Журнал технической физики, 1997, том 67, № 7

01;02

О спектральном и угловом распределении медленных электронов, испускаемых атомами водорода при столкновениях с быстрыми высокозарядными ионами

© А.Б. Войткив

Институт электроники АН Узбекистана,
700143 Ташкент, Узбекистан

(Поступило в Редакцию 13 ноября 1995 г. В окончательной редакции 5 июня 1996 г.)

Рассматривается ионизация атомов водорода с испусканием медленных электронов при столкновениях с быстрыми многозарядными ионами. Получены аналитические выражения для одно- и дважды дифференциальных сечений ионизации и для величины, характеризующей угловую асимметрию в вылете медленных электронов. Обсуждается особенность в балансе импульсов при столкновениях, приводящих к вылету медленных электронов.

Иcследование столкновений атомов с быстрыми высокозарядными ионами (ВЗИ) 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 ($v \gg v_0$, $v_0 = 1$ а.е. $\simeq 2 \cdot 10^8$ 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 литературу). Более детальная информация о процессе столкновения бысторого ВЗИ 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 ВЗИ ($Z = 24$, $v = 12$), 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 ВЗИ, электрон, ион отдачи (там же был проведен расчет этого процесса столкновения методом классических траекторий Монте-Карло (МКТМК)). Изучение характеристик медленных электронов имеет важное значение, поскольку они составляют основную часть электронов, испускаемых атомами при столкновениях с быстрыми ВЗИ в рассматриваемой области параметров Z, v.

В настоящей работе исследуется ионизации атомов водорода при "мягких" столкновениях с быстрыми ВЗИ, в которых атомы испускают медленные электроны при следующих параметрах задачи: $v \lesssim Z \ll v^2$, $v \gg v_0$, v_0 — характерная орбитальная скорость электрона в основном состоянии атома. Мы рассмотрим энергетическое и угловое распределения медленных электронов ($v_e \lesssim v_0$, v_e — скорость испущенного электрона по отношению к иону отдачи), а также кратко обсудим на основе аналогии с фотоионизацией особенность баланса импульсов в таких столкновениях.

Пусть первоначально атом водорода с ядром, покоящимся в начале координат, находится в основном состоянии, а бесструктурный ВЗИ движется вдоль классической линейной траектории $\mathbf{R}(t) = \mathbf{b} + \mathbf{v}t$, $\mathbf{b}$ — вектор прицельного параметра. Разобьем всю область прицельного параметра $0 \leqslant b < \infty$ на две подобласти: 1) $b \lesssim Z/v$, 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 $b \gtrsim 1$ можно оценить как $\varepsilon(b) \simeq 2Z^2/(b^2v^2)$ [7], 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 [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 будут (по поводу спектров электронов, испускаемых при столкновениях с большой передачей импульса см., например, [8–11] 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 матриц рассеяния, в котором амплитуда перехода атома имеет вид

$$A_{\mathbf{k}} = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \langle \Psi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}, t) | W(\mathbf{r}, t) | \phi_0(\mathbf{r}, t) \rangle, \qquad (1)$$

где $\phi_0(\mathbf{r},\, t) = \phi_0(\mathbf{r}) \exp(-it^2/2)$, $\phi_0(\mathbf{r}) = \pi^{-1/2} \times \exp(-r)$ — волновая функция основного состояния водорода, $\psi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ — волновая функция электрона в конечном состоянии при одновременном присутствии поля ядра и пола ВЗИ, $W(\mathbf{r}, t) = Z/|\mathbf{R}(t)| - Z/|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}|$ — взаимодействие атома с полем ВЗИ, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор электрона.

