U_\alpha = - \sum_{\rho=1}^{p \cdot N_p} \frac{Z_A}{|\mathbf{R}(t) + \mathbf{r}_\rho|} + \sum_{\rho=1, \alpha=1}^{p \cdot N_p, \alpha=N_A} \frac{1}{|\mathbf{R}(t) + \mathbf{r}_\rho - \mathbf{r}_\alpha|}. \quad (4)$$

Непосредственное использование формулы затруднено в случае, когда мишени являются существенно многоэлектронными, то есть  $N_A \gg 1$ . В следствие этого, при проведении расчетов [5, 6] на основе физических соображений использовалась значительно более простая формула для вероятности  $W_{0 \rightarrow k}$ :

$$W_{0 \rightarrow k} = |\langle \psi_k | \exp\left(-i \sum_{\rho=1}^{p \cdot N_p} \chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_\rho)\right) | \psi_0 \rangle|^2. \quad (5)$$

Здесь функция  $\chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_\rho)$  имеет смысл эйкональной фазы и равна:

$$\chi(\mathbf{b}, \mathbf{r}_\rho) = - \frac{2Z_\alpha}{U} \sum_{i=1}^{i=3} A_i K_0(\alpha_i |\mathbf{b} - \mathbf{s}_\rho|), \quad (6)$$

где  $\mathbf{s}_\rho$  – проекция  $\mathbf{r}_\rho$  на плоскость параметра удара  $\mathbf{b}$ . Формула (5) получена из (3) путем замены  $U_\alpha$  на средний  $U_\alpha$  (независимый от  $\mathbf{r}_\rho$  потенциал) по начальному (основному) состоянию электронов мишени и в модели Дирака-Хартри-Фока-Слейтера [8]:

$$\overline{U_\alpha} = \langle \varphi_0(\{\mathbf{r}_\alpha\}) | U_\alpha | \varphi_0(\{\mathbf{r}_\alpha\}) \rangle = - \sum_{\rho=1}^{p \cdot N_p} \frac{Z_A}{|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}_\rho|} \sum_{i=1}^{i=3} A_i e^{-\alpha_i |\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}_\rho|}, \quad (7)$$

где  $A_i$  и  $\alpha_i$  – постоянные табулированные [8] для всех атомных элементов.

Причем [5, 6] формула применима и в случае столкновений движущихся с релятивистскими скоростями снаряда и мишени, лишь бы в системе покоя снаряда электроны снаряда были бы нерелятивистскими до и после столкновения (аналогичное требование и к электронам мишени в системе покоя мишени).

Покажем, что замена формулы (3) на (5) при вычислении неупругих сечений вносит относительную погрешность  $\sim 1/N_A$ , где  $N_A$  – число электронов мишени. Будем рассматривать высокозарядные структурные ионы, видимый заряд  $Z_p$  которых много больше единицы (например, для иона урана  $U^{90+}$ ,

$Z_p = 10$ ), тогда характерный размер электронной шубы иона много меньше характерного размера нейтрального атома-мишени. Можно считать среднее поле атома однородным на размерах иона, что соответствует разложению эйкональной фазы (6) по малым  $r/b$  с использованием формулы:

$$K_0(\alpha_i | \mathbf{b} - \mathbf{s}_p) \approx K_0(\alpha_i b) + K_1(\alpha_i b) \frac{\alpha_i \mathbf{b} \mathbf{s}_p}{b}. \quad (8)$$

Слагаемое  $K_0(\alpha_i b)$  в (8), как не вызывающее электронных переходов, может быть опущено. В результате формула примет вид:

$$= W_{0 \rightarrow k}(\bar{\mathbf{q}}) = \langle \psi_k | \exp \left( -i \mathbf{q} \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{r}_p \right) | \psi_0 \rangle^2, \quad (9)$$

где вектор  $\bar{\mathbf{q}}$  имеет смысл среднего (по положениям электронов мишени) импульса, передаваемого электронам иона при его столкновении с атомом при значении параметра удара  $\mathbf{b}$ , и равен

$$\bar{\mathbf{q}} = \frac{2Z_p}{v} \sum_{p=1}^{N_p} \alpha_p K_1(\alpha_p b) \frac{\mathbf{b}}{b}. \quad (10)$$

Причем предельные значения  $\bar{\mathbf{q}}$  имеют прозрачный физический смысл: при  $b \rightarrow 0$  переданный импульс  $\bar{\mathbf{q}} \rightarrow 2Z_p \mathbf{b} / (vb^2)$ , что соответствует рассеиванию на голом ядре атома; а при  $b \rightarrow \infty$  импульс  $\bar{\mathbf{q}} \rightarrow 0$ , поскольку поле нейтрального атома исчезает (экспоненциально убывает) на больших расстояниях.

