

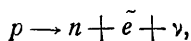
Преимущественное испускание позитронов в направлении спина ядра соответствует отрицательному знаку коэффициента  $\alpha$ . Такое свойство асимметрии испускания позитронов ориентированными ядрами  $\text{Co}^{58}$  легко понять согласно теории двухкомпонентных нейтрино, если допустить, что имеет место только взаимодействие с правилами отбора Гамова — Теллера. При испускании позитронов вылетают правовинтовые нейтрино, если  $\beta$ -распад вызывается тензорным взаимодействием. Такие нейтрино должны лететь в направлении спина ядра, следовательно, преимущественно в том же направлении должны вылетать и позитроны. Если  $\beta$ -распад вызывается псевдовекторным взаимодействием, то испускание позитронов должно сопровождаться вылетом левовинтовых нейтрино против направления спина ядра. Позитроны должны лететь вследствие угловой корреляции в сторону, противоположную направлению полета нейтрино, т. е. в направлении спина ядра.

В экспериментах Гарвина, Ледермана и Вейнриха [45] и Фридмана и Телегди [46] было установлено несохранение четности при распаде  $\pi$ -мезона на  $\mu$ -мезон и нейтрино и при распаде  $\mu$ -мезона на электрон и два нейтрино. Обсуждение этих экспериментов выходит за рамки нашего курса, в котором не рассматриваются процессы, происходящие с мезонами.

Легко убедиться, что теория  $\beta$ -распада с двухкомпонентными нейтрино не инвариантна относительно пространственной инверсии  $n$ , следовательно, соответствует случаю несохранения четности. В самом деле, при операции инверсии пространственных координат изменяется направление импульса (полярный вектор) и не меняется направление ориентации спина (аксиальный вектор). Таким образом, инверсия пространственных координат нарушает связь между направлением импульса и ориентацией спина нейтрино. Эта теория также не инвариантна относительно операции зарядового сопряжения, так как такая операция, заменяя частицы античастицами, не изменяет ни направления импульса, ни направления ориентации спина. Теория, однако, инвариантна относительно операции комбинированной инверсии, т. е. относительно одновременного применения операции зарядового сопряжения и операции пространственной инверсии, так как такая комбинированная инверсия, заменяя нейтрино антинейтрино, одновременно меняет направление импульса, оставляя неизменным направление спина.

### § 41. Захват орбитальных электронов

Бета-распад с испусканием электронов или позитронов может происходить в том случае, когда энергия перехода ( $E$ ) превышает энергию покоя электронов. В связи с тем, что позитрон является античастицей по отношению к электрону, процесс испускания позитрона эквивалентен процессу поглощения электронов. Поэтому наряду с позитронным  $\beta$ -распадом:



возможен  $\beta$ -распад с поглощением электрона:

$$e + p \rightarrow n + \nu, \quad (41,1)$$

при котором протон переходит в нейтрон с испусканием нейтрино. Так как электроны всегда окружают ядро, то процесс (41,1) захвата электрона обычно конкурирует с процессом позитронного  $\beta$ -распада. Наиболее близко к ядру расположены два электрона  $K$ -оболочки атома, которые находятся в состоянии  $1s$ , поэтому наиболее вероятен захват электронов с  $K$ -оболочки атома, а само явление захвата орбитальных электронов ядром называют  $K$ -захватом. Вероятность захвата электронов с  $L$ -оболочки атома примерно в 100 раз меньше вероятности  $K$ -захвата.

Если энергия перехода ядра при превращении одного протона в нейтрон равна  $E$ , энергия излучаемого позитрона  $\epsilon_e$ , энергия нейтрино  $\epsilon_\nu$ , то позитронный распад возможен при выполнении неравенства

$$E = \epsilon_e + \epsilon_\nu \geq mc^2. \quad (41,2)$$

Энергия связи электрона на  $K$ -оболочке атома  $\epsilon_K = \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2}$ . Возможность захвата электрона с  $K$ -оболочки определяется неравенством

$$E + mc^2 - \epsilon_K = \epsilon_\nu \geq 0. \quad (41,3)$$

Из (41,2) и (41,3) следует, что если энергия перехода удовлетворяет неравенству

$$\epsilon_K - mc^2 \leq E < mc^2,$$

то возможен процесс захвата электрона. Если  $E \geq mc^2$ , то наряду с захватом орбитального электрона возможен процесс испускания позитронов.

При захвате орбитального электрона испускаются монохроматические нейтрино с энергией

$$\epsilon_\nu = E + mc^2 - \epsilon_K.$$

Наблюдение  $K$ -захвата возможно путем регистрации импульса ядра отдачи. Если переход не сопровождается позитронным излучением, то измерение импульса и энергии ядра отдачи является прямым методом измерения энергии перехода при  $K$ -захвате. Кроме регистрации ядер отдачи, о явлении  $K$ -захвата можно судить по рентгеновскому излучению, которое испускается вследствие перестройки электронной оболочки после захвата электрона с  $K$ -оболочки атома.

Вероятность разрешенного  $\beta$ -перехода с захватом орбитального электрона будет определяться общей формулой

$$P_{ba} = \frac{2\pi}{\hbar} |(b | H' | a)|^2 \rho(\epsilon). \quad (41,4)$$

Так как электрон до захвата находился в определенном квантовом состоянии, то  $\rho(\varepsilon)$  будет определяться только энергией испускаемого нейтрино:

$$\rho(\varepsilon) = \frac{4\pi\varepsilon_v^2}{(2\pi\hbar)^3 c^3} = \frac{(E + mc^2 - \varepsilon_K)^2}{2\pi^2 \hbar^3 c^3}. \quad (41,5)$$

Тогда с помощью (41,4) получим:

$$P = \frac{\ln 2}{\tau} = g_s^2 \frac{(E + mc^2 - \varepsilon_K)^2}{\pi \hbar^4 c^4} \left( \left| \int 1 \right|^2 + R \left| \int \sigma \right|^2 \right) |\psi_e(R_0)|^2,$$

где  $\psi_e(R_0)$  — значение электронной функции состояния  $1s$  на поверхности ядра. Так как на  $K$ -оболочке имеется два электрона, то время полураспада, соответствующее разрешенному захвату, будет равно

$$\frac{\ln 2}{\tau} = 2g_s^2 \frac{(E + mc^2 - \varepsilon_K)^2}{\pi \hbar^4 c^4} \left( \frac{2e^2 Z R_0}{\hbar c} \right)^{2\delta-2} \left( \frac{e^2 Z}{\hbar c} \right)^{\delta(\delta+1)} \frac{\left( \left| \int 1 \right|^2 + R \left| \int \sigma \right|^2 \right)}{\Gamma(1+2\delta)}, \quad (41,6)$$

где

$$\delta = \sqrt{1 - \left( \frac{Zc^2}{\hbar c} \right)^2}.$$

Из формулы (41,6) следует, что вероятность  $K$ -захвата быстро возрастает с ростом заряда ядра, так как увеличивается вероятность пребывания электрона  $K$ -оболочки внутри ядра. Возрастание вероятности  $K$ -захвата с ростом заряда ядра приводит к тому, что конкурирующий с  $K$ -захватом процесс позитронного  $\beta$ -распада практически не наблюдается у ядер с  $Z > 40$ .