

## ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ БЫСТРЫМИ ВЫСОКОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ С МАЛОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ИМПУЛЬСА

А. Б. Войткив

*Институт электроники Академии наук Республики Узбекистан  
700143, Ташкент, Академгородок*

Поступила в редакцию 15 марта 1996 г.,  
после переработки 17 июня 1997 г.

Рассматривается ионизация атомов водорода и гелия в так называемых «мягких» столкновениях с быстрыми высокозарядными ионами при следующих параметрах задачи:  $v \lesssim Z \ll v^2$ ,  $v \gg v_0$  ( $Z$  — заряд иона,  $v$  — скорость столкновения,  $v_0 \sim 1$  — характерная скорость электрона в основном состоянии атома). Получены аналитические выражения для одно- и дваждыдифференциальных сечений ионизации атома водорода с вылетом медленного электрона ( $v_e \lesssim v_0$ ,  $v_e$  — скорость испущенного электрона по отношению к иону отдачи). Предложено обобщение этих результатов для случая однократной ионизации гелия. Показано, что «мягкие» столкновения дают основной вклад в сечение ионизации водорода и практически определяют величину сечения однократной ионизации гелия. Обсуждаются асимметрия вылета медленных электронов и особенность обмена импульсами в этих столкновениях. Предложена формула для сечения однократной ионизации гелия.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование столкновений атомов с быстрыми высокозарядными ионами представляет интерес как для ряда разделов физики (атомной, твердого тела, плазмы и т. д.), так и для смежных с нею областей (например, биофизики). Зачастую заряды  $Z$  этих ионов настолько велики, что несмотря на большое значение их скорости  $v$  ( $v \gg v_0$ ,  $v_0 = 1$  ат.ед.  $\simeq 2 \cdot 10^8$  см/с), выполняется соотношение  $Z \gtrsim v$  (здесь и ниже, если не оговорено иное, используются атомные единицы). Изучению полных сечений одно-, двух- и многократной ионизации атомов при столкновениях с такими ионами был посвящен целый ряд экспериментальных и теоретических работ (см., например, [1–4] и цитированную там литературу). Более детальная информация о процессе столкновения быстрого высокозарядного иона с атомом может быть получена при исследовании различных дифференциальных сечений. Значительный прогресс экспериментальной техники в последние годы сделал возможным проведение так называемых кинематически полных экспериментов по исследованию столкновений быстрых заряженных частиц с атомами [5, 6], когда определяются не только полные сечения ионизации, но и угловые и энергетические распределения покидающих атом электронов, импульсы и энергии ионов отдачи и т. д. Подобные исследования для процесса однократной ионизации атомов гелия при столкновениях с быстрым высокозарядным ионом ( $Z = 24$ ,  $v = 12$ ), характеризующихся малыми значениями переданного атому импульса (ниже такие столкновения будем называть «мягкими»), были выполнены в [6], где изучались

характеристики медленных электронов, энергии которых после вылета из атома не превышают заметно его потенциала ионизации, и баланс импульсов в системе, состоящей из высокозарядного иона, электрона и иона отдачи (там же был проведен расчет этого процесса столкновения методом классических траекторий Монте-Карло). Изучение характеристик медленных электронов имеет важное значение, поскольку они составляют основную часть электронов, испускаемых атомами при столкновениях с быстрыми высокозарядными ионами в рассматриваемой области параметров  $Z, v$ .

Данная работа построена следующим образом. В разд. 2 рассматриваются угловое и энергетическое распределения медленных электронов, испускаемых атомами водорода при столкновениях с быстрыми высокозарядными ионами, в области параметров  $v \lesssim Z \ll v^2, v \gg v_0, v_e \lesssim v_0; v_e$  — скорость испущенного электрона по отношению к иону отдачи. В разд. 3 предлагается полукачественное обобщение этих результатов на случай одноэлектронной ионизации гелия. В заключение на основе аналогии с процессом фотоионизации кратко обсуждается особенность баланса импульсов в «мягких» столкновениях.

Известно (см., например, [7]), что классическая механика неприменима для описания «мягких» столкновений заряженной частицы с атомом<sup>1)</sup>. Используемый в данной работе квантовомеханический подход, являясь несколько менее строгим, чем различные модификации метода искаженных волн (описанные, например, в [8]), обладает, на наш взгляд, тем преимуществом, что позволяет решить задачу аналитически, при этом окончательные выражения имеют достаточно простой вид. Основное приближение данного подхода — это разделение (по прицельному параметру) столкновений на «жесткие», когда электрону в среднем передается большая энергия  $\varepsilon > I$  ( $\varepsilon \gg I$ ) и «мягкие», когда  $\varepsilon < I$  ( $I$  — потенциал ионизации). Разумеется, четкая граница между этими областями отсутствует, однако некоторая неопределенность в «граничном» значении прицельного параметра является не очень существенной для окончательных выражений.

## 2. СТОЛКНОВЕНИЯ С АТОМАМИ ВОДОРОДА

Пусть первоначально атом водорода с ядром, покоящимся в начале координат, находится в основном состоянии, а бесструктурный высокозарядный ион движется вдоль классической линейной траектории  $\mathbf{R}(t) = \mathbf{b} + \mathbf{v}t$ ,  $\mathbf{b}$  — вектор прицельного параметра. Разобьем всю область прицельного параметра  $0 \leq b < \infty$  на две подобласти: 1)  $b < Z/v$ ; 2)  $b > Z/v$ .

