

где $\mathbf{l} = e_z l$, e_z — единичный орт оси z . Подставляя (9) в (4), получим выражение для спектрального и углового распределения энергии излучения с единицы длины провода с током:

$$\frac{dW_{k,\lambda}}{dL} d^3k = \frac{\kappa^2 \omega^2 2\pi (kV(\omega))^2 (\epsilon^\lambda l)^2 \delta(k_z) d^3k}{c^4 \epsilon(\omega) k^4} \quad (10)$$

Из (10) следует, что при любой зависимости вектора скорости среды от времени направления излучения всегда перпендикулярны току, а вектор лежит в плоскости, образованной векторами \mathbf{l} и \mathbf{k} . Если скорость \mathbf{V} направлена вдоль одной прямой, можно проинтегрировать (10) по углам и получить спектральное распределение:

$$\frac{dW_\omega}{dL} d\omega = \frac{2\kappa^2 \omega \pi^2 |V(\omega)|^2 I^2 \sin^2 \beta d\omega}{\epsilon(\omega) c^4} \quad (11)$$

где β — угол между \mathbf{l} и \mathbf{V} .

Если скорость среды зависит от времени по гармоническому закону $\mathbf{V}(t) = V_0 \cos \omega_0 t$, фурье-образ скорости равен $\mathbf{V}(\omega) = (V_0/2) \delta(\omega - \omega_0)$; ($\omega + \omega_0 > 0$). При этом из (8), (11) следует, что излучение происходит на частоте ω_0 , а выражения для полной мощности излучения диполя и тока имеют вид:

$$P_\mu = \frac{\kappa^2 \omega_0^4 V_0^2 \mu^2 (1 + \sin^2 \alpha) \sqrt{\epsilon(\omega_0)}}{15c^5} \quad (12)$$

$$\frac{dP_I}{dL} = \frac{\pi \kappa^2 \omega_0 V_0^2 I^2 \sin^2 \beta}{4\epsilon(\omega) c^4}$$

Автор благодарит Б. М. Болотовского и С. Н. Столярова за полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Манева Г. М. Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР, 1977, № 2, с. 21.
 [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред, § 57. М.: ГИФМЛ, 1959. [3] Давыдов В. А. ЖЭТФ, 1981, 80, № 3, с. 859.

Поступила в редакцию
17.01.83

УДК 539.186.3

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ НА ПОВЕДЕНИЕ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ИОНИЗАЦИИ

А. Л. Годунов, Ш. Д. Куникеев, В. С. Сенашенко

(НИИЯФ)

Экспериментальные исследования столкновений атомов с протонами и различными многозарядными ионами в области промежуточных и больших энергий обнаружили ряд интересных особенностей поведения дважды дифференциальных сечений ионизации в зависимости от энергии и угла эжекции электронов [1, 2]. Природа этих особенностей во многом определяется структурой образовавшегося в результате

столкновения конечного состояния, характерные черты которого проявляются особенно ярко при определенных кинематических условиях [1—3].

Многочисленные попытки уточнить описание конечного состояния сталкивающихся частиц привели к качественному объяснению значительной части имеющихся экспериментальных данных [4—7]. Однако исследования влияния взаимодействия в конечном состоянии на форму и абсолютную величину дважды дифференциальных сечений все еще продолжаются. Использование методов трехчастичной теории рассеяния, как показано в работе [7], обеспечивает наиболее естественное толкование наблюдаемых физических явлений.

Целью настоящей работы является исследование влияния взаимодействия налетающей частицы с ядром атома мишени на поведение дважды дифференциальных сечений ионизации. Учет этого взаимодействия производится в рамках метода [7], основанного на трехчастичных уравнениях Фаддеева, модифицированных для кулоновских потенциалов [8]. В работе используется система единиц $e = \hbar = m = 1$.

Амплитуда ионизации, определяющая угловые и энергетические распределения эжектируемых из атома электронов, имеет вид

$$t_{fi} = \tilde{N} \sqrt{Z} \tilde{t}_{fi} = \tilde{N} \sqrt{Z} \langle \varphi_f^{(-)} | V_i | \varphi_i \rangle, \quad (1)$$

