

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНКУРЕНЦИИ МЕЖДУ ИСПУСКАНИЕМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ

*Г.Д.Алхазов, Л.Х.Батист, А.А.Быков,
В.Д.Витман, С.Ю.Орлов, В.К.Тарасов*

На примере ядра ^{147}Du исследована конкуренция разрядки возбуждаемых в β^+ (β)-распаде состояний по протонному и γ -каналам. Экспериментальные данные противоречат предсказаниям статистической модели испускания запаздывающих частиц.

Испускание частиц из состояний, возбуждаемых β -переходами, является характерной особенностью ядер, удаленных от области стабильности ¹. Знание механизмов запаздывающих процессов необходимо для ядерной астрофизики и технологии ядерных реакторов, а также для интерпретации экспериментальных данных по распаду ядер. Вероятность эмиссии частиц и их спектр зависят как от вероятностей возбуждения уровней бета-переходами, так и от вероятностей распада этих состояний по различным каналам. При анализе экспериментальных данных и при теоретических расчетах вероятностей запаздывающих процессов считают, что протонные ширины Γ_p не коррелированы с γ -ширинами Γ_γ и с вероятностями β -переходов I_β ¹. К настоящему времени идентифицировано более ста излучателей запаздывающих нейтронов, протонов и α -частиц, однако конкуренция между испусканием частиц и излучением γ -квантов у излучателей запаздывающих частиц экспериментально не исследовалась.

Для изучения механизма эмиссии запаздывающих частиц нами создана специальная установка, позволяющая измерять зависимость вероятностей β -распада по каналам $(\beta\gamma)$, (βp) и $(\beta p\gamma)$ от энергии возбуждения. Для регистрации γ -излучения в ней используется кристалл NaI размером Φ 200 x 200 мм с колодцем Φ 40 x 100 мм, в котором размещен телескоп из полупроводниковых детекторов, регистрирующий заряженные частицы. Радиоактивные источники помещаются внутри колодца на расстоянии 3 мм от ΔE -детектора. Телесный угол для регистрации протонов 20% от 4π , а для γ -излучения — 98% от 4π . Энергии каскадных γ -переходов суммируются в сцинтилляционном кристалле, поэтому амплитуды импульсов на выходе фотоумножителя определяются энергиями уровней, заселяемых β -переходами. Измерение спектров полного поглощения γ -лучей позволяет определять плотность вероятностей бета-переходов, а также дает возможность производить абсолютную калибровку активности источников и определять разность масс материнского и дочернего ядер. Спектрометр работает в линию с масс-сепаратором ИРИС, установленном на пучке протонов синхротронного ЛИЯФ АН СССР. Подробное изложение методики дано в ^{2, 3}.

Для исследований мы выбрали распад ядра ^{147}Du . Применение новой методики позволило впервые измерить силовую функцию β -распада (S_β) для излучателя запаздывающих про-

тонов и исследовать конкуренцию между $(\beta\gamma)$ и (βp) — каналами распада как функцию энергий бета-переходов. Основное ($I^\pi = 1/2^+$) и изомерное ($I^\pi = 11/2^-$) состояния ^{147}Dy имеют близкие периоды полураспада — 47(5) с и 55,7(5) с соответственно, что затрудняет разделение спектров, относящихся к распадам этих состояний. Однако относительно малое сечение образования ^{147}Dy в основном состоянии ($\sigma_m/\sigma_g \approx 4,5$) и большая интенсивность изомерного перехода (31% на распад) позволили по характерной кривой "распада — накопления" разделить эти спектры и определить S_β для обоих состояний. Экспериментальные результаты представлены на рис. 1.

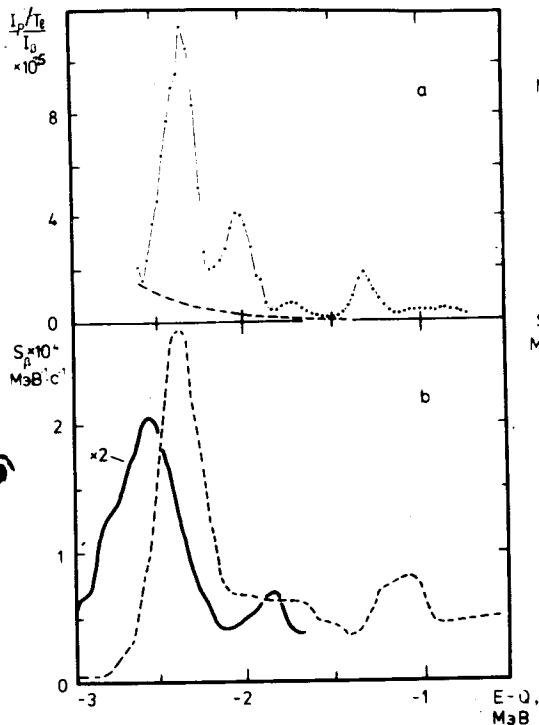


Рис. 1

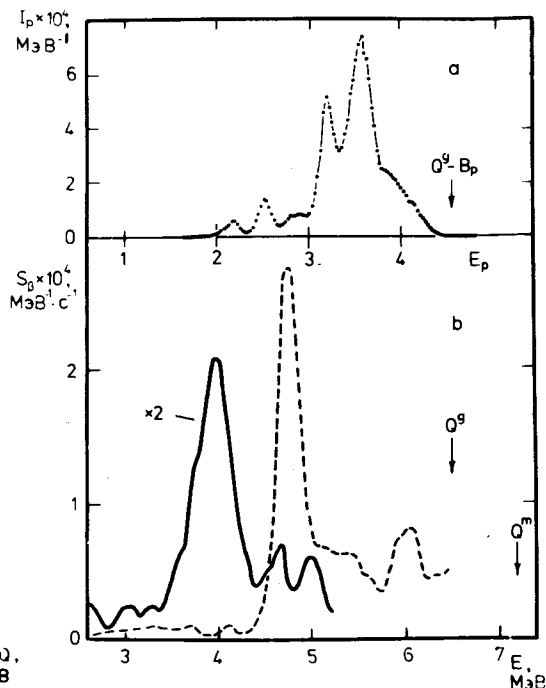


Рис. 2

Рис. 1. а — Спектр запаздывающих протонов ^{147}Dy ; б — силовые функции β -распада ^{147g}Dy и ^{147m}Dy (пунктир)

