

SU8803235

А.Л. Барабанов, Д.П. Гречухин

ИАЭ-4415/2

**ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР
БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ**

Москва - ЦНИИатоминформ — 1987

РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЗ

1. Общая, теоретическая и математическая физика
2. Ядерная физика

3. Общие проблемы ядерной энергетики
4. Физика и техника ядерных реакторов
5. Методы и программы расчета ядерных реакторов

6. Теоретическая физика плазмы
7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез
8. Проблемы теорядерного реактора

9. Физика конденсированного состояния вещества
10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость
11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение

12. Атомная и молекулярная физика
13. Химия и химическая технология

14. Приборы и техника эксперимента
15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных
16. Вычислительная математика и техника

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЗ.

**Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова**

А.Л. Барабанов, Д.П. Гречухин

**ОБ УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР
БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ**

**Москва
1987**

Ключевые слова: деление, нейтроны, угловое распределение, ориентация ядра, статистическая модель.

Проведена оценка амплитуд квадрупольной и гексадекаполюсной составляющих углового распределения осколков деления ядер нейтронами с энергиями $E_n \leq 6$ МэВ. Выявлена устойчивость этих амплитуд к вариациям оптических коэффициентов проницаемости для нейтронов. Показано, что отношение этих амплитуд, а также характер их зависимости от степени ориентации ядер мишени чувствительны к виду распределения вероятности деления по проекции К спина J делящегося ядра на ось разлета осколков. Эта чувствительность может быть использована для проверки статистической модели формирования анизотропии углового распределения осколков.

Редактор О.В. Базанова
Технический редактор Н.А. Матькова
Корректор Л.В. Пономарева

Подписано в печать 5.03.87. Т-09316 Формат 60x90 16
Печать офсетная. Усл.печ.л. 1.3. Уч.-изд.л. 1.1
Тираж 164. Цена 15 коп. Заказ 196. Индекс 3624

Подготовлено к изданию и отпечатано
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

1. Угловое распределение осколков деления ядер несет информацию о распределении $\beta_K(J)$ вероятности деления по проекции K спина J на ось разлета осколков. Широко распространены модельные представления О. Бора [1] о формировании распределения $\beta_K(J)$ на барьере, обобщенные в [2, 3] на случай, когда энергия возбуждения делящегося ядра намного превышает барьер деления. Статистический подход [2, 3] связывает распределение $\beta_K(J)$ с характеристиками сильнодеформированного ядра:

$$\beta_K(J) \sim \exp(-K^2/2K_0^2), \quad (1)$$

где $K_0^2 = T_c / [(1/J_{\parallel} - 1/J_{\perp}) \hbar^2]$, T_c — температура делящегося ядра, J_{\parallel} и J_{\perp} — моменты инерции ядра на барьере относительно осей, параллельной и перпендикулярной оси деформации. Представляет интерес проверка статистической гипотезы, основанной на термодинамическом подходе к описанию процесса формирования углового распределения. Вопрос о такой проверке на качественном уровне обсуждался, к примеру, в [4], где предлагалось исследовать суммарный спин осколков как функцию угла вылета осколков относительно оси ориентации.

В данной работе на примере деления ядер актиноидов нейтронами с энергиями $E_n \lesssim 6$ МэВ, т.е. допороговыми по отношению к реакции $(n, n'f)$, обсуждаются иные способы проверки статистической гипотезы. Первый способ основан на разложении углового распределения в ряд по полиномам Лежандра

$$W(\vec{n}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{Q=0,2,\dots} \lambda_Q P_Q(\cos \theta_{\vec{n}}) \quad (2)$$

и последовательном измерении амплитуд $\lambda_2, \lambda_4, \dots$ ($\lambda_0 = 1$). В амплитуду λ_2 входят лишь вторые моменты $\langle K^2 \rangle_J = \sum_K K^2 \beta_K(J)$ функций распределения $\beta_K(J)$, в амплитуду λ_4 — вторые и четвертые моменты $\langle K^2 \rangle_J$ и $\langle K^4 \rangle_J$ и т.д. (см. [5, 6]). Любое отличное от статистического распределения (1) модельное распределение $\beta_K(J)$ может быть выбрано таким, что вторые моменты $\langle K^2 \rangle_J$ статистического и модельного распределений совпадут, но при этом неизбежно разойдутся моменты

более высоких рангов: $\langle K^4 \rangle_J, \langle K^6 \rangle_J \dots$. Это означает, что отношения $\lambda_4/\lambda_2, \lambda_6/\lambda_2 \dots$ должны быть чувствительны к виду распределений $\beta_K(J)$.

