01;02
Журнал технической физики, т. 64, в. 3, 1994

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА БЫСТРЫМИ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

А.Б.Войткив, А.В.Коваль

Расчет столкновений атомов с быстрыми многозарядными ионами (МЗИ) затруднен в области параметров задачи Z, v (Z — заряд, v — скорость иона, $Z \gg 1$, $v \gg 1$; используется атомная система единиц), когда неприменимо борновское приближение. В этом случае для расчетов используют различные методы (см., например, [1–4]), которые приводят, к сожалению, к громоздким окончательным выражениям, в то время как представляется желательным иметь для сечений простые формулы, как это имеет место при $Z \ll v$ (см., например, [5]). В этой связи отметим оценки сечений ионизации, представленные в [6]. В настоящей работе получены формулы для сечений возбуждения и ионизации атомов водорода быстрыми многозарядными ионами в области параметров задачи $Z^{1/2} \ll v \lesssim Z$, когда борновское приближение неприменимо, а процессы перезарядки малы.

Рассмотрим столкновение МЗИ с атомом водорода. Будем считать, что атом, находящийся в основном состоянии, покоится в начале координат, а ион движется вдоль классической линейной траектории $\mathbf{R}(t) = \mathbf{b} + \mathbf{v}t$, где b — прицельный параметр. Основной вклад в сечения при рассматриваемых значениях параметров иона вносит область прицельных параметров $b > r_0$, где $r_0 = 1$ — характерный размер атома в основном состоянии [6]. При $b > r_0$ поле иона в области нахождения атома можно считать однородным

$$V(t) = -\frac{Z}{|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}|} = -\frac{Z}{R} - \frac{Z\mathbf{R}\mathbf{r}}{R^3}, \tag{1}$$

где $\mathbf{r}$ — точка наблюдения поля.

Соответственно поведение атомного электрона описываем следующим уравнением Шредингера:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi = (H_0 + V_1(t))\Psi, \tag{2}$$

где H_0 — гамильтониан свободного атома, $V_1(t) = -\left(\frac{(Z\mathbf{R}\mathbf{r})}{R^3}\right)$, $\mathbf{r}$ — координаты электрона.

Потенциал $V_1(t)$ может рассматриваться как действующий в течение конечного времени. Действительно,

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} V(t)dt = V(t=0)\cdot T, \tag{3}$$

где $T = T(b) = 2b/v$ имеет смысл эффективного времени действия на атом поля иона.

Разделим область прицельных параметров $b > r_0$ на две перекрывающиеся подобласти $r_0 < b \ll v\tau_0$; $b \gg Z/v$, где $\tau_0 = 1$ — характерное атомное время. В области $r_0 < b \ll v\tau_0$, когда $T(b) \ll \tau_0$, для расчета вклада в сечения можно использовать приближение внезапных возмущений [7]. В первом порядке этого приближения амплитуда вероятности перехода из исходного состояния $|1\rangle$ в произвольное конечное $|n\rangle$ имеет вид

$$a_n = \left\langle n \left| \exp\left(-i \int\limits_{-\infty}^{+\infty} V dt \right) \right| 1 \right\rangle = \left\langle n \left| \exp(-i\mathbf{qr}) \right| 1 \right\rangle, \tag{4}$$

где $\mathbf{q} = 2Z\mathbf{b}/vb^2$ — переданный ионом атомному электрону импульс.

При этом пространственное смещение δ электрона за время столкновения, которое можно оценить как $\delta \sim q \cdot T \sim Z/v^2 \ll 1$, мало́, что и оправдывает наряду с основным условием $T(b) \ll \tau_0$ использование выражения (4). Вклад в сечения возбуждения и ионизации атома от столкновений с прицельными параметрами $b_1 \leqslant b \leqslant b_2$, где b_1, b_2 $(r_0 < b_1 < b_2 \ll v \cdot \tau_0)$ — некоторые значения прицельных параметров, имеет вид

$$\Delta\sigma_i(b_1 \leqslant b \leqslant b_2) = 2\pi \int\limits_{b_1}^{b_2} dbb \int d\bar{\mathbf{k}} |a_{\bar{\mathbf{k}}}|^2,$$

$$\Delta\sigma_n(b_1 \leqslant b \leqslant b_2) = 2\pi \int\limits_{b_1}^{b_2} dbb |a_n|^2. \tag{5}$$