Оценим относительное влияние обоих центров на электрон в конечном состоянии $\Psi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ по отношению классических сил, действующих на него со стороны быстрого ВЗИ (F_i) и ядра атома (F_a). Как функция времени поле быстрого ВЗИ в области расположения атома имеет максимум с центром в точке $t = 0$ и эффективной шириной $T \simeq b/v$ ($b > 1$ [15,7]). В области прицельных параметров $b > v$ поле ВЗИ 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 ВЗИ 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 ВЗИ 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: $F_i/F_a \sim Zv_0^2/v^2 = Z/v^2$,[1] 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 ВЗИ с таким электроном может быть учтено приближенно. Как будет видно ниже, основной эффект этого влияния — асимметрия в угловом распределении медленных электронов, большая их часть увлекается кулоновским притяжением пролетевшего ВЗИ в направлении его движения.

Имеется еще один эффект, приводящий к асимметрии в угловом распределении медленных электронов. Раскладывая потенциал взаимодействия атома с полем ВЗИ $(Z/|\mathbf{R}(t)| - Z/|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}|)$ как функцию координат электрона и времени по монохроматическим плоским волнам, нетрудно убедиться, что поле ВЗИ 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

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

где

$$W_1(\mathbf{r}, t) = -\frac{Z(vtz + by)}{R^3(t)} = -\frac{Z\mathbf{R}(t)\mathbf{r}}{R^3(t)} = -\mathbf{E}(t)\mathbf{r},$$

$$W_2(\mathbf{r}, t) = \frac{Zr^2}{2R^3(t)} - \frac{3Z}{2R^5(t)}(vtz + by)^2. \qquad (3)$$

В (3) ось z направлена по скорости ВЗИ, 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.

Волновая функция $\Psi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ электрона в конечном состоянии в поле двух центров удовлетворяет уравнению Шредингера

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)} = \left(-\frac{\Delta}{2} - \frac{1}{r} - W_1 - W_2\right)\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}. \qquad (4)$$

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 ВЗИ — в нулевом приближении внезапных возмущений [16]

$$\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \phi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}) \exp\Big(-ik^2t/2 - i\int_{-\infty}^{t} dt' W(t')\Big), \quad (5)$$

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

$$A_{\mathbf{k}} = -i \Big\langle \phi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) \Big| \int_{-\infty}^{+\infty} dt W(\mathbf{r}, t)$$

$$\times \exp\Big(i\omega t - i\int_{-\infty}^{t} dt' W(t')\Big) \Big| \varphi_0(\mathbf{r}) \Big\rangle, \qquad (6)$$

[1] 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 ВЗИ является основным.

где $\omega = (1+k^2)/2$ — частота перехода, $\phi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r}) = \left(\phi_{-\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r})\right)^*$.

При $b > Z/v > 1$ член $\int\limits_{-\infty}^{t} dt' W(t')$ при любых t мал в сравнении 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

$$A_{\mathbf{k}}^d = -i\left\langle \phi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r})\right| \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt W_1(\mathbf{r},t)\exp(i\omega t)\left|\phi_0(\mathbf{r})\right\rangle,$$

$$A_{\mathbf{k}}^q = -i\left\langle \phi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r})\right| \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt W_2(\mathbf{r},t)\exp(i\omega t)\left|\phi_0(\mathbf{r})\right\rangle \tag{8}$$

— амплитуды дипольного и квадрупольного переходов соотвественно, а в величине

$$A_{\mathbf{k}}^i = -i\left\langle \phi_{\mathbf{k}}^{(-)}(\mathbf{r})\right| \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(i\omega t)(\mathbf{q}(t)\mathbf{r})W_1(t)\left|\phi_0(\mathbf{r})\right\rangle \tag{9}$$

учтен основной член по взаимодействию медленного электрона в конечном состоянии с полем быстрого ВЗИ; $\mathbf{q}(t) = \int\limits_{-\infty}^{t} dt\mathbf{E}(t)$.