Второй способ состоит в измерении угловой анизотропии разлета осколков $\alpha = W(0)/W(90^\circ)$ (или лучше амплитуд $\lambda_2, \lambda_4 \dots$) при различных степенях ориентации ядер мишени. Здесь используется то обстоятельство, что наблюдаемое угловое распределение $W(\theta)$ является суммой парциальных угловых распределений $W(J^\pi, \theta)$ осколков деления возбуждающихся компаунд-состояний со спинами J и четностями π . Соответственно входящие в (2) амплитуды λ_Q представляются в виде (см. [6])

$$\lambda_Q = (2Q + 1) \sum_{J\pi} P(J^\pi) \alpha_Q(J^\pi) \tau_{Q0}(J^\pi), \quad (3)$$

где $P(J^\pi)$ – вероятности прохождения реакции деления через данные J^π -состояния; $\alpha_Q(J^\pi)$ – коэффициенты, связанные с распределениями $\beta_K(J^\pi)$:

$$\alpha_Q(J^\pi) = \sum_K C_{JKQ0}^{JK} \beta_K(J^\pi). \quad (4)$$

$\tau_{Q0}(J^\pi)$ – спин-тензоры ориентации компаунд-состояний. Видом распределения $\beta_K(J^\pi)$ определяется J^π -зависимость коэффициентов $\alpha_Q(J^\pi)$. Поскольку вариация ориентации ядер влечет за собой изменение J^π -зависимости вероятностей $P(J^\pi)$ и спин-тензоров $\tau_{Q0}(J^\pi)$, амплитуды λ_Q , рассматриваемые как функции степени ориентации ядер мишени, должны быть чувствительны к виду распределений $\beta_K(J^\pi)$.

С целью демонстрации чувствительности амплитуд $\lambda_2, \lambda_4 \dots$ к форме $\beta_K(J)$ для контраста со статистическим распределением (1) мы взяли распределение типа фермиевской ступеньки с размытым краем:

$$\beta_K(J) \sim [1 + \exp((K^2 - K_1^2)/a)]^{-1}. \quad (5)$$

Это распределение не является нереалистическим. В его обоснование можно привести соображения, ранее обсуждавшиеся в [7]. Допустим, что существует механизм, ограничивающий значения суммарного спина осколков F значением $F_0 < J$. Поскольку K является проекцией на ось разлета осколков не только полного момента J , но и суммарного спина F (орбитальный момент осколков L перпендикулярен оси разлета), то $K \leq F_0$. Допустим, что все кинематически возможные K равновероятны. Тогда, полагая $K_1 = F_0$ и вводя параметр размытости края a , мы

получаем распределение (5). Проблема распределения по суммарным спином F и проекциям K есть проблема динамики процесса деления. Статистическое распределение возникает как результат модельных допущений о характере процесса. Оно привлекательно с многих позиций, но в его реальности нужно еще убедиться на эксперименте.

2. При захвате ядром мишени со спином I и четностью π_0 нейтрона с орбитальным моментом l и полным моментом j возбуждаются компаунд-состояния с моментами $|| - j| \leq J \leq I + j$ и четностями $\pi = \pi_0 (-1)^l$. При столкновении неориентированных ядер с неполяризованными нейтронами ориентация делящихся компаунд-ядер полностью определяется динамикой захвата парциальных нейтронных волн. При ориентации ядер мишени происходит перераспределение вкладов (l, j) -волн с изменением ориентации компаунд-ядер.

