Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 6, с. 428 – 433

Взаимодействие пучков тяжелых ионов с электронами плазмы: роль процессов многоэлектронной ионизации

Г. И. Андреев[+], *В. Л. Бычков*[+], *В. П. Шевелько*[*1)]

[+] *Физический факультет, кафедра физической электроники, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 февраля 2023 г.
После переработки 19 февраля 2023 г.
Принята к публикации 19 февраля 2023 г.

Рассмотрены процессы многократной ионизации электронами ионов, находящихся в плазме, и ионов в пучке, проходящего сквозь плазму. На основе экспериментальных данных и теоретических расчетов сечений n-электронной ионизации σ_n исследован вклад скоростей многоэлектронной ионизации $\langle v\sigma_n(v)\rangle$ в полную скорость ионизации как функции электронной температуры плазмы T. Показано,что в случае прохождения ионных пучков сквозь плазму, суммарный вклад скоростей многоэлектронной ионизации в полную скорость определяется соотношением между скоростью ионного пучка v_P и термальной скоростью электронов в плазме v_{th}. Численные расчеты скоростей многоэлектронной ионизации $\langle v\sigma_n(v)\rangle$ выполнены для ионов W^+ при температурах плазмы $T = 1$ эВ–10 кэВ и скоростях ионного пучка $v_P = 0-20$ а.е., где атомная единица скорости 1 а.е. $= 2.2 \cdot 10^8$ см/с.

DOI: 10.31857/S123456782306006X, EDN: qsmqxx

1. Введение. Процессы одно- и многоэлектронной (МЭ) ионизации атомов и ионов электронным ударом

$$X^{q+} + e^- \to X^{(q+n)+} + (n+1)e^-, \quad n \geq 1,$$

где q – заряд иона, n – число выбитых электронов, играют важную роль в кинетике лабораторной и астрофизической плазмы, эволюции зарядового состояния при взаимодействии атомов и ионов с электронным пучком, динамике пучков тяжелых ионов, проходящих сквозь плазменные мишени и других областях [1–3]. Например, при формировании ионизационного равновесия в нестационарной высокотемпературной (лазерной) плазме МЭ процессы ($n \geq 2$) ответственны за высокотемпературный “хвост” ионизационного распределения, так как многозарядные ионы не успевают образоваться за счет обычной одноэлектронной ступенчатой ионизации. Вклад МЭ ионизации в полное сечение может достигать 30–50 % даже в случае ионизации атомов и ионов при релятивистских энергиях электронов (см.[1]). Особенно существенна МЭ ионизация тяжелых многоэлектронных ионов, имеющих большое число электронных оболочек с близкими значениями энергий связи, поэтому МЭ процессы необходимо учитывать наряду с одноэлектронной ионизацией.

При взаимодействии пучка ионов с атомами и молекулами остаточного газа ускорителя или с плазменной мишенью, как правило, учитываются только процессы одноэлектронной ионизации налетающих ионов, например, для определения вакуумных условий и времен жизни пучков однозарядных ионов [4] или в методе HIBP (Heavy Ion Beam Probe) диагностики плазмы с помощью тяжелых малозарядных ионов типа Cs^+, Tl^+, Au^+ [5–8]. В методе HIBP регистрируемый ток вторичных ионов пучка существенно зависит от электронной плотности плазмы и скоростей ионизации $\langle v\sigma(v)\rangle$ электронным ударом:

$$\langle v\sigma(v)\rangle = \int_0^\infty v\sigma(v)f(v,T)dv, \qquad (1)$$

где $f(v,T)$ – функция распределения по скоростям электронов в плазме, T – электронная температура.

В случае максвелловского распределения функция $f(v,T)$ имеет вид:

$$f(v,T) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right), \qquad (2)$$

где m – масса электрона, k – постоянная Больцмана.