При столкновениях в первой подобласти электрону передается в среднем значительная энергия, которая существенно превышает потенциал ионизации атома. Действительно, эту энергию при  $b > 1$  можно оценить как  $\varepsilon(b) \simeq 2Z^2/(b^2v^2)$  [9]; т. е. она уже довольно высока при  $b \simeq Z/v > 1$  и быстро возрастает с уменьшением прицельного параметра (например, для ионов с  $Z = 24$  и  $v = 12$ , использованных в эксперименте [6],  $\varepsilon(b = 1) = 8$ ). В области  $b < 1$  средняя переданная энергия еще выше. По этой причине (а также из-за малого размера области  $b < Z/v$ ) вклад «жестких» столкновений в испускание медленных электронов мал, и ниже эти столкновения рассматриваться не

<sup>1)</sup> В этой связи представляется весьма неожиданным хорошее согласие с экспериментом, полученное в [6] при использовании метода классических траекторий Монте-Карло.

будут (о спектрах электронов, испускаемых при столкновениях с большой передачей импульса, см., например, [7, 8, 10, 11] и цитированную там литературу).

В области прицельных параметров  $b > Z/v > 1$  расчеты в различных приближениях [12–14] предсказывают, что вероятность ионизации быстро уменьшается с ростом  $b$  и становится гораздо меньше единицы уже при  $b \simeq (1.5-2)Z/v$ . Для описания переходов атома в таких столкновениях будем использовать формализм матрицы рассеяния, в рамках которого амплитуда перехода имеет вид (см., например, [15, 16] и цитированную там литературу):

$$A_k = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \psi_k^{(-)}(\mathbf{r}, t) | W(\mathbf{r}, t) | \varphi_0(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (1)$$

где  $\varphi_0(\mathbf{r}, t) = \varphi_0(\mathbf{r}) \exp(-it/2)$ ,  $\varphi_0(\mathbf{r}) = \pi^{-1/2} \exp(-r)$  — волновая функция основного состояния водорода,  $\psi_k^{(-)}(\mathbf{r}, t)$  — волновая функция электрона в конечном состоянии при одновременном воздействии поля ядра атома и поля высокозарядного иона,

$$W(\mathbf{r}, t) = \frac{Z}{|\mathbf{R}(t)|} - \frac{Z}{|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}|}$$

— взаимодействие атома с полем высокозарядного иона,  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор электрона.

Оценим влияние обоих центров на электрон в конечном состоянии  $\psi_k^{(-)}(\mathbf{r}, t)$  относительно классических сил, действующих на него со стороны быстрого высокозарядного иона ( $F_i$ ) и ядра атома ( $F_a$ ). Как функция времени поле быстрого высокозарядного иона в области расположения атома имеет максимум с центром в точке  $t = 0$  и с эффективной шириной  $I \simeq b/v$  ( $b > 1$  [17, 9]). В области прицельных параметров  $b > v$  поле высокозарядного иона является для атома не только уже очень слабым (при  $v^2 \gg Z$ ), но и меняющимся адиабатически медленно, вероятность ионизации атома при этом экспоненциально мала (см., например, [12]). В столкновениях же при  $Z/v < b < v$ , вносящих основной вклад в испускание медленных электронов,  $T < 1$ , т. е. при таких прицельных параметрах поле высокозарядного иона имеет довольно острый максимум при временах  $|t| < T$ , когда в основном и происходит ионизация. Тогда расстояние между протоном и покидающим его электроном оценим как  $\bar{v}t$  ( $t > 0$ ), где  $\bar{v}$  — средняя скорость, с которой электрон проходит область пространства  $r \sim 1$  и которая для медленных электронов по порядку величины равна  $v_0 = 1$ . Расстояние между высокозарядным ионом и электроном при  $t > 0$  можно принять пропорциональным разности их скоростей:  $|\mathbf{v} - \bar{\mathbf{v}}|t \simeq vt$ . Таким образом, для отношения сил имеем<sup>2)</sup>

$$F_i/F_a \sim Zv_0^2/v^2 = Z/v^2,$$

откуда следует, что при  $Z/v^2 \ll 1$  поведение медленного электрона в конечном состоянии «управляется» в основном полем ядра атома. Поэтому влияние кулоновского взаимодействия быстрого высокозарядного иона с таким электроном может быть учтено

<sup>2)</sup> Для электронов со скоростями  $v_0 < v_e < v$  имеем  $\bar{v} \simeq v_e$  и  $F_i/F_a \sim Zv_e^2/v^2 \sim ZE/v^2$ . Отсюда следует, что при энергиях электронов  $E \sim v^2/Z$  влияние обоих центров становится сравнимым, а при  $E \gg v^2/Z$  влияние высокозарядного иона является основным.

приближенно. Как будет показано ниже, основной эффект этого влияния — асимметрия углового распределения медленных электронов: большая их часть увлекается кулоновским притяжением пролетевшего высокозарядного иона в направлении его движения.

