

превосходит число электронов: при $E_0/E=10^4$ и 10^3 — в 5 раз, при $E_0/E=10^2$ — в 2 раза.

Уменьшение σ , т. е. увеличение длины свободного пробега фотонов приводит к тому, что каскадная кривая становится более широкой, а ее максимум смещается в сторону больших t . Учет рассеяния соответствует увеличению сечения поглощения электронов и оказывает на каскадные кривые обратное действие. В целом можно сказать, что каскадные кривые менее чувствительны к учету рассеяния, нежели к деталям описания сечений других элементарных взаимодействий (переход от приближения Б к В). В рассматриваемом интервале энергий и глубин учет рассеяния вносит поправку, не превышающую 60%, а в максимуме каскадной кривой поправка не превышает 20%. В этом отличие настоящих результатов от расчетных данных, полученных в работе [5], где различие каскадных кривых с учетом и без учета рассеяния достигает трехкратного. Это, по-видимому, связано с тем, что учет рассеяния в [5] проводился в рамках приближения Ландау, которое сильно завышает этот эффект для малых энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Иваненко И. П., Сизов В. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. 29, № 2. С. 21. [2] Беленький С. З., Иваненко И. П. // УФН. 1959. 69. С. 591; Иваненко И. П., Самосудов Б. Е. // Ядерная физика. 1967. 5. С. 622. [3] Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М., 1948. [4] Беляев А. А. и др. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М., 1980. [5] Иваненко И. П., Самосудов Б. Е. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1966. 30. С. 1651.

Поступила в редакцию
26.11.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 537.56

ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

В. А. Сидорович

(НИИЯФ)

В рамках метода параметра удара и приближения независимых электронов получены аппроксимационные формулы для сечений ионизации водорода и одно- и двукратной ионизации гелия быстрыми атомными ядрами.

§ 1. Введение. В настоящее время наиболее употребляемыми в расчетах сечений неупругих переходов в ионно-атомных столкновениях является борновское приближение и метод параметра удара. Последний особенно часто применяется при исследовании различных многоэлектронных переходов. Однако борновское приближение несправедливо, когда $Z/v \gg 1$ (Z — заряд налетающего иона, v — его скорость). В таких случаях приходится пользоваться более сложными приближениями, например такими, как метод сильной связи каналов [1, 2] или приближение внезапных возмущений [3]. При использовании метода параметра удара в задачах столкновения атомов с многозарядными ионами борновские вероятности неупругих переходов могут оказаться больше максимального возможного значения, равного единице. Для устранения этого дефекта применяют различные способы нормировки вероятностей неупругих переходов (см., напр., [4–8]). Точные

численные расчеты сечений ионизации атомов и захвата электронов многозарядными ионами в любом из перечисленных выше приближений достаточно трудоемки и требуют больших затрат машинного времени.

Простые формулы для оценки сечений ионизации атомов водорода быстрыми многозарядными ионами были получены в работах [9, 10]:

$$\sigma^i = 7,2 \frac{Z^2}{v^2} \ln \left(\frac{1,43v^2}{Z} \right) \quad (1)$$

и

$$\sigma^i = 8\pi \frac{Z^2}{v^2} \cdot 0,3 \ln(2v). \quad (2)$$

Формула (1) получена при рассмотрении процесса ионизации в пределе $v \gg Z^{1/2}$ и поэтому применима лишь при высоких скоростях ионов. Что касается формулы (2), то она также имеет ограниченную область применимости, так как не согласуется с известным законом подобия для сечений ионизации [11]

$$\sigma^i = Zf(\epsilon/Z), \quad (3)$$

справедливым при высоких скоростях ионов. Здесь Z и ϵ — заряд и кинетическая энергия налетающего иона; f — универсальная функция параметра ϵ/Z . Закон подобия вида (3) имеет место и для сечений однократной и двукратной ионизации гелия многозарядными ионами [12].

