

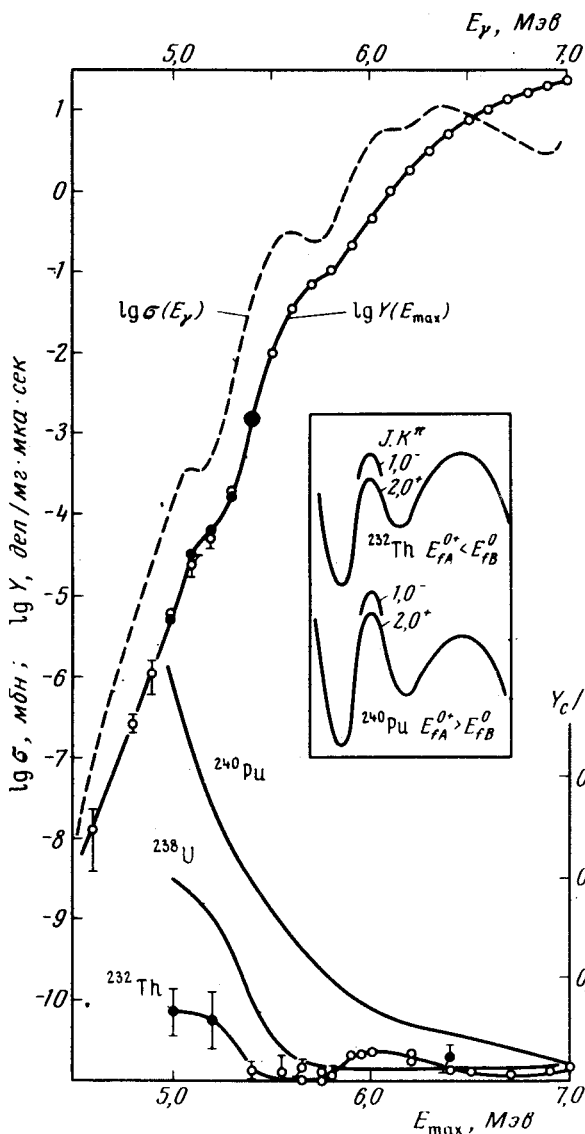
КВАДРУПОЛЬНОЕ ФОТОДЕЛЕНИЕ ^{232}Th И РОЛЬ СИММЕТРИИ ЯДРА В ПРОЦЕССЕ ДЕЛЕНИЯ

*В.Е.Жучко, С.П.Капица, Ю.Б.Остапенко,
Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, Ю.М.Ципенюк*

Глубоко под барьером фотоделения ^{232}Th обнаружен рост квадрупольной компоненты в угловом распределении осколков. Обсуждается влияние симметрии седловых конфигураций в модели двугорбого барьера на спектр каналов деления четно-четных ядер и резонансную структуру сечения.

В соответствии с гипотезой О.Бора [1] принято считать, что при фотоделении четно-четных ядер вблизи порога существенен лишь вклад каналов с квантовыми характеристиками $K^\pi = 0^+ (J = 2)$ и $K^\pi = 0^- (J = 1)$, которые возбуждаются при квадрупольном электрическом и дипольном электрическом поглощении. Соответствующие сечения фотопоглощения $\sigma_Y^{J^\pi}$ отличаются значительно $\sigma_Y^{2^+} / \sigma_Y^{1^-} \approx 1/15 \div 1/30$ [2], вследствие чего в надбарьерной области энергий доминирует дипольное деление. Увеличение роли квадрупольного деления ожидается, наоборот, в подбарьерной области энергий, где благодаря разнице высот барьеров

для каналов 0^+ и 0^- $\Delta E_f = E_f^{0-} - E_f^{0+}$ возрастает отношение их проникаемостей, способное компенсировать малость отношения парциальных сечений фотопоглощения. Опыт [2] подтвердил это предсказание модели каналов, обнаружив одновременно сильную зависимость от Z относительного вклада квадрупольного фотоделения Y_c/Y в районе Th - Pu, которая показана в нижней части рисунка. Идентификация компонент вероятности деления фотонами разной мультипольности производится по форме углового распределения осколков $W(\theta)$, сильно зависящей от спина канала деления J и его проекции K на ось ядра.



