

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186

ВЛИЯНИЕ НЕОРТОГОНАЛЬНОСТИ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ НАЧАЛЬНОГО И КОНЕЧНОГО СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОНА НА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ЗАХВАТА

Ю. А. Шурыгина, А. М. Попова

(НИИЯФ)

В работе проводится теоретическое рассмотрение процессов перезарядки, занимающих важное место в физике ион-атомных взаимодействий. Как известно, анализ сечений электронного захвата затрудняется тем, что, в отличие от процессов возбуждения, волновые функции начального и конечного состояний электрона не являются ортогональными при конечных значениях межъядерного разделения. Если учесть эту неортогональность должным образом, то в первом порядке теории возмущений амплитуда захвата электрона налетающим ионом, имеющим заряд Z_{pr} , массу M_{pr} и скорость v , из атома мишени массы M_t имеет вид [1]

$$\alpha(+\infty) = -i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle \varphi_{pr} | -\frac{Z_{pr}}{r_{pr}} | \varphi_t \rangle - \langle \varphi_{pr} | \varphi_t \rangle \langle \varphi_t | -\frac{Z_{pr}}{R} | \varphi_t \rangle}{1 - |\langle \varphi_{pr} | \varphi_t \rangle|^2} e^{-i\omega t - i v \varepsilon} dt, \quad (1)$$

где $\omega = \varepsilon_t - \varepsilon_{pr} + \frac{1}{2} v^2 \frac{M_t - M_{pr}}{M_t + M_{pr}}$; φ_t , ε_t и φ_{pr} , ε_{pr} — волновые функции и собственные значения энергии электрона в начальном и конечном состояниях соответственно; r_{pr} описывает положение электрона по отношению к налетающему иону; R — расстояние между налетающим ионом и атомом мишени.

Для анализа амплитуды электронного захвата (1) необходимо оценить значение интеграла перекрытия между волновыми функциями начального и конечного состояний электрона $S = \langle \varphi_{pr} | \varphi_t \rangle$ для различных значений $R = \rho + z$, где ρ есть прицельный параметр, а $z = vt$. Использование преобразований Фурье волновых функций электрона [2] позволяет привести S к виду

$$S = \frac{1}{(2\pi)^3} \exp(-ivR) \int dk f_t(k) f_{pr}(k+v) e^{-ikR}, \quad (2)$$

где f_t и f_{pr} — фурье-образы волновых функций начального и конечного состояний соответственно. Рассмотрим интеграл перекрытия S в области энергий налетающего иона 20—100 кэВ/нуклон, так как в этом энергетическом интервале сечения электронного захвата имеют максимальное значение. Тогда для нерелятивистских волновых водородоподобных функций

$$f_{ns}(k) = \sqrt{2\pi} \left(\frac{2Z}{n} \right)^{\frac{5}{2}} (n-1)! \sum_{m=0}^{n-1} \frac{(-1)^m}{m! (n-1-m)!} \times$$

$$\times \sum_{q=0}^{\left[\frac{m+1}{2} \right]} \frac{(-1)^q (m+1-q)!}{q! (m+1-2q)!} \left(\frac{2Z}{n} \right)^{2m-2q} \left[k^2 + \left(\frac{Z}{n} \right)^2 \right]^{q-m-2}. \quad (3)$$

Подставляя явное выражение для f_{ns} (3) в формулу (2), получаем

$$\begin{aligned} S_{1s-ns} &= \frac{64\pi}{(2\pi)^3} \sqrt{Z_i^5 \left(\frac{Z_{pr}}{n} \right)^5} \exp \left(-ivR \frac{M_t}{M_t + M_{pr}} \right) \times \\ &\times (n-1)! \sum_{m=0}^{n-1} \frac{(-1)^m}{m! (n-1-m)!} \sum_{q=0}^{\left[\frac{m+1}{2} \right]} \frac{(-1)^q (m+1-q)!}{q! (m+1-2q)!} \left(\frac{2Z_{pr}}{n} \right)^{2m-2q} \times \\ &\times \int dk \frac{\exp(ikR)}{(Z_i^2 + k^2)^2 \left(\left(\frac{Z_{pr}}{n} \right)^2 + (k+v)^2 \right)^{m-q+2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Интеграл, входящий в выражение (4), с помощью изложенного в работе [3] метода преобразуется к виду

$$\begin{aligned} I_{2,j} &= \int dk \frac{\exp(-ikR)}{(Z_i^2 + k^2)^2 \left(\left(\frac{Z_{pr}}{n} \right)^2 + (k+v)^2 \right)^j} = \\ &= \frac{\pi^2}{2[2(j-1)]!} \int_0^1 du \cdot u(1-u)^{j-1} \exp(iRv(1-u)) e^{-\Delta R P_j}, \\ \Delta^2 &= Z_i^2 u + Z_{pr}^2 (1-u) + u(1-u)v^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Для значений главного квантового числа $n=1-5$