В работах [6, 8, 13–15] в рамках метода параметра удара и приближения независимых электронов развит подход для описания сечений ионизации и захвата нескольких электронов в столкновениях атомов с атомными ядрами. Для вероятностей перехода одного электрона предложен вариант распадающей модели с борновскими вероятностями ионизации и захвата [6, 8]. В настоящей работе указанный подход используется при выводе аппроксимационных выражений для сечений ионизации атомов водорода и сечений однократной и двукратной ионизации атомов гелия быстрыми атомными ядрами. Предлагаемые формулы позволяют описывать сечения ионизации в широкой области энергий ядер, включающей область максимума величины сечения. Результаты, полученные по аппроксимационным формулам, сравниваются с результатами точных расчетов, выполненных в методе параметра удара, с экспериментальными данными и с расчетами других авторов.

В настоящей работе, за исключением особо оговоренных случаев, используются атомные единицы.

§ 2. Формулы для сечений ионизации и результаты численных расчетов. В приближении независимых электронов сечения однократной и двукратной ионизации гелия определяются выражениями [13, 15]

$$\sigma^1(\text{He}) = 4\pi \int W_1(b)(1 - W_2(b)) b db, \quad (4)$$

$$\sigma^2(\text{He}) = 2\pi \int W_1(b) W_2(b) b db, \quad (5)$$

где $W_i(b)$ — вероятность перехода одного электрона атома гелия в

континуум; b — параметр удара. Для сечений ионизации водорода имеем

$$\sigma^i(\text{H}) = 2\pi \int W(b) b db. \quad (6)$$

В настоящей работе в качестве $W(b)$ мы будем использовать выражение, полученное в рамках распадной модели [6]:

$$W(b) = 1 - \exp(-w_B(b)), \quad (7)$$

где $w_B(b)$ — борновские вероятности ионизации. Согласно [16], для w_B в случае 1s-ионизации имеем

$$w_B(b) = \frac{Z^2}{v^2} \sum_{\mu} \int d^3\kappa \left| \int \frac{d^2q_{\perp}}{\pi q^2} M_{i\kappa}(\mathbf{q}) J_{\mu}(bq_{\perp}) e^{-i\mu\psi} \right|^2, \quad (8)$$

где κ — импульс электрона в состоянии непрерывного спектра; Z — заряд налетающего ядра; \mathbf{q} — переданный импульс, q_{\perp} и $q_{\parallel} = (Z^{*2} + \kappa^2)/2v$ — его ортогональная и параллельная компоненты относительно вектора скорости \mathbf{v} ; ψ — азимутальный угол вектора \mathbf{q}_{\perp} ; J_{μ} — функция Бесселя порядка μ ; $M_{i\kappa}[\mathbf{q}]$ — борновский матричный элемент ионизационного перехода.

Для получения аналитической аппроксимации сечений (4)–(6) мы воспользуемся приближенным выражением для вероятности (7). При малых переданных импульсах борновское приближение переходит в дипольное [17]. Поэтому для определения $W(b)$ при больших параметрах удара b (область малых переданных импульсов) можно воспользоваться дипольными вероятностями ионизации $w_d(b)$. Заменив в борновском матричном элементе ионизационного перехода $M_{i\kappa}(\mathbf{q})$ экспоненту $\exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r})$ на $1 - i\mathbf{q}\mathbf{r}$, из (8) для $w_d(b)$ получим

$$w_d(b) = \frac{2^8 Z^2 Z^{*6}}{3v^4} \int \frac{\kappa d\kappa}{(Z^{*2} + \kappa^2)^3} \times \\ \times \frac{\exp(-4Z^*/\kappa \cdot \arctg \kappa/Z^*)}{1 - \exp(-2\pi Z^*/\kappa)} \left\{ K_0^2 \left(b \frac{Z^{*2} + \kappa^2}{2v} \right) + K_1^2 \left(b \frac{Z^{*2} + \kappa^2}{2v} \right) \right\}, \quad (9)$$