где Z — число электронов атома мишени, \tilde{N} — интеграл перекрытия волновых функций атома и иона остатка, \tilde{t}_{fi} — трехчастичная амплитуда, φ_i — волновая функция начального состояния. Потенциал взаимодействия определяется выражением

$$V_i = V_{pe} + V_{pt} = -Z_1/r_{12} + Z_1 Z_3 / r_{13}, \quad (2)$$

первая часть которого включает взаимодействие налетающей частицы с выбиваемым электроном, а вторая — взаимодействие тяжелых частиц. Волновая функция конечного состояния определяется как приближенное решение модифицированных уравнений Фаддеева [8], равноправно учитывающее взаимодействие трех асимптотически свободных заряженных частиц:

$$\begin{aligned} \varphi_f^{(-)} = & \frac{1}{(2\pi)^{9/2}} \exp(i \mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 + i \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2 + i \mathbf{k}_3 \mathbf{r}_3) \times \\ & \times \prod_m \exp \left\{ -\frac{n_{ij} \pi}{2 |k_{ij}|} \right\} \Gamma \left(1 - i \frac{n_{ij}}{|k_{ij}|} \right) \times \\ & \times {}_1F_1 \left[\frac{in_{ij}}{|k_{ij}|}, 1, -i(\mathbf{k}_{ij} \mathbf{r}_{ij} + k_{ij} r_{ij}) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где $n_{ij} = Z_i Z_j \mu_{ij}$ (Z_i — заряд i -й частицы, μ_{ij} — приведенная масса частиц i и j), $m \neq i \neq j = 1, 2, 3$. Подставляя (3) в (1) и используя метод вычисления интегралов, подробно обсуждавшийся ранее [7], получаем

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{fi} = & -Z_1 \frac{4\pi}{Q^2} [\tilde{F}(\mu_{23} \mathbf{Q}, \mathbf{k}_{23}) - Z_3 \tilde{F}((1 - \mu_{23}) \mathbf{Q}, \mathbf{k}_{23})] f^*(k_{12}) f^*(k_{13}) \times \\ & \left(1 + \frac{2Q\mathbf{k}_{12}}{Q^2} \right)^{-iZ_1 \mu_{12}/k_{12}} \left(1 + \frac{2Q\mathbf{k}_{13}}{Q^2} \right)^{iZ_1 Z_3 \mu_{13}/k_{13}} \times \\ & \times {}_2F_1 \left(i \frac{Z_1 \mu_{12}}{k_{12}}, -i \frac{Z_1 Z_3 \mu_{13}}{k_{13}}, 1, X \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} X = & -2 \frac{Q^2 (k_{12} k_{13} - k_{12} k_{13}) - 2 (k_{12} \mathbf{Q}) (k_{13} \mathbf{Q})}{(Q^2 + 2k_{12} \mathbf{Q}) (Q^2 + 2k_{13} \mathbf{Q})}, \\ f(k_{ij}) = & \exp \left\{ -\frac{n_{ij} \pi}{2 |k_{ij}|} \right\} \Gamma \left(1 - i \frac{n_{ij}}{|k_{ij}|} \right), \end{aligned}$$

k_{ij} и r_{ij} — относительный импульс и относительная координата частиц i и j , $Q = k_1' - k_1$ — передаваемый импульс, $F(s, k_{23})$ — борновский формфактор ионизационного перехода.

Заметим, что $-Z_1 \cdot \frac{4\pi}{Q^2} \tilde{F}(\mu_{23} Q, k_{23})$ представляет собой амплитуду прямой ионизации в борновском приближении, а слагаемое $Z_1 Z_3 \cdot \frac{4\pi}{Q^2} F[(1 - \mu_{23}) Q, k_{23}]$ учитывает взаимодействие тяжелых частиц в операторе перехода V_i . Учет взаимодействия тяжелых частиц в волновой функции конечного состояния приводит к появлению в амплитуде (4) множителя

$$f(k_{13}) \left(1 + \frac{2Qk_{13}}{Q^2} \right)^{iZ_1 Z_3 \mu_{13}/k_{13}} {}_2F_1 \left[i \frac{Z_1 \mu_{12}}{k_{12}}, -i \frac{Z_1 Z_3 \mu_{13}}{k_{13}}, 1, X \right],$$

который по модулю меньше единицы. Легко показать, что для малых передаваемых импульсов $Q \sim 1$ второе слагаемое в квадратной скобке формулы (4) дает пренебрежимо малый вклад. Однако с ростом передаваемого импульса роль его возрастает и при $Q > 10$ его величина становится сравнимой с первым слагаемым. При определении дважды дифференциальных сечений основной вклад вносит область малых передаваемых импульсов, поэтому взаимодействием тяжелых частиц в операторе перехода можно пренебречь и ограничиться его учетом лишь в волновой функции конечного состояния.

