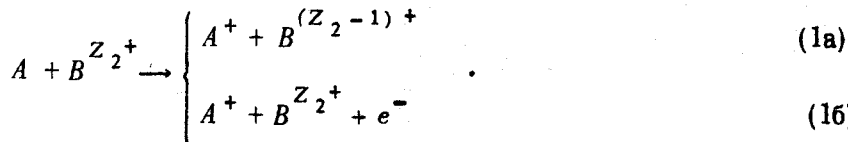


ПЕРЕЗАРЯДКА И ИОНИЗАЦИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ АТОМОВ И МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

М.И. Чибисов

Для некоторых физических приложений важно знать сечения перезарядки и ионизации нейтральных атомов при столкновении с многозарядными ионами ($Z_2 \gtrsim 10$) со скоростями $v \sim v_0 = 2,18 \cdot 10^8$ см/сек. Этому вопросу посвящен ряд теоретических [1] и экспериментальных [2] работ. Перезарядка электронов во многом подобна перезарядке мезоатомов, рассмотренной Герштейном [3].

Интересующие нас процессы можно записать в виде



При перезарядке электрона в (1а) имеется взаимодействие одного атомного состояния с кулоновским сгущением возбужденных состояний на многозарядном ионе BZ_2^+ . Поэтому для вычисления вероятности перезарядки можно использовать модель Радцига, Смирнова [4], рассмотревших рекомбинацию отрицательного иона на положительном как процесс просачивания электрона от отрицательного иона через барьер в "непрерывный" спектр состояний на положительном ионе. Согласно этой модели, сечение перезарядки (1а) равно

$$\sigma_{ex} = 2\pi a_0^2 \int_0^{\infty} \rho d\rho \left[1 - \exp\left(-\int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(R(t)) dt\right) \right], \quad (2)$$

где $\Gamma(R)$ – вероятность просачивания в единицу времени электрона через барьер при заданном расстоянии R между атомами: $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см – борковский радиус; интегрирование в (2) ведется по времени вдоль классической траектории ядер с прицельным параметром ρ .

Формула (2) применима в адиабатическом приближении: характерная частота изменения потенциального барьера при движении атомов (v/ρ) должна быть много меньше собственной частоты электрона. В нашем случае ($\rho \sim \sqrt{Z_2}$) это означает: $v \ll v_0 \sqrt{Z_2}$, что позволяет рассматривать как адиабатические столкновения с относительно большими энергиями ($Z_2 \gg 1$).

При расстояниях $\sqrt{Z_2} \ll J_A R \ll Z_2$ (J_A – потенциал ионизации атома A) барьер формируется собственным полем атома A и почти однородным в области атома электрическим полем $Z_2 R^{-2}$ иона. Частота распада Γ атома в однородном электрическом поле была вычислена ранее [5]. Используя результат работы [5] и способ вычисления сечения (2), аналогичный способу работы [4], представим сечение перезарядки в виде

$$\sigma_{ex} = \frac{3\pi}{2} a_0^2 n_A^3 Z_2 f\left(n_A; \frac{v}{v_0 \sqrt{Z_2}}\right) \quad (3)$$

$$n_A \equiv (2J_A)^{-1/2},$$

где функция f в неявном виде задается соотношением

$$f^{2n_A Z_1 - 1 - m} e^{-f} = \frac{1}{c} \left(\frac{v}{v_0 \sqrt{Z_2}} \right), \quad (4)$$

$$c = \frac{b^2 e^{0,577}}{6} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (3n_A)^{2n_A Z_1 + 1/2} \frac{m!}{3^m} \frac{(2l+1)(l+m)!}{(l-m)!},$$

где b – амплитуда асимптотики радиальной части атомной волновой функции [6]: $\psi_A \approx b r_A^{n_A Z_1 - 1} \exp(-r_A/n_A)$; l, m – момент и его проекция электрона в атоме; Z_1 – заряд атомного остатка A (для A нейтральной частицы $Z_1 = 1$). Для атома водорода в основном состоянии: $b = 2$.

