

Л. А. СЛИВ

## ВЕРОЯТНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПОЗИТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ

(Представлено академиком В. А. Фоком 30 XI 1948)

Тщательными измерениями позитронного спектра внутренней конверсии  $RaC'$ , проведенными Г. Д. Латышевым с сотрудниками, было установлено наличие в разных местах спектра узких пиков заметной интенсивности<sup>(3)</sup>.

Происхождение таких пиков можно объяснить, исходя из следующих соображений. Обычно предполагается, что при внутренней конверсии с образованием пар электроны и позитроны находятся в непрерывном спектре и имеют энергию в пределах от  $mc^2$  до некоторой максимальной, равной  $\Delta W - mc^2$ , где  $\Delta W$  — энергия, освобождаемая ядром при переходе с одного уровня на другой.

Однако, если в то время, когда ядро находится в возбужденном состоянии, в электронной оболочке имеется свободный уровень, то ядро может перейти на более низкий или основной уровень с одновременным образованием пары, в которой электрон занимает свободный уровень в оболочке, а позитрон уносит всю остальную энергию. Энергия вылетающего позитрона будет тогда строго определенной и равна

$$E_p = \Delta W - mc^2 + P, \quad (1)$$

где  $P$  — работа вырывания электрона оболочки. В зависимости от того, какой уровень в оболочке свободен, вылетающий позитрон будет иметь различную энергию. Поэтому должен наблюдаться дискретный позитронный спектр, соответствующий образованию таких пар, когда электроны имеют энергию уровней  $K, L, M$ . Для краткости мы соответствующие позитронные линии будем также обозначать через  $K, L, M$  и т. д. Дискретный позитронный спектр будет лежать за границей непрерывного спектра, причем линия  $K$  будет самой дальней.

Вероятность в единицу времени образования пары, в которой электрон будет иметь энергию одного из дискретных уровней, а позитрон будет находиться в непрерывном спектре, задается формулой

$$w_{\mu}^A = \frac{2\pi}{\hbar} \sum \left| \int \psi_f^* \{eA_0 + e(\vec{\alpha}A)\} \psi_i d\tau \right|^2. \quad (2)$$

Здесь  $\psi_i$  — волновая функция электрона в состоянии с отрицательной энергией  $E' = -|E_p|$ ,  $\psi_f$  — волновая функция электрона для

дискретного уровня  $A$  ( $A$  имеет значения  $K, L, M$  и т. д.).  $A_0$  и  $A$  — скалярный и векторный потенциалы поля, вызывающего переход. Суммирование производится по двум возможным начальным состояниям электрона.  $w_\mu^A$  дает вероятность рассматриваемого процесса при условии, когда свободный уровень в оболочке имеется и существует бесконечно долго.

Имеется много путей для ионизации оболочки атома. В естественно радиоактивных атомах наиболее эффективный путь — это внутренняя конверсия мягкого кванта. Поэтому в случае каскадного перехода ядра, при котором вначале освобождается относительно небольшая энергия, главным образом в виде конверсионного электрона, а при последующем переходе освобождается энергия, достаточная для образования пары, надо ожидать наиболее интенсивного спектра монохроматических позитронов.

Однако, если даже при возбужденном ядре в оболочке и образовался свободный уровень, то он может быть заполнен не только рассматриваемым здесь процессом, но также переходом электрона с более высокого уровня на данный уровень, либо посредством эффекта Оже. Поэтому вероятность того, что свободный уровень будет заполнен электроном монохроматической пары, будет равна отношению ширины возбужденного ядерного уровня  $\Gamma_\gamma$  к полной ширине свободного уровня оболочки  $\Gamma_A$ . Окончательно вероятность вылета монохроматического позитрона  $w_m^A$  равна

$$w_m^A = w_\mu^A w_i^A \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_A}, \quad (3)$$

где  $w_i^A$  есть вероятность ионизации  $A$  ( $K, L, M$ ) электрона оболочки.

Сравнить с опытными данными можно лишь отношение вероятности  $w_m^A$  к вероятности образования пары в непрерывном спектре  $w_n$  либо к вероятности вылета электрона из оболочки  $w_e$ . Такое отношение поддается также численному расчету.

Вычисление  $w_\mu^A$  по формуле (2) производится аналогично вычислениям коэффициентов внутренней конверсии ( $1, 2$ ). Произведенный расчет для энергии  $\Delta W = 1400$  keV и свободном уровне  $K$  дал следующие значения для отношения  $w_\mu^K / w_n$ :

$$\frac{w_\mu^K}{w_n} = \begin{cases} 1 & \text{для переходов типа } 0 \rightarrow 0, \\ 1/3 & \text{для электрического диполя.} \end{cases} \quad (4)$$

Значения для всех остальных видов мультиполей (электрических и магнитных) будут лежать между 1 и  $1/3$ . С уменьшением энергии  $\Delta W$  отношение  $w_\mu^K / w_n$  (4) будет расти, достигая наибольшего значения при энергии, близкой к  $2mc^2$ .

Наряду с позитронной линией  $K$  должны наблюдаться также позитронные линии  $L$  и  $M$  (вероятность наблюдения более высоких линий будет мала из-за малости соответствующих  $w_\mu^A$ ).

Следует отметить, что относительная интенсивность позитронной линии  $L_1$  будет равна или несколько больше, чем позитронной линии  $K$ .

Действительно, хотя отношение вероятностей  $\frac{w_\mu^{L_1}}{w_\mu^K} \sim \frac{1}{6}$ , зато

отношения ширин (для больших  $z$ )  $\frac{\Gamma_K}{\Gamma_{L_1}} \sim 6$ . Кроме того, образование

свободных уровней в слое  $L_1$  будет происходить, во-первых, путем конверсии (причем для малых значений энергии  $\Delta W$  вероятность конверсии в  $K$  и  $L_1$  приблизительно одинакова), во-вторых, эффект Оже образует свободный уровень  $L_1$  даже тогда, когда вначале освобождается уровень  $K$ . Вследствие этого вероятность наличия свободного уровня  $L_1$  будет больше, чем вероятность свободного уровня  $K$ .

Таким образом, исследование монохроматических позитронов позволяет оценить ширины ядерных уровней, а также разобраться в каскадных переходах.

Ленинградский сельскохозяйственный  
институт

Поступило  
24 XI 1948

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> H. R. Hulme, N. F. Mott, F. Oppenheimer and H. M. Taylor, Proc. Roy. Soc. (A), 155, 315 (1936). <sup>2</sup> J. C. Jaeger and H. R. Hulme, *ibid.*, 148, 708 (1935). <sup>3</sup> Г. Д. Латышев, В. В. Гей, А. А. Башилов и И. Ф. Барчук, ДАН, 63, № 5 (1948).