Имеется еще один эффект, приводящий к асимметрии в угловом распределении медленных электронов. Раскладывая потенциал взаимодействия атома с полем высокозарядного иона ( $Z/|\mathbf{R}(t)| - Z/|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}|$ ) как функцию координат электрона и времени по монохроматическим плоским волнам, нетрудно убедиться, что поле иона несет продольный (параллельный скорости иона) импульс  $q_p \sim 1/v$ , причем его абсолютное значение и направление не зависят (при  $Z \neq 0$ ) от величины и знака заряда налетающей частицы (важно отметить, что при учете лишь дипольного члена в разложении этого взаимодействия рассчитанное значение  $q_p$  обращается в нуль). Поглощение этого импульса атомным электроном приводит (см. ниже) к дополнительной асимметрии в угловом распределении медленных электронов.

Взаимодействие  $W(\mathbf{r}, t)$  в области прицельных параметров  $b > Z/v > 1$  представим в виде

$$W(\mathbf{r}, t) = W_1(\mathbf{r}, t) + W_2(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} W_1(\mathbf{r}, t) &= -\frac{Z(vtz + by)}{R^3(t)} = -\frac{Z\mathbf{R}(t)\mathbf{r}}{R^3(t)} = -\mathbf{E}(t)\mathbf{r}, \\ W_2(\mathbf{r}, t) &= \frac{Zr^2}{2R^3(t)} - \frac{3Z}{2R^5(t)}(vtz + by)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) ось  $z$  направлена по вектору скорости высокозарядного иона, ось  $y$  — по вектору прицельного параметра. В соответствии с вышесказанным в (2) проведено разложение взаимодействия  $W(\mathbf{r}, t)$  с точностью до квадрупольных членов включительно.

Поведение электрона в конечном состоянии в поле двух центров определяется гамильтонианом

$$H = -\frac{\Delta}{2} - \frac{1}{r} - W \simeq -\frac{\Delta}{2} - \frac{1}{r} - W_1 - W_2. \quad (4)$$

В соответствии с приведенными выше соображениями об относительной роли двух центров в конечном состоянии учтем взаимодействие медленного электрона с ядром атома точно, а с полем быстрого высокозарядного иона — в нулевом приближении внезапных возмущений [18]:

$$\psi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}, t) = \varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) \exp\left(-\frac{ik^2 t}{2}\right) \exp\left[i \int_{-\infty}^t dt' W(t')\right], \quad (5)$$

где  $\varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r})$  — кулоновская волновая функция рассеяния электрона на протоне, имеющая при  $r \rightarrow \infty$  вид суперпозиции падающей «плоской» и сходящейся сферической волн и нормированная согласно условию  $\langle \varphi_{\mathbf{k}}^{(-)} | \varphi_{\mathbf{k}'}^{(-)} \rangle = (2\pi)^{-3} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ ,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор движения электрона относительно ядра атома. При подстановке (5) в (1) имеем

$$A_{\mathbf{k}} = -i \langle \varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) | \int_{-\infty}^{\infty} dt W(\mathbf{r}, t) \exp\left[i\omega t - i \int_{-\infty}^t dt' W(t')\right] | \varphi_0(\mathbf{r}) \rangle, \quad (6)$$

где  $\omega = (1 + k^2)/2$  — частота перехода.

При  $b > Z/v > 1$  член

$$\int_{-\infty}^t dt' W(t')$$

при любых  $t$  мал по сравнению с единицей. Раскладывая соответствующую экспоненту в (6) в ряд и оставляя в (6) основные члены, получаем

$$A_{\mathbf{k}} = A_{\mathbf{k}}^d + A_{\mathbf{k}}^q + A_{\mathbf{k}}^i, \tag{7}$$

где

$$A_{\mathbf{k}}^d = -i \langle \varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) | \int_{-\infty}^{\infty} dt W_1(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t) | \varphi_0(\mathbf{r}) \rangle, \tag{8}$$

$$A_{\mathbf{k}}^q = -i \langle \varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) | \int_{-\infty}^{\infty} dt W_2(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t) | \varphi_0(\mathbf{r}) \rangle$$

— амплитуды дипольного и квадрупольного переходов соответственно, а в величине

$$A_{\mathbf{k}}^i = \langle \varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) | \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\omega t) (\mathbf{q}(t)\mathbf{r}) W_1(t) | \varphi_0(\mathbf{r}) \rangle \tag{9}$$

учтен основной член по взаимодействию медленного электрона в конечном состоянии с полем быстрого высокозарядного иона

$$\mathbf{q}(t) = \int_{-\infty}^t dt \mathbf{E}(t).$$

Для вероятности перехода электрона в состояние с определенным значением вектора  $\mathbf{k}$  при столкновении с прицельным параметром  $\mathbf{b}$  имеем

$$w(\mathbf{k}, \mathbf{b}) = |A_{\mathbf{k}}|^2 \simeq |A_{\mathbf{k}}^d|^2 + 2 \operatorname{Re}(A_{\mathbf{k}}^d) \operatorname{Re}(A_{\mathbf{k}}^q + A_{\mathbf{k}}^i) + 2 \operatorname{Im}(A_{\mathbf{k}}^d) \operatorname{Im}(A_{\mathbf{k}}^q + A_{\mathbf{k}}^i). \tag{10}$$

