Доклады Академии наук СССР
1955. Том 103, № 1

ФИЗИКА

В. Г. НОСОВ

ВОЗБУЖДЕНИЕ РОТАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ ПРИ α-РАСПАДЕ

(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 14 III 1955)

Экспериментальные данные ([1,2]) свидетельствуют о наличии ротационных уровней у некоторых ядер, являющихся продуктами α-распада. При этом оказывается, что, наряду с образованием дочернего ядра в состоянии, соответствующем наинизшему значению энергии вращения, с заметной вероятностью происходит возбуждение других ротационных уровней.

Оценка времени вылета α-частицы из ядра показывает, что оно значительно меньше характерного времени вращения $2\pi\hbar/\Delta E_{\text{рот}}$. В самом деле, считая, что время вылета α-частицы по порядку величины равно R_0/v, где R_0 — радиус ядра, v — скорость α-частицы, получаем величину порядка 10^{-21} сек. С другой стороны, если расстояние между ротационными уровнями $\Delta E_{\text{рот}}$ составляет около 100 кэв, то время вращения ядра оказывается порядка 10^{-19} сек.

Считая справедливым адиабатическое приближение ([3]), в котором вращение ядра является процессом медленным по сравнению с вылетом α-частицы, получим для волновой функции системы остаточное ядро + вылетающая α-частица выражение

$$\psi = \chi(\Omega) f(\omega, \Omega) \frac{e^{ikr}}{r}. \qquad (1)$$

Здесь Ω определяет направление оси ядра в пространстве; ω — направление вылета α-частицы; $\chi(\Omega)$ — ротационная волновая функция начального состояния ядра; $f(\omega, \Omega)$ — амплитуда вероятности вылета α-частицы в подвижной системе координат, связанной с ядром. Амплитуда вероятности зависит, как от параметров, от углов Ω, определяющих ориентацию подвижной системы координат относительно неподвижной.

Волновая функция (1) может быть разложена в ряд по ротационным волновым функциям остаточного ядра $\varphi_{IM}(\Omega)$

$$\chi(\Omega) f(\omega, \Omega) = \sum_{I,M} c_{IM}(\omega) \varphi_{I,M}(\Omega). \qquad (2)$$

Если функции φ_{IM} нормированы на единицу, то относительная вероятность возбуждения ротационного уровня с моментом I равна

$$w_I = \sum_M \int |c_{IM}(\omega)|^2 d\omega = \sum_M \int \left| \int \varphi^*_{IM}(\Omega) \chi(\Omega) f(\omega, \Omega) d\Omega \right|^2 d\omega. \qquad (3)$$

В дальнейшем мы ограничимся простейшим случаем четно-четных ядер. В этом случае имеем $\chi(\Omega) = 1$; $\varphi_{IM}(\Omega) Y_{IM}(\Omega)$, где Y_{IM} — нормированная на единицу сферическая функция. Амплитуду вероятности

$f(\omega, \Omega) = f(\mu)$, где $\mu = \cos\theta$ — косинус угла между направлениями оси ядра и вылета α-частицы, разложим в ряд по полиномам Лежандра

$$f(\mu) = \sum_n \frac{2n+1}{2} b_n P_n(\mu); \quad b_n = \int_{-1}^{1} P_n(\mu) f(\mu) d\mu. \tag{4}$$

Используя теорему сложения сферических функций и принимая во внимание (2) и (3), легко получаем выражение для относительной вероятности возбуждения уровня I_+:

$$w_I = (2I+1)|b_I|^2. \tag{5}$$

Конкретный вид функции $f(\mu)$ зависит от формы ядра. У вытянутого ядра вблизи экваториальной плоскости потенциальный барьер выше, чем вблизи оси ядра, у сплюснутого ядра — наоборот. Если отличие от сферической формы настолько мало, что зависимость барьерного фактора от угла между направлением вылета α-частицы и осью ядра несущественна, то, как видно из (4) и (5), образование дочернего ядра в состоянии с отличным от нуля моментом невозможно, и α-распад будет происходить целиком в основное состояние 0_+. В противоположном предельном случае большого отклонения от сферической формы α-частицы будут вылетать лишь вдоль оси ядра при вытянутой форме и в экваториальной плоскости при сплюснутой форме. Выражая $f(\mu)$ через соответствующие δ-функции и подставляя в (4) и (5), получим

$$w_I = 2I + 1 \tag{6}$$

для вытянутого ядра и

$$w_I = (2I+1)\left[\frac{(I-1)!!}{I!!}\right]^2 \tag{7}$$

для сплюснутого ядра. Таким образом, для первых двух возбужденных уровней 2_+ и 4_+ имеем $w_2/w_0 = 5$, $w_4/w_0 = 9$ и $w_2/w_0 = {}^5/_4$, $w_4/w_0 = {}^{81}/_{64}$ при вытянутой и сплюснутой форме, соответственно.