Если плазму пересекает пучок ионов со скоростью v_P, то в качестве функции распределения

1) e-mail: shevelkovp@lebedev.ru

используется так называемая "сдвинутая" функция Максвелла, зависящая от скорости пучка v_P [9]:

$$F(v, v_P, T) = \left(\frac{2m}{\pi kT}\right)^{1/2} \frac{v}{v_P} \times$$
$$\times \exp\left(-\frac{m(v^2+v_P^2)}{2kT}\right) \sinh\left(\frac{mvv_P}{kT}\right) =$$
$$= \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \frac{v}{v_p}\left[\exp\left(-\frac{m}{2kT}(v-v_p)^2\right) -\right.$$
$$\left. - \exp\left(-\frac{m}{2kT}(v+v_p)^2\right)\right], \qquad (3)$$

где $v = |\mathbf{v}_P - \mathbf{v}_e|$ – скорость ионов в пучке относительно скорости электронов в плазме, $\sinh(x)$ – гиперболический синус. С ростом скорости v_P ширина функции (3) уменьшается, а максимум сдвигается в сторону больших значений v_P, поэтому функцию (3) называют "сдвинутой". Функции распределения (2) и (3) нормированы на единицу:

$$\int_0^\infty f(v, T) dV = \int_0^\infty F(v, v_P, T) dv = 1. \qquad (4)$$

Метод зондирования HIBP обычно используется для диагностики плазмы в диапазоне температур $T = 1$ эВ–5 кэВ, а энергия налетающего пучка изменяется в пределах от нескольких сотен кэВ до нескольких МэВ. Учет одно- и двух-электронной скоростей ионизации как функции температуры плазмы выполнен в работах [10, 11] для нескольких отдельных скоростей v_P зондирующих ионов Cs^+ и Tl^+ с использованием сдвинутой функции Максвелла.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния процессов МЭ ионизации тяжелых ионов электронами плазмы на полные скорости ионизации как функции температуры T и скорости налетающих ионов v_P. Численные расчеты величин $\langle v\sigma(v)\rangle$ выполнены для ионов W^+ (заряд ядра $Z = 74$) для температур плазмы $T = 1$ эВ–10 кэВ и скоростей ионов в пучке $v_P = 0-20$ а.е. Случай $v_P = 0$ соответствует МЭ ионизации ионов, находящихся внутри плазмы.

2. Скорости МЭ ионизации ионов в плазме. Аналитические формулы. Для определения скоростей МЭ ионизации необходимо знание соответствующих сечений в широком диапазоне энергий электронов E. В работе [12] на основе экспериментальных данных и бета-борновской зависимости сечений от энергии получена полуэмпирическая формула для сечений ионизации $n \geq 2$ электронов в виде:

$$\sigma_n = 10^{-18}\,[\text{см}^2] \frac{a(n) N^{b(n)}}{(I_n/Ry)^2} \left(\frac{u}{u+1}\right)^c \frac{\ln(u+1)}{u+1},$$

$$u = E/I_n - 1, \quad n \geq 2, \qquad (5)$$

где u и n – приведенная энергия и число выбитых электронов соответственно, N – полное число электронов мишени, I_n – пороговая энергия ионизации n электронов, 1 Ry = 13.606 эВ. Величины I_n определяются по формуле

$$I_n = \sum_{q'=q}^{q+n-1} I_{q',q'+1}, \qquad (6)$$

где $I_{q,q+1}$ – потенциалы однократной ионизации иона X^{q+}.

