

Е. Л. ФЕЙНБЕРГ

ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ПРИ β -РАСПАДЕ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 17 IV 1939)

I. При β -распаде β -частица может: а) тормозясь в поле своего ядра, испустить γ -квант (^{1, 2}), б) при позитронном распаде аннигилировать с электроном оболочки (³), в) в поле своего ядра образовать пару (^{4, 5}) и наконец д) отдать часть энергии оболочке своего атома, что приведет к возбуждению или ионизации оболочки. В процессах а) и б) происходит взаимодействие с полем и их вероятность пропорциональна $\alpha \sim (137)^{-1}$, в процессах в) и д) — взаимодействие частиц и их вероятность $W \sim \alpha^2$. Однако при аннигиляции позитрона б) W пропорциональна также плотности электронов оболочки $(\alpha Z)^3$, при позитронных распадах малый. Для процесса в) вычисление W дает дополнительный числовой множитель $\sim 2 \cdot 10^{-3}$. Поэтому оба эффекта гораздо менее вероятны, чем это дает вышеприведенная (обычная) оценка. Как показано ниже, д) наоборот, гораздо более вероятно из-за того, что W обратно пропорциональна энергии связи электрона в атоме $I \sim (\alpha Z)^2$, поэтому $W \sim (\alpha Z)^{-2} \alpha^2 \sim Z^{-2}$. Этот процесс внешне проявится в испускании излучения оболочкой, когда она возвратится в нормальное состояние, и в вылете медленных электронов. Таким образом он существенен например для опытов по обнаружению нейтрино типа опытов Крэна и Хальперна (⁶), которые, как указал Вертенштейн (⁷), их авторы истолковали неправильно.

Для изучения перечисленных процессов применяются: 1) метод сферических волн (^{1, 3, 4}), когда рассматривается возмущение волны, расходящейся из ядра (она описывает β -частицу), при взаимодействии с другими частицами или полем, и 2) метод, который мы условно назовем методом Ферми, включающий в подсчет процесс самого β -распада (^{1, 2, 5}). Существенно при этом усовершенствование (^{4, 5}), учитывающее влияние заряда, нарастающего в ядре в результате вылета β -частицы. Окружающие электроны испытывают таким образом двойное воздействие: со стороны β -частицы и со стороны этого возникающего заряда. Поэтому приходится рассматривать проблему, в которой меняется и поле, и число частиц.

II. Уяснить роль отдельных факторов и пробиться через математические трудности, особенно большие из-за того, что нужно пользоваться точными функциями сплошного спектра, можно лишь, используя некоторые особенности проблемы. Рассмотрим «автовозбуждение»

при электронном (для конкретности) β -распаде по методу Ферми. Гамильтониан системы таков:

$$H = H_0^{(z)} + H_{02}^{(z)} + H_s + GU + \frac{1-\rho}{2} \left(-\frac{e^2}{r_1} - \frac{e^2}{r_2} + V_{12} + H_{01}^{(z)} + H_c \right).$$

Операторы описывают: $H_0^{(z)}$ — неизменную часть ядра с зарядом Z ; $H_{02}^{(z)}$ — возбуждаемый электрон в поле этой неизменной части (при паровом образовании — это электрон фона); ему припишем индекс «2»; H_s — распадающуюся тяжелую частицу; GU — ее взаимодействие с полем легких частиц; H_c — выбрасываемое нейтрино; $H_{01}^{(z)}$ — β -электрон в поле распадающегося ядра Z ; ему припишем индекс «1»; V_{12} — взаимодействие электронов; $-\frac{e^2}{r_1}$ и $-\frac{e^2}{r_2}$ — взаимодействие электронов с протоном, получающимся при распаде, ρ — внутренняя координата тяжелой частицы. Последние операторы фигурируют, как и должно быть, лишь если распад произошел, $\rho = -1$. В начальном состоянии имеем ядро Z (его функцию не пишем), нейтрон и электрон «2»: $\Psi^0 = \psi_2^0(\vec{r}_2) \psi_s^0(\vec{r}_s) \delta_{\rho,+1}$. Оператор H можно разбить на невозмущенный и возмущенный различными способами, например:

$$H = H_A^0 + H_A' \quad H_A' = GU + \left(V_{12} - \frac{e^2}{r_2} \right) \frac{1-\rho}{2}, \quad (A)$$

$$H = H_B^0 + H_B' \quad H_B' = GU + V_{12} \frac{1-\rho}{2}, \quad (B)$$

$$H = H_C^0 + H_C' \quad H_C' = GU + \left(-\frac{e^2}{r_1} - \frac{e^2}{r_2} \right) \frac{1-\rho}{2}. \quad (C)$$