В области малых прицельных параметров $b \leqslant r_0$ приближение внезапных возмущений, вообще говоря, неприменимо как в форме (4), так и в более общем виде, использовавшемся в [1,2]. В этой области прицельных параметров электрону передается при $Z \gtrsim v$ бо́льшая (в сравнении с потенциалом ионизации) энергия и с вероятностью, близкой к единице, происходит ионизация атома [6]. Поскольку к подобному же результату приводит использование при $b \lesssim r_0$ формулы (4), то мы просто положим в (5) $b_1 = 0$. Вносимые при этом в величины сечений ошибки малы. Используя данные о неупругих форм-факторах для атома водорода (см., например, [5]), выражения (5) могут быть переписаны в следующем виде:

$$\Delta\sigma_i(0 \leqslant b \leqslant b_2) = 8\pi \frac{Z^2}{v^2} 0.285 \ln\left(\frac{\alpha_i \cdot v}{Z} b_2 \right),$$

$$\Delta\sigma_n(0 \leqslant b \leqslant b_2) = \frac{2^{11}\pi}{3} \frac{Z^2}{v^2} \frac{n}{(n^2-1)^5} \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^{2n} \ln\left(\alpha_n \frac{vb}{Z} \right). \tag{6}$$

Величины α_i, α_n определяются численно: так, для ионизации имеем $\alpha_i = 3.2$, а, например, для возбуждения нескольких первых уровней $\alpha_2 = 0.27$, $\alpha_3 = 0.39$, $\alpha_4 = 0.44$, $\alpha_5 = 0.47$, $\alpha_6 = 0.48$, $\alpha_7 = 0.49$, $\alpha_8 = 0.5$, $\alpha_9 = 0.5$, $\alpha_{10} = 0.5$, $\alpha_{11} = 0.5$.

В области прицельных параметров $b \gg Z/v$ вероятности атомных переходов малы. Действительно, при $Z/v \ll b \ll v \cdot \tau_0$, используя (4), имеем $|a_n|^2 \sim Z^2/b^2v^2 \ll 1$. Поэтому при $b \gg Z/v$ для расчета вероятностей переходов и вкладов в сечения можно использовать теорию возмущений по полю МЗИ. В первом порядке этой теории возмущений имеем

$$a_n(\infty) = -\frac{2Z}{v^2}\omega_{n1}\left(x_{n1}K_0\left(\frac{\omega_{n1}b}{v}\right) - iy_{n1}K_1\left(\frac{\omega_{n1}b}{v}\right)\right), \qquad (7)$$

где ω_{n1} — частоты переходов; $x_{n1} = \langle n|x|1\rangle$, $y_{n1} = \langle n|y|1\rangle$ — компоненты дипольных моментов переходов (ось x направлена по v, ось y — по b); K_0, K_1 — функции Макдональда [8].

Произведя суммирование по проекциям момента в конечном состоянии для вклада в сечения от столкновений с прицельными параметрами $b \geqslant b_3$, где $b_3 \gg Z/v$ (но $b_3 \ll v\tau_0$ — некоторое значение прицельного параметра), находим

$$\Delta\sigma_i(b \geqslant b_3) = 8\pi 0.285\frac{Z^2}{v^2}\ln\left(\frac{2v}{\lambda\omega_i b_3}\right),$$

$$\Delta\sigma_n(b \geqslant b_3) = \frac{2^{11}\pi}{3}\frac{Z^2}{v^2}\frac{n^7}{(n^2-1)^5}\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^{2n}\ln\left(\frac{2v}{\lambda\omega_{n1}b_3}\right), \qquad (8)$$

где $\omega_i = \exp\left(\int dkk^2y_{k0}^2\ln\omega_k \Big/ \int dkk^2y_{k0}^2\right) = 0.71$ — средняя ионизационная частота, $\lambda = 1.78$.