Внизу: зависимость относительного вклада квадрупольной компоненты в полном выходе Y_c/Y ; для ^{232}Th : (●) — данные настоящей работы, (○) — данные [2,3]; для ^{238}U и ^{240}Pu — зависимость по данным [2,3]. Вверху: зависимость выхода реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$ от граничной энергии тормозного спектра: (○) — данные [4], (●) — данные настоящей работы; пунктиром показана зависимость сечения фотоделения $\sigma_f(E_\gamma)$, полученная методом [5]. На вставке: схематическое изображение структуры барьеров деления ^{232}Th и ^{240}Pu

Соображения о природе наблюдаемой закономерности были высказаны в работе [6]. Они основаны на представлениях о двугорбом барьере деления и предсказанной теорией [7] асимметрии ядра ($a_3 \neq 0$) в окрестности второй седловой точки — на горбе B . У ядер с грушевид-

ной деформацией энергетическая щель между нижайшими уровнями $K = 0$ положительной и отрицательной четности уменьшается и тем сильнее, чем меньше проницаемость барьера для инверсионного перехода, т.е. в пределе можно считать, что $\Delta E_{fB} = 0$. При этом $\Delta E_{fA} \neq 0$. Поэтому у ядер с более высоким горбом B , к числу которых, по-видимому, принадлежит ^{232}Th , вклад квадрупольной компоненты в основном определяется низким отношением $\sigma_Y^{2+} / \sigma_Y^{1-}$. У изотопов Pu с более высокой симметричной седловой точкой ($\alpha_3^Y = 0$) — горбом A — действует механизм усиления квадрупольного деления, обусловленный разницей высот барьеров ΔE_{fA} для каналов 0^+ и 0^- .

Если изложенная интерпретация верна, то и у ^{232}Th по мере снижения энергии фотонов под барьер E_{fA}^0 должен наблюдаться рост относительного вклада квадрупольной компоненты. Имеющиеся данные [2, 3] о доле квадрупольной компоненты в полном выходе Y_c / Y фотоделения ^{232}Th (нижняя часть рисунка, светлые точки) обнаруживают тенденцию, противоположную ожидаемой. Если при $E_{max} \approx 6 \text{ Мэв}$, т.е. вблизи вершины барьера B , отношение Y_c / Y находится на уровне $\sim 5 \pm 6\%$, соответствующем $\sigma_Y^{2+} / \sigma_Y^{1-}$, то при меньших энергиях оно не только не растет, но и быстро падает, оставаясь до конца изученного диапазона $E_{max} = 5,4 \text{ Мэв}$ в пределах ошибок измерений $\lesssim 2\%$. В верхней части рисунка (светлые точки) показан выход Y фотоделения ^{232}Th тормозными γ -квантами [4]. Из сравнения данных о полном выходе и его квадрупольной составляющей напрашивается вывод, что причиной подавления Y_c / Y в области $5,4 - 5,8 \text{ Мэв}$ является резонанс дипольной составляющей сечения (пунктирная кривая на рисунке), отчетливо проявляющийся также непосредственно в полном выходе Y . Но тогда, спустившись по энергии ниже этого резонанса, мы должны обнаружить заметный рост Y_c / Y , если, конечно, не на обоих горбах $\Delta E_f \approx 0$. Исследование этого вопроса имеет принципиальное значение для представлений о спектре каналов деления в модели двугорбого барьера, и в этой связи в данной работе был предпринят новый поиск квадрупольной компоненты $W(\theta)$ в реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$ при более низких энергиях.