Параметры аппроксимаций $a(n)$ и $b(n)$ зависят от числа выбитых электронов n, а показатель $c = 1.0$ для нейтральных атомов и $c = 0.75$ для положительных и отрицательных ионов. Параметры $a(n)$ и $b(n)$ для ионизации $2 \leq n \leq 10$ электронов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры аппроксимации $a(n)$ и $b(n)$ для ионизации $2 \leq n \leq 10$ электронов атомов и ионов [12]

n	$a(n)$	$b(n)$	n	$a(n)$	$b(n)$
2	14.0	1.08	6	0.49	1.96
3	6.30	1.20	7	0.021	2.00
4	0.50	1.73	8	0.0096	2.00
5	0.14	1.85	9	0.0049	2.00
			10	0.0027	2.00

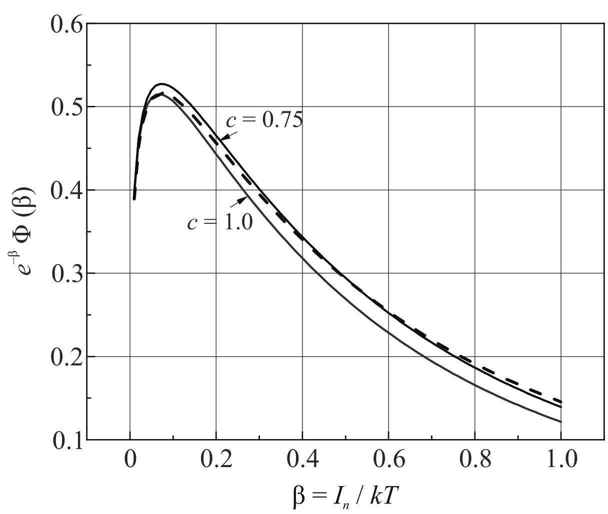

Рис. 1. График функции $e^{-\beta}\Phi(\beta)$ в зависимости от параметра $\beta = I_n/kT$: $c = 1$ – для атомов, $c = 0.75$ – для ионов, штриховая кривая – универсальная функция (11)