Это возможно потому, что начальное состояние принадлежит одновременно системам функций всех трех невозмущенных операторов:

$$\Psi_A = \begin{pmatrix} \psi_2^{(z)} \psi_s \delta_{\rho,+1} \\ \psi_2^{(z)} \psi_1^{(z+1)} \psi_c \psi_s \delta_{\rho,-1} \end{pmatrix}; \quad \Psi_B = \begin{pmatrix} \psi_2^{(z)} \psi_s \delta_{\rho,+1} \\ \psi_2^{(z+1)} \psi_1^{(z+1)} \psi_c \psi_s \delta_{\rho,-1} \end{pmatrix}; \\ \Psi_C = \begin{pmatrix} \psi_2^{(z)} \psi_s \delta_{\rho,+1} \\ \psi_2^{(z)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \psi_c \psi_s \delta_{\rho,-1} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где например $\psi_2^{(z+1)}$ показывает, что функция электрона берется в поле ядра $Z+1$; $\psi_2^{(z)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ — функция двух взаимодействующих электронов в поле ядра Z , когда [см. (C)] эти переменные не разделяются.

В случае (A) при переходе в конечное состояние $\Psi_A^f \sim \psi_2^{(f)} \psi_1^f \psi_s^f \psi_c \delta_{\rho,-1}$, в первом приближении теории возмущений матричный элемент $M_A^I = (f | H_A' | 0) = 0$. Во втором приближении

$$M_A^{II} = \sum_i \frac{1}{E_0 - E_i} (2^f 1^f | V_{12} | 2^{01} i) (2^{01} i \sigma \rho^f | GU | 2^0 \rho^0) + \\ + \frac{1}{E_2 - E_2} \left(2^f \left| \frac{e^2}{r_2} \right| 2^0 \right) (1^f \sigma \rho^f | GU | \rho^0). \quad (2)$$

Первый член здесь — непосредственное соударение (н. с.), значение второго понятнее при пользовании (B), когда возможен уже переход первого порядка благодаря неортогональности функций $\psi_2^{(z)}$ и $\psi_2^{(z+1)}$:

$$M_B^I = (2^{f(z+1)} 1^f \sigma \rho^f | GU | 2^{0(z)} \rho^0) \neq 0. \quad (3)$$

Он соответствует, как легко видеть, второму слагаемому в (2) и описывает изменение состояния оболочки, обусловленное изменением заряда ядра. Это изменение таким образом проявляется не только в том, что

оболочка «адиабатически» сжимается, но и в различного рода возбуждениях. Процесс имеет характер «встряски» оболочки*. Кроме того действует н. с.:

$$M_B^{\text{II}} = \sum_{ik} \frac{1}{E_0 - E_{ik}} (2^i 1^j | V_{12} | 2^i 1^k) (2^i 1^k \sigma \rho^j | GU | 2^0 \rho^0), M_B = M_B^{\text{I}} + M_B^{\text{II}}. \quad (4)$$

Метод (В) принципиально точнее, чем (А), так как учитывает большее число членов H в нулевом приближении, но вычислять н. с. здесь значительно сложнее. Поэтому приходится пользоваться обоими способами. Однако для медленных β -электронов, когда вид функций усложняется, вычислять н. с. во втором приближении становится вряд ли возможным, а метод сферических волн здесь принципиально неприменим, так как мы уже не находимся в «волновой зоне». В этом случае удобнее метод (С). Для перехода в $\Psi^f = \psi^{(z)f}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \psi_s \psi_s^f \delta_{p,-1}$ здесь вследствие неортогональности функций $\psi^{f(z)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ и $\psi_1^0 \psi_2^0$ возможен переход первого порядка, обусловленный как раз включением V_{12} в H_C^0 :

$$M_C^{\text{I}} = ((1, 2)^f \sigma \rho^f | GU | 2^0 \rho^0). \quad (5)$$

Основная математическая трудность состоит в вычислении влияния н. с. и в доказательстве его малости по сравнению со встряской. Проще всего матричный элемент н. с. вычисляется по методу сферических волн, допустимому для быстрых β -частиц. Комбинирование в зависимости от обстоятельств всех 4 методов является существеннейшей чертой настоящей работы. Весь подсчет был произведен в нерелятивистском приближении, что, как показывается, совершенно достаточно**.

III. Быстрые β -частицы (влиянием заряда ядра на функции β -частицы можно пренебречь). В общем виде можно показать, что для любого перехода 2-го электрона метод сферических волн и метод Ферми (А), которым обычно и пользовались⁽⁵⁾, дают тождественные результаты. Поэтому в подсчете можно было пользоваться любым из них. Затем совершался переход к более точному методу (В). Подсчитывалась вероятность ионизации K -оболочки W_K .

