

С 341.3Г

ЛЯП

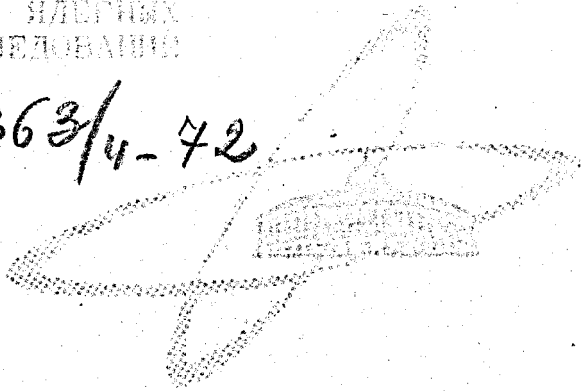
Г-19

СООБЩЕНИЕ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

P7 - 6466

Дубна

2363/ч-72



Ю.П.Гангрский, Нгуен Конг Кхань, Д.Д.Пулатов,  
Фам Зуи Хиен

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ  
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

1972

P7 - 6466

Ю.П.Гангрский, Нгуен Конг Кхань, Д.Д.Пулатов,  
Фам Зуи Хиен

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ  
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## Введение

В настоящее время основным источником сведений о свойствах спонтанно делящихся изомеров являются ядерные реакции, приводящие к образованию этих состояний. Исследования ядерных реакций, вызываемых различными частицами (от нейтронов малых энергий до тяжелых ионов), показали, что отношение сечений образования ядра в изомерном и основном состояниях (изомерное отношение) не зависит от вносимого в ядро момента <sup>/1/</sup>. В случае уровней обычной природы такое поведение изомерного отношения объяснялось бы малой разницей между спинами основного и изомерного состояний.

Однако в случае спонтанно делящихся изомеров, которые, по-видимому, характеризуются необычно высокой деформацией <sup>/2/</sup>, постоянное значение изомерного отношения может иметь другую причину. Действительно, если спонтанно делящийся изомер является нижним уровнем во второй потенциальной яме, расположенной при деформации в 2-2,5 раза больше равновесной <sup>/3/</sup>, то, как показано в работе <sup>/4/</sup>, изомерное отношение не зависит от момента образующегося в реакции составного ядра. Это объясняется тем, что радиационные переходы между уровнями разных потенциальных ям запрещены и заселение в реакции любого уровня, независимо от его спина, во второй потенциальной яме приводит

из двух полосок слюды шириной 7 мм, установленных полукругом на расстоянии 28 мм от оси пучка. Специальный экран исключал попадание на этот детектор осколков, летящих назад.

Осколки деления попадают на детектор Б, если ядро отдачи испытывает распад на расстоянии не более 1,5 см от мишени. В случае детектора А вероятность попадания осколков начинает быстро уменьшаться, когда ядро отдачи пролетает до распада более 2 см. Поскольку эти расстояния различны для детекторов А и Б, то отношение эффективностей регистрации осколков этими детекторами будет зависеть от периода полураспада образующегося в реакции спонтанно делящегося изомера и скорости ядра отдачи.

Эта зависимость, рассчитанная из известной геометрии опыта для ядер отдачи, вылетающих из толстой мишени, представлена на рис. 2. При изотропном распределении осколков отношение обнаруженных на детекторах А и Б треков должно совпадать с рассчитанным отношением эффективностей для этих детекторов. Различие измеренных и рассчитанных отношений будет свидетельствовать об анизотропии углового распределения осколков спонтанно делящихся изомеров.

Измерялось угловое распределение осколков спонтанно делящихся изомеров  $^{236}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 30$  нсек),  $^{237}\text{Pu}$  (80 нсек) и  $^{243}\text{Cm}$  (60 нсек), образующихся в реакциях  $^{235}\text{U}(\alpha, 3n)$ ,  $^{235}\text{U}(\alpha, 2n)$  и  $^{242}\text{Pu}(\alpha, 3n)$ . Мишени из  $^{235}\text{U}$  и  $^{242}\text{Pu}$  толщиной 0,2 мг/см<sup>2</sup> облучались пучком  $\alpha$ -частиц интенсивностью 1,0–1,5 мкА. Энергия  $\alpha$ -частиц составляла 33 Мэв при получении изомеров  $^{236}\text{Pu}$  и  $^{243}\text{Cm}$  и 28 Мэв при получении изомера  $^{237}\text{Pu}$ . Эти энергии соответствуют максимумам функций возбуждения реакций  $(\alpha, 3n)$  и  $(\alpha, 2n)$  /7,10/.