Вероятность  $W_{0 \rightarrow k}$  (3) также может быть представлена в виде (9), если провести разложение эйкональной фазы  $\int_{-\infty}^{\infty} U_a dt$  по малым  $r_p/b$ :

$$W_{0 \rightarrow k} = W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q}) = \langle \varphi_0 | \langle \psi_k | \exp \left( -i \mathbf{q} \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{r}_p \right) | \psi_0 \rangle | \varphi_0 \rangle,$$

где переданный импульс  $\mathbf{q}$  равен

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= \frac{2}{v} \left( \frac{Z_p \mathbf{b}}{b^2} + \sum_{a=1}^{N_s} \frac{\mathbf{b} + \mathbf{s}_a}{(\mathbf{b} + \mathbf{s}_a)^2} \right) = \\ &= \frac{2}{v} \sum_{a=1}^{N_s} \left( \frac{Z_p \mathbf{b}}{N_s b^2} + \frac{\mathbf{b} + \mathbf{s}_a}{(\mathbf{b} + \mathbf{s}_a)^2} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Очевидно, что  $\mathbf{q}$  – импульс, передаваемый электронам снаряда при фиксированных положениях электронов мишени, и  $\mathbf{q}$  (10) – является результатом усреднения  $\mathbf{q}$  по положениям электронов мишени. Следовательно, относительная погрешность

$$\frac{|\overline{(\mathbf{q}^2)} - (\bar{\mathbf{q}})^2|}{(\bar{\mathbf{q}})^2} \sim 1/i \quad (13)$$

как относительная среднеквадратичная флуктуация аддитивной физической величины  $\mathbf{q}$  в системе, содержащей  $N_s \gg 1$  частиц [9]. Здесь и везде ниже  $\bar{f}$  означает сред-

по положениям электронов мишени значение какой-либо физической величины  $f$ . При вычислении сечения ионизации обычно проводится усреднение вероятности  $W_{0 \rightarrow k}$  по всем возможным начальным состояниям и интегрирование по конечным состояниям непрерывного спектра. Ниже мы будем предполагать, что эта процедура выполнена, хотя для удобства будем сохранять прежние обозначения вероятностей. В результате мы, не теряя общности, можем считать, что  $W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q})$  и  $W_{0 \rightarrow k}(q)$  есть функции от  $q^2$  и  $q$  соответственно. Далее, поскольку вероятность  $W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q})$  выражена (11) через неупругий формфактор  $\langle k | \exp(-i \mathbf{q} \sum_{p=1}^{N_p} \mathbf{r}_p) | 0 \rangle$ , очевидно, что при ортогональных  $|0\rangle$  и  $|k\rangle$ , вероятность  $W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q}) \rightarrow 0$  при  $\mathbf{q} \rightarrow 0$ . Для произвольных  $\mathbf{q}$  представим  $W_{0 \rightarrow k}$  в виде  $W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q}) = q^2 f(q^2)$ , где  $f(q^2)$  в согласии с общими свойствами [10] неупругого формфактора можно считать слабо зависящей от  $q^2$  при  $0 \leq q < Z_p$  и заменить  $q^2 f(q^2)$  на  $q^2 \bar{f}(q^2) = q^2 f(\bar{q}^2)$ .

Ограничение значений  $q$  областью  $0 \leq q < Z_p$  при данной оценке оправдывается следующим образом. Согласно (10), даже при  $2Z_p/v \ll 1$  значения  $Z_p$  достигаются лишь при крайне малых параметрах удара  $b \sim 1/Z_p$ , тогда как характерные сечения обдирки определяются областью параметров удара, соответствующих обращению  $\mathbf{q}$  в ноль, или, согласно (10),  $b-1 \gg 1/Z_p$ .