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

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

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

$$w(k,\Theta,b) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} d\phi w(\mathbf{k},\mathbf{b}) = \frac{2Z^2\omega^2}{v^4}\alpha(k)$$
$$\times\Bigg(2K_0^2(\xi)\cos^2\Theta + K_1^2(\xi)\sin^2\Theta$$
$$+\frac{8k}{v}\cos\Theta\Big(K_1^2(\xi)\sin^2\Theta + K_0^2(\xi)\big(3\cos^2\Theta - 1\big)\Big)$$
$$+\frac{4Z}{v^2}\frac{\cos\Theta}{\omega}\bigg(K_0(\xi)K_1(\xi) - \frac{\pi k}{2}\exp(-\xi)$$
$$\times\Big(2K_1(\xi)\sin^2\Theta + K_0(\xi)(3\cos^2\Theta - 1)\Big)\bigg)\Bigg), \tag{11}$$

где угол вылета электрона $\Theta (0 \leqslant \Theta \leqslant \pi)$ отсчитывается от направления скорости ВЗИ; $\xi = \omega b/v$; K_0, K_1 — модифицированные функции Бесселя [17];

$$\alpha(k) = \frac{2^7 k^{-1}}{(1+k^2)^5}\frac{\exp\left(-\frac{4}{k}\mathrm{arctg}k\right)}{(1-\exp(-2\pi/k))}. \tag{12}$$

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

$$w(b) = \int\limits_0^{k_{\max}} dk k^2 \int d\Omega w(k,\Theta,b), \tag{13}$$

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

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

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = 2\pi\int\limits_{b_{\min}}^{\infty} dbb(2E)^{1/2}w(k(E),\Theta,b), \tag{14}$$

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

Выполняя в (14) интегрирование по прицельному параметру, находим:

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = 2^8\frac{Z^2}{v^2}\frac{1}{(1+2E)^5}\frac{\exp\Big(-\big(4/(2E)^{1/2}\big)\mathrm{arctg}(2E)^{1/2}\Big)}{\Big(1-\exp(-2\pi/(2E)^{1/2})\Big)}$$
$$\times\Big(\sin^2\Theta\ln\beta + \cos^2\Theta - 0.5\sin^2\Theta$$
$$+ 2^{3.5}\Big(E^{1/2}/v\Big)\cos\Theta\Big(\sin^2\Theta\ln\beta + \cos 2\Theta\Big)$$
$$+ 2(Z/v^2)\cos\Theta\Big(\ln^2\beta - 2^{1.5}\pi E^{1/2}\Big(\sin^2\Theta\ln\beta$$
$$+\cos 2\Theta - 0.5\sin^2\Theta\Big)\Big)\Big) \tag{15}$$

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

Поскольку величина β, определенная с точностью до постоянного коэффициента порядка единицы, содержит большой сомножитель v^2/Z и входит в (15) под знаком логарифма, то просто положим там $\lambda = 1$. Отметим, что точность используемого подхода растет с увеличением геометрических размеров области прицельных параметров $Z/v < b < v$.

Распределение электронов по энергиям определяется дифференциальным сечением

$$\frac{d\sigma}{dE} = \int d\Omega \, \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{2^{11}\pi}{3} \frac{Z^2}{v^2} \frac{1}{(1+2E)^5}$$
$$\times \frac{\exp\left(-\left(4/(2E)^{1/2}\right) \mathrm{arctg}(2E)^{1/2}\right)}{\left(1-\exp\left(-2\pi/(2E)^{1/2}\right)\right)} \ln\left(\frac{2.25v^2}{Z(1+2E)}\right). \quad (16)$$

Как следует из (16), вероятность вылета электрона быстро уменьшается с ростом его энергии: основная часть ($\sim 90\%$) вылетевших электронов имеет энергии, не превосходящие потенциала ионизации атома $I_0 = 0.5$. Отметим, что в рассматриваемом приближении вклад в (16) дают лишь дипольные переходы между состояниями ϕ_0 и $\phi_{\mathbf{k}}^{(-)}$ за счет взаимодействия $W_2(\mathbf{r}, t)$ (которое приводит к монопольным и квадрупольным электронным переходам) и переходы в конечные состояния, искаженные полем ВЗИ, ответственные за асимметрию в угловом распределении 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: $0 \leqslant E < I_0$. Однако поскольку вероятность вылета электрона быстро падает с ростом E, то верхний предел в интеграле по энергиям можно формально положить равным бесконечному, после чего находим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int\limits_0^\infty dE \, \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = 3\ 0.283 \, \frac{Z^2}{v^2} \Big(\sin^2\Theta \ln\beta_1$$
$$+ \cos^2\Theta - 0.5\sin^2\Theta + \frac{8\ 0.61}{v} \cos\Theta$$
$$\times \left(\sin^2\Theta \ln\beta_2 + \cos 2\Theta\right) + \frac{2Z}{v^2} \cos\Theta$$
$$\times \Big(\ln^2\beta_1 + \langle \ln^2\omega \rangle - \ln^2\omega_1 - 2\pi 0.61$$
$$\times \left(\sin^2\Theta \ln\beta_2 + \cos 2\Theta - 0.5\sin^2\Theta\right)\Big)\Big), \quad (17)$$