После облучения диэлектрические детекторы протравливались в концентрированной плавиковой кислоте в течение 3 часов и просматривались при помощи оптического микроскопа. Измеренное таким способом отноше-

ние треков на детекторах А и Б представлено на рис. 2 и в таблице. Из рис. 2 видно, что для изомера  $^{243}\text{Sm}$  измеренное отношение в пределах ошибок совпадает с рассчитанным, а для изомера  $^{237}\text{Pu}$  и в особенности для изомера  $^{236}\text{Pu}$  различие выходит за пределы ошибок эксперимента. В таблице приведены также коэффициенты анизотропии, полученные из измеренного отношения треков на детекторах А и Б и из рассчитанных эффективностей регистрации осколков этими детекторами.

### Обсуждение результатов

Рассмотрим, каким значениям спинов и их проекций на ось симметрии ядра могут соответствовать измеренные угловые распределения осколков деления. Если изомерное состояние характеризуется спином  $I$  и проекцией на ось симметрии ядра  $K$ , то угловое распределение осколков определяется формулой

$$W(\theta) = \sum_M f(M) |D_{MK}^I(\theta)|^2, \quad (1)$$

где  $D_{MK}^I(\theta)$  - обобщенная сферическая функция Вигнера,  $f(M)$  - функция распределения, описывающая ориентацию ядра в пространстве,  $M$  - проекция спина на выделенную ось, совпадающую с направлением пучка (рис. 3). Если спины всех ядер лежат в плоскости, перпендикулярной оси  $Z$ , т.е.  $f(M) = 1$  при  $M = 0$  и  $f(M) = 0$  при  $M \neq 0$ , то такой случай соответствует максимальной анизотропии в угловом распределении (примеры таких распределений при  $I = K = 2$  и  $I = K = 10$  приводятся на рис. 5). Если спины ядер хаотично распределены в пространстве, т.е.  $f(M) = 1$  при всех значениях  $M$ , то угловое распределение будет изотропным.

Для проведения конкретных расчетов формулу (1) удобно преобразовать в виде

Таблица

| Измер             | $T_{I/2}$<br>(нсек) | $\frac{\epsilon_A}{\epsilon_B}$                  | $\frac{N_A}{N_B}$ | $\frac{W(180^\circ)}{W(90^\circ)}$ |
|-------------------|---------------------|--------------------------------------------------|-------------------|------------------------------------|
| $^{236}\text{Pu}$ | 30                  | 4,4 $\begin{matrix} +0,35 \\ -0,80 \end{matrix}$ | 1,55 $\pm$ 0,20   | 0,35 $\pm$ 0,08                    |
| $^{237}\text{Pu}$ | 80                  | 5,2 $\begin{matrix} +0,1 \\ -0,1 \end{matrix}$   | 3,40 $\pm$ 0,75   | 0,65 $\pm$ 0,15                    |
| $^{243}\text{Cm}$ | 60                  | 5,0 $\begin{matrix} +0,20 \\ -0,35 \end{matrix}$ | 5,6 $\pm$ 1,0     | 1,1 $\pm$ 0,2                      |

$$W(\theta) = \sum_{\nu=0}^{2I} A_{\nu} P_{\nu}(\cos \theta), \quad (2)$$

$$A_{\nu} = \sum_M f(M) C(II\nu, M-M) C(II\nu, K-K) (-1)^{K-M}, \quad (3)$$

где  $P_{\nu}(\cos \theta)$  - полином Лежандра,  $C$  - коэффициент Клебша-Гордона.

Расчет функции распределения  $f(M)$  можно формально разделить на три этапа: образование составного ядра, испарение нейтронов и испускание каскада  $\gamma$ -квантов. Спин составного ядра равен сумме орбитального момента налетающей  $\alpha$ -частицы (его направление ориентировано) и спина ядра мишени, хаотически ориентированного в пространстве.

Зависимость сечения взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядром от их орбитального момента рассчитывалась на основании оптической модели с потенциалом параболической формы /11/. При расчете спектра нейтронов предполагалось, что вероятность вылета из ядра нейтрона с данным моментом определяется плотностью конечных состояний и сечением обратной реакции. Использовалась зависимость сечения взаимодействия нейтронов с ядром (энергия нейтронов выбиралась равной удвоенной температуре ядра) от их орбитального момента, приведенная в работе /12/, а также плотность уровней в модели ферми-газа /13/.