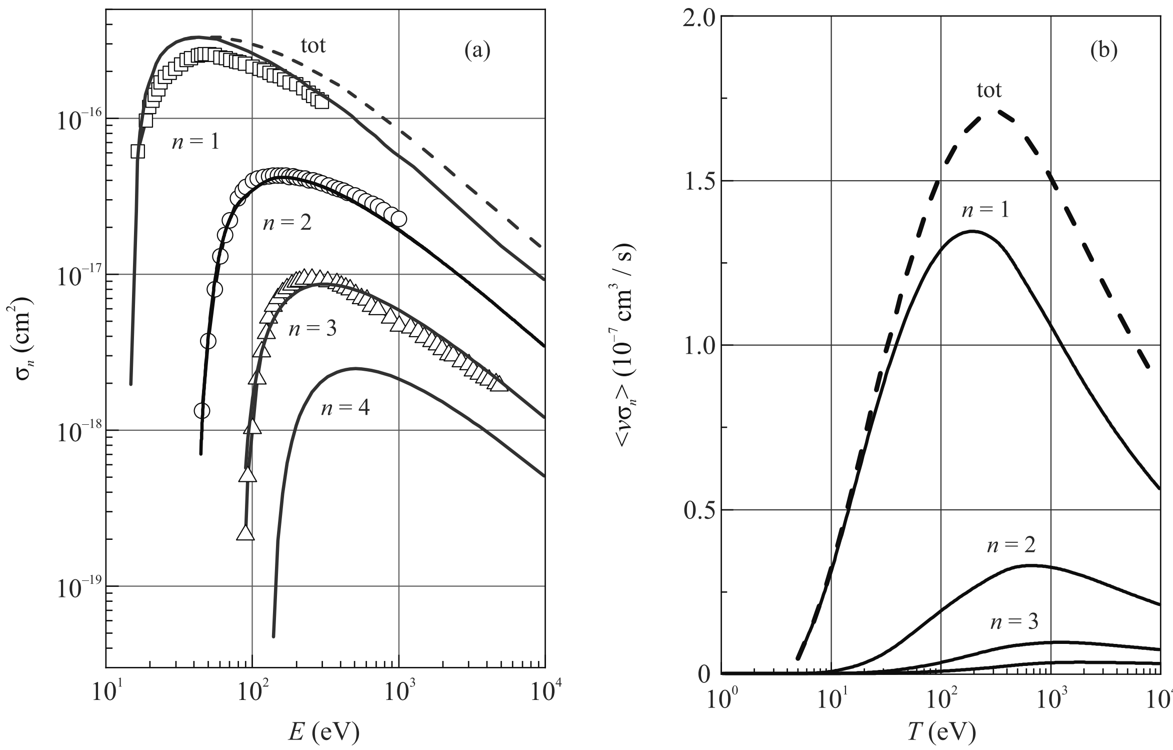

Рис. 2. Сечения σ_n и скорости $\langle v\sigma_n\rangle$ n-электронной ионизации, $n = 1{-}4$, ионов W^+. (a) – Сечения ионизации: символы – эксперимент [13, 14], сплошные кривые – расчет: $n = 1$, программа ATOM [15], $n \geq 2$, формула (8), пунктир tot – полное (суммарное) сечение. (b) – соответствующие скорости ионизации с максвелловским распределением (2) как функции температуры электронов, tot – полная скорость ионизации $\langle v\sigma\rangle_{\rm tot}$

Сечение (5) максимально при $E_{\max} \approx 4.2 I_n$:

$$\sigma_{\max} \approx 2.7 \times 10^{-19}\,[\text{см}^2] \frac{a(n)N^{b(n)}}{(I_n/Ry)^2}, \quad E_{\max} \approx 4.2 I_n. \tag{7}$$

С сечением (5) и максвелловской функцией распределения (2) скорость МЭ ионизации атомов и ионов, находящихся внутри плазмы, имеет вид:

$$\langle v\sigma_n\rangle = 2.5\cdot 10^{-10}\,[\text{см}^3/\text{с}]a(n)N^{b(n)}\left(\frac{\rm Ry}{I_n}\right)^{3/2} e^{-\beta}\Phi(\beta),$$
$$n \geq 2, \tag{8}$$

$$\Phi(\beta) = \int_0^\infty \beta^{3/2}\left(\frac{u}{u+1}\right)^c e^{-\beta u}\ln(u+1)du, \quad \beta = \frac{I_n}{kT}. \tag{9}$$

Скорость МЭ ионизации (8) максимальна при $\beta \approx 0.07$:

$$\langle v\sigma_n\rangle_{\max} \approx 1.24 \times 10^{-10}\,[\text{см}^3/\text{с}]a(n)N^{b(n)}\left(\frac{\rm Ry}{I_n}\right)^{3/2},$$
$$\beta \approx 0.07. \tag{10}$$

На рисунке 1 приведены графики функций $e^{-\beta}\Phi(\beta)$ для атомов ($c = 1$) и ионов ($c = 0.75$) в зависимости от параметра β. Поскольку отличие функций для атомов и ионов невелико (10–15 %), их можно представить в виде одной приближенной функции

$$e^{-\beta}\Phi(\beta) \approx \beta^{1/2}\frac{\ln(1 + 0.5/\beta)}{1 + 0.25\beta}, \quad \beta = \frac{I_n}{kT}, \tag{11}$$

которая представлена на рисунке 1 пунктирной кривой. Формулы (8)–(11) могут быть использованы для решения задач кинетики плазмы и для оценки вклада процессов многократной ионизации атомов и ионов электронами плазмы.

На рисунке 2a представлены сечения n-электронной ионизации, $n = 1{-}4$, ионов W^+ (заряд ядра $Z = 74$, число электронов $N = 73$) как функции энергии электронов. Экспериментальные сечения σ_n [13, 14] хорошо согласуются с расчетами, выполненными в настоящей работе для $n = 1$ по программе ATOM [15] в кулон-борновском приближении с обменом, и для $n = 2{-}4$ по формуле (5). Энергии связи электронных оболочек ионов W^+ взяты из работы [16], которые дают пороговые энергии ионизации (в эВ): $I_1 = 16.4$, $I_2 = 42.4$, $I_3 = 80.6$ и $I_4 = 132.2$, соответственно. Скорости ионизации $\langle v\sigma_n\rangle$, вычисленные с макВелловским распределением (2), приведены на рис. 2b.