Таким образом,  $W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q}) = \bar{q}^2 f(\bar{q}^2)$ , а в этих же обозначениях вероятность (9) равна  $W_{0 \rightarrow k}(\bar{\mathbf{q}}) = \bar{q}^2 f(\bar{q}^2)$ . Следовательно,

$$\frac{|W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q}) - W_{0 \rightarrow k}(\bar{\mathbf{q}})|}{W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q})} \sim \frac{|(\bar{q}^2) - (q^2)|}{(q^2)} \sim 1/N_A.$$

Сечение получается интегрированием вероятности  $W_{0 \rightarrow k}$  по всей плоскости параметра удара. Сечение, вычисленное с заменой  $W_{0 \rightarrow k}$  на  $W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q})$  из (11), будем обозначать  $\sigma$ . Сечение, вычисленное с заменой  $W_{0 \rightarrow k}$  на  $W_{0 \rightarrow k}(\bar{\mathbf{q}})$  из (9), будем обозначать  $\bar{\sigma}$ . Тогда относительная погрешность

$$\begin{aligned} \frac{|\bar{\sigma} - \sigma|}{\sigma} &\sim \frac{|\int d^2b \{W_{0 \rightarrow k}(\mathbf{q}) - W_{0 \rightarrow k}(\bar{\mathbf{q}})\}|}{\int d^2b \cdot W_{0 \rightarrow k}(\bar{\mathbf{q}})} \sim \\ &\sim \frac{|\int d^2b \{(\bar{q}^2) - (q^2)\}|}{\int d^2b \cdot (q^2)} \sim \\ &\sim \frac{|(\bar{q}^2) - (q^2)|}{(q^2)} \sim 1/N_A. \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, при использовании мишеней с большим количеством электронов сечение какого-либо неупругого процесса, происходящего со снарядом, при произвольной судьбе многоэлектронной мишени можно вычислять, используя несравненно более простое выражение (5) для вероятности, вместо вероятности (3). При этом число электронов снаряда может быть произвольным. Именно таким образом, без вышеприведенных обоснования и оценок, были проведены [5, 6] расчеты сечений однократной обдирки водородоподобных ионов  $\text{Pb}^{81+}$  с энергией 160 ГэВ/нуклон и ионов  $\text{Au}^{78+}$  с энергией 10,8 ГэВ/нуклон при столкновениях с различными многоэлектронными мишенями; была развита [7] теория потерь энергии быстрыми тяжелыми структурными ионами при

столкновениях с нейтральными сложными атомами, с учетом всевозможных (в том числе многократных) возбуждений и ионизации как снаряда, так и мишени.

**2. Многоэлектронная обдирка.** При рассмотрении многоэлектронной обдирки ряда расчеты, даже по сравнительно простой формуле (5), становятся трудно выполнимыми. Существенного упрощения удастся добиться [5, 6] при рассмотрении обдирки высокой кратности многоэлектронных снарядов с использованием метода Лапласа при интегрировании по параметру удара. Согласно [5], сечение ( $N_p - N$ -кратной ионизации  $N_p$ -электронного структурного иона, соответствующее попаданию каких-либо  $N_p - N$  электронов в состояние континуума, а остальных  $N$ -электронов – в любое из состояний дискретного спектра может быть выражено через  $\sigma^{(N_p - N)^+}$  – сечение полной  $N$ -кратной ионизации снаряда:

$$\begin{aligned} \sigma^{(N_p - N)^+} &= \\ &= \frac{N_p! \sigma^{(N_p - N)^+}}{(N_p - N)! N!} \sum_{m=0}^N (-1)^m \left( \frac{Z_{N_p}^*}{Z_{N_p - N + m}^*} \right)^2 \times \\ &\times \frac{N!}{(N - m)! m!} \left( \frac{N_p}{(N_p - N + m)} \right)^{2\mu} \{p(b_0)\}^{-1} \end{aligned} \quad (15)$$

где  $Z_{N_p - N + m}^*$  – эффективный заряд при  $(N_p - N + m)$ -кратной ионизации,  $p(b)$  – среднее по оболочкам снаряда значение обобщенного одноэлектронного неупругого формфактора, имеющее смысл средней вероятности ионизации одного электрона снаряда,  $b_0$  – точка максимума функции  $p(b)$ .

Явное выражение для сечения полной  $N_p$ -кратной ионизации снаряда  $\sigma^{(N_p)^+}$  полученное в результате применения метода Лапласа, приведено в работе [5] и может быть записано в следующем виде:

$$\sigma^{(N_p)^+} = a [p(b_0)]^{N_p}, \quad (16)$$

где при  $N_p \gg 1$  зависящая от параметров столкновения функция  $\lambda$  может считаться постоянной.