где

$$\beta_1 = 1.12v^2/(Z\omega_1), \qquad \beta_2 = 1.12v^2/(Z\omega_2),$$
$$\omega_1 = \exp\Big(\int\limits_0^\infty dk\alpha(k)\ln(\omega) \Big/ \int\limits_0^\infty dk\alpha(k)\Big) = 0.71,$$
$$\omega_2 = \exp\Big(\int\limits_0^\infty dkk\alpha(k)\ln(\omega) \Big/ \int\limits_0^\infty dkk\alpha(k)\Big) = 0.81,$$
$$\langle \ln^2\omega \rangle = \int\limits_0^\infty dk\alpha(k)\ln^2(\omega) \Big/ \int\limits_0^\infty dk\alpha(k) = 0.234,$$
$$\ln^2\omega_1 = 0.1. \quad (18)$$

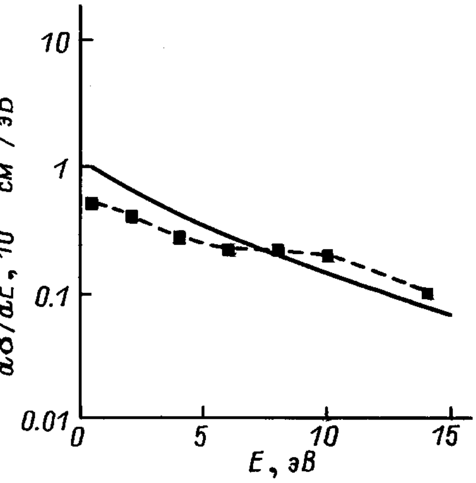

Рис. 1. Дифференциальное по энергии сечение ионизации атомов водорода в столкновениях с ВЗИ при $Z = 6$ и $v = 5$. Сплошная линия — расчет по (16), –■– — данные [13].

На рис. 1 приведено сравнение дифференциального сечения $d\sigma/dE$, найденного по формуле (16) с данными расчета МКТМК [13] для $Z = 6$, $v = 5$. Наши результаты для этого сечения заметно превышают данные расчета [13] в области энергий вылетающих электронов $E \lesssim 5$ эВ. На рис. 2 сравниваются дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$, рассчитанное по формуле (17), с данными из [13] при тех же значениях параметров Z, v. Расхождение между нашими результатами для $d\sigma/d\Omega$ и расчетом МКТМК, не очень заметное при малых углах Θ вылета электрона, с ростом Θ становится значительным. Расхождение наших результатов для дифференциальных сечений $d\sigma/dE$, $d\sigma/d\Omega$ с данными расчета МКТМК можно связать со следующими известными причинами. По классической механике столкновения с достаточно большими значениями прицельного параметра, когда средняя переданная атому энергия меньше его потенциала ионизации, не вносят заметного вклада в процесс ионизации (вклад этой области b "классически подавлен" [18]). С другой стороны, согласно квантовой механике, именно эта область b дает основной вклад в эмиссию электронов при $v \gg v_0$, причем ионизация в этом случае происходит с вылетом медленных электронов. Это различие, в частности, приводит к разным асимптотикам сечений однократной ионизации в области скоростей столкновения $v \gg v_0$ (индексы КЛ и КВ — по классической и по квантовой механике соответственно)

$$\sigma''_{\text{КЛ}} v^{-2} \ [19], \ \ \sigma''_{\text{КВ}}(\text{const}_1 + \ln v) v^{-2} \ (v \gg v_0, Z) \quad [20],$$
$$\sigma''_{\text{КВ}} \ (\text{const}_2 + \ln(v^2/Z)) v^{-2} \ (Z \sim v \gg v_0) \quad [1].$$