Используя явный вид взаимодействий  $W_1$ ,  $W_2$  и кулоновских волновых функций и усредняя (в силу геометрии задачи) вероятность (10) по углу вылета электрона  $\varphi$  ( $0 \leq \varphi < 2\pi$ ,  $\varphi$  — азимутальный угол в плоскости прицельного параметра), можно получить

$$w(k, \theta, b) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi w(\mathbf{k}, \mathbf{b}) = \frac{2Z^2\omega^2}{v^4} \alpha(k) \left\{ 2K_0^2(\xi) \cos^2 \theta + K_1^2(\xi) \sin^2 \theta + \frac{8k}{v} \times \right. \\ \times \cos \theta [K_1^2(\xi) \sin^2 \theta + K_0^2(\xi)(3 \cos^2 \theta - 1)] + \frac{4Z}{v^2} \frac{\cos \theta}{\omega} \times \\ \left. \times \left[ K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\pi k}{2} \exp(-\xi) (2K_1(\xi) \sin^2 \theta + K_0(\xi)(3 \cos^2 \theta - 1)) \right] \right\}, \tag{11}$$

где угол вылета электрона  $\theta$  ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ) отсчитывается от направления скорости иона;  $\xi = \omega b/v$ ;  $K_0, K_1$  — модифицированные функции Бесселя [19];

$$\alpha(k) = \frac{2^7 k^{-1}}{(1+k^2)^5} \exp\left(-\frac{4}{k} \operatorname{arctg} k\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{k}\right)\right]^{-1}. \quad (12)$$

Для вероятности ионизации с вылетом медленного электрона при столкновении с фиксированным прицельным параметром имеем

$$w(b) = \int_0^{k_{max}} dk k^2 \int d\Omega w(k, \theta, b), \quad (13)$$

где  $k_{max} \simeq v_0 = 1$ ,  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ .

Дваждыдифференциальное (по углу вылета и по энергии  $E = k^2/2$ ) сечение ионизации определяется выражением

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} db b \sqrt{2E} w(k(E), \theta, b), \quad (14)$$

где  $b_{min} = \lambda Z/v \ll v$  ( $\lambda$  — константа порядка единицы) — нижняя граница области прицельных параметров, в которой вероятность ионизации заметно меньше единицы. Выполняя в (14) интегрирование по прицельному параметру, находим

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = & 2^8 \frac{Z^2}{v^2} \frac{1}{(1+2E)^5} \frac{\exp\left[-\left(4/\sqrt{2E}\right) \operatorname{arctg} \sqrt{2E}\right]}{1 - \exp\left(-2\pi/\sqrt{2E}\right)} \times \\ & \times \left\{ \sin^2\theta \ln\beta + \cos^2\theta - 0.5 \sin^2\theta + 2^{3.5} \left(\sqrt{E}/v\right) \cos\theta (\sin^2\theta \ln\beta + \cos 2\theta) + \right. \\ & \left. + 2(Z/v^2) \cos\theta \left[\ln^2\beta - 2^{1.5} \pi \sqrt{E} (\sin^2\theta \ln\beta + \cos 2\theta - 0.5 \sin^2\theta)\right] \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

где  $\beta = 1.123v/[b_{min}(E+0.5)] = (1.123/\lambda) (v^2/Z)/(E+0.5)$ .

Поскольку величина  $\beta$ , определенная с точностью до постоянного коэффициента порядка единицы, содержит большой множитель  $v^2/Z$  и входит в (15) под знаком логарифма, то просто положим там  $\lambda = 1$ . Отметим, что точность используемого подхода возрастает с увеличением геометрических размеров области прицельных параметров  $Z/v < b < v$  (данный подход является асимптотически точным в (формальном) пределе  $v \rightarrow \infty$ ,  $Z \rightarrow \infty$ ,  $v^2/Z \rightarrow \infty$  (при сохранении условия  $Z/v \gtrsim 1$ )).

Распределение электрона по энергиям определяется дифференциальным сечением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE} = & \int d\Omega \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{2^{11}\pi}{3} \frac{Z^2}{v^2} \times \\ & \times \frac{1}{(1+2E)^5} \frac{\exp\left[-\left(4/\sqrt{2E}\right) \operatorname{arctg} \sqrt{2E}\right]}{1 - \exp\left(-2\pi/\sqrt{2E}\right)} \ln \frac{2.25v^2}{Z(1+2E)}. \quad (16) \end{aligned}$$

Как следует из (16), вероятность вылета электрона быстро уменьшается с ростом его энергии — основная часть ( $\approx 90\%$ ) вылетевших электронов имеет энергии, не превышающие потенциал ионизации атома  $I_0 = 0.5$ . Отметим, что в рассматриваемом приближении вклад в (16) дают лишь дипольные переходы между состояниями  $\varphi_0$  и  $\varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}$  атома; переходы между  $\varphi_0$  и  $\varphi_{\mathbf{k}}^{(-)}$  за счет взаимодействия  $W_2(\mathbf{r}, t)$ , (которое вызывает квадрупольные электронные переходы) и переходы в конечные состояния, искаженные полем высокозарядного иона, ответственные за асимметрию углового распределения медленных электронов, вклада в (16) не вносят, соответственно, не влияют они в рассматриваемом приближении и на полное число испускаемых медленных электронов.

