

ФОТОДЕЛЕНИЕ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР И СТРУКТУРА БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ

*С.П.Капица, Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов,
Л.Н.Усачев, Ю.М.Ципенюк*

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные по сечениям и угловым распределениям осколков фотоделения, частично опубликованные ранее [1]. Они анализируются в связи с проблемой двугорбого барьера. Эта интенсивно обсуждаемая сейчас гипотеза [2, 3], по-видимому объясняет некоторые экспериментальные факты, которые резко выпадают из традиционной картины.

Измерения угловых распределений осколков фотоделения ядер Th^{232} , U^{238} , Pu^{238} , Pu^{240} , Pu^{242} производилось на микротроне ИФП на 12 Мэв в интервале граничных энергий $E_{\text{max}} = 5 - 8$ Мэв при помощи стеклянных детекторов осколков.

Анизотропия разлета осколков появляется из-за того, что высота и форма барьера деления зависят от момента l , четности π - и K -проекции момента на ось симметрии ядра, вдоль которой разлетаются осколки. В рассматриваемом случае составное ядро образуется, по-видимому, лишь в состояниях 1^- и 2^+ в результате дипольного и квадрупольного фотопоглощения соответственно. Полное угловое распределение имеет поэтому в самом общем случае вид:

$$W(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta.$$

Относительные значения коэффициентов определяются отношениями проницаемостей P барьеров деления для различных комбинаций l^π, K :

$$b/a = P(1^-, 0)/P(1^-, 1), \quad c/b = \frac{\sigma_{\text{упогл}}^{2^+}}{\sigma_{\text{упогл}}^{1^-}} P(2^+, 0)/P(1^-, 0).$$

Если, согласно гипотезе О.Бора [4], пороги деления удовлетворяют соотношениям $E_f(1^-, 1) > E_f(1^-, 0) > E_f(2^+, 0)$, то качественно энергетическая зависимость угловых распределений должна сводиться к сле-

дующему: отношения b/a и c/b растут с уменьшением энергии возбуждения. Это соответствует наблюдаемой картине. При высоких энергиях оба отношения стремятся к нулю, но в подбарьерной области b/a достигает значения ~ 100 (Th^{232} , $E_{\text{max}} = 5,4 \text{ Мэв}$), а $c/b \sim 3$ (Pu^{240} , $E_{\text{max}} = 5,2 \text{ Мэв}$). Однако, попытка количественного объяснения наталкивается на серьезную трудность. Отношение проницаемостей двух барьеров, имеющих разную высоту и кривизну вершины, вообще говоря, не монотонно зависит от энергии и достигает максимального значения при энергии, совпадающей с вершиной нижнего из барьеров. Полное сечение фотоделения вблизи порога $\sigma_f \approx \sigma_{\gamma \text{ погл}}^I P(1^-, 0) / [P(1^-, 0) + a]$, где ниже энергии связи нейтрона $a = 2\pi P_{\gamma} / \bar{D} \ll 1$ (\bar{D} – расстояние между

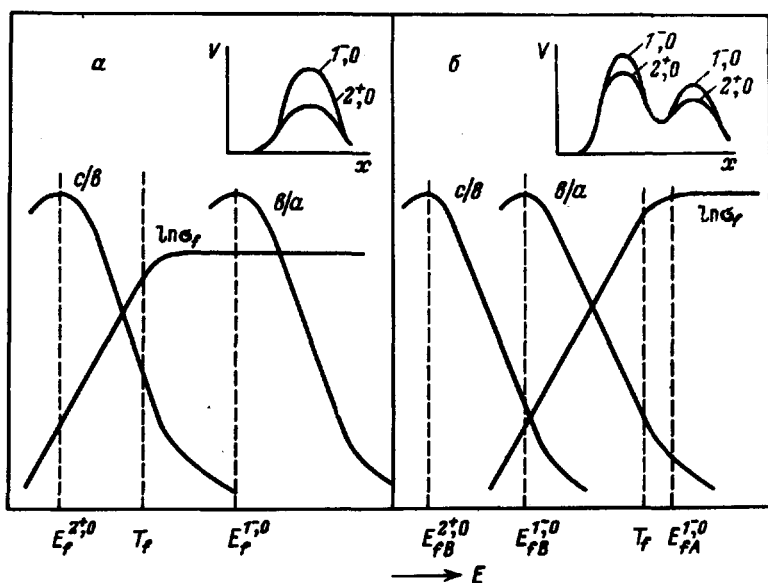


Рис. 1. Схематическое изображение энергетических зависимостей анизотропии и сечения фотоделения для случаев одногорбого (а) и двугорбого (б) барьеров