Добавим к этому, что, как известно (см., например, [18] и цитированную там литературу), особенно заметные трудности появляются при попытке использовать классическую механику для описания эмиссии

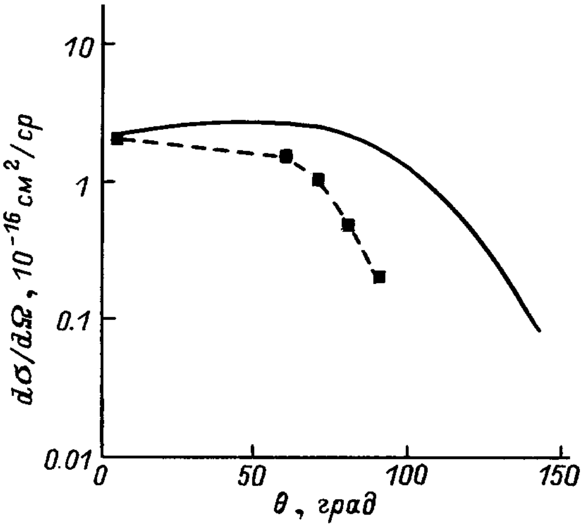

Рис. 2. Дифференциальное по углу сечение ионизации атомов водорода в столкновениях с ВЗИ при $Z = 6$ и $v = 5$. Сплошная линия — расчет по (17), –■– — данные [13].

медленных электронов в направлении больших углов Θ. Таким образом, расхождения между нашими расчетами и данными из [13] можно связать с тем, что методы расчета ионизации, основанные на классической механике, не применимы для описания "мягких" столкновений [21].

Асимметрию в вылете электронов можно охарактеризовать величиной

$$\eta = \left(\int\limits_0^{\pi/2} d\Theta \sin\Theta \frac{d\sigma}{d\Omega} - \int\limits_{\pi/2}^{\pi} d\Theta \sin\Theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \times \left(\int\limits_0^{\pi} d\Theta \sin\Theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{-1}. \qquad (19)$$

Из (18) и (19) находим

$$\eta = \frac{1.83}{v} + \frac{Z}{v^2}\left(1.5\ln\left(\frac{1.6v^2}{Z}\right) - 2.87 + 2.15\ln^{-1}\left(\frac{1.6v^2}{Z}\right)\right). \qquad (20)$$

Из (20) следует, что бóльшая часть медленных электронов испускается атомом (при $Z > 0$) в направлении движения быстрого ВЗИ. Первый член в (20), не зависящий от величины и знака заряда ВЗИ, и второй, зависящий от того и другого (при $Z < 0$ под знаком логарифма следует брать $|Z|$), есть следствия соответственно поглощения атомом продольного импульса $q_p \sim 1/v$ и увлечения покинувшего атом электрона электрическим полем пролетевшего ВЗИ, которые обсуждены выше. Отметим, что простая аддитивность этих двух эффектов в (20) есть 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

$$\Delta\sigma = 8\pi 0.283 \frac{Z^2}{v^2} \ln\left(\frac{1.6v^2}{Z}\right). \qquad (21)$$

Это выражение практически совпадает с выражением для (полного) сечения ионизации, найденного в [12], и лишь численным множителем, стоящим под знаком логарифма, отличается от полного сечения ионизации, рассчитанного в [7],

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

которое хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные при $v_0 \ll v \lesssim Z \ll v^2$. Из (21) и (22) видно, что $\Delta\sigma \simeq \sigma_i$ при $v_0 \ll v \lesssim Z \ll v^2/3$, т.е. столкновения, в результате которых испускаются медленные электроны, практически определяют в этом случае величину сечения ионизации.