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{R^2}{\Delta^3} + \frac{3R}{\Delta^4} + \frac{3}{\Delta^5}; \\ P_2 &= \frac{R^3}{\Delta^4} + \frac{6R^2}{\Delta^5} + \frac{15R}{\Delta^6} + \frac{15}{\Delta^7}; \\ P_3 &= \frac{R^4}{\Delta^5} + \frac{10R^3}{\Delta^6} + \frac{45R^2}{\Delta^7} + \frac{105R}{\Delta^8} + \frac{105}{\Delta^9}; \\ P_4 &= \frac{R^5}{\Delta^6} + \frac{15R^4}{\Delta^7} + \frac{105R^3}{\Delta^8} + \frac{420R^2}{\Delta^9} + \frac{945R}{\Delta^{10}} + \frac{945}{\Delta^{11}}; \\ P_5 &= \frac{R^6}{\Delta^7} + \frac{21R^5}{\Delta^8} + \frac{210R^4}{\Delta^9} + \frac{1260R^3}{\Delta^{10}} + \frac{4725R^2}{\Delta^{11}} + \frac{10395R}{\Delta^{12}} + \frac{10395}{\Delta^{13}}. \end{aligned}$$

Несложные преобразования формулы (4) с учетом (5) позволяют получить окончательное выражение для интеграла перекрытия:

$$\begin{aligned} S_{1s-ns} &= 2 \sqrt{Z_i^5 \left(\frac{Z_{pr}}{n} \right)^5} \exp \left(-ivR \frac{M_t}{M_t + M_{pr}} \right) \times \\ &\times \int_0^1 du \cdot u(1-u) \exp(ivR(1-u)) \exp(-\Delta R) Q_n(\Delta, R); \\ Q_1 &= P_1; \end{aligned} \quad (6)$$

$$Q_2 = 2P_1 - \left(\frac{Z_{pr}}{2}\right)^2 (1-u) P_2;$$

$$Q_3 = 3P_1 - \left(\frac{2Z_{pr}}{3}\right)^2 (1-u) P_2 + \frac{1}{24} \left(\frac{2Z_{pr}}{3}\right)^4 (1-u)^2 P_3;$$

$$Q_4 = 4P_1 - \frac{5}{2} \left(\frac{2Z_{pr}}{4}\right)^2 (1-u) P_2 + \frac{1}{8} \left(\frac{2Z_{pr}}{4}\right)^4 (1-u)^2 P_3 - \\ - \frac{1}{192} \left(\frac{2Z_{pr}}{4}\right)^6 (1-u)^3 P_4;$$

$$Q_5 = 5P_1 - 5 \left(\frac{2Z_{pr}}{5}\right)^2 (1-u) P_2 + \frac{7}{8} \left(\frac{2Z_{pr}}{5}\right)^4 (1-u)^2 P_3 - \\ - \frac{1}{24} \left(\frac{2Z_{pr}}{5}\right)^6 (1-u)^3 P_4 + \frac{1}{1920} \left(\frac{2Z_{pr}}{5}\right)^8 (1-u)^4 P_5.$$

На основе выражения (6) проведен численный анализ интеграла перекрытия S и величины $[1-|S|^2]$ для различных значений z , ρ и энергии налетающего иона E в реакциях $\text{He}^{2+} + \text{H} \rightarrow \text{He}^+ + \text{H}^+$ (а) и $\text{Li}^{3+} + \text{H} \rightarrow \text{Li}^{2+} + \text{H}^+$ (б). Расчеты, представленные на рис. 1 и 2, показали,

что интеграл перекрытия S_{1s-1s} имеет существенно отличное от нуля значение в области малых энергий и прицельных параметров, однако быстро убывает с ростом z и ρ . Необходимо отметить также, что величина интеграла перекрытия быстро уменьшается с увеличением главного квантового числа оболочки налетающего иона, в которую захватывается электрон. Так, в случае захвата электрона ионом He^{2+} уже для $n=2$ величина $|S|^2 \leq 0,04$. Для захвата электрона ионом Li^{3+} значение $|S|^2$ становится пренебрежимо малым при $n=3$. Это свойство интеграла перекрытия играет важную роль при вычислении полных сечений электронного захвата, так как сечение захвата имеет максимальное значение именно при $n=2$ для процесса (а) и при $n=3$ для процесса (б). Зависимость величины $[1-|S|^2]$ от n представлена на рис. 3.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что учет инте-