Приведенные формулы (15) и (16) позволяют [5, 6] в принципе вычислить сечения ионизации любой кратности (при условии  $N_p \gg 1$ ,  $(N_p - N) \gg 1$ ), или по известным из эксперимента каким-либо трем сечениям восстановить остальные. Действительно, в последнем случае формулы (16) и (15) дают возможность формально восстановить все сечения, если известны три величины:  $p(b_0)$ ,  $\lambda/\mu$  и  $\sigma^{(N_p+)}$ , которые могут быть определены из (15) по любым трем известным из эксперимента сечениям. Следует отметить, что выбор сечений, считающихся известными из эксперимента, может быть произвольным и определяется лишь условиями  $N_p - N \gg 1$  применимости формул (16)–(15). На практике гораздо удобнее при расчете воспользоваться тем обстоятельством, что из эксперимента обычно известны более трех сечений, например, для столкновений  $U^{28+}$  с атомом аргона в [4] измерены сечения потери от 1 до 15 электронов из 64 возможных. В связи с этим проще при расчетах оставить неизмеренных 49 сечений поступить следующим образом. Выбрать любую пару из известных 15, подставить их в (15) и из полученных таким образом уравнений определить (при произвольно выбранном вблизи единицы  $\lambda/\mu$ ) значения  $p(b_0)$  и  $\sigma^{(N_p+)}$ . Причем при решении уравнений высокой степени для  $p(b_0)$  следует отбирать вещественный положительный корень, не превосходящий единицу (во всех проведенных нами расчетах такой корень единственный). Далее сравнить результаты расчетов сечений с экспериментом и повторять расчеты, варьируя значения  $\lambda/\mu$  до наилучшего согласия с экспериментом. Разумеется, и при таком методе расчета число известных из эксперимента сечений должно быть не менее трех. Именно так в работах [5–7] были проведены расчеты для мно-

гократной обдирки ионов урана  $U^{28+}$  и  $U^{10+}$ . При вычислении эффективный заряд принимался равным степени ионизации, то есть  $Z_{\text{эф}}^* = Q + N$   $Q$  – начальный заряд (заряд структурного иона до столкновения) снаряда.

Вышеприведенные расчеты позволили нам восстановить все возможные сечения обдирки по не менее чем трем заданным при неизменных партнерах по столкновению и энергии. Такой набор экспериментальных данных, содержащих не менее трех сечений при неизменных партнерах по столкновению и энергии столкновения мы будем называть везде далее <эксперимент А>. Расчет, позволивший по данным <эксперимента А> определить все остальные сечения обдирки, назовем <расчет А>.

Значительный интерес представляет возможность проведения расчетов с использованием формул (15) и (16) при изменениях параметров столкновения. Пусть есть два эксперимента: <эксперимент А> и <эксперимент В>, отличающиеся друг от друга параметрами столкновения (например, энергией и партнерами по столкновению), в которых проведены измерения сечений обдирки снаряда. Обсудим возможности восстановления экспериментальных данных <эксперимента В>, используя экспериментальные данные <эксперимента А>. Причем, как показано выше, из <эксперимента А> достаточно знание каких-либо трех сечений. Пусть в результате <расчета А> по данным <эксперимента А> мы определили  $p(b_0)$ ,  $\lambda/\mu$  и  $\sigma^{(N_p+)}$ . Везде ниже мы будем называть <расчетом В> такие расчеты, при которых из результатов <расчета А> воспроизводятся экспериментальные данные для <эксперимента В> и рассчитываются все сечения обдирки снаряда при параметрах столкновения <эксперимента В>.

Обсудим вопрос об энергетической зависимости сечений многократной ионизации. Строго говоря, для этого необходимо знать

зависимость от энергии или от скорости среднего неупругого формфактора  $p(b)$ , что требует значительного, трудновыполнимого численного счета. Однако, если для одних и тех же партнеров по столкновению выполнен <расчет А> при энергии  $E_A$ , то есть найдены

$$p_A \equiv p(b_0)_{E_A}, \quad (\lambda/\mu)_A \equiv (\lambda/\mu)_{E_A} \quad \text{и} \quad \sigma_A^{(N_{p^+})} \equiv \sigma_{E_A}^{(N_{p^+})}$$

соотношения (16) и (15) позволяют найти все сечения многократной ионизации при другой энергии  $E_B$ , если известно из эксперимента какое-либо одно сечение при энергии  $F$ . Действительно, (16) при больших  $N_p$  можно представить в следующем виде:

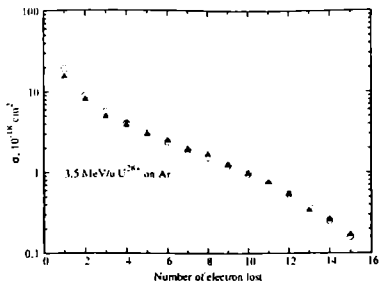
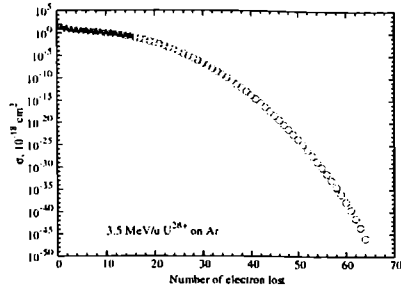
$$\frac{\sigma_A^{(N_{p^+})}}{[p_A]^{N_p}} = \frac{\sigma_B^{(N_{p^+})}}{[p_B]^{N_p}}$$

Найдя отсюда  $\sigma_B^{(N_{p^+})}$ , представим его в (15) при значении  $N_p - N$ , для которых известно экспериментальное сечение при энергии  $E_B$ . Получим уравнение высокой степени относительно  $p_B$ . При этом для одних и тех же партнеров по столкновению естественно считать, что величины  $(\lambda/\mu)_A = (\lambda/\mu)_B$ , как зависящие только от параметров мишени и снаряда показатели степени при применении [5–7] метода Лапласа. Полученное уравнение высокой степени решалось численно в системе Mathematica 5.2 с точностью до 40 значащих цифр. Такое значение точности выбиралось, так как в этом случае получались действительные корни для всех имеющихся в нашем распоряжении экспериментальных данных. Дальнейшее увеличение точности не приводит к изменению результата. При этом из всех корней в качестве решения выбирался действительный корень, не превосходящий единицу; такой корень при всех проведенных расчетах всегда был единственным. Таким образом, в данном случае в <эксперименте А> и <эксперименте В> участвовали в точности те же самые партнеры по столкновению, а отличалась

только энергия столкновения. Именно так мы провели расчеты, используя экспериментальные данные [4] по измерениям сечений потери электронов при столкновении ионов  $U^{28+}$  при энергиях 3,5 MeV/u и 6,5 MeV/u с атомами Ar и молекулами  $N_2$ . Результаты расчетов совместно с данными эксперимента [4] приведены на рисунке 1, состоящем из двух частей (А и В). В части А приведены данные <эксперимента А> и результаты <расчета А>, в части В – данные <эксперимента В> и результаты <расчета В>, причем в каждой части даны сечения в широком и узком интервалах. Широкий интервал – сечения обдирки в зависимости от числа удаленных электронов от минимального значения (удаления одного электрона) до максимально возможного значения числа удаленных электронов (например, в случае  $U^{28+}$  максимально возможное число удаленных электронов равно 64). Узкий интервал представлен для удобства сравнения расчета с экспериментом и содержит значения сечений, для которых имеются экспериментальные данные, поскольку широкий диапазон изменения величин не позволяет корректно отобразить соответствующую относительно узкую область. Приведенные в подписях к рисункам значения  $\lambda/\mu$  отличаются от приведенных в аналогичных случаях в работах [5, 6]. Однако они представляются нам более разумными, поскольку приведенные в работе [4] экспериментальные данные позволили нам убедиться в том, что при таких  $\lambda/\mu$  переход от энергии 3,5 MeV/u к 6,5 MeV/u и обратный давали близкие результаты. Кроме того, в работах [5, 6] расчеты проводились как иллюстрация предположения, согласно которому в переходах принимают участие не более 15 электронов из «шубы» урана, тогда как в настоящих расчетах учитывались все электроны  $U^{28+}$ .

Еще более сложный характер имеет зависимость сечений многократной ионизации от изменения параметров мишени. Имеются экспериментальные данные [11], в кото-

Часть А



Часть В

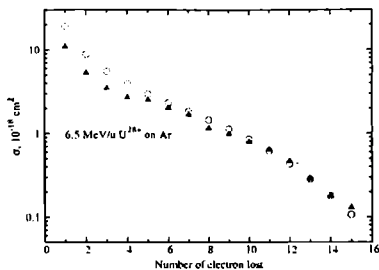
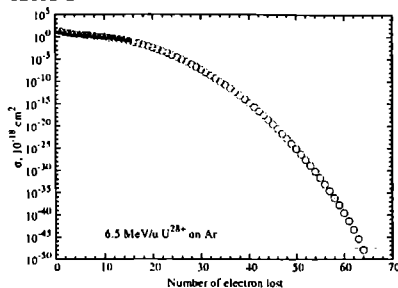