В расчете каскада  $\gamma$ -квантов рассматривались только дипольные  $\gamma$ -переходы, а метод расчета был аналогичен используемому при вычислении изомерных отношений /14/. Оказалось, что распределение по проекциям спина на ось  $Z$  (функция  $f(M)$ ) слабо зависит от числа  $\gamma$ -переходов.

В качестве примера на рис. 4 приводятся результаты расчета реакции  $^{235}\text{U}(\alpha, 3n)^{236}\text{Pu}$  при энергии  $\alpha$ -частиц 33 Мэв. Показано распределение ядер по величине спина -  $f(I)$  и проекции на ось  $Z$  -  $f(M)$  на всех трех указанных выше этапах реакции. Спин ядра ми-

шени  $7/2$ , а в качестве спина конечного ядра были выбраны значения 2,6 и 10. Видно, что ориентация сохраняется тем лучше, чем больше спин конечного ядра.

На рис. 5 представлены угловые распределения осколков, полученные с помощью формулы (3) при использовании рассчитанной по описанному методу функции  $f(M)$ . Из рис. 5 видно, что величина анизотропии сильно зависит от значения спина, а знак анизотропии определяется соотношением между величиной спина и его проекции на ось симметрии ядра.

Однако при количественных оценках величины спина необходимо принимать во внимание влияние внеядерных возмущений на угловое распределение осколков. Ядро отдачи вылетает из мишени частично ионизированным, и вакансии в электронной оболочке являются источником достаточно сильного и хаотически направленного магнитного поля, которое взаимодействует с магнитным моментом изомерного состояния. В предельном случае, когда ларморовская частота прецессии в результате такого взаимодействия значительно больше постоянной распада изомерного уровня, значения коэффициентов  $A_\nu$  в формуле (3) принимают вид <sup>15/</sup>

$$A'_\nu = \frac{A_\nu}{2\nu + 1} \quad (4)$$

В этом случае угловые распределения (рис. 5) характеризуются значительно меньшей анизотропией.

Поскольку нет достоверных сведений о величине магнитного поля в частично ионизированном атоме, то измеренные в наших опытах: угловые распределения осколков не позволяют сделать однозначного вывода о значениях спинов спонтанно делящихся изомеров. Можно лишь отметить, что спонтанно делящиеся изомеры  $^{237}\text{Pu}$  и  $^{236}\text{Pu}$  имеют больший спин, чем  $^{243}\text{Cm}$ , и направление спина совпадает с осью симметрии ядра. Измерение углового распределения осколков в таких условиях, когда



внеядерное магнитное поле мало или известно (например, при вбивании ядер отдачи в определенные материалы), позволит получить более определенные сведения о величине спина спонтанно делящихся изомеров.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову за постоянный интерес к работе, В.С.Алфееву за обеспечение бесперебойной работы циклотрона У-200, К.И.Меркиной и А.И.Сергеевой за просмотр диэлектрических детекторов.

### Литература

1. Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский и др. ЯФ 9, 17 (1967).
2. Г.Н. Флеров, В.А. Друин. ОИЯИ, Р-2539, Дубна, 1966.
3. V.M. Strutinsky. Nucl.Phys., A95, 420 (1967).
4. X. Юнгклауссен. ЯФ, 7, 83 (1968).
5. P.A.Russo, R.Vandenbosch, M.Mehta, I.R.Tesmer, K.L.Wolf. Phys.Rev., C3, 1595 (1971).
6. I.K.Temmerley, I.A.Morrissey, S.L.Bacharach. Nucl.Phys., A175, 433 (1971).
7. H.C.Britt, S.C.Burnett, B.H.Erkkila, I.E.Linn, W.E.Stein. Phys.Rev., C4, 1444 (1971).
8. H.Ejiri, M.Ishihara, M.Sakai, K.Katori, T.Inamura. Phys.Lett., 18, 314 (1965).
9. R.M.Diamond, E.Mattias, I.O.Newton, F.S.Stephens. Phys.Rev.Lett., 16, 1205 (1966).
10. Ю.П. Гангрский, Нгуен Конг Кхань, Д.Д. Пулатов. ОИЯИ, Р7-6286, Дубна, 1972.
11. I.R.Huizenga, G.Igo. Nucl.Phys., 29, 462 (1962).
12. G.S.Mani, M.A.Melkanoff, I.Iori. CEA Rapport, Saclay(1963).
13. I.M.Lang, K.I.Le Couteur. Proc.Phys.Soc., A67, 586 (1954).