Ориентация ансамбля ядер со спином I задается спин-тензорами

$$\tau_{Nn}(I) = \sum_{\mu\mu'} C_{I\mu Nn}^{l\mu'} \rho_{\mu\mu'}(I), \quad \tau_{00}(I) = 1, \quad (6)$$

где $\rho_{\mu\mu'}(I)$ – матрица плотности по состояниям с проекциями μ спина I на ось Z . Если ось Z совпадает с осью аксиальной симметрии системы (осью ориентации), то $\tau_{Nn}(I) = \tau_{N0}(I) \delta_{\mu\mu'}$.

Ось Z выберем вдоль направления \vec{k} импульса падающих нейтронов. Тогда разложение (2) для углового распределения имеет место, если ось ориентации ядер мишени также совпадает с направлением \vec{k} (либо если ориентация отсутствует).

Вероятности $P(J^\pi)$ и спин-тензоры $\tau_{Q_0}(J^\pi)$ определяются квадратами модулей амплитуд образования J^π -состояний $T_{lj}^{J^\pi}$ при захвате ядрами мишени нейтронов с орбитальными моментами l и полными моментами j , а $P(J^\pi)$ – кроме того, еще вероятностями $\gamma^l(J^\pi)$ распада компаунд-состояний путем деления (см. [6]):

$$P(J^\pi) = \gamma^l(J^\pi) \sum_{lj} T_{lj}^{J^\pi} S_{00}(lljJ) / \left(\sum_{J^\pi} \gamma^l(J^\pi) \sum_{lj} T_{lj}^{J^\pi} S_{00}(lljJ) \right), \quad (7)$$

$$\tau_{Q_0}(J^\pi) = \sum_{lj} T_{lj}^{J^\pi} S_{Q_0}(lljJ) / \sum_{lj} T_{lj}^{J^\pi} S_{00}(lljJ). \quad (8)$$

В (7), (8) входят кинематические коэффициенты

$$S_{Q_0}(lljJ) = \sum_N \tau_{N0}(I) U_{N0}(lljJ), \quad (9)$$

$$U_{N_0 n}(I|j) = \pi \varepsilon_j ((2N+1)(2J+1)(2I+1)(2j+1))^{1/2} \times$$

$$\times \sum_{\lambda} (2\lambda+1) C_{\lambda_0 0 0}^{N_0} C_{I_0 \lambda_0}^{j_0} u\left(\frac{1}{2} I \lambda, j\right) \begin{Bmatrix} J & j & I \\ Q & \lambda & N \end{Bmatrix}. \quad (10)$$

где $\varepsilon_j = (2J+1)/[2(2I+1)]$, $u(abcd, ef)$ – нормированная функция Рака [8].

Зависимость $\gamma^l(J^n)$ от J^n мы всюду, как обычно, пренебрегаем.

В качестве коэффициентов $T_{Ij}^{J^n}$ нами были взяты не зависящие от J^n оптические коэффициенты проницаемости T_{Ij} .

3. Отношения λ_0/λ_2 были нами рассчитаны для деления неориентированных ядер ^{231}Pa , ^{233}U , ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{241}Am нейтронами с энергиями $E_n = 1 \div 6$ МэВ. Для статистического распределения $\beta_K(J^n)$ (1) в обычной области изменения параметра K_0^2 ($W(0)/W(90^\circ) = 1,05 \div 1,25$) характерно быстрое убывание амплитуд λ_Q с ростом Q ($\lambda_2 \sim 0,1$, $\lambda_4 \sim 0,01$, $\lambda_6 \sim 0,001 \dots$). Этот результат является следствием быстрого убывания коэффициентов $a_Q(J)$ (4) с ростом Q ввиду плавности распределения (1). Аналогичная картина имеет место для модельного распределения $\beta_K(J^n)$ (5) для достаточно больших значений параметра размытости края $a \geq 5$. Если распределение (5) имеет резкий ступенчатый характер ($a = 1$), в разумной области изменения параметра K_1^2 амплитуды $\lambda_6, \lambda_8 \dots$, как и λ_4 , могут достигать значений $\sim 0,01$. Мы ограничились исследованием чувствительности углового распределения лишь к распределениям $\beta_K(J^n)$, имеющим плавный характер. Соответственно мы ограничились анализом лишь квадрупольной (λ_2) и гексадекапольной (λ_4) составляющих углового распределения.