уровнями составного ядра). σ_f примерно сравнивается с сечением образования составного ядра и, следовательно, выходит на плато при $P(1^-, 1) \ll P(1^-, 0) = a \ll 1$, т.е. при энергии (наблюдаемый порог T_f), которая несколько ниже $E_f(1^-, 0)$. Эта ситуация схематически изображена на рис. 1, а. На рис. 2 вверху изображены непосредственно экспериментальные результаты в виде зависимости выходов осколков, соответствующих различным компонентам в угловом распределении, от максимальной энергии тормозного спектра. По этим кривым было произведе-

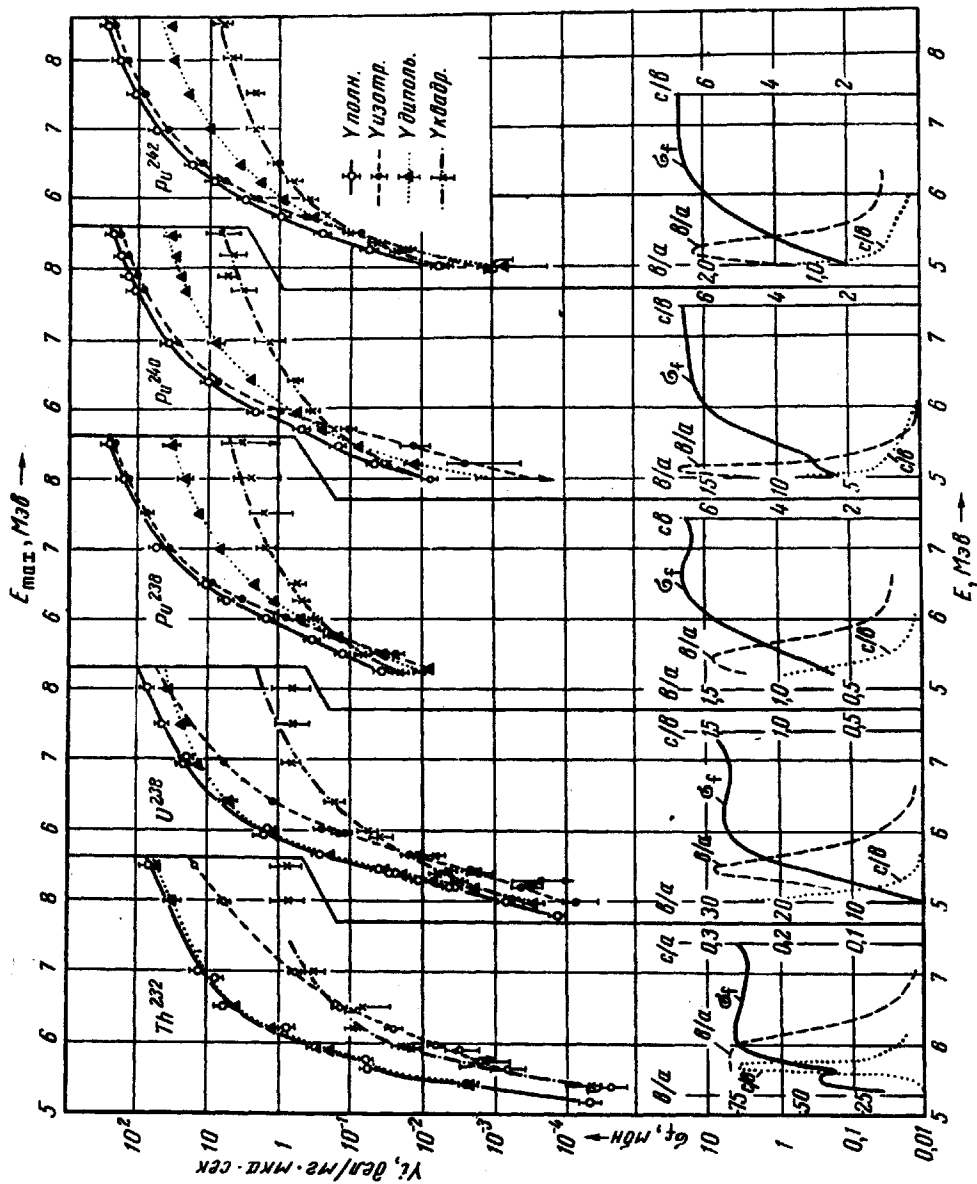


Рис. 2. Результаты изменений выходов осколков, соответствующих различным компонентам углового распределения, в зависимости от граничной энергии тормозного спектра (вверху) и сечение деления и значения отношений b/a и c/b в зависимости от энергии γ -квантов, полученные в результате обработки экспериментальных данных (внизу)