Для получения углового распределения этих электронов необходимо проинтегрировать (15) по энергиям  $E$ :  $0 \leq E \lesssim I_0$ . Однако, поскольку вероятность вылета электрона быстро убывает с ростом  $E$ , верхний предел в интеграле по энергиям можно формально положить равным бесконечности, после чего находим

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \int_0^\infty dE \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = 3 \cdot 0.283 \frac{Z^2}{v^2} \left\{ \sin^2 \theta \ln \beta_1 + \cos^2 \theta - 0.5 \sin^2 \theta + \frac{8 \cdot 0.61}{v} \cos \theta \times \right. \\ & \times (\sin^2 \theta \ln \beta_2 + \cos 2\theta) + \frac{2Z}{v^2} \cos \theta [\ln^2 \beta_1 + \langle \ln^2 \omega \rangle - \ln^2 \omega_1 - \\ & \left. - 2\pi \cdot 0.61 (\sin^2 \theta \ln \beta_2 + \cos 2\theta - 0.5 \sin^2 \theta)] \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

где использованы обозначения

$$\beta_1 = 1.12v^2/(Z\omega_1), \quad \beta_2 = 1.12v^2/(Z\omega_2),$$

$$\omega_1 = \exp \left\{ \int_0^\infty dk k^2 \alpha(k) \ln(\omega) \left[ \int_0^\infty dk k^2 \alpha(k) \right]^{-1} \right\} = 0.71,$$

$$\omega_2 = \exp \left\{ \int_0^\infty dk k^3 \alpha(k) \ln(\omega) \left[ \int_0^\infty dk k^3 \alpha(k) \right]^{-1} \right\} = 0.88, \quad (18)$$

$$\langle \ln^2 \omega \rangle = \int_0^\infty dk k^2 \alpha(k) \ln^2(\omega) \left[ \int_0^\infty dk k^2 \alpha(k) \right]^{-1} = 0.234,$$

$$\ln^2 \omega_1 = 0.1.$$

В выражении (17) члены пропорциональные  $Z^2/v^2$  соответствуют дипольным переходам электрона (слагаемое  $|A_{\mathbf{k}}^d|^2$  в формуле (10)); члены пропорциональные  $Z^2/v^3$  и  $Z^3/v^4$ , которые приводят к асимметрии сечения  $d\sigma/d\Omega$  относительно замены  $\theta \rightarrow \pi - \theta$ , соответствуют слагаемым  $(2 \operatorname{Re}(A_{\mathbf{k}}^d) \operatorname{Re}(A_{\mathbf{k}}^q) + 2 \operatorname{Im}(A_{\mathbf{k}}^d) \operatorname{Im}(A_{\mathbf{k}}^q))$  и  $(2 \operatorname{Re}(A_{\mathbf{k}}^d) \operatorname{Re}(A_{\mathbf{k}}^i) + 2 \operatorname{Im}(A_{\mathbf{k}}^d) \operatorname{Im}(A_{\mathbf{k}}^i))$  разложения (10). Асимметрию в вылете электронов можно охарактеризовать величиной

$$\eta = \left( \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \frac{d\sigma}{d\Omega} - \int_{\pi/2}^\pi d\theta \sin \theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \left( \int_0^\pi d\theta \sin \theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{-1}. \quad (19)$$

Из (18) и (19) находим

$$\begin{aligned} \eta &\approx \frac{1.83}{v} + \frac{Z}{v^2} \left( 1.5 \ln \frac{1.6v^2}{Z} - 2.87 + 2.15 \ln^{-1} \frac{1.6v^2}{Z} \right) \approx \\ &\approx \frac{1.83}{v} + \frac{Z}{v^2} \left( 1.5 \ln \frac{v^2}{Z} - 2.87 + 2.15 \ln^{-1} \frac{v^2}{Z} \right). \end{aligned} \quad (20)$$

Из (20) следует, что большая часть медленных электронов испускается атомом (при  $Z > 0$ ) в направлении движения быстрого высокозарядного иона. Первый член в (20), не зависящий от величины и знака заряда иона, и второй, зависящий от того и другого (при  $Z < 0$  под знаком логарифма следует брать  $|Z|$ ), являются следствием соответственно поглощения атомом продольного импульса  $q_p \sim 1/v$  и увлечения покинувшего атом электрона электрическим полем пролетевшего высокозарядного иона, которые обсуждены выше. Отметим, что простая аддитивность этих двух эффектов в (20) — следствие разложений (7), (10), где члены, приводящие к угловой асимметрии (но не являющиеся основными для полной эмиссии), учитываются в первом неисчезающем приближении.