В действительности угловое распределение α-частиц в подвижной системе координат имеет некоторую конечную ширину. Имея в виду, по возможности, приблизиться к реальному случаю, воспользуемся для амплитуды вероятности «ступенчатым» приближением, в котором функция $f(\mu)$ внутри некоторого интервала углов аппроксимируется постоянной, а вне его считается равной нулю. Если $f(\mu)$ отлична от нуля в интервалах от $\mu = 1$ до некоторого μ_0 и от $\mu = -1$ до $-\mu_0$ в случае вытянутого ядра, то при помощи (4) и (5) для первых двух возбужденных уровней легко найдем

$$\frac{w_2}{w_0} = \frac{5}{4}\mu_0^2(1+\mu_0)^2, \quad \frac{w_4}{w_0} = \frac{9}{64}\mu_0^2(1+\mu_0)^2(7\mu_0^2-3)^2. \tag{8}$$

Аналогичным образом для $f(\mu)$, отличной от нуля в интервале от $-\mu_0$ до $+\mu_0$ в случае сплюснутого ядра, получаем

$$\frac{w_2}{w_0} = \frac{5}{4}(1-\mu_0^2)^2, \quad \frac{w_4}{w_0} = \frac{9}{64}(1-\mu_0^2)^2(7\mu_0^2-3)^2. \tag{9}$$

Как видно из (8) и (9), при изотропном угловом распределении α-частиц в подвижной системе координат уровни 2_+ и 4_+, в соответствии с (4) и (5), не возбуждаются, а при стремлении ширины углового распределения к нулю формулы (8) и (9) дают результат, уже

полученный нами при помощи δ-функционного приближения для амплитуды вероятности.

Наиболее надежными экспериментальными данными по возбуждению ротационных уровней при α-распаде являются результаты Азаро и Перлмана ([1]), относящиеся к процессам ${}_{96}Cm_{146}^{242} \xrightarrow{\alpha} {}_{94}Pu_{144}^{238}$ и ${}_{94}Pu_{144}^{238} \xrightarrow{\alpha} {}_{92}U_{142}^{234}$. У двух последних ядер существование ротационных уровней, повидимому, не вызывает сомнений, и ротационные спектры полностью аналогичны (в обоих случаях обнаружены все ротационные уровни до 6_+ включительно, а энергия первого возбужденного уровня 2_+ составляет 44 кэв). Согласно данным Азаро и Перлмана имеем $w_2/w_0 = 0{,}39$, $w_4/w_0 \sim 10^{-3}$ (соответствующие данные для процесса $Cm^{242} \xrightarrow{\alpha} Pu^{238}$ практически не отличаются от этих).

Предположим сначала, что рассматриваемые ядра являются вытянутыми. Тогда, как следует из (8), для согласования с экспериментальным значением величины w_2/w_0 приходится предположить, что $f(\mu)$ отлична от нуля в интервалах по 67° около каждого из полюсов. Такую близость к изотропному распределению трудно согласовать с экспериментальным значением расстояния между соседними ротационными уровнями, свидетельствующим о довольно значительном отклонении формы рассматриваемых ядер от сферической. Если же предположить, что ядра являются сплюснутыми, то получается лучшее согласие с экспериментом. Согласно (9), требуемому значению w_2/w_0 удовлетворяет угловой интервал по 40° в обе стороны от экватора. Любопытно отметить, что такое угловое распределение α-частиц в подвижной системе координат не только вполне правдоподобно, но и хорошо согласуется по порядку величины с наблюдаемой на опыте аномально малой вероятностью возбуждения уровня 4_+. Математически это связано с тем, что интеграл $\int_{-\mu_0}^{\mu_0} P_4(\mu)\,d\mu$ обращается в нуль как раз вблизи значения μ_0, соответствующего границе нашего углового интервала.

Таким образом, существующие данные по α-распаду легче согласовать с представлением о сплюснутости ядер урановой группы, нежели с представлением об их вытянутости.

Выражаю благодарность Г. А. Пик-Пичаку, Б. Т. Гейликману и Д. П. Гречухину за ряд ценных указаний и обсуждение результатов работы.

Поступило
1 XI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] P. Asaro, I. Perlman, Phys. Rev., 94, 381 (1954). [2] F. Asaro, I. Perlman, Phys. Rev., 93, 1423 (1954). [3] В. Паули, Общие принципы волновой механики, 1947, стр. 141.