Рис. 1. Сечения ( $10^{-18}\text{см}^2$ ) многократной обдирки иона  $U^{28+}$  с энергией 3,5 MeV/u и 6,5 MeV/u при столкновениях с атомом Ar в зависимости от числа удаленных электронов, где треугольники — экспериментальные данные [4], кружки — результаты расчета авторов; часть А — <эксперимент А>, <расчет А>  $U^{28+} + Ar$  при энергии 3,5 MeV/u; часть В — <эксперимент В>, <расчет В>  $U^{28+} + Ar$  при энергии 6,5 MeV/u;  $(\lambda/\mu)_A = (\lambda/\mu)_B = 1,2$ .

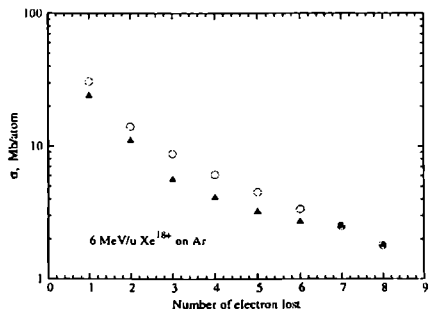
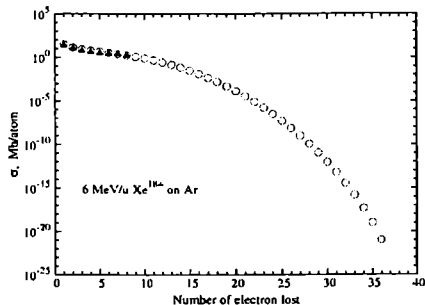
рых измерены сечения обдирки ионов  $He^{18+}$  при столкновениях с различными нейтральными атомами при фиксированной энергии столкновения 6 MeV/u. В этом случае <эксперимент А> отличается от <эксперимента В> только типом мишени. Однако при проведении <расчета В> следует учитывать, что теперь, согласно с формулами (5)–(7), изменяется эйконоальная фаза, поэтому  $(\lambda/\mu)_B \neq (\lambda/\mu)_A$  и для выполнения <расчета В> необходимо знание из <эксперимента В> не менее двух сечений для подбора  $(\lambda/\mu)_B$ . Именно таким

образом мы провели расчеты для ряда имеющихся экспериментальных данных [11] по сечениям обдирки ионов  $He^{18+}$  при энергии 6 MeV/u с несколькими мишенями. Результаты расчетов совместно с данными эксперимента [11] приведены на рисунке 2.

Аналогичным образом могут быть выполнены <расчеты В> в случае изменения начального заряда снаряда. Мы провели расчеты для экспериментов [3] сечений многократной обдирки ионов урана с энергией 1.4 MeV/u при столкновениях с атомами ар-



Часть А



Часть В

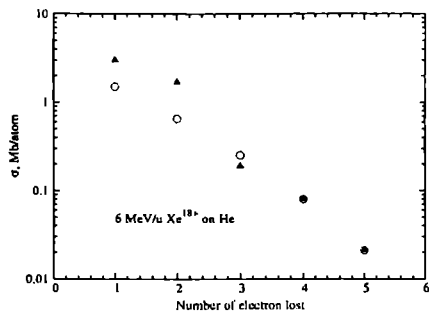
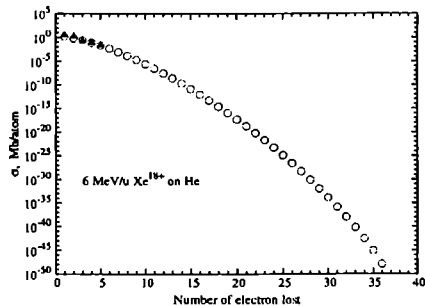


