Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 4

ФИЗИКА

В. М. СТРУТИНСКИЙ

О КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЯХ ПРИ α-РАСПАДЕ

(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 29 VII 1955)

Угловое распределение α-частиц, испущенных ориентированными ядрами, и угловая корреляция α-частицы с последующим γ-квантом существенно зависят от знака деформации ядра (знака квадрупольного момента). В основном ротационном состоянии ядра спин ядра направлен вдоль оси симметрии ядра (его проекция на ось симметрии равна спину). α-частицы вылетают из ядра преимущественно вдоль большей оси ядра (в направлении наименьшего барьера [1]), совпадающей с направлением спина, если ядро вытянуто, и перпендикулярной ему, если ядро сплюснуто. Если спин ориентирован, α-частицы будут вылетать преимущественно вдоль оси ориентации в первом случае и в перпендикулярном направлении во втором. Наоборот, фиксируя направление вылета α-частицы, мы автоматически отбираем те ядра, спин которых направлен вдоль направления движения α-частицы или в перпендикулярном направлении, в зависимости от того, вытянуто ядро или сплюснуто. Вследствие этого зависит от знака деформации угловое распределение γ-квантов. Эти соображения легко подтверждаются количественным расчетом.

1. Угловое распределение α-частиц. Волновая функция системы α-частица + нуклоны + несферический остов ядра в адиабатическом приближении (вращение ядра предполагается медленным по сравнению с движением нуклонов и α-частицы) есть

$$\Psi_{I_1 M_1} = D^{I_1}_{M_1 K}\, \chi_\Lambda \varphi_\Omega (\vec{\rho}). \qquad (1)$$

Здесь $D^{I_1}_{M_1 K}$ — угловая часть волновой функции ядра, зависящая от полярных углов оси симметрии ядра; I_1, M_1, K — спин ядра и его проекции на внешнюю ось квантования и на ось симметрии ядра; φ_Ω и χ_Λ — волновые функции α-частицы и нуклонов относительно системы координат, связанной с ядром; Λ и Ω — проекции моментов нуклонов и α-частицы на ось симметрии ядра. В исходном ядре $\Lambda = K = I_1$, $\Omega = 0$ (мы предполагаем, что в исходном ядре при α-распаде не изменяется состояние нуклонов, т. е. α-частица группируется из нуклонов остова).

Представим волновую функцию α-частицы $\varphi(\vec{\rho})$ в виде ряда по полиномам Лежандра*:

$$\varphi(\vec{\rho}) = \sum_l G_l(\vec{\rho}) \sqrt{2l+1}\, \alpha_l P_l(\cos\vartheta), \qquad G_l(\infty) \sim \frac{e^{ik\rho}}{\rho}, \quad l \text{ четное}. \qquad (2)$$

Здесь $\vec{\rho}$ — радиус-вектор α-частицы относительно системы координат, связанной с ядром; ϑ — угол между вектором $\vec{\rho}$ и осью симметрии. В обла-

* В адиабатическом приближении энергия не сохраняется. Мы пренебрегаем, кроме того, малой мнимой добавкой к энергии системы и связанным с ней искажением волновых функций. Четность l является следствием симметрии остова ядра и неизменяемости состояния нуклонов. Волновая функция α-частицы должна быть четной, чтобы сохранялась четность всей системы.

сти, внешней по отношению к сфере выхода α-частицы из-под барьера, функции G_l удовлетворяют обычному радиальному уравнению с кулоновским потенциалом, так как потенциал в этой области почти не отличается от кулоновского. Заметим, что при не очень больших $l\left(l \ll \frac{2Ze^2}{\hbar v_\alpha(\infty)}\right)$ функции $G_l(\rho)$ во внешней области практически не зависят от l, так что угловая зависимость $\varphi(\vec{\rho})$ одинакова на сфере выхода из-под барьера и на бесконечности. Переходя в (2) к координатам α-частицы относительно лабораторной системы, найдем из (1) и (2) амплитуду расходящейся волны α-частиц, связанной с возбуждением ротационного состояния дочернего ядра со спином (I_2, M_2):

$$f^{(\alpha)}_{M_1 \to M_2} = \sqrt{(2I_1+1)/(2I_2+1)} \sum_{lm} C^{I_2 I_1}_{I_1 I_1 l 0} C^{I_2 M_2}_{I_1 M_1 l -m} (-)^m Y_{lm}(\mathbf{r}/r)\, \alpha_l. \qquad (3)$$