В силу перекрытия рассмотренных выше областей прицельных параметров положим $b_2 = b_3$ и имеем для сечений

$$\sigma_i = 8\pi 0.285\frac{Z^2}{v^2}\ln\left(\frac{5v^2}{Z}\right),$$

E, МэВ/amu	Z	$0.5\sigma_{H_2}$, 10^{-16} см^2	$\sigma_{i\text{теор}}$, 10^{-16} см^2
1.16	16	26	28
1.16	18	32	34
1.16	20	37	41
1.16	22	48	47
3.6	23	29	24
3.43	28	36	35
3.43	31	44	42
3.43	34	54	49
3.43	36	55	54
4.65	52	110	81
4.65	53	110	83
4.65	54	110	86
4.65	55	115	89
4.65	57	125	94
4.65	59	130	100

$$\sigma_n = \frac{2^{11}\pi}{3}\frac{Z^2}{v^2}\frac{n^7}{(n^2-1)^5}\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^{2n}\ln\left(\frac{\beta_n v^2}{Z\omega_{n1}}\right), \tag{9}$$

$\beta_2 = 0.3$, $\beta_3 = 0.44$, $\beta_4 = 0.49$, $\beta_5 = 0.53$, $\beta_6 = 0.54$, $\beta_7 = 0.55$, $\beta_8 = 0.56$, $\beta_9 - \beta_{11} = 0.57$.

В таблице приведены сравнения сечений ионизации, рассчитанных по формуле (9), с экспериментальными данными из работ [9,10]. Для полного сечения возбуждения атома водорода, используя выражения для σ_n, имеем

$$\sigma_e = 8\pi 0.715\frac{Z^2}{v^2}\ln\left(\frac{v^2}{Z}\right). \tag{10}$$

Полученные результаты нетрудно обобщить на случай столкновения быстрого МЗИ с водородоподобным ионом с не слишком большим зарядом ядра Z_a, когда характерная скорость электрона в основном состоянии такого иона v_a удовлетворяет условию $v_a \ll v$,

$$\sigma_i = 8\pi 0.285\frac{Z^2}{v^2 Z_a^2}\ln\left(\frac{5v^2}{Z\cdot Z_a}\right),$$

$$\sigma_n = \frac{2^{11}\pi}{3}\frac{Z^2}{v^2 Z_a^2}\frac{n^7}{(n^2-1)^5}\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^{2n}\ln\left(\frac{Z_a\beta_n v^2}{Z\omega_{n1}}\right),$$

$$\sigma_e = 8\pi 0.715\frac{Z^2}{v^2 Z_a^2}\ln\left(\frac{v^2}{Z\cdot Z_a}\right). \tag{11}$$

Список литературы

[1] *Eichler J.* // Phys. Rev. 1977. Vol. A15. P. 1856.
[2] *Salop A., Eichler J.* // J. Phys. 1979. Vol. B12. P. 257.
[3] *Grothers D.S.F., McCann J.H.* // J. Phys. 1983. Vol. B16. P. 3229.
[4] *McGuire J.H.* // Phys. Rev. 1982. Vol. A26. P. 14.
[5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1989.
[6] *Voitkiv A.B., Pazdzersky V.A.* // J. Phys. 1988. Vol. B21. P. 3369–3374.
[7] *Дыхне А.М., Юдин Г.Л.* // УФН. 1978. Т. 125. С. 377–407.
[8] *Абрамовитц М., Стиган И.* Справочник по математическим функциям. М.: Наука, 1979.
[9] *Berkner K.H., Graham W.G., Pyle R.V.* et al. // J. Phys. 1978. B. 11. P. 875–885.
[10] *Schlachter A.S., Berkner K.H., Graham W.G.* et al. // Phys. Rev. 1981. Vol. A24. P. 1110–1111.

Ташкентский университет

Поступило в Редакцию
21 июля 1993 г.