Для вклада в сечение ионизации атомов водорода от столкновений, в которых происходит вылет медленных электронов, из (16) (или (17)) получаем

$$\Delta\sigma \approx 8\pi \cdot 0.283 \frac{Z^2}{v^2} \ln \frac{1.6v^2}{Z} \approx 8\pi \cdot 0.283 \frac{Z^2}{v^2} \ln \frac{v^2}{Z}. \quad (21)$$

Это выражение лишь численным множителем, стоящим под знаком логарифма, отличается от рассчитанного в [9]<sup>3)</sup> полного сечения ионизации

$$\sigma_i = 8\pi \cdot 0.283 \frac{Z^2}{v^2} \ln \frac{5v^2}{Z}, \quad (22)$$

которое хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные при  $v_0 \ll v \lesssim Z \ll v^2$ . Из (21) и (22) видно, что при  $v_0 \ll v \lesssim Z \ll v^2$  столкновения, в результате которых испускаются медленные электроны, вносят основной вклад в величину сечения ионизации. Отметим, что сечения (15), (21), (22) как функции заряда и скорости налетающей частицы удовлетворяют скейлингу  $\sigma/Z = f(v^2/Z)$ , характерному для сечения ионизации водорода при столкновениях в области параметров задачи  $Z/v \gtrsim 1$ ,  $v \gg v_0$  [1].

Выше для простоты рассмотрения мы полагали высокозарядный ион бесструктурным. Очевидно, однако, что и несущий электроны быстрый высокозарядный ион при  $b > Z/v \gtrsim 1 \gg r_2$ , где  $r_2 \sim 1/Z$  — размер иона, может рассматриваться как точечный заряд.

### 3. ОДНОКРАТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ГЕЛИЯ

Как и в предыдущем случае, разделим всю область прицельных параметров на области «жестких» и «мягких» столкновений. При столкновениях быстрых высокозарядных

<sup>3)</sup> Ранее близкое значение коэффициента под логарифмом (4.95) было определено в работе [20].



ионов с атомами гелия в области малых прицельных параметров, в которых атомным электронам передается большая энергия, наиболее вероятным является процесс двухэлектронной ионизации, а при одноэлектронной ионизации вылетающий электрон имеет большую энергию. Поэтому процесс одноэлектронной ионизации, происходящей с вылетом медленного электрона, в этой области  $b$  ( $b < Z/(z_{eff}v)$ ),  $z_{eff}$  — эффективный заряд атомного остова) является еще более подавленным по сравнению с процессом вылета медленного электрона при «жестких» столкновениях с атомами водорода. В области же прицельных параметров  $b > Z/(z_{eff}v)$  вероятность отрыва каждого из электронов быстро убывает с ростом прицельного параметра и для вероятности  $P(b)$  одноэлектронной ионизации гелия можно написать

$$P(b) \simeq 2w(b), \quad b > Z/(z_{eff}v), \quad (23)$$

где  $w(b)$  — вероятность отрыва для каждого из электронов. Будем считать, что функция  $w(b)$  может быть описана как вероятность отрыва электрона от водородоподобного иона с зарядом остова  $z_{eff}$ , который определим по потенциалу одноэлектронной ионизации гелия:  $z_{eff}^2/2 = I = 0.909$ , откуда  $z_{eff} = 1.345 \simeq 1.35$ . Такой подход является, конечно, довольно грубым. Отметим, однако, что его использование для расчета сечений ионизации гелия быстрыми высокозарядными ионами дает неплохое согласие (см., например, [21, 22]) с экспериментальными данными. По этой причине, а также в силу простоты такого подхода мы будем его использовать, учитывая при этом, что получаемые в его рамках результаты могут рассматриваться скорее как оценочные. В таком подходе результаты, полученные для водорода, легко обобщаются на случай однократной ионизации гелия. Так, если перейти в кулоновскую систему единиц, в которой за основу взят заряд  $z_{eff}$ , то домноженные на коэффициент 2 сечения (15)–(17) описывают теперь соответствующие сечения для одноэлектронной ионизации гелия. Для параметра угловой асимметрии можно найти

$$\begin{aligned} \eta &\approx z_{eff} \left[ \frac{1.83}{v} + \frac{Z}{v^2} \left( 1.5 \ln \frac{1.6v^2}{Zz_{eff}} - 2.87 + 2.15 \ln^{-1} \frac{1.6v^2}{Zz_{eff}} \right) \right] \approx \\ &\approx z_{eff} \left[ \frac{1.83}{v} + \frac{Z}{v^2} \left( 1.5 \ln \frac{v^2}{Z} - 2.87 + 2.15 \ln^{-1} \frac{v^2}{Z} \right) \right] \end{aligned} \quad (24)$$

(в (24) использованы атомные единицы). Применяя (24) для описания асимметрии при ионизации гелия ионами с  $Z = 24$  и  $v = 12$ , использованными в эксперименте [6], получаем  $\eta \simeq 0.5$ , т. е. около 75% всех медленных электронов имеют составляющую скорости в направлении движения быстрого высокозарядного иона. Эта величина близка к экспериментально определенному в [6] значению 90% (а также к ее значению, следующему из результата расчета методом классических траекторий Монте-Карло [6]). Отметим, что в этой же работе методом классических траекторий Монте-Карло изучался гипотетический случай одноэлектронной ионизации гелия ударом быстрого высокозарядного антииона ( $Z = -24$ ,  $v = 12$ ) и было найдено, что асимметрия в вылете медленных электронов при этом меняется на обратную — большая их часть испускается в направлении, противоположном скорости антииона. Оценка параметра асимметрии по формуле (24) приводит к  $\eta \simeq -0.1$ , т. е. из (24) следует, что в таких столкновениях (в силу случайного подбора параметров задачи) два обсужденных выше эффекта, приводящих к асимметрии, почти полностью компенсируют друг друга. Таким образом, в этом случае расчет, основанный на классической механике, и формула (24) приводят к качественно разным результатам.