Сечение перезарядки определенного атома ($n_A = \text{const}$) на ионах различной кратности Z_2 определяется одной универсальной функцией $f(v/v_0 \sqrt{Z_2})$. В области скоростей $v \sim v_0$ эта функция с ошибкой $\leq 10\%$ определяется двумя приближениями при решении трансцендентного уравнения (4) по теории возмущений. При этом для сечения получаем

$$\sigma_{ex} = \frac{3\pi}{2} a_0^2 n_A^3 Z_2 \ln \left\{ \frac{c \sqrt{Z_2}}{(v/v_0)} \left[\ln \frac{c \sqrt{Z_2}}{(v/v_0)} \right]^{2n_A Z_1 - 1} \right\}, \quad (5)$$

$$f = \ln \{ \dots \}. \quad (5a)$$

Основная зависимость сечения перезарядки от кратности иона Z_2 — линейная.

Из-за резкой — экспоненциальной зависимости вероятности просачивания через барьер $\Gamma(R)$ перезарядка происходит в основном при некотором фиксированном межъядерном расстоянии R . Энергия электрона при этом равна $-J_A - (Z_2/R)$ (поляризационным смещением можно пренебречь). Это позволяет определить уровни энергии иона, заселяемые при перезарядке:

$$E_{Z_2} = - \frac{Z_2^2}{2n_B^2};$$

$$n_B = n_A Z_2 \left[1 + 2n_A \sqrt{\frac{2Z_2}{3n_A^3 f(v/v_0 \sqrt{Z_2})}} \right]^{-1/2}, \quad (6)$$

где f — определяется соотношениями (4) или (5a). Ошибка в определении n_B порядка ± 1 .

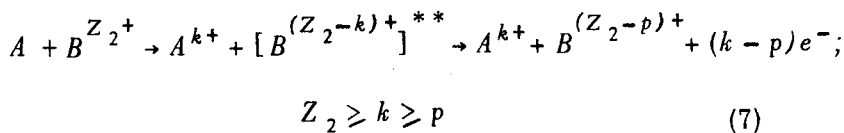
Для перезарядки атома водорода в основном состоянии с энергией 50 кэв ($v = 3 \cdot 10^8$ см/сек) формулы (5) и (6) дают следующие значения сечений перезарядки и номеров наиболее заселяемых уровней: $\sigma_{ex} = 7,5 \cdot 10^{-15}$ см², $n_B = 6$ для $Z_2 = 10$; $\sigma_{ex} = 1,6 \cdot 10^{-14}$ см², $n_B = 10$ для $Z_2 = 20$; $\sigma_{ex} = 2,5 \cdot 10^{-14}$ см², $n_B = 14$ для $Z_2 = 30$. Пробег атома водорода с этой энергией до перезарядки в среде ионов $Z_2 = 30$ с концентрацией 10^{11} см⁻³ равен ~ 4 м.

Эти цифры хорошо согласуются с результатами численных расчетов Преснякова и Уланцева [1]: для водорода при той же скорости их сечения перезарядки равны $8 \cdot 10^{-15}$ см² и $3 \cdot 10^{-14}$ см² для $Z_2 = 10$ и 20, соответственно.

Сечения перезарядки нейтрального атома аргона на ионах аргона же Ar^{7+} , Ar^{6+} , Ar^{5+} , Ar^{4+} при энергии ионов 50 кэв ($v = 0,45 \cdot 10^8$ см/сек), согласно (5), равны, соответственно ($b = 2,7$ [6]): 5,5; 4,7; 3,8 и $3,0 \times 10^{-15}$ см². Соответствующие экспериментальные сечения [2] (постоянные в области энергии 10 — 100 кэв) равны: 9,0; 6,5; 4,5 и $5 \cdot 10^{-15}$ см².