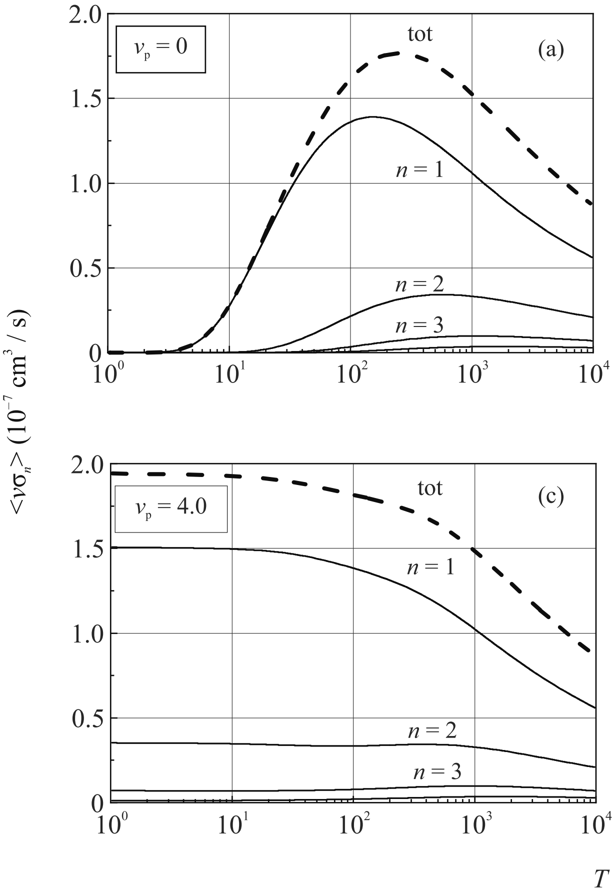

Рис. 3. Парциальные $\langle v\sigma_n\rangle$ и полные $\langle v\sigma\rangle_{\rm tot}$ скорости МЭ ионизации ионов W^+, $n = 1$–4, как функции электронной температуры T при различных скоростях ионного пучка v_P (в а.е.), формулы (1), (3); tot – полная (суммарная) скорость ионизации $\langle v\sigma\rangle_{\rm tot}$

3. Скорости МЭ ионизации ионов в пучке, проходящем сквозь плазму. В этом случае зависимость скоростей ионизации $\langle v\sigma_n\rangle$ от температуры T определяется соотношением между скоростью ионов v_P и термальной скоростью электронов в плазме v_{th}:

$$v_{th} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \approx 1.13\sqrt{\frac{2kT}{m}}. \qquad (12)$$

При малых скоростях ионов $v_P \to 0$ ($v_P \ll v_{th}$), т.е. при больших температурах

$$T\,[\text{эВ}] \gg 10(v_P\,[\text{а.е.}])^2, \qquad (13)$$

сдвинутая функция (3) переходит в "обычную" функцию Максвелла, и скорость ионизации $\langle v\sigma_n\rangle$ определяется формулами (1) и (2). В противоположном случае $v_p \gg v_{th}$, т.е. в области относительно малых температур

$$T\,[\text{эВ}] \ll 10(v_P\,[\text{а.е.}])^2, \qquad (14)$$

функция $F(v, v_p, T)$ переходит в дельта-функцию $F(v, v_p, T) = \delta(v - v_P)$. При этом величины $\langle v\sigma_n\rangle$ практически не зависят от температуры плазмы в области (14) и определяются произведением скорости пучка v_P на эффективное сечение ионизации при этой скорости [17]:

$$\langle v\sigma(v)\rangle \approx v_p \cdot \sigma(v_p), \quad v \approx v_P. \qquad (15)$$

При $v_P \sim v_{th}$ скорость ионизации $\langle v\sigma_n\rangle$ определяется общей формулой (1) со сдвинутой функцией Максвелла (3).