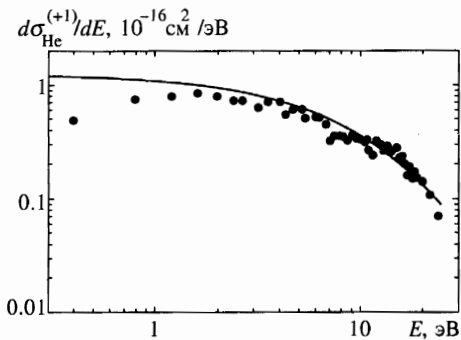


Рис. 1. Дифференциальное сечение  $d\sigma_{\text{He}}^{(+1)}/dE$  при ионизации гелия ионами с  $Z = 24$ ,  $v = 12$ : точки — эксперимент [6], линия — наша оценка

На рис. 1 для сравнения представлены экспериментально определенные дифференциальные по энергии сечения и результаты наших оценок. В силу уже упомянутой нестрогости подхода для получения не только качественного, но и сравнительно неплохого количественного согласия с экспериментом нам пришлось рассчитанное сечение  $d\sigma_{\text{He}}^{(+1)}/dE$  домножить на величину  $A = 1.4$  (отметим, что такая нормировка, естественно, не влияет на характер углового распределения медленных электронов). Так как  $d\sigma_{\text{He}}^{(+1)}/dE$  быстро убывает с ростом энергии, то значение нормировочной постоянной  $A$  мы определили из условия, чтобы найденное (и нормированное) выражение для сечения одноэлектронной ионизации с вылетом медленного электрона,

$$\Delta\sigma_{\text{He}}^{(+1)} \approx A \cdot 16\pi \cdot 0.283 \frac{Z^2}{z_{\text{eff}}^2 v^2} \ln \frac{1.6v^2}{z_{\text{eff}} Z}, \quad (25)$$

воспроизводило при  $Z = 24$ ,  $v = 12$  экспериментальное значение сечения однократной ионизации ионами  $\text{Au}^{24+}$  с энергией столкновения  $E_c = 3.6$  МэВ/а.е.м. [4, 23], что приводит к соотношению

$$\Delta\sigma_{\text{He}}^{(+1)} \approx 11.3 \frac{Z^2}{v^2} \ln \frac{1.2v^2}{Z} \approx \quad (25')$$

$$\approx 11.3 \frac{Z^2}{v^2} \ln \frac{v^2}{Z}. \quad (25'')$$

Отметим, что экспериментально определенное сечение  $d\sigma_{\text{He}}^{(+1)}/dE$  имеет максимум при  $E \approx 2$  эВ. В то же время наша оценка дает монотонное убывание этого сечения с ростом энергии электрона и заметно больше его экспериментального значения в области очень малых энергий  $E \lesssim 1$  эВ. Причины такого расхождения нам не вполне ясны (возможно, что одной из причин является неучет нами межэлектронных корреляций).

Сравнение результатов расчета по (25') с экспериментальными данными [4, 22–24] по (полным) сечениям однократной ионизации гелия в широкой области изменения зарядов и энергий ионов ( $8 \leq Z \leq 54$ ,  $1$  МэВ/а.е.м.  $\lesssim E_c \leq 11.4$  МэВ/а.е.м.) представлено на рис. 2. На рис. 3 приведены результаты расчета по (25') и экспериментальные данные [4, 23] по (полным) сечениям ионизации гелия ионами с зарядами от  $Z = 24$  до  $Z = 54$  при фиксированной энергии столкновения  $E_c = 3.6$  МэВ/а.е.м. Основываясь на хорошем согласии результатов расчета по формуле (25') с имеющимися в области параметров  $v_0 \ll v \lesssim Z \ll v^2$  экспериментальными данными, можно предположить,

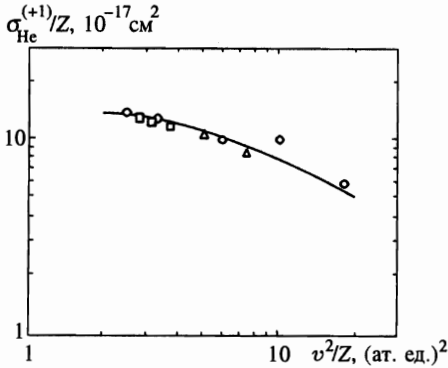


Рис. 2

Рис. 2. Однократная ионизация гелия при  $8 \leq Z \leq 54$  и энергиях столкновений  $1 \text{ МэВ/а.е.м.} \leq E_c \leq 11.4 \text{ МэВ/а.е.м.}$ : точки — экспериментальные данные из [22–24]; линия — расчет по (25')

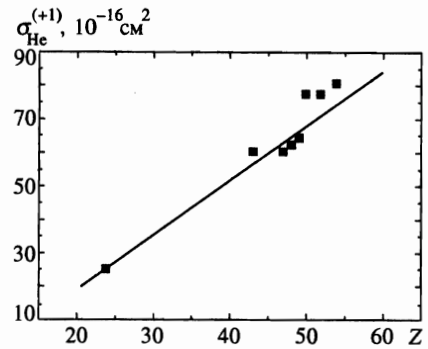


Рис. 3

Рис. 3. Однократная ионизация гелия ионами с  $24 \leq Z \leq 54$  при фиксированной энергии столкновения  $E_c = 3.6 \text{ МэВ/а.е.м.}$ : точки — экспериментальные данные из [4, 23]; линия — расчет по (25')

что однократная ионизация гелия происходит практически только при «мягких» столкновениях.

