

ДЕЛЕНИЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР U^{235}

*Н.Н.Гоним, В.К.Горюнов, Л.К.Козловский
Н.С.Работнов, Ю.Я.Стависский, Д.И.Тамбовцев*

В работе приведены результаты измерений угловой анизотропии осколков при делении ориентированных ядер U^{235} нейтронами тепловой энергии и $E_n = 10, 50, 80, 100$ и 150 кэв. Для энергий нейтронов $50, 80$ и 150 кэв измерена также анизотропия на неориентированных ядрах. Результаты экспериментов сравниваются с данными других авторов. Дана интерпретация наблюдаемых анизотропий в рамках существующих модельных представлений деления ядер.

Интересным методом изучения канальной структуры барьера деления являются исследования с ориентированными ядрами-мишени. Первые эксперименты такого типа были выполнены Даббсом, Робертсом и др. [1], они заключались в исследовании реакции (n, f) под действием тепловых нейтронов на ядрах U^{235} и U^{233} , выстроенных в монокристалле уранил-рубидиевого нитрата (УРН) за счет электрического квадрупольного взаимодействия сверхтонкой структуры [2]. В дальнейшем эксперименты были продолжены с использованием нейтронов резонансных энергий и анализом данных, полученных для многих резонансов [3]. В улучшенных условиях опыты такого рода были выполнены также Паттенденом и Постмой [4].

Все перечисленные случаи относятся к делению s -нейтронами в интервале энергий от 0 до 2 кэв. Представляет интерес исследовать деление ориентированных ядер U^{235} нейтронами более высоких энергий, когда сравнимый вклад в сечение образования составного ядра дают также и p -нейтроны. При делении неориентированных ядер в этой области наблюдается небольшая отрицательная анизотропия разлета ос-

колков [5, 6]. Изменения в кинематике реакции, вносимые ориентацией ядер мишени, должны дать дополнительную информацию о свойствах переходных состояний ядра U^{236} .

В настоящей работе приводятся результаты измерений анизотропии разлета осколков при делении ядер U^{235} , ориентированных в кристалле УРН, нейтронами с энергией 10 – 150 кэв, при температуре кристалла 0,2°К. Охлаждение образца производилось методом адиабатического размагничивания. Образец в виде пластинки толщиной ~ 1,5 – 2 мм, вырезанной из монокристалла на основе естественного урана с наросшим монокристаллическим слоем УРН с обогащенным ураном (90% U^{235}) толщиной ~ 1 мг/см² приклеивался к медному хладопроводу, имевшему тепловой контакт с блоком парамагнитной соли. Для намагничивания использовался сверхпроводящий соленоид. Температура подложки монокристалла измерялась угольным термометром сопротивления. Криостат, метод выращивания монокристаллов и приготовление образцов описаны более подробно в работе [7]. Источником нейтронов служила реакция $Li(p, n)$ на ускорителе КГ-2,5 ФЭИ. Энергия нейтронов и их энергетический разброс рассчитывались по измеренному превышению над порогом с учетом толщины мишени и конечных размеров образца и мишени по кинематическим соотношениям [8].

C – ось монокристалла, относительно которой наблюдается выстраивание ядер U^{235} , была ориентирована по направлению пучка нейтронов. Осколки деления регистрировались парой стекол, расположенных под углами "0" и "90°" к C -оси. После облучения стекла травились в растворе HF и следы осколков регистрировались под микроскопом. При обработке результатов вводились геометрические поправки на конечность размеров образца и детекторов, вычисленные в приближении равномерного распределения потока нейтронов по образцу и представления углового распределения осколков в виде $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta)$.

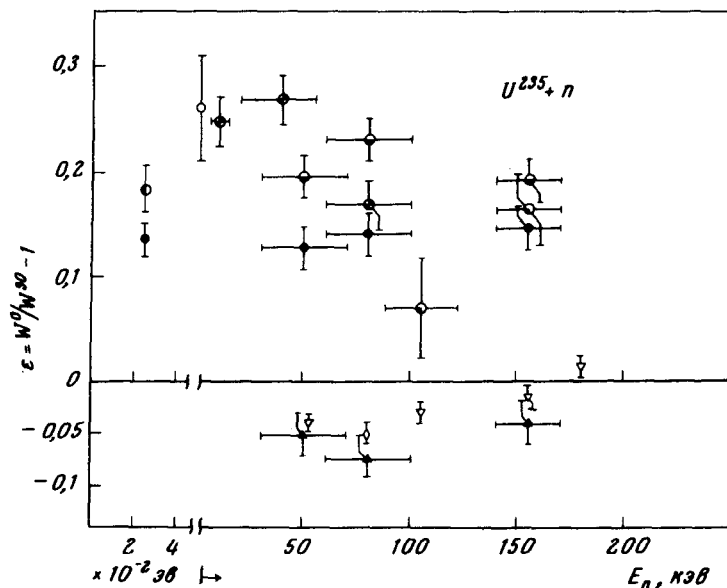
Результаты эксперимента представлены на рисунке. Измерения велись параллельно для выстроенных и не выстроенных ядер, и для ряда значений энергий в неизменных условиях эксперимента снималась также тепловая точка. Такой полный опыт позволяет получить как "эффект выстраивания", т. е. вклад, обусловленный выстроенностью ядер мишени, так и абсолютные значения анизотропий осколков на выстроенных ядрах мишени и не выстроенных. Эти три рода данных и представлены на рисунке.