Измерения угловых распределений осколков ^{232}Th были выполнены на пучке тормозного излучения микротрона ИФП АН СССР с помощью методики, использованной нами ранее при исследовании глубоко подбарьерного фотоделения ^{238}U [8]. Она обеспечивала регистрацию осколков слюдяными детекторами практически во всем пространстве вокруг делящейся мишени, изготовленной из металлической ториевой фольги. Новые измерения $W(\theta)$ для ^{232}Th удалось осуществить в области граничных энергий фотонов $E_{max} = 5,2 - 5,0 \text{ Мэв}$. Одновременно для проверки методики были произведены измерения и для энергии $E_{max} = 6,4 \text{ Мэв}$, изученной в работе [2] с более простым детектором осколков. Кроме того, в диапазоне $5,0 - 5,4 \text{ Мэв}$ были произведены дополнительные измерения полного выхода фотоделения ^{232}Th , отличающиеся от [4] существенно более высокой статистической точностью. Это позволило надежно установить в нем наличие резонанса при $E_{max} \approx 5,1 \text{ Мэв}$, о котором на основании прежних данных можно было строить лишь догадки.

Результаты новых измерений выхода Y и угловых распределений осколков Y_c / Y представлены на рисунке темными точками. Они обнаружива-

ют, как и ожидалось, рост вклада квадрупольной компоненты, однако уровень которого достигает Y_c/Y у ^{232}Th заметно ниже, чем у двух других четно-четных ядер на рисунке. Не последнюю роль в происхождении этой разницы играют резонансы дипольной компоненты ^{232}Th , преобладающей в полном выходе: резонанс при $E_{max} \approx 5,6 \text{ Мэв}$, как уже отмечалось, формирует провал в Y_c/Y на участке $E_{max} = 5,4 - 5,8 \text{ Мэв}$, резонанс при $5,1 \text{ Мэв}$ подавляет квадрупольную компоненту при самых низких энергиях, исследованных в данной работе.

Барьеры ^{232}Th и ^{240}Pu , схематически показанные на вставке к рисунку представляют собой два характерных случая, отличающиеся знаком разности высот горбов $E_{fA} - E_{fB}$ в основном состоянии 0^+ . Благодаря тому, что $E_{fA}^{0-} > E_{fA}^{0+}$, а $E_{fB}^{0-} \approx D_{fB}^{0+}$, высоты горбов для канала дипольного деления у ^{232}Th выравниваются, а у ^{240}Pu разнятся еще сильнее, чем в основном состоянии. Поскольку область существования достаточно узких и сильных делительных резонансов ограничена условием $E < \min(E_{fA}, E_{fB})$, в первом случае, если $E_{fA}^{0-} \approx E_{fB}^{0-}$, дипольные резонансы могут наблюдаться у самого порога, а во втором, когда разница высот горбов 0^- значительна, вблизи порога, а точнее в интервале $E_{fB}^{0-} < E < E_{fA}^{0-}$ их не будет.

Основной вывод работы: важность влияния эффектов двугорбой структуры барьера и изменения симметрии ядра в процессе его прохождения на реализующийся спектр каналов деления и резонансную структуру сечения.

Авторы глубоко признательны П.Л.Капице за поддержку исследований.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 октября 1977 г.

Литература

- [1] О.Бор. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), Физматгиз, 2, 175, 1958.
- [2] Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, Л.Н.Усачев, С.П.Капица, Ю.М.Ципенюк. Phys.Chem. Fission, Vienna, 4, 135, 1965, ЯФ, 11, 508, 1970.
- [3] А.В.Игнатюк, Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, Ю.М.Ципенюк. ЖЭТФ, 61, 1284, 1971.
- [4] В.Е.Жучко, А.В.Игнатюк, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, Ю.М.Ципенюк. Письма в ЖЭТФ, 22, 255, 1975.
- [5] V.E.Zhuchko, Yu.B.Ostapenko, A.S.Soldatov, Yu.M.Rsipenyuk. Nucl. Instr. Meth., 136, 373, 1976.
- [6] J.R.Huizenga, H.C.Britt. Threshold photofission: theory and experiment. Pros. Int. Conf. photonuclear reactions and applications, Asilimar, 1973, 4; R.Vandenbosh. Phys. Lett., 45B, 207, 1973.

[7] M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky, C.Y. Wong, *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 320, 1972.

[8] В.Е. Жучко, А.В. Игнатюк, Ю.Б. Остапенко, Г.Н. Смиренкин, А.С. Солдатов, Ю.М. Ципенюк. Письма в ЖЭТФ, **24**, 309, 1975.