дено восстановление энергетических зависимостей парциальных составляющих сечений фотоделения в пересчете на монохроматические кванты. На рис. 2 внизу приведены соответствующие энергетические зависимости b/a , c/b и σ_f . Парадоксальным с точки зрения только что изложенных простых представлений является следующий факт: значение энергии, при котором анизотропия — отношение b/a — достигает максимального значения лежит у изотопов плутония почти на 1 Мэв ниже наблюдаемого порога T_f , в то время как согласно вышеизложенному, эта точка должна быть выше T_f . Количественно расхождение очень резкое: там, где b/a принимают максимальное значение, сечение фотоделения должно примерно совпадать со своим значением на плато и с $\sigma_{\text{упогл}}^{1-}$, а фактически оно примерно в 100 раз меньше. Пока рассматривались выходы на спектрах, этот факт проявлялся не так резко, но тем не менее отмечался нами ранее как трудно объяснимый в рамках традиционных представлений и мы высказывали два предположения [1], в соответствии с которыми $E_f^{1-} \sim T_f$, а не $> T_f$. Однако, после дифференцирования, результаты которого обсуждаются в настоящей работе, выяснилось, что $E_f^{1-} < T_f$, причем разница выходит за пределы любых неопределенностей. Именно этого, как сейчас будет показано, следует ожидать в модели двугорбого барьера при $E_A > E_B$ (см. рис. 1, б).

Решение одномерной квазиклассической задачи о проницаемости двугорбого барьера показывает, что средняя проницаемость его такова, как если бы существовал только барьер А, т.е. положение наблюдаемого порога в сечении определяется более высоким из барьеров — А. Механизм возникновения анизотропии в этом случае, согласно Струтинскому и Бьорнхольму [3], состоит в следующем: преодолев первый барьер, ядро проводит во второй яме время, достаточное для того, чтобы "забыть" то значение K , с которым оно проходило первый барьер. Поэтому при $E_{fB}^{1-,0} < E < E_{fA}^{1-,0} < E_{fA}^{1-,1}$ ядра попадают во вторичную яму через канал Γ^- , θ на барьере А, поскольку это энергетически выгодно, а затем делятся, и угловое распределение определяется положением энергии возбуждения по отношению к каналам барьера В. В этом случае T_f (т.е. наблюдаемый по сечению порог деления), примерно совпадает с $E_{fA}^{1-,0}$ для барьера А (или несколько ниже этого порога), а максимумы отношений b/a и c/b примерно находятся при энергиях, равных $E_{fB}^{1-,0}$ и $E_{fB}^{2+,0}$ для барьера В (см. рис. 2 внизу). Экспериментальная картина вполне удовлетворительно соответствует такому описанию и из ее анализа получают следующие значения порогов:

	$E_{fB}^{2+,0}$	$E_{fB}^{1-,0}$	$T_f (\leq E_{fA}^{1-,0})$	Δ_{AB}
Th ²³²	5,7	5,9	5,9	0
U ²³⁸	<5,0	5,4	5,6	0,2
Pu ²³⁸	<5,2	5,4	6,1	0,7
Pu ²⁴⁰	<5,0	5,1	6,0	0,9
Pu ²⁴²	<5,0	5,2	6,1	0,9

$\Delta_{AB} = T_f - E_{fB}^{1-,0}$ увеличивается от тория к плутонию в согласии с предсказаниями работы [3]. Поскольку в большинстве случаев c/b монотонно растет с уменьшением энергии для $E_{fB}^{2+,0}$, определяемого по положению максимума этого отношения, в таблице приводятся верхние граничные значения.

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

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12 декабря 1968 г.

Литература

- [1] Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов, Л.Н.Усачев, С.П.Капица, Ю.М.Ципенюк. *Physics and Chemistry of Fission, I*, IAEA, Vienna, 1965, стр.135; *Phys. Lett.*, 26B, 218, 1968.
- [2] В.М.Струтинский. *Nucl. Phys.*, A95, 420, 1967.
- [3] В.М.Струтинский, С.Бьорнхольм. Докл. на Международ. симпозиуме по структуре ядра, Дубна, 1968.
- [4] О.Бор. Международ. конф. по мирному использованию атомной энергии (Женева 1955), Физматгиз, 1958, стр. 175.