а) Сначала и для 2-го электрона в конечном состоянии были взяты плоские волны (борновское приближение). Подсчет по методу сферических волн показал, что эффект н. с. меньше эффекта встряски в отношении $\frac{I_K}{E}$, где I_K — ионизационный потенциал K -оболочки, E — энергия, β -частицы, и потому для легких элементов может быть отброшен. Оказывается, что вероятность процесса не зависит от E , причем энергия выбитых частиц E_2 мала ($\sim I_K$). Этот результат оправдывает применение

* Таким образом рождение пары, исследованное в^(4,5), которое определяется главным образом именно влиянием ядра, по существу обуславливается неортогональностью функций электронов отрицательного фона в поле ядра Z и функций электронов положительной энергии в поле $Z + 1$. Произведение таких функций заметно отлично от нуля, только если их абсолютные энергии велики. Но тогда они почти сводятся к плоским волнам и почти ортогональны. Поэтому эффект мал. Действительно, написав для этого случая функции, как суммы плоской волны и малой добавки, обусловленной зарядами Ze и $(Z + 1)e$, и образовав интеграл неортогональности, получим формулу (8) в⁽⁵⁾ с точностью до множителя, учитывающего запаздывание взаимодействия. В нашей схеме оно не включено, так как в исследуемом случае влияние запаздывания не существенно.

** Произведенный затем релятивистский подсчет подтвердил полученные результаты и показал, что выбивание K -электрона в состоянии с большой энергией ($E_2 \gg mc^2$) весьма мало вероятно. Сравнительно вероятнее оно лишь у очень тяжелых элементов, но и здесь $W \sim 10^{-5}$.

ние нерелятивистского приближения, но запрещает использование борновского приближения для 2-го электрона.

б) Поэтому был проведен подсчет с точными функциями сплошного спектра для 2-го электрона. Для вычисления члена с V_{12} было принято упрощение: $E_2 = 0$ и вычислены переходы в состояния $l = 0, 1$. Оказалось, что и в этом случае н. с. слабее встряхивания в том же отношении $\frac{I_K}{E}$.

с) Установив несущественность н. с. и отбросив возмущение V_{12} , можно было наиболее точным методом (В) вычислить вероятность ионизации. Здесь проступило различие между β^+ - и β^- -распадами. На 1 распад получаем окончательно следующее число электронов, выбитых с K -оболочки:

$$W_K = \frac{64}{3} \left(1 + \frac{2}{3} \varepsilon \right) \varepsilon e^{-4\varepsilon} \frac{1}{Z^2}; \quad \varepsilon = \frac{Z'}{Z} = \frac{Z \pm 1}{Z}, \quad (6)$$

где $Z'e$ — заряд ядра после распада. При $\varepsilon \rightarrow 1$, $W_K \rightarrow \frac{0.64}{Z^2}$, это совпадает с тем, что дает метод (А). Подсчет возбуждения в дискретный спектр дает в частности вероятность (конечно очень большую) того, что оболочка «адиабатически» сожмется. Таким образом для малых Z (легкие атомы, вероятно также наружные электроны тяжелых атомов) W_K имеет порядок, значительно превосходящий $\alpha^2 \sim 10^{-4}$.

IV. Медленные β -частицы. Как сказано, эффект н. с. с уменьшением E растет. Однако при малых E борновское приближение для β -частицы несправедливо, и необходимо дополнительное рассмотрение. Для получения грубой оценки был приближенно подсчитан эффект не ионизации, а возбуждения K -электрона на L_{11} -уровень, что оказалось возможным сделать по методу (С). Выяснилось, что возбуждение за счет н. с. мало по сравнению с возбуждением за счет встряхивания. Считая этот результат в общем справедливым для всех типов возбуждения, можно полагать, что эффектом н. с. вообще можно пренебречь (этот вывод однако нельзя считать окончательным). Встряхивание же по (В) вычислено точно, для медленных β -частиц надо только учесть обмен, что лишь несколько уменьшит результат (6).

Благодарю проф. И. Е. Тамма за предоставление темы и ценные указания при выполнении работы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева.
Академия Наук СССР.
Москва.

Поступило
20 IV 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Knipp a. Uhlenbeck, Physica, III, 425 (1936). ² F. Bloch, Phys. Rev., 50, 272 (1936). ³ G. Rumer, Sow. Phys., 9, 317 (1936). ⁴ Tisza-ЖЭТФ, 7, 696 (1937); Sow. Phys., 11, 425 (1937). ⁵ Arley a. Möller, Det. Kgl. Danske Vid. Selskab. Math.-fys. Medd., XV, 9 (1938). ⁶ Crane a. Halpern, Phys. Rev., 53, 789; 54, 306 (1938). ⁷ Wertenstein, Phys. Rev., 54, 306 (1938).