На рисунке 3 представлены результаты расчетов скоростей ионизации $\langle v\sigma_n\rangle$, $n = 1$–4, ионов W^+ в пучке, проходящем сквозь плазму с температурой T, при скоростях ионного пучка $v_P = 0$–10 а.е. При $v_P = 0$ (рис. 3a) парциальные ($n = 1$–4), а следовательно, и полные скорости ионизации совпадают с максвелловскими скоростями на рис. 2b при всех значениях температуры плазмы T.

С ростом скорости иона v_P, скорости ионизации $\langle v\sigma_n\rangle$ становятся квази-постоянными величинами, определяемыми уравнением (15), слабо зависящими от температуры плазмы при условии (14). Например, из рис. 3c следует, что при скорости ионов $v_P = 4$ а.е. величины $\langle v\sigma_n \rangle$ квазипостоянны при температурах $T \ll 160$ эВ, а при высоких температурах $T \gg 160$ эВ убывают как максвелловские величины, приведенные на рис. 3a. Из уравнения (15) следует, что в области энергий (14) скорость электрона примерно равна скорости иона $v \approx v_P = 4$ а.е., что соответствует энергии электрона $E \approx \mathrm{Ry}(v_P\,[\text{а.е.}])^2 \approx \approx 218$ эВ. Из рисунка 2a при энергии электрона $E = = 218$ эВ сечения МЭ ионизации для $n = 1-4$ равны (в ед. $10^{-16}\,\text{см}^2$): 1.72, 0.40, 0.08 и 0.013, и соответственно произведения $\langle v\sigma_n \rangle$ (в ед. $10^{-7}\,\text{см}^3/\text{с}$): 1.51, 0.35, 0.071, 0.012, что соответствует величинам $\langle v\sigma_n \rangle$ на рис. 3c.

На практике представляет интерес величина вклада МЭ ионизации в полную скорость процесса, т.е.отношение

$$R = \Sigma_{n\geq 2}\langle v\sigma_n \rangle / \langle v\sigma \rangle_{\text{tot}}. \tag{16}$$

Значения R для ионов W^+ при различных скоростях $v_P = 0-20$ а.е. приведены на рис. 4 как функции

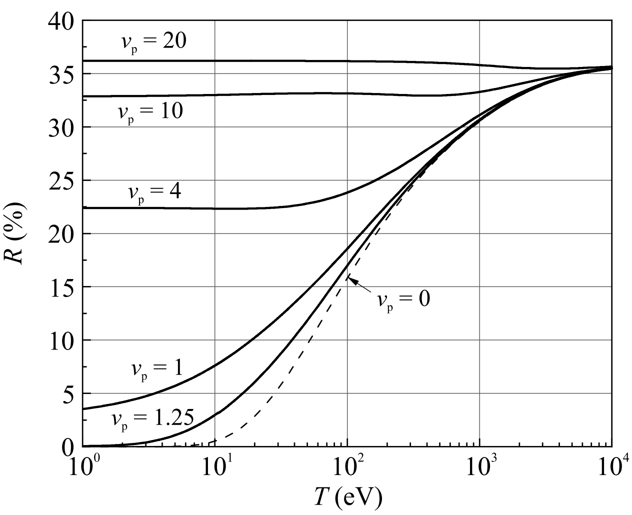

Рис. 4. Вклад МЭ ионизации R (%) как функции электронной температуры плазмы T и скорости v_P пучка ионов W^+, проходящего сквозь плазму, формула (16). Сплошные кривые – расчет для $v_P = 1.25-20$ а.е., пунктирная кривая $v_P = 0$ соответствует вкладу МЭ ионизации при максвелловском распределении электронов (2)

электронной температуры плазмы T. Случай $v_P = 0$ соответствует максвелловской зависимости R от температуры T (рис. 2b), а кривые с $v_P = 0.1$ и $v_P = 0$ в масштабе рисунка практически совпадают. С ростом скорости ионов v_P вклад МЭ процессов увеличивается и при $v_P = 20$ а.е. достигает предельного значения, близкого к максвелловскому $R_{\max} \approx 0.36$ при температуре $T > 10$ кэВ.