Выражение для углового распределения осколков можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_f}{d\Omega}(E_n, T, \theta) = \\ = \frac{\pi^2}{4} \sum_{l, N=0, 2, 4, \dots, J, \pi} T_l^{j\pi}(E_n) \sum_k F_N^{j\pi k}(T) \gamma^{j\pi k}(E_n) P_n(\cos \theta) \end{aligned}$$

$T_l^{j\pi}(E_n)$ – коэффициенты нейтронной проницаемости, $\gamma^{j\pi k}$ – делимость составного ядра с заданными квантовыми числами: J – момент коли-

чества движения составного ядра, K – его проекция на направление деления, π – четность, $P_N(\cos \theta)$ – полином Лежандра. Вклад каждого парциального состояния $J^\pi K$ определяется значением соответствующего кинематического коэффициента $F_N^{J^\pi K}(T)$. Эти коэффициенты, рассчитанные для состояний положительной четности, образующихся при захвате ядром U^{235} ($J^\pi = 7^-/2$) р-нейтрона, приведены в таблице и являются удобной основой для обсуждения результатов измерений.



Полученные данные для невыстроенных ядер согласуются с результатами работ [5, 6], подтверждая наличие небольшой отрицательной анизотропии; для выстроенных же ядер анизотропия положительна и примерно постоянна. Данные таблицы показывают, что наиболее естественно оба эти факта можно объяснить, предположив, что деление состояний положительной четности при рассматриваемых энергиях проходит, главным образом, через коллективные переходные состояния $K^\pi = 0^+$. Поскольку при этом состояния с моментами $J^\pi = 3^+$ и 5^+ для данной полосы запрещены по четности, то анизотропия будет определяться конкуренцией вкладов состояний $J^\pi = 2^+$ и 4^+ . При наличии выстроенности ядер мишени оба эти состояния, как видно из таблицы, дают положительную анизотропию, а при отсутствии выстроенности состояние $J^\pi = 4^+$ – отрицательную, причем заметно большую по абсолютной величине, чем вклад состояния $J^\pi = 2^+$.

Кроме того оценки показывают, что анизотропия при делении ориентированных ядер оказывается более чувствительной по сравнению с анизотропией неориентированных ядер к изменению соотношения вкладов s- и p-волн. Поэтому ее величина может послужить критерием уточнения этого соотношения для рассматриваемой области энергий нейтронов.

Значения кинематических коэффициентов $F_2^{J\pi K}(T)$
 в отсутствие и при наличии выстроенности
 ядер мишени для состояний положительной четности
 образованных при захвате ядер $U^{235} (I_0^\pi = \frac{7^-}{2} p\text{-нейтронов})$

		Ядра мишени не выстроены	Ядра мишени выстроены ($T = 0, 2K$)
2 ⁺	0	+ 0,09	+ 0,166
	1	- 0,09	+ 0,166
	2	- 0,18	- 0,332
3 ⁺	0	Запрет по четности	
	1	- 0,44	+ 0,031
	2	0	0
	3	+ 0,733	- 0,052
4 ⁺	0	- 0,161	+ 0,233
	1	- 0,273	+ 0,395
	2	- 0,129	+ 0,186
	3	+ 0,113	- 0,163
	4	- 0,45	- 0,651
5 ⁺	0	Запрет по четности	
	1	+ 0,824	- 1,189
	2	+ 0,55	+ 0,794
	3	- 0,09	+ 0,132
	4	- 0,55	- 0,794
	5	- 1,374	- 1,983

В заключение считаем приятным долгом выразить признательность
 Г.Н.Смиренину за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
 6 августа 1974г.

Литература

- [1] L.D.Raberts, J.W.T.Dabbs, et al. Proceed. Intern. Conf. on Nucl. Struct., Kingston, 1960.
- [2] R.V.Pound. Phys. Rev., 76, 1410, 1949.
- [3] J.W.T.Dabbs et al. II IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 1969, SM-122/123.

- [4] N.J.Pattenden, H.Postma. Nucl. Phys., A-167, 225, 1971.
- [5] В.Г.Нестеров, Г.Н.Смиренкин. ЯФ, 4, 399, 1966.
- [6] Г.Н.Смиренкин, Д.Л.Шпак, Ю.Б.Остапенко, Б.И.Фурсов. Письма в ЖЭТФ, 11, 489, 1970.
- [7] Н.Н.Гонин, Л.К.Козловский, Д.И.Тамбовцев. ПТЭ, №1, 1974.
- [8] Физика быстрых нейтронов, Атомиздат, 1, 1963.
-