Здесь $C^{\alpha\gamma}_{a\alpha b\beta}$ — коэффициенты Клебша — Жордана, $\mathbf{r}/r$ — орт направления движения α-частицы в лабораторной системе. Суммируя квадрат модуля $f^{(\alpha)}$ по проекциям моментов, найдем угловое распределение α-частиц, испускаемых ориентированными ядрами:

$$P(\theta) = \sum_s A_s B_s P_s(\cos\theta), \qquad B_s = \sum_{ll'} \sqrt{(2I_1+1)(2s+1)(2l+1)(2l'+1)} \times$$
$$\times\, C^{I_2 I_1}_{I_1 I_1 l 0} C^{I_2 I_1}_{I_1 I_1 l' 0} C^{s0}_{l0l'0}\, W(I_1 I_2 s l/l' I_1)\, \alpha_l \alpha_{l'}, \qquad (4)$$

θ — угол между осью ориентации и направлением наблюдения α-частиц, $W(abcd/ef)$ — функция Ракá, таблицы которых имеются в литературе (см., например, [2]). $A_s = \sum_{M_1} p_{M_1} C^{I_1 M_1}_{I_1 M_1 s 0}$, где p_{M_1} — вероятность начальному ядру находиться в состоянии с проекцией спина, равной M_1. Во всех практически интересных случаях $|\alpha_4| \ll |\alpha_2|$. Так, из распределения интенсивностей в α-спектрах тяжелых ядер* $(A \geqslant 230)$ для коэффициентов получаются значения: $|\alpha_0| = 1$, $|\alpha_2|^2 \cong 0{,}33$, $|\alpha_4|^2 \leqslant 0{,}003$. В выражении (4) можно, следовательно, ограничиться слагаемыми с $l, l' = 0,2$.

2. α — γ-угловая корреляция. Функция корреляции последовательного α — γ-излучения есть

$$P_{\alpha-\gamma}(\theta) = \sum_{M_1 M_3 M\nu} \left| \sum_{M_2} f^{(\alpha)}_{M_1 \to M_2} f^{(\gamma)}_{M_2 \to M_3} \right|^2, \qquad (5)$$

где θ — угол между направлениями наблюдения α-частицы и γ-кванта; I_2, M_2 — спин и проекция спина ядра, образовавшегося после α-распада; I_3, M_3 — спин и проекция спина конечного ядра. $f^{(\gamma)}$ — амплитуда вероятности испускания γ-кванта с моментом (L, M), поляризацией ν и четностью λ. С точностью до постоянных, не зависящих от проекций моментов, $f^{(\gamma)}_{M_2 \to M_3} = (\mathbf{e}^\nu, \mathbf{Y}^{(\lambda)}_{LM})\, C^{I_3 M_3}_{I_2 M_2 L M}$, где $\mathbf{Y}^{(\lambda)}_{LM}$ — угловая часть волновой функции фотона [3]. После вычисления сумм по проекциям моментов и поляризациям γ-кванта получим

$$P_{\alpha-\gamma}(\theta) = \sum_{s=0}^{2L} C_s D_s P_s(\cos\theta), \quad s \text{ четное},$$
$$C_s = \{(2I_2+1)(2L+1)\}^{1/2}\, C^{L1}_{L1s0}\, W(LI_3 s I_2/I_2 L),$$
$$D_s = \sum_{ll'} \{(2I_2+1)(2s+1)(2l+1)(2l'+1)\}^{1/2} \times \qquad (6)$$
$$\times\, C^{I_2 I_1}_{I_1 I_1 l 0} C^{I_2 I_1}_{I_1 I_1 l' 0} C^{s0}_{l0l'0}\, W(I_2 I_1 s l/l' I_2)\, \alpha_l \alpha^{**}_{l'}.$$

---

* Речь идет, как и везде, об α-спектрах, сопряженных с ротационными уровнями дочернего ядра.

** Если $\mathrm{Re}\,\alpha_2$ не очень мала. Заметим, что квазиклассическая волновая функция α-частицы под барьером вещественна, следовательно, вещественны и коэффициенты α_l.