14. I.R. Huizenga, R.Vandenbosch. Phys.Rev., 120, 1305 (1960).  
15. Р.М. Стеффен, Г. Фраунфельдер. Возмущенные угловые корреляции.  
Атомиздат, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 мая 1972 года.

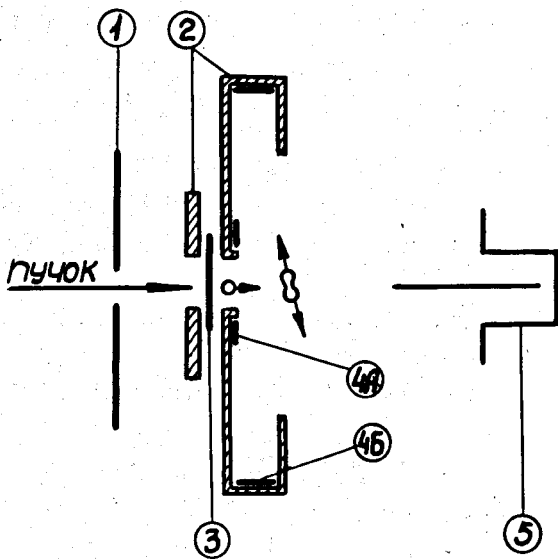


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - коллиматор, 2 - кассета, 3 - мишень, 4 - диэлектрические детекторы, 5 - цилиндр Фарадея.

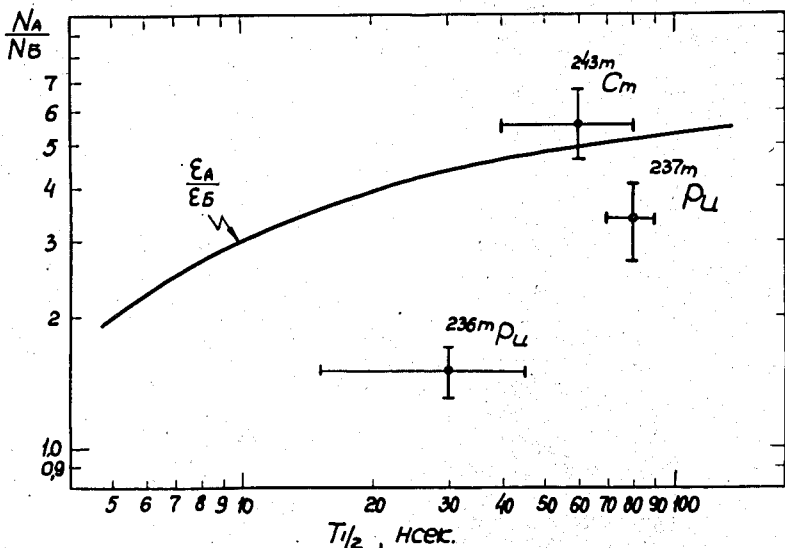


Рис. 2. Зависимость отношения эффективностей регистрации осколков деления детекторами А и Б ( $\epsilon_A / \epsilon_B$ ) от периода полураспада спонтанно делящегося изомера ( $T_{1/2}$ ) - сплошная кривая. Отношения числа треков, зарегистрированных на детекторах А и Б ( $N_A / N_B$ ) при делении изомеров  $^{236}\text{Pu}$ ,  $^{237}\text{Pu}$  и  $^{243}\text{Cm}$ .