При температурах $T_e\,[\text{эВ}] \ll 10\,(v_P\,[\text{а.е.}])^2$ вклад МЭ ионизации согласно (15) равен

$$R = \Sigma_{n\geq 2}\langle v_P\sigma_n(v_P)\rangle / \langle v_P\sigma(v_P)\rangle_{\text{tot}} \approx$$

$$\approx \Sigma_{n\geq 2}\sigma_n(v_P)/\sigma_{\text{tot}}(v_P), \tag{17}$$

т.е. отношению суммы парциальных *сечений* с $n \geq \geq 2$ к полному сечению ионизации σ_{tot} при скорости электрона, равной скорости пучка $v = v_P$ или энергии электрона $E_e \approx v_P^2$ Ry [эВ]. При высоких температурах вклад МЭ ионизации возрастает до предельного значения

$$R_{\max}(v_P) \approx \Sigma_{n\geq 2}\sigma_n(v_P \to \infty)/\sigma_{\text{tot}}(v_P \to \infty), \tag{18}$$

определяемого асимптотикой сечений МЭ ионизации в асимптотической области энергий электронов. Из (18) следует, что

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\sigma_1}{1 - R_{\max}}, \quad v_P \to \infty, \tag{19}$$

где σ_1 – сечение одноэлектронной ионизации. Если вклад МЭ ионизации мал, $R_{\max} \to 0$, то полное сечение ионизации $\sigma_{\text{tot}} \approx \sigma_1$, однако с ростом $R_{\max}$ отличие σ_{tot} от σ_1 становится существенным, $\sigma_{\text{tot}} \gg \sigma_1$, и использование только одноэлектронных сечений σ_1 может привести к значительной погрешности расчетов.

Величина $R_{\max}$ зависит от атомной структуры налетающего иона. Для ионов W^+ получено значение $R_{\max} \approx 36\,\%$, для ионов W^{2+} оценка по экспериментальным данным сечений МЭ ионизации [14] дает $R_{\max} \approx 38\,\%$, для однозарядных ионов O^+, Rb^+ и Cs^+ из экспериментальных данных [18] следует, что $R_{\max} \approx 2.0$, 20 и 30 %, соответственно. В настоящее время максимальное значение вклада МЭ ионизации в полное сечение $R_{\max} \approx 50\,\%$ (т.е. $\sigma_{\text{tot}} \approx 2\sigma_1$) достигнуто в эксперименте [19] для МЭ ионизации нейтральных атомов магния, когда сечения одно- и двух-электронной ионизации в асимптотической области энергий практически равны $\sigma_1 \approx \sigma_2$.

4. Заключение. Исследовано влияние многоэлектронной ионизации на полные скорости ионизации ионов, находящихся внутри плазмы и при прохождении ионного пучка сквозь плазму как функции температуры плазмы T и скорости налетающих ионов v_P. Для ионов в плазме ($v_P = 0$) получена универсальная формула для величин $\langle v\sigma_n(v)\rangle$ при $n \geq 2$, которая может быть использована для решения ряда задач кинетики плазмы. В случае прохождения ионного пучка сквозь плазму зависимость скоростей ионизации $\langle v\sigma_n(v)\rangle$ от температуры плазмы T и скорости ионного пучка v_P определяется соотношением между величиной v_P и термальной скоростью электронов v_{th}. Показано, что вклад многоэлектронных процессов в полную скорость ионизации растет с ростом скорости ионов v_P, а максимальный вклад равен отношению *сечений* ионизации $\Sigma_{n\geq 2}\sigma_n(v)/\sigma_{\rm tot}(v)$ в асимптотической области энергий электронов.