Для определения знака деформации существенны интерференционные члены, в особенности наибольший из них, содержащий произведение α_0 и α_2. Этот член присутствует только в том случае, если при α-распаде не изменяется ротационное состояние ядра ($I_2 = I_1 = I$). Заметим, что соответствующая такому переходу линия тонкой структуры является наиболее интенсивной. Для процессов, при которых α-распад происходит без изменения спина ядра, и дипольных γ-квантов ($L = 1$) из (6) получим с точностью до слагаемых, содержащих α_4:

$$P_{\alpha\to\gamma}(\theta) = \left\{|\alpha_0|^2 + \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)}}\,|\alpha_2|^2\right\} + \frac{1}{2\sqrt{5}}\,U\sqrt{\frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)}}\times$$

$$\times\left\{(\alpha_0\alpha_2^* + \alpha_0^*\alpha_2) + \frac{\sqrt{5}}{7}\sqrt{\frac{(2I-3)(2I+5)}{(I+1)(2I+3)}}\,|\alpha_2|^2\right\}P_2(\cos\theta), \qquad (7)$$

где

$$U = \begin{cases} \sqrt{(I+1)(2I+3)/I(2I-1)}, & I_3 = I-1 \\ -\sqrt{(2I-1)(2I+3)/I(I+1)}, & I_3 = I \\ \sqrt{I(2I-1)/(I+1)(2I+3)}, & I_3 = I+1. \end{cases}$$

Функция корреляции (7) максимальна при $\theta = 0$ или $\theta = \pi/2$ в зависимости от фазы α_2 (α_0 всегда можно положить равным единице). Нетрудно видеть, что случай $\mathrm{Re}\,\alpha_2 > 0$ соответствует вытянутому ядру, тогда как сплюснутому ядру соответствует $\mathrm{Re}\,\alpha_2 < 0$. Действительно, из (2) следует, что направление максимума модуля волновой функции α-частицы на сфере выхода из-под барьера совпадает с осью симметрии ядра, если $\mathrm{Re}\,\alpha_2 > 0$, и перпендикулярно ей, если $\mathrm{Re}\,\alpha_2 < 0$. Так как направление максимума модуля $\varphi(\rho)$ характеризует направление преимущественного вылета α-частиц из ядра, ясно, что в первом случае ядро вытянуто, во втором сплюснуто.

Аналогично зависит от фазы α_2 и угловое распределение α-частиц, испущенных ориентированными ядрами. Так, при $p_{M_1} = \delta_{|M_1|, I_1}$ (полное «выстраивание» ядер) и $I_2 = I_1$ максимум углового распределения (4) совпадает с осью ориентации, если $\mathrm{Re}\,\alpha_2 > 0$ (вытянутые ядра) и перпендикулярен оси, если $\mathrm{Re}\,\alpha_2 < 0$ (сплюснутые ядра).

Угловая корреляция α-частицы с γ-квантом изучалась Фрэзером и Милтоном в случае α-распада Am^{241} ($I_1 = I_2 = I_3 = {}^5/_2$; $L = 1$; $\mathcal{E}_\alpha = 5{,}48$ Мэв, $\mathcal{E}_\gamma = 60$ кэв) ([4]). Наблюдалась асимметрия $\frac{P(\pi/2)}{P(\pi)} = 1{,}27$. Для вычисления угловой корреляции можно воспользоваться значением модуля α_2, найденным из распределения интенсивностей в α-спектре Am^{241}. Положив $\alpha_2 = +0{,}33$, получим максимальную асимметрию для вытянутого ядра равной $\frac{P(\pi/2)}{P(\pi)} = 1{,}56$ (асимметрия может быть меньше, если $\mathrm{Im}\,\alpha_2 \neq 0$). Для сплюснутого ядра ($\alpha_2 = -0{,}33$) $\frac{P(\pi/2)}{P(\pi)} = 0{,}66$. Экспериментальные данные указывают, таким образом, на положительный квадрупольный момент ядра Np^{237} в состоянии со спином ${}^5/_2$ ($E = 60$ кэв), а следовательно, и во всех других состояниях, относящихся к тому же ротационному терму (спины ${}^5/_2$, ${}^7/_2$ и т. д.), и ядра Am^{241} в основном состоянии.

Поступило
14 VII 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Д. Хилл, Дж. Уиллер, Усп. физ. наук, **52**, 1, 20 (1954). [2] H. A. Jahn, Proc. Roy. Soc., **205A**, 192 (1951). [3] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, 1953. [4] J. S. Fraser, J. C. D. Milton, Phys. Rev., **94**, 795 (1954).