Рис. 2. а — Сравнение экспериментальной энергетической зависимости величины $I_p/I_\beta T_l$ с рассчитанной по статистической модели (пунктир); б — силовые функции β -распада ^{147g}Dy и ^{147m}Dy (пунктир)

Имевшиеся ранее экспериментальные данные позволяют сравнивать силовые функции лишь для различных изотопов ². Полученные нами результаты дают возможность сопоставить S_β для распада основного и изомерного состояний одного и того же ядра. На рис. 1 энергии отсчитаны от основного состояния дочернего ядра ^{147}Tb . При этом максимум S_β для распада основного состояния соответствует энергии 3,95 МэВ, а для распада изомера — 4,85 МэВ. На рис. 2 энергии отсчитаны от соответствующих материнских состояний, и энергии резонансов в S_β^g и S_β^m различаются только на $\sim 0,15$ МэВ. Близость этих энергий означает, что резонансы в S_β обусловлены коллективными зарядово-обменными возбуждениями материнских ядер, а роль одночастичных эффектов относительно мала.

Спектр запаздывающих протонов для распада ^{147}Dy изображен на рис. 1, а. Он соответствует распаду ^{147}Dy , поскольку по нашим данным вероятность испускания запаздывающих протонов при распаде основного состояния ^{147}Dy значительно больше, чем при распаде изомера: $B_p^g = 4,5(20) \cdot 10^{-4}$, $B_p^m < 10^{-5}$. Только в области энергий $E_p = 2,7 - 3,0$ МэВ в

спектре возможна примесь от распада ^{147m}Dy . Измерение спектра протонов в режиме ($p\gamma$) совпадений показало, что вероятность протонных переходов на возбужденные состояния ^{146}Gd пренебрежимо мала, поэтому интенсивности протонных переходов связаны с интенсивностями β -переходов соотношением ($\Gamma_p \ll \Gamma_\gamma$):

$$I_p(E_p) = I_\beta(E) \frac{\Gamma_p(E_p)}{\Gamma_\gamma(E)} ; \quad E_p = (E - B_p) \frac{A-1}{A} . \quad (1)$$

Тогда в рамках стандартного статистического подхода для отношения вероятностей β -распада по каналам (βp) и ($\beta \gamma$), усредненных по энергетическому интервалу ΔE , имеем:

$$\frac{\langle I_p(E_p) \rangle / T_{ej}}{\langle I_\beta(E) \rangle} = \frac{1}{6\pi(2j_0 + 1)\rho_0(E)\langle \Gamma_\gamma \rangle} , \quad (2)$$

где j_0 — спин материнского ядра, T_{jl} — коэффициенты трансмиссии, определяющие вероятность прохождения протонов через потенциальный барьер, $\rho_j = (2j + 1)\rho_0$ — плотность уровней. Интервал усреднения ΔE определяется энергетическим разрешением и равен 0,19 — 0,22 МэВ как для протонного, так и для γ -каналов спектрометра. Значение левой части выражения (2) может быть получено из наших экспериментальных данных. Результат изображен на рис. 2, а сплошной линией. Правую часть выражения (2), изображенную на том же рисунке пунктиром, мы вычислили, используя данные ⁴, где из статистического анализа спектра запаздывающих протонов ^{147}Dy , измеренного с энергетическим разрешением ~ 8 кэВ, определялась плотность уровней ^{147}Tb , а также предложенную в ⁵ параметризацию экспериментальных данных по Γ_γ . Как видно из рисунка, наблюдается очень сильное расхождение эксперимента со статистической моделью. Кривая, полученная из отношения экспериментальных интенсивностей идет существенно выше расчетной кривой и имеет ряд четких максимумов, наиболее интенсивный из которых находится в области резонанса в S_β , что позволяет говорить о наличии положительной корреляции между величинами Γ_p и S_β . Существенно, что эти максимумы находятся практически на равных расстояниях друг от друга и не могут быть объяснены статистическими флуктуациями.

Полученные результаты показывают, что испускание запаздывающих частиц является нестатистическим процессом. Представляется важным проведение систематических исследований излучателей запаздывающих частиц и построение теории, учитывающей нестатистический характер механизмов как возбуждения уровней β -переходами, так и распада этих состояний по различным каналам.

Литература

1. Карнаухов В.А., Петров Л.А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. Энергоиздат, М., 1981, с. 200.
2. Алхазов Г.Д. и др. ЯФ, 1985, 42, 1313.
3. Алхазов Г.Д. и др. Препринт ЛИЯФ №984, Л., 1984, с. 16; Алхазов Г.Д. и др. Препринт ЛИЯФ №1222, Л., 1986, с. 29.
4. Schardt D. et al. Proc. 7-th Int. Conf. on At. Masses and Fund. Constants, AMCO-7, Darmstadt, 1984, p. 229.
5. Малецки Х. и др. ЯФ, 1983, 37, 284.