где Z^* — эффективный заряд ядра атома мишени; $K_0(x)$ и $K_1(x)$ — модифицированные функции Бесселя мнимого аргумента. (Выражение (9) можно также получить из результатов работы [18].) В пределе больших значений b выражение (9) имеет следующую асимптотику:

$$w_d(b) = \frac{4,91Z^2}{Z^{*2}b^2v^2} e^{-bZ^{*2}/v}. \quad (10)$$

Ранее аналогичная формула была получена в работе [9], однако при определении численного множителя там была допущена ошибка. Используя (10), мы в качестве аппроксимации вероятности (7) можем записать следующее выражение:

$$w_{\text{ан}}(b) = \begin{cases} W(0) & \text{при } b \leq b_0, \\ w_d(b) & \text{при } b > b_0. \end{cases} \quad (11)$$

Значение b_0 определяется из уравнения

$$w_d(b_0) = W(0), \quad (12)$$

где $W(0)$ — значение вероятности (7) при нулевом параметре удара. Для многозарядных ионов с энергией от ста до нескольких тысяч кэВ/нуклон параметр b_0 принимает значение, равное $\sim 1,5$ а.е. и более, и аппроксимация (11) является удовлетворительным приближением для вероятности (7).

Для аналитической аппроксимации сечений $\sigma^{i1}(\text{He})$, $\sigma^{i2}(\text{He})$ и $\sigma^i(\text{H})$ из (4)–(6) и (10)–(11) получим

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ан}}^{i1}(\text{He}) = \pi \left\{ 80\varepsilon [x_1^2 W_1(0) - x_2^2 W_1(0) W_2(0)] + \frac{0,491Z^2}{Z_1^{*2}\varepsilon} E_1(x_1 Z_1^{*2}) - \right. \\ \left. - \frac{0,491Z^2}{Z_2^{*2}\varepsilon} W_1(0) [E_1(x_2 Z_2^{*2}) - E_1(x_1 Z_2^{*2})] - \right. \\ \left. - 0,001507 \frac{Z^4}{Z_1^{*2} Z_2^{*2} x_1^2 \varepsilon^3} E_3(x_1 (Z_1^{*2} + Z_2^{*2})) \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ан}}^{i2}(\text{He}) = \pi \left\{ 40x_2^2 \varepsilon W_1(0) W_2(0) + \frac{0,2455Z^2}{Z_2^{*2}\varepsilon} W_1(0) \times \right. \\ \left. \times [E_1(x_2 Z_2^{*2}) - E_1(x_1 Z_2^{*2})] + \frac{0,0007534Z^4}{Z_1^{*2} Z_2^{*2} x_1^2 \varepsilon^3} E_3(x_1 (Z_1^{*2} + Z_2^{*2})) \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\sigma_{\text{ан}}^i(\text{H}) = \pi \left\{ 40x^2 \varepsilon W(0) + \frac{0,2455Z^2}{\varepsilon} E_1(x) \right\}. \quad (15)$$

Здесь ε — энергия атомного ядра в МэВ/нуклон; $x=b/v$; E_1 и E_3 — интегральные показательные функции. Параметр x определяется из уравнения

$$x = \frac{0,0554Z}{Z^* \varepsilon \sqrt{W(0)}} e^{-xZ^{*2}/2}. \quad (16)$$

В случае ионизации гелия мы имеем два эффективных заряда Z_1^* и Z_2^* , которые в настоящих расчетах будем определять из энергии связи. В соответствии с этим параметр x имеет два значения x_1 и x_2 . В формулах (13) и (14) обозначение эффективных зарядов выбрано таким образом, что первому потенциалу ионизации отвечает заряд Z_1^* , а второму — Z_2^* . Значения $w_B(0)$, необходимые для определения $W(0)$, можно найти из таблиц [19] или из рис. 1, на котором представлена универсальная, не зависящая от зарядов Z и Z^* функция $U(0) = (Z^*/Z)^2 w_B(0)$ в зависимости от скорости быстрых ядер $s = v/Z^*$.

При больших значениях зарядов быстрых ядер Z в широком интервале энергий столкновения вероятность $W(0)$ близка к единице и слабо меняется с изменением Z . Тогда, как это следует из (16), параметр x можно считать функцией отношения ε/Z , и сечения ионизации водорода и однократной и двукратной ионизации гелия, определяемые формулами (13)–(15), должны удовлетворять закону подобия (3).