Нами вычислены дважды дифференциальные сечения ионизации атомов гелия протонами как с учетом взаимодей-

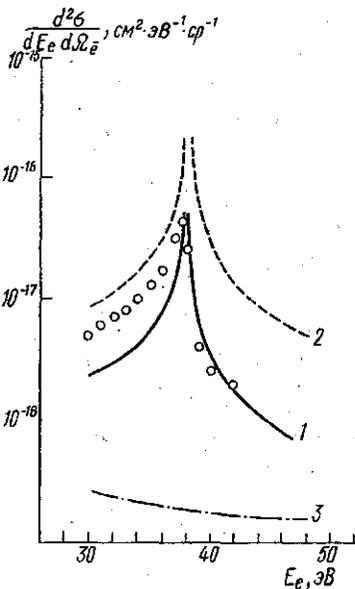


Рис. 1. Энергетический спектр электронов, испускаемых атомами гелия под нулевым углом эжекции. Энергия протонов 70 кэВ. Расчет по формуле (4) — 1, расчет без учета взаимодействия тяжелых частиц — 2, борновский расчет — 3. Экспериментальные точки взяты из [9]

ствия тяжелых частиц, так и без его учета. На рис. 1 и 2 показаны энергетические распределения электронов, эжектируемых из атомов гелия под нулевым углом эжекции для двух энергий налетающих протонов: 70 и 1225 кэВ. Видно, что учет взаимодействия протона с ядром атома мишени приводит к существенному улучшению согласия теории с экспериментом. С увеличением энергии протонов влияние взаимодействия тяжелых частиц уменьшается и при энергии протонов в несколько МэВ им полностью можно пренебречь.

На рис. 3 приведены энергетические распределения электронов, эжектируемых атомами гелия под углом 10° при энергии протонов 200 кэВ. Как и при нулевом угле эжекции, расчеты с учетом взаимодействия тяжелых частиц, отличаясь от расчетов в борновском приближении, хорошо согласуются с экспериментальными данными во всем рассматриваемом диапазоне изменения энергии электронов. По мере выхода в область изменения кинематических переменных — энергии и углов эжекции электронов, где взаимодействие в конечном состоянии

становится слабым, -- борновские расчеты правильно передают поведение наблюдаемых распределений электронов по энергии.

Таким образом, учет взаимодействия налетающей частицы с ядром атома мишени в области промежуточных и больших энергий приводит к понижению дважды дифференциальных сечений ионизации, существенно улучшая согласие теории с экспериментом.

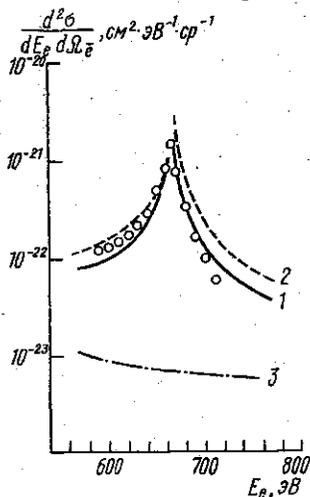


Рис. 2. Энергетический спектр электронов, испускаемых атомами гелия под нулевым углом эжекции. Энергия протонов 1225 кэВ. Обозначения те же, что на рис. 1. Экспериментальные точки взяты из [2]

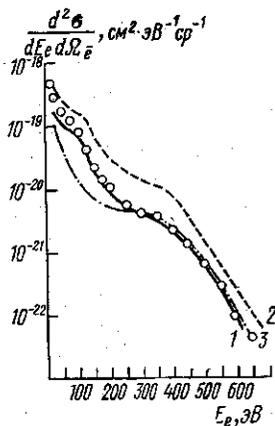


Рис. 3. Энергетический спектр электронов, испускаемых атомами гелия под углом 10°. Энергия протонов 200 кэВ. Обозначения те же, что на рис. 1. Экспериментальные точки взяты из [1]

В заключение авторы выражают благодарность В. Н. Милееву за многочисленные обсуждения и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Rudd M. E., Sautter C. A., Bailey C. L. Phys. Rev., 1966, 151, p. 20.
 [2] Rødbro M., Andersen F. D. J. Phys. B, 1979, 12, p. 2883. [3] Crooks G. V., Rudd M. E. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, p. 1599. [4] Macek J. Phys. Rev., 1970, A1, p. 235. [5] Salin A. J. Phys. B, 1972, 5, p. 979. [6] Garibotti C. R., Miraglia J. E. Phys. Rev., 1980, A21, p. 572.
 [7] Годунов А. Л., Милеев В. Н., Сенашенко В. С. ЖТФ, 1983, 53, с. 436.
 [8] Merkuriev S. P. Ann. Phys. (N. Y.), 1980, 130, p. 395. [9] Dahl P., Folkman F. Annual Report, University of Aarhus, Denmark, 1981, p. 32.

Поступила в редакцию
28.01.83

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА β-РАСПАДЫ С МАЛЫМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕМ

И. М. Тернов, В. Г. Жулего, В. Н. Родионов, О. Ф. Дорофеев,
А. Е. Лобанов, В. К. Перес-Фернандес

(кафедра теоретической физики)

В работах [1] предсказывалось существенное увеличение вероятности распада трития в поле интенсивной волны. Последующий ана-