Необходимо отметить, что сообщенные в экспериментальных работах [2] сечения относятся на самом деле к процессам нейтрализации многозарядного иона на многоэлектронном атоме без анализа конечного зарядового состояния последнего. Ясно, однако, что со столь же

большими сечениями, как и (5), здесь идут процессы



Например, уменьшение заряда иона $B^{Z_2^+}$ на единицу ($p = 1$) может произойти в результате перезарядки двух электронов из атома A на (вообще говоря, разные) возбужденные уровни иона с последующим распадом автоионизационного состояния иона $[B^{(Z_2 - 2)^+}]^{**}$. Причем, образующийся ион $B^{(Z_2 - 1)^+}$ будет находиться в основном электронном состоянии. Выход нескольких электронов из атома происходит последовательно. При использовании второго потенциала ионизации атома A формула (5) дает сечение выхода второго электрона всего лишь в 1,5 – 2 раза меньшее, чем сечение для выхода первого электрона. Измерения [2] обнаруживают такую же (относительно слабую) зависимость сечения перезарядки от числа выходящих электронов (пока, естественно, их число $\ll Z_2$). При этом последующие электроны заселяют, также как и первый, возбужденные состояния иона, что приводит к образованию автоионизационного комплекса $[B^{(Z_2 - p)^+}]^{**}$.

Таким образом, при столкновении многозарядного иона с многоэлектронным атомом происходит значительно более сложная последовательность событий, чем при столкновении с одноэлектронным атомом водорода. Экспериментальные [2] сечения перезарядки равны сумме сечений процессов (1а) и (7).

Обсудим теперь процесс ионизации (1б) для одноэлектронного атома, заметив, что для истинной ионизации необходимо передать электрону энергию $\Delta E \geq J_A + (Z_2/R) \lesssim J_A + \sqrt{Z_2}$ (в атомных единицах). При получении энергии $\Delta E \sim J_A$ электрон покидает атом A , но не может уйти на бесконечность от многозарядного иона, находящегося на расстоянии $R \leq J_A/Z_2$ от атома. В адиабатическом приближении ($v \ll v_0 \sqrt{Z_2}$) вероятность передачи электрону энергии ΔE равна: $P(\rho) \sim Z_2^2 \exp(-|\Delta E| \rho / (v/v_0))$. Откуда видно, что значение ρ_0 , при котором $P(\rho_0) = 1$, равно: $\rho_0 \approx (v/v_0)(\ln Z_2 / \sqrt{Z_2})$; ($\sqrt{Z_2} \gg J_A$). Эти расстояния много меньше тех, на которых происходит перезарядка: $\rho \sim \sqrt{Z_2}$. Поэтому при одном столкновении раньше произойдет перезарядка, после которой будет происходить ионизация возбужденного иона $B^{(Z_2 - 1)^+}$ ударом иона A^+ . Сечения же ионизации однократными ионами при скоростях $v \sim v_0$ имеют порядок величины $\sim 10^{-16} \text{ см}^2$. С большей вероятностью, чем ионизация (но также много меньшей единицы) происходит передача электрону энергии $\sim J_A$, которая приводит к перезарядке в состояния, расположенные по энергии выше состояний (6), на величину $\sim J_A$. В расчетах [7] использовалось неверное сечение ионизации $\sigma_{ion} \sim Z_2^2$.

В заключение выражаю благодарность О.Б.Фирсову, Ю.Н.Демкову, В.А.Базылеву, Л.П.Преснякову, М.Н.Панову, В.А.Абрамову, В.С.Лисице и В.П.Жданову за полезные обсуждения рассмотренной здесь задачи.

Литература

- [1] Л.П.Пресняков, А.Д.Уланцев. Квантовая электроника. №11, стр. 2377, 1974г.
 - [2] H. Klinger, A. Müller, E. Salzborn. J. Phys. B8, 230, 1975; Phys. Lett., 55A, 11, 1975.
 - [3] С.С.Герштейн. ЖЭТФ, 43, 706, 1962.
 - [4] А.А.Радциг, Б.М.Смирнов. ЖЭТФ, 60, 521, 1971.
 - [5] Б.М.Смирнов, М.И.Чибисов. ЖЭТФ, 49, 841, 1965.
 - [6] Б.М.Смирнов. "Асимптотические методы в теории атомных столкновений". М., Атомиздат, 1973г.
 - [7] J.P.Girard, D.A.Marty, P.Moriette. Proc. 15th. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. 1974г. vol. 1, p.681.
-