Численные расчеты скоростей ионизации величин выполнены для ионов W^+ с зарядом ядра $Z = 74$, однако используемые методы и подходы могут быть применены и для ионов с меньшим зарядом ядра (K^+, Rb^+, Cs^+ и т.д.), также используемых в пучковой диагностике современных плазменных установок.

Авторы признательны А. В. Мельникову (НИЦ Курчатовский институт) за полезные замечания.

---

1. V. Shevelko and H. Tawara, *Atomic Multielectron Processes*, Springer, Berlin (1998).
2. M. Hahn, A. Müller, and D. W. Savin, Astrophys. J. **850**, 122 (2017).
3. V. P. Shevelko, S. N. Andreev, and I. Yu. Tolstikhina, Nucl. Instrum. Methods B **502**, 37 (2021).
4. А. В. Бутенко, А. Р. Галимов, И. Н. Мешков, Е. М. Сыресин, И. Ю. Толстихина, А. В. Тузиков, А. В. Филиппов, Г. Г. Ходжибагиян, В. П. Шевелько, Письма в ЖЭТФ **113**, 784 (2021).
5. A. V. Melnikov, *Electric Potential in Toroidal Plasmas*, Springer, Nature Switzerland (2018).
6. A. V. Melnikov, I. I. Krupnik, L. G. Eliseev et al. (Collaboration), T-10 Team, and TJ-II Team, Nucl. Fusion **57**, 072004 (2017).
7. А. В. Мельников, В. А. Вершков, С. А. Грашин, М. А. Драбинский, Л. Г. Елисеев, И. А. Земцов, В. А. Крупин, В. П. Лахин, С. Е. Лысенко, А. Р. Немец, М. Р. Нургалиев, Н. К. Харчев, Ф. О. Хабанов, Д. А. Шелухин, Письма в ЖЭТФ **115**, 360 (2022).
8. Г. А. Саранчаа, Л. Г. Елисеев, А. В. Мельников, Ф. О. Хабанов, Н. К. Харчев, Письма в ЖЭТФ **116**, 96 (2022).
9. T. Peter and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. A **43**, 2015 (1991).
10. J. G. Schwelberger and K. A. Connor, IEEE Trans. Plasma Science **22**, 418 (1994).
11. Ph. O. Khabanov, L. G. Eliseev, A. V. Melnikov, M. A. Drabinskij, C. Hidalgo, N. K. Kharchev, A. A. Chmyga, A. S. Kozachek, I. Pastord, J. L. de Pablos, A. Cappa, and V. P. Shevelko, J. Instrum. **14**, C09033 (2019).
12. C. Bélenger, P. Defrance, E. Salzborn, V. P. Shevelko, H. Tawara, and D. B. Uskov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 2667 (1997).
13. M. Stenke, K. Aichele, D. Harthuamani, G. Hofmann, M. Steidl, R. Volpel, and E. Salzbom, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **28**, 2711 (1995).
14. M. Stenke, K. Aichele, D. Harthuamani, G. Hofmann, M. Steidl, R. Volpel, V. P. Shevelko, H. Tawara, and E. Salzborn, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **28**, 4853 (1995).
15. V. P. Shevelko and L. A. Vainshtein, *Atomic Physics for Hot Plasmas*, Taylor & Francis, N.Y. (1993).
16. T. A. Carlson, C. W. Nestor, Jr., N. Wasserman, and J. D. McDowell, At. Data **2**, 63 (1970).
17. I. Y. Tolstikhina, S. N. Andreev, L. A. Vainshtein, and V. P. Shevelko, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **246**, 106944 (2020).
18. H. Tawara and M. Kato, *Electron Impact Ionization Data for Atoms and Ions, Preprint NIFS-DATA-51*, Nagoya, Japan (1999).
19. P. McCallion, M. B. Shah, and H. B. Gilbody, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25**, 1051 (1992).