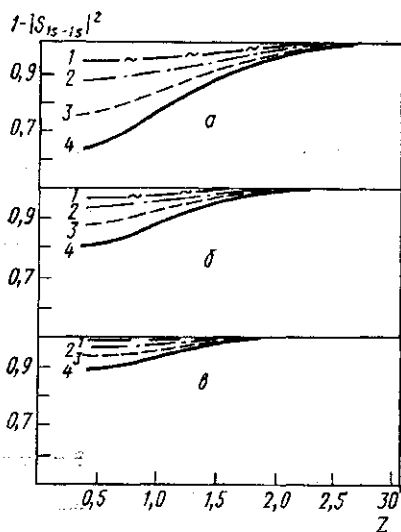


Рис. 1. Зависимость величины $1-|S|^2$ от z для различных прицельных параметров и энергии налетающего иона ($E=20$ (а), 60 (б) и 100 (в) кэВ/нуклон) в реакции $\text{He}^{2+} + \text{H} \rightarrow \text{He}^+ + \text{H}^+$: $\rho=0,5$ (4); 1,0 (3); 1,5 (2) и 2,0 (1). Значения z и ρ здесь и далее приведены в атомных единицах

грала перекрытия имеет важное значение только при рассмотрении захвата электрона из $1s$ -оболочки мишени в $1s$ -оболочку налетающего иона при малых значениях энергий и прицельных параметров. Если же целью исследований является вычисление сечений захвата электрона в возбужденные состояния или полных сечений захвата, то можно считать интеграл перекрытия пренебрежимо малым, что существенно упрощает дальнейший анализ выражения (1).

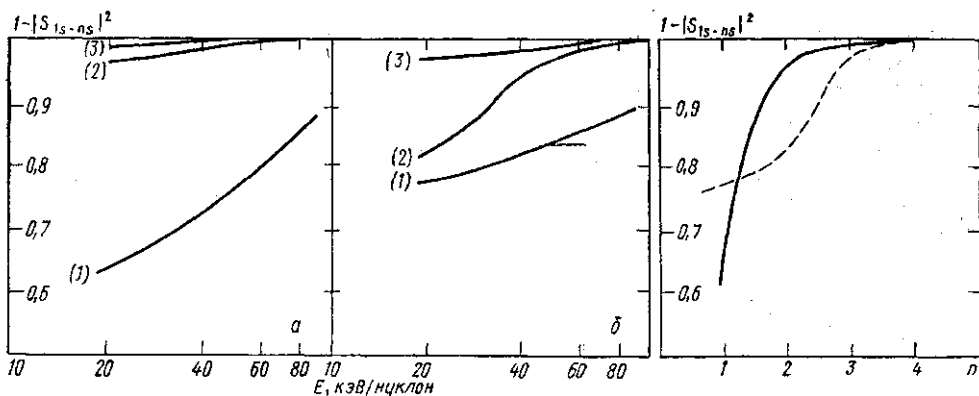


Рис. 2. Зависимость величины $1 - |S|^2$ от энергии налетающего иона при $\rho=0,5$, $z=0,5$ для реакции $\text{He}^{2+} + \text{H} \rightarrow \text{He}^+ + \text{H}^+$ (а) и $\text{Li}^{3+} + \text{H} \rightarrow \text{Li}^{2+} + \text{H}^+$ (б). Цифры при кривых равны значению главного квантового числа оболочки, в которую захватывается электрон

Рис. 3. Зависимость величины $1 - |S|^2$ от главного квантового числа оболочки, в которую захватывается электрон при $\rho=0,5$, $z=0,5$, $E=20$ кэВ/нуклон; сплошная кривая для процесса (а), пунктирная — для процесса (б)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lin C. D., Soong S. C., Tunnell L. N. Phys. Rev. A, 1978, 17, p. 1646.
 [2] McDowell M. R., Coleman J. P. Introduction to the theory of ion-atom collisions. Amsterdam, North Holland, 1970, p. 213. [3] Sin Fai Lam L. T. Proc. Phys. Soc., 1967, 92, p. 62.

Поступила в редакцию
02.10.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

УДК 537.591

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ РЕНТГЕНЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОБЕГА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ В СВИНЦЕ

Б. Л. Каневский, И. А. Михайлова, И. В. Рахобольская, Л. Г. Свешникова
 (НИИЯФ)

Исследование процессов взаимодействия адронов и ядер при наиболее высоких энергиях представляет особый интерес. В настоящее время pp -взаимодействия изучены на ускорителях до энергий $E_{\text{яб}} \approx \approx 150$ ТэВ. В области этих энергий pA -взаимодействия изучаются только в космических лучах. При этом обычно измеряется сечение неупругого взаимодействия pA , которое связано с пробегом взаимодействия: $\lambda_{\text{ист}} = A m_p / \sigma_{\text{неупр}}$, где A — атомный номер ядра-мишени, m_p — масса протона.

Многослойные свинцовые рентгенэмульсионные камеры позволяют определить полную энергию γ -квантов и электронов E_γ и энергию, выделившуюся в электронно-фотонную компоненту при взаимодействии адрона с ядром свинца $E_d^{(0)}$, а также глубину возникновения каскадов от γ -квантов, электронов и адронов в камере Δt . Точность определения Δt при этом $\sim 1,5$ —2 каскадные единицы (к.е.). Подробное описание