С целью апробации аппроксимационных формул для сечений ионизации водорода и гелия по формулам (13)–(15) и в рамках распадающей модели (4)–(6), (7)–(8) рассчитаны сечения ионизации атомов и молекул водорода ядрами C^{+6} и сечения однократной и двукратной ионизации гелия ядрами O^{+8} в интервале энергий ядер ε от

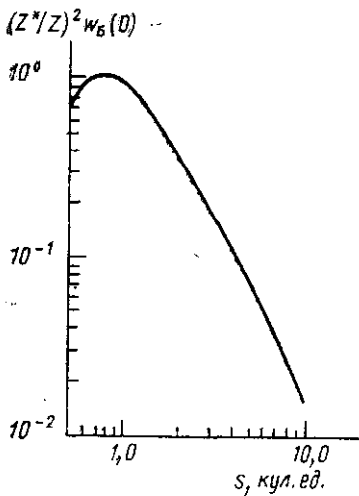


Рис. 1. Зависимость приведенной вероятности ионизации $U(0) = (Z^*/Z)^2 w_B(0)$ при нулевом параметре удара от скорости быстрых ядер s

100 до 5000 кэВ/нуклон для водорода и от 100 до 2500 кэВ/нуклон для гелия. Результаты расчетов сечений ионизации и соответствующие экспериментальные данные представлены на рис. 2 и 3. Сечения ионизации для молекул водорода рассчитывались по тем же формулам, что и для атомов, но с введением эффективного заряда, определяемого из вертикальной энергии связи [17].

Точные численные расчеты сечений ионизации атомов и молекул водорода ядрами C^{+6} в рамках распадной модели приводят практически к совпадению с экспериментом (кривые 2 на рис. 2), а в случае однократной и двукратной ионизации гелия ядрами O^{+8} расчетные сечения ионизации

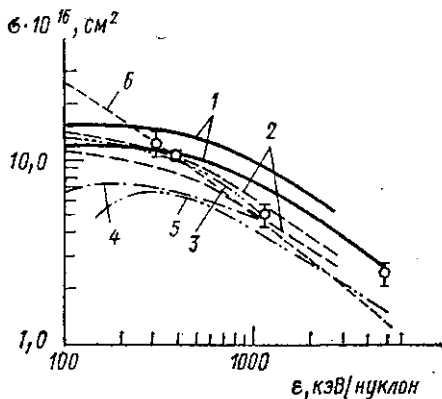


Рис. 2. Зависимость сечения ионизации σ_i атомов и молекул водорода ядрами C^{+6} от энергии ядер ϵ (в случае молекулярного водорода сечения даны на один атом молекулы): расчеты по формулам (15) — 1 и (6), (7), (8) — 2 для атома (верхняя кривая) и молекулы (нижняя); расчеты для атома водорода в приближениях внезапных возмущений [20] — 3; сильной связи трех состояний [2] — 4; по формулам (1) — 5 и (2) — 6. Экспериментальные точки — из [21, 22]. Точка при энергии 400 кэВ/нуклон относится к атомарному водороду, остальные к молекулярному

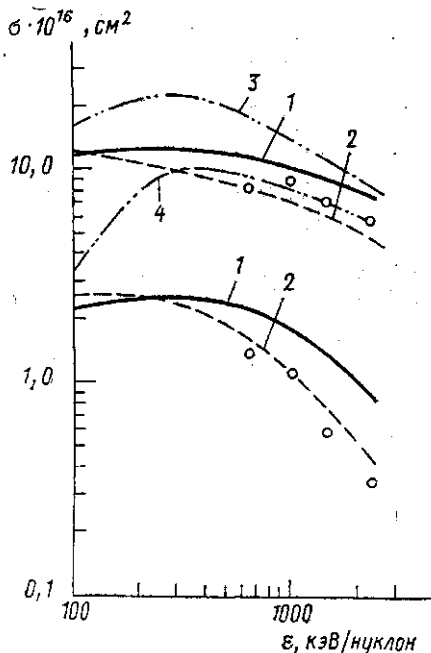


Рис. 3. Зависимость сечений однократной σ_i^1 (в верхней части рисунка) и двукратной σ_i^2 (в нижней) ионизации атомов гелия ядрами O^{+8} от энергии ядер ϵ . Теоретические расчеты по формулам (13), (14) — 1; (4), (5), (7), (8) — 2; по формуле Бора [12] — 3; в приближении сильной связи трех состояний [23] — 4. Экспериментальные точки — из [12]