Отметим, что все сечения (15)–(17), (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 $Z/v > 1$, $v \gg v_0$ [1].

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

В заключение кратко остановимся на особенности в балансе импульсов в столкновении быстрого ВЗИ с атомом при $b > Z/v$. В таких столкновениях средний импульс $Q \simeq Z\mathbf{b}/(b^2v)$, передаваемый полем налетающей частицы атомному электрону (см., например, [17]), мал в сравнении с характерным импульсом электрона в основном состоянии атома $Q_0 \simeq 1$. В то же время поле быстрого ВЗИ 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 сходен [22–25,12] с ионизацией 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 уравновешивается импульсом атомного остатка. Такая же ситуация, очевидно, имеет место и при столкновительной ионизации в области $b > Z/v > 1$, приводящей к вылету медленных электронов, что, например, и было зафиксировано экспериментально в [6] при исследовании "мягких" столкновений с атомами гелия.

Список литературы

[1] *Пресняков Л.П., Шевелько В.П., Янев Р.К.* Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986.

[2] *Cocke C.L., Olson R.E.* // Phys. Rep. 1991. Vol. 205. P. 205.

[3] *McGuire J.H.* // Adv. in At. Mol. and Opt. Phys. 1992. Vol. 29. P. 217.

[4] *Berg H.* Doctor Thesis. Universität Frankfurt, 1993.

[5] *Ullrich J., Doerner R., Mergel V.* et al. // Preprint N GSI-94-63.

[6] *Moshammer R., Ullrich J., Unverzagt M.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. N 25. P. 3371–3374.

[7] *Войткив А.Б., Коваль А.В.* // ЖТФ, 1994. М. 4. Вып. 3. С. 188–191.

[8] *Fainstein P.D., Ponce V.H., Rivarola R.D.* // J. Phys. 1991. B24. P. 3091–3119.

[9] *Stolterfoht N., Schneider D., Tanis J.* et al. // Europhys. Lett. 1987. Vol. 4(8). P. 899–902.

[10] *Stolterfoht N., Platten H., Schiwirtz G.* et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. A52. P. 3796–3802.

[11] *Macek J.H.* // Ionization of Solids by Heavy Particles / Ed. by R.A. Baragiola. New York: Plenum Press, 1993.

[12] *Думан Е.Л., Меньшиков Л.И., Смирнов Б.М.* // ЖЭТФ. 1979. Вып. 76. С. 516–528.

[13] *Reinhold C.O., Falcon C.A., Miraglia J.E.* // J. Phys. 1987. Vol. B20. P. 3727–3745.

[14] *Николаев В.С., Сидорович В.А., Новожилова В.Н.* // ЖЭТФ. 1992. Вып. 101. С. 1198–1208.

[15] *Бор Н.* Прохождение атомных частиц через вещество. М.: ИЛ, 1950.

[16] *Дыхне А.М., Юдин Г.Л.* // УФН. 1978. Т. 125. С. 377.

[17] *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по математическим функциям. М.: Наука, 1979.

[18] *Reinhold C., Burgdorfer J.* // J. Phys. 1993. Vol. B26. P. 3101.

[19] *Thomson J.J.* // Phil. Mag. 1912. Vol. 23. P. 449.

[20] *Мотт Н., Месси Г.* Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969.

[21] *Stolterfoht N.* One- and Two-Center Electron Emission in Energetic Ion-Atom Collisions. Invited Talk at the Symposium for Two-Center Effects in Ion-Atom Collisions. Lincoln, 1994.

[22] *Fermi E.* // Zs. F. Phys. 1924. Vol. 29. P. 315.

[23] *Weizsacker C.* // Zs. F. Phys. 1934. Vol. 88. P. 612.

[24] *Williams E.* // Phys. Rev. 1934. Vol. 45. P. 729.

[25] *Bethe H.* // Ann. Phys. (Leipzig). 1930. N 5. P. 325.