Формула (25'') дает несколько худшее согласие с экспериментом.

В заключение кратко остановимся на особенности баланса импульсов в столкновении быстрого высокозарядного иона с атомом при  $b > Z/v$ . В таких столкновениях средний импульс  $Q \simeq Zb/(b^2v)$ , передаваемый полем налетающей частицы атомному электрону (см., например, [9]), мал по сравнению с характерным импульсом электрона в основном состоянии атома  $Q_0 \simeq 1$ . В то же время поле быстрого высокозарядного иона содержит характерные частоты  $\Omega \sim v/b$ , которые и при  $b \simeq v$  не являются малыми в сравнении с частотами атомных переходов. Поэтому процесс ионизации атома в столкновениях при  $b > Z/v$  весьма похож [25–27] на ионизацию атома полем световой волны, когда атом поглощает квант, энергия которого достаточна для ионизации, в то время как импульс его пренебрежимо мал. При фотоионизации полем не слишком большой частоты импульс уходящего электрона уравнивается импульсом атомного остатка. Такая же ситуация, очевидно, имеет место и при столкновительной ионизации в области  $b > Z/v \gtrsim 1$ , приводящей к вылету медленных электронов, что, например, и было зафиксировано экспериментально в [6, 28] при исследовании «мягких» столкновений с атомами гелия.

## Литература

1. Л. П. Пресняков, В. П. Шевелько, Р. К. Янев, *Элементарные процессы с участием многозарядных ионов*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
2. С. L. Cocks and R. E. Olson, *Phys. Rep.* **205**, 205 (1991).

3. J. H. McGuire, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **29**, 217 (1992).
4. H. Berg, Doctor Thesis Universitat Frankfurt, Frankfurt (1993).
5. J. Ullrich, R. Doerner, V. Mergel et al., Preprint GSI-94-63 (1994).
6. R. Moshhammer, J. Ullrich, M. Unverzagt et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 3371 (1994).
7. C. Reinhold and J. Burgdorfer, J. Phys. B **26**, 3101 (1993).
8. P. D. Fainstein, V. H. Ponce, and R. D. Rivarola, J. Phys. B **24**, 3091 (1991).
9. А. Б. Войтквив, А. В. Коваль, ЖТФ **64**(3), 188 (1994).
10. J. H. Masek, in *Ionization of Solids by Heavy Particles*, ed. by R. A. Baragiola, Plenum Press, New York (1988), vol. 309, p. 1.
11. N. Stolterfoht, D. Schneider, J. Tanis et al., Europhys. Lett. **4**, 899 (1987); N. Stolterfoht, H. Platten, G. Schiwirtz et al., Phys. Rev. A **52**, 3796 (1995).
12. Е. Л. Думан, Л. И. Меньшиков, Б. М. Смирнов, ЖЭТФ **76**, 516 (1979).
13. С. О. Reinhold, С. А. Falcon, and J. E. Miraglia, J. Phys. B **20**, 3737 (1987).
14. В. С. Николаев, В. А. Сидорович, В. Н. Новожилова, ЖЭТФ **101**, 1198 (1992).
15. Л. П. Рапопорт, Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, *Теория многофотонных процессов в атомах*, Атомиздат, Москва (1978), с. 135.
16. С. Базиле, Ф. Тромбетта, Г. Ферранте, КЭ **15**, 1149 (1988).
17. Н. Бор, *Прохождение атомных частиц через вещество*, Изд-во иностр. лит., Москва (1950).
18. А. М. Дыхне, Г. Л. Юдин, УФН **125**, 377 (1978).
19. М. Абрамовиц, И. Стиган, *Справочник по математическим функциям*, Наука, Москва (1979).
20. Л. П. Пресняков, Д. Б. Усков, ЖЭТФ **86**, 882 (1984).
21. V. S. Nicolaev and V. A. Sidorovich, Nucl. Instr. Meth. B **36**, 239 (1989).
22. J. H. McGuire, A. Mueller, B. Schuch et al., Phys. Rev. A **35**, 2479 (1987).
23. H. Berg, J. Ullrich, E. Bernstein et al., J. Phys. B **25**, 4075 (1992).
24. H. Knudsen, L. H. Andersen, P. Hvelplund et al., J. Phys. B **17**, 3545 (1984).
25. E. Fermi, Z. Phys. **29**, 315 (1924).
26. C. Weizsacker, Z. Phys. **88**, 612 (1934).
27. E. Williams, Phys. Rev. **45**, 729 (1934).
28. R. Moshhammer, J. Ullrich, M. Unverzagt et al., Nucl. Instr. Meth. B **107**, 62 (1996).