отличаются от экспериментальных не более чем на $\pm 25-30\%$ (кривые 2 на рис. 3). Сечения ионизации, полученные по формулам (13)–(15), во всех рассмотренных случаях лежат выше экспериментальных (кривые 1 на рис. 2, 3). В случаях ионизации атомов и молекул водорода и однократной ионизации гелия аппроксимационные формулы (13) и (15) приводят к сечениям, отличающимся от экспериментальных не более чем на 25–30%. В случае же двукратной ионизации атомов гелия аппроксимационная формула (14) качественно правильно описывает поведение сечения ионизации в зависимости от энергии ядер O^{+8} , однако здесь отношение расчетных данных к экспериментальным может достигать 2,5.

В случае однократной ионизации атомов быстрыми многозарядными ионами основной вклад в сечения ионизации вносят столкновения, происходящие при больших параметрах удара [9]. При таких параметрах удара электроны частицы мишени слабо чувствительны к структуре иона и воспринимают его как бесструктурную частицу с зарядом, равным разности заряда его ядра и электронов. Поэтому аппроксимационные формулы (13) и (15) могут использоваться для определения величины сечения однократной ионизации атомов водорода и гелия и молекул водорода структурными многозарядными ионами. Настоящие аппроксимационные формулы вполне могут заменить сложные численные расчеты сечений однократной ионизации в столкновениях атомов и молекул водорода и атомов гелия с многозарядными ионами и позволяют провести оценки величины сечения двойной ионизации атомов гелия атомными ядрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Балашов В. В. Квантовая теория столкновений. М., 1985. [2] Janev R. K., Presnupakov L. P. // J. Phys. B. 1980. 13. P. 4233. [3] Дыхне А. М., Юдин Г. Л. // УФН. 1978. 125. С. 377. [4] Вайнштейн Л. А. // Тр. ФИАН. М., 1970. Т. 51. С. 3. [5] Ryufuku H., Watanabe T. // Phys. Rev. 1978. A18. P. 2005. [6] Sidorovich V. A., Nikolaev V. S. // J. Phys. B. 1983. 16. P. 3243. [7] Ryufuku H. // Phys. Rev. 1982. A25. P. 720. [8] Sidorovich V. A., Nikolaev V. S., McGuire J. H. // Phys. Rev. 1985. A31. P. 2193. [9] Думан Е. Л., Меньшиков Л. И., Смирнов Б. М. // ЖЭТФ. 1979. 76. С. 516. [10] Матвеев В. И. // ЖЭТФ. 1985. 89. С. 2021. [11] Olson R. E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. 41. P. 163. [12] Knudsen H. et al. // J. Phys. B. 1984. 17. P. 3545. [13] McGuire J. H., Weaver O. L. // Phys. Rev. 1977. A16. P. 41. [14] McGuire J. H. // Phys. Rev. Lett. 1982. 49. P. 1153. [15] Sidorovich V. A. // J. Phys. B. 1980. 14. P. 4805. [16] Sidorovich V. A., Nikolaev V. S., Beloshitsky V. V., Goloviznin V. V. // J. Phys. B. 1980. 13. P. L583. [17] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. Гл. 11, 18. [18] Крайнов В. П., Юдин Г. Л. // ДАН СССР. 1979. 249. С. 589. [19] Hansteen J. M., Johnsen O. M., Kogbach L. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1975. 15. P. 305. [20] Юдин Г. Л. // ДАН СССР. 1985. 282. С. 874. [21] Schlachter A. S. et al. // Phys. Rev. 1981. A24. P. 1110. [22] Shah M. B., Gilbody H. B. // J. Phys. B. 1983. 16. P. L449. [23] Janev R. K. // Phys. Lett. 1981. A83. P. 5.

Поступила в редакцию
19.12.86