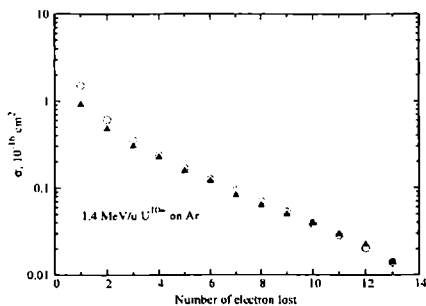
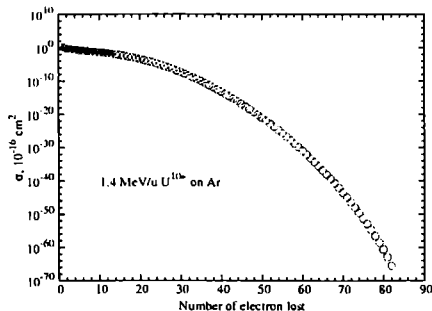
Рис. 2. Сечения ( $Mb/atom$ ) многократной обдирки ионов  $Xe^{18+}$  с энергией  $6 MeV/u$  при столкновениях с атомами  $Ar$  и  $He$  в зависимости от числа удаленных электронов, где треугольники – экспериментальные данные [11], кружки – результаты расчета авторов; часть А – <эксперимент А>, <расчет А>  $Xe^{18+} + Ar$  при энергии  $6 MeV/u$ ; часть В – <эксперимент В>, <расчет В>  $Xe^{18+} + He$  при энергии  $6 MeV/u$ ;  $(\lambda/\mu)_A = 1,2$ ,  $(\lambda/\mu)_B = 0,57$ .

гона. В качестве <эксперимента А> были приняты данные [3] по обдирке  $U^{10+}$ , а в качестве <эксперимента В> принимались процессы [3] обдирки ионов  $U^{6+}$  при тех же энергии и мишени. В этом случае <эксперимент А> отличается от <эксперимента В> только типом снаряда. Однако при проведении <расчета В> следует учитывать, что теперь, согласно с формулой (5), изменяются обкладки ( $\psi_k$  и  $\psi_0$ ), поэтому  $(\lambda/\mu)_B \neq (\lambda/\mu)_A$ ,

для выполнения <расчета В> необходимо знание из <эксперимента В> не менее двух сечений для подбора  $(\lambda/\mu)_B$ . Именно таким образом мы провели расчеты ряда имеющихся экспериментальных данных [3]. Результаты представлены на рисунке 3.

В заключение отметим, что выпереженное деление партнеров по столкновению на снаряд и мишень принято только для удобства идентификации и является услов-

Часть А



Часть В

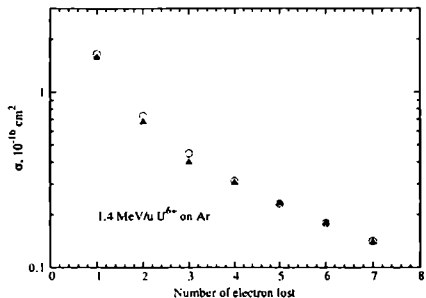
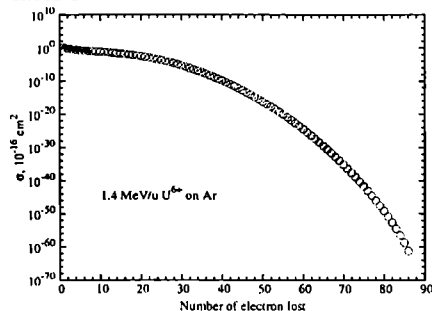


Рис. 3. Сечения ( $10^{-16}\text{cm}^2$ ) многократной обдирки ионов  $U^{10+}$  и  $U^{6+}$  с энергией 1.4 MeV/u при столкновениях с атомами Ar в зависимости от числа удаленных электронов, где треугольники – экспериментальные данные [2], кружки – результаты расчета авторов; часть А – <эксперимент А>, <расчет А>  $U^{10+} + Ar$  при энергии 1.4 MeV/u; часть В – <эксперимент В>, <расчет В>  $U^{6+} + Ar$  при энергии 1,4 MeV/u;  $(\lambda/\mu)_A = 1,5$ ,  $(\lambda/\mu)_B = 1,32$ .

ным (удобно называть ионизацию снаряда потерей электронов), поэтому формулы (15), (16) могут быть использованы и для решения задачи о многократной ионизации нейтральных атомов ударом структурного иона. Мы провели расчеты по этим формулам сечений ионизации атома аргона ударом структурного иона  $U^{75+}$ , движущегося с энергией 15 МэВ/нуклон. Другими словами, мы рассчитали сечения многократной ионизации

атома аргона в зависимости от числа удаленных электронов атома аргона. Судьба же электронов второго партнера по столкновению – структурного иона урана – считалась произвольной. Соответствующие результаты приведены на рисунке 4, совместно с экспериментами [2]; параметр  $\lambda/\mu = 0,5$ , в качестве двух известных сечений выбраны сечения 18-кратной и 17-кратной ионизации. При расчете эффективный заряд принимался рав-