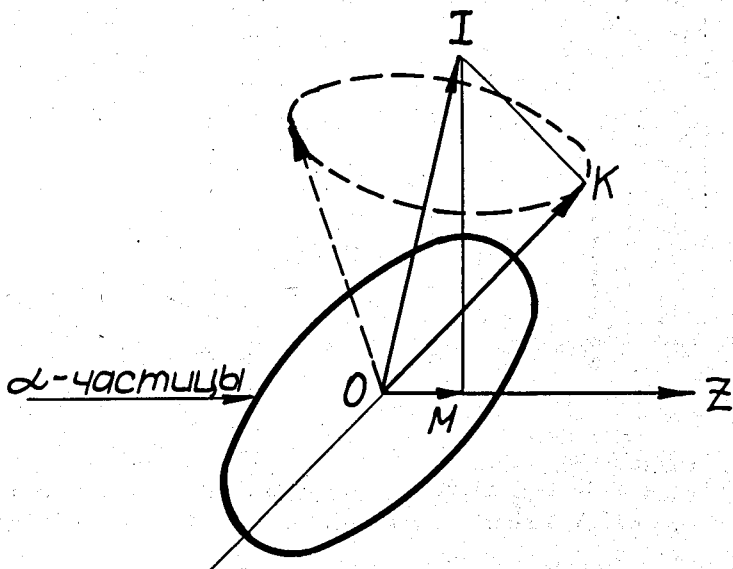


Рис. 3. Схема угловых моментов составного ядра.

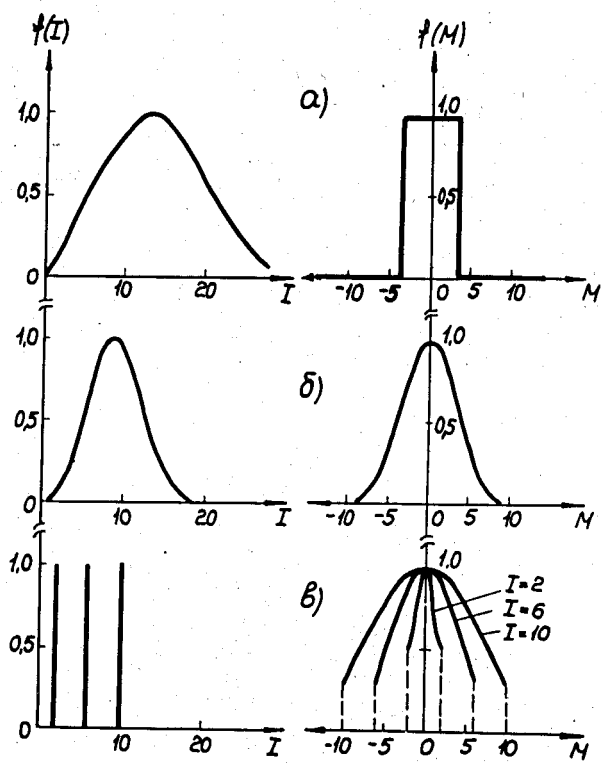


Рис. 4. Рассчитанные для реакции  $^{235}\text{U} (\alpha, 3n) ^{236}\text{Pu}$  распределения ядер по величине спина  $-f(I)$  и проекции спина на ось  $Z - f(M)$  для составного ядра (а), после испускания трех нейтронов (б) и для конечного ядра (в).

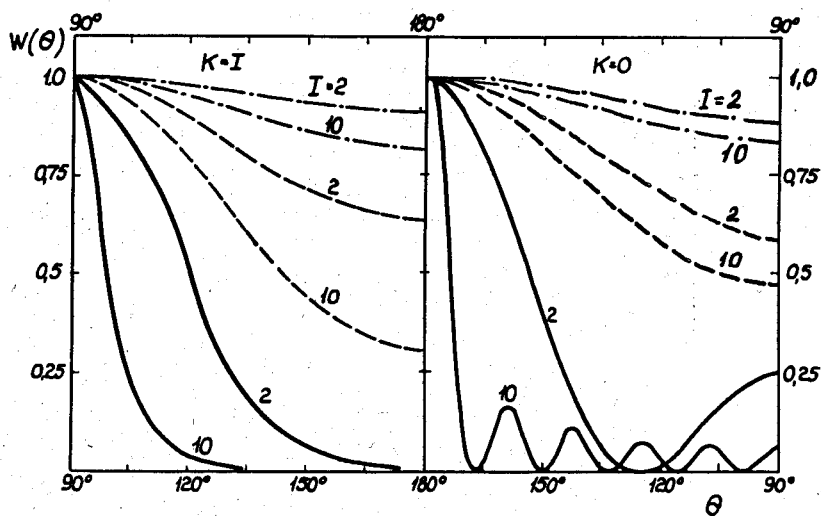


Рис. 5. Рассчитанные угловые распределения осколков при различных значениях  $I$  и  $K$  для ориентированного ядра (сплошные кривые), после испускания нейтронов и  $\gamma$ -квантов (пунктир) и при учете сильного внеядерного магнитного поля (штрих-пунктир).