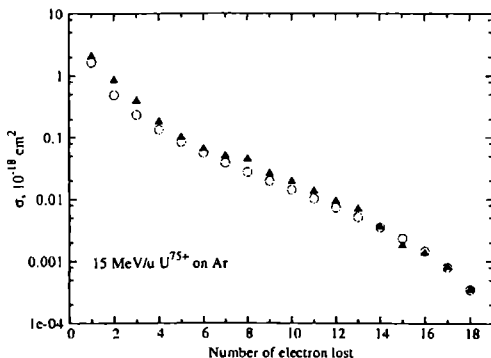


Рис. 4. Сечение ( $10^{-16} \text{ cm}^2$ ) многократной ионизации атома ар ( $\sigma^*$  (мишени) многозарядными ионами  $U^{75+}$  с энергией 15 Мэв/нуклон в зависимости от степени ионизации атома (числа ионизированных электронов), где треугольники – экспериментальные данные [2], кружки – результаты расчета авторов.

ным степени ионизации, то есть  $Z_N^* = N$ . Для описания «шубы» иона может быть использована модель Брандта-Китагава [12].

Как видно из рисунков 1–4, согласие ре-

зультатов расчетов с экспериментами не плохое даже для ионизации малой кратности, формально лежащей вне границы применимости формул (15), (16).

### Список литературы

1. Berg H. Multiple Ionisation of Rare Gases by High-Energy Uranium Ions / H. Berg, R. Dorner, C. Kelbch et al. // J. Phys. B. 1988. Vol. 21. P. 3929.
2. Ullrich J. Multiple Ionization and Collision Dynamics in High-Energy Uranium-Rare Gas Collisions / J. Ullrich, R.E. Olson, H. Berg et al. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 1989. Vol. B40/41. P. 149.
3. DuBois R.D. Electron Loss from 1.4-MeV/u  $U^{4,6,10+}$  Ions Colliding with Ne,  $N_2$ , and Ar Targets / R.D. DuBois, A. C.F. Santos, Th. Stohler et al. // Phys. Rev. A. 2004. Vol. 70. P. 032712.
4. Olson R.E. Projectile Electron Loss and Capture in MeV/u Collisions of  $U^{28+}$  with  $H_2$ ,  $N_2$  and Ar / R.E. Olson, R.L. Watson, V. Horvat et al. // J. Phys. B. 2004. Vol. 37. P. 4539.
5. Матвеев В.И., Матрасулов Д.У., Рябченко С.В. Потеря электронов быстрыми тяжелыми структурными ионами при столкновениях с атомами // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 455.
6. Матвеев В.И., Матрасулов Д.У., Рябченко С.В. Многократная потеря электронов быстрыми тяжелыми структурными ионами при столкновениях со сложными атомами // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 5.
7. Матвеев В.И., Сидоров Д.Б. Эффективное торможение быстрых тяжелых высокозарядных структурных ионов при столкновениях со сложными атомами // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. С. 299.
8. Salvat F. Analytical Dirac-Hartree-Fock-Slater Screening Function for Atoms ( $Z=1-92$ ) / F. Salvat, J.D. Martínez, R. Mayol, J. Parellada // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. P. 467.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М., 1964.

10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., 1989.
11. *Watson R.L.* Target Z Dependence and Additivity of Cross Sections for Electron Loss by 6-MeV<sup>amu</sup> Xe<sup>18+</sup> Projectiles / *R.L. Watson, Y. Peng, V. Horvat et al.* // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 67. P. 022706.
12. *Brandt W., Kitagawa M.* Effective Stopping-Power Charges of Swift Ions in Condensed Matter // Phys. Rev. 1982. Vol. 52. P. 5631.

*Matveev Victor, Ryabchenko Sergey*

### MULTIPLE PROJECTILE AND TARGET STRIPPING IN THE COLLISIONS OF FAST HEAVY IONS WITH NEUTRAL ATOMS

A nonperturbative theory for multiple stripping of fast heavy structural ions colliding with neutral complex atoms is developed. A method for calculating the multiple projectile electron losses allowing to determine cross sections for various projectile-target combinations using three known ones for reproducing some definite projectile-target combination is offered. A method for estimating errors of the cross section calculations is developed. The cross sections for various projectile-target combinations are calculated and compared with the experimental data.

Получено 08.10.2007

Рецензент – *Шестаков Л.Н.*, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики Поморского государственного университета имени М.В. Ломоносова