Основным вопросом является устойчивость углового распределения осколков к виду приемлемого оптического потенциала, т.е. к вариациям параметров входного канала реакции (n, f) в допустимых данных опыта пределах. Для оценки такой устойчивости нами были проведены расчеты для ^{235}U с четырьмя существенно отличающимися друг от друга оптическими потенциалами [9 – 12]. Потенциалы [9, 11] относятся к числу "глобальных" потенциалов, используемых в широком интервале массовых чисел ($A = 100 \div 250$) ядер-мишеней для энергий налетающих нейтронов $E_n < 10$ МэВ. Потенциалы [10, 12] рекомендованы соответственно в [13] для ^{238}U при $E_n < 1,5$ МэВ и в [14] для ядер актиноидов при $E_n < 10$ МэВ, как хорошо воспроизводящие нейтрон-

ные полные и упругие дифференциальные сечения: σ_{tot} и $d\sigma_{\text{cs}}/d\Omega_{\text{н}}$. Параметры потенциалов [9, 10] не зависят от энергии. Потенциалы [9, 11, 12] обладают поверхностным поглощением, потенциал [10] — объемным поглощением. На рис. 1 приведены рассчитанные с потенциалами [9 - 12] сечение образования составного ядра σ_c и полное сечение

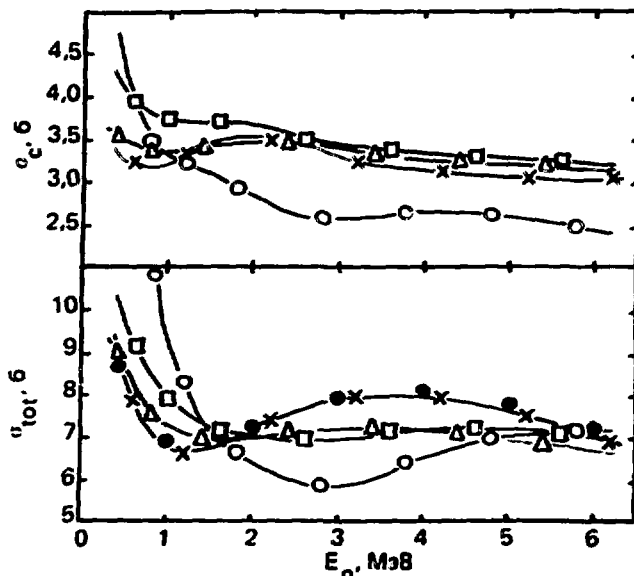


Рис. 1. Сечение образования составного ядра σ_c и полное сечение взаимодействия σ_{tot} ядер ^{235}U с нейтронами с энергиями E_n , рассчитанные с оптическими потенциалами [9, 10, 11, 12] (□, Δ, ○, × соответственно); ● — экспериментальные данные [15]

взаимодействия σ_{tot} для ядер ^{235}U при $E_n = 1 \div 6$ МэВ. На рис. 2 представлены результаты расчета амплитуд λ_2 и λ_4 для ^{235}U в рамках статистической гипотезы (1) с потенциалами [9 - 12] в виде однопараметрических кривых (в зависимости от K_0^2) на плоскости (λ_4, λ_2) при $E_n = 2, 3, 5$ МэВ. На рис. 2 вынесены линии

$$\lambda_2 = \frac{2(\alpha_0 - 1)}{\alpha_0 + 2} - \frac{8 - 3\alpha_0}{4(\alpha_0 + 2)} \lambda_4. \quad (11)$$

отвечающие постоянным значениям угловой анизотропии $\alpha_0 = W(0)/W(90^\circ)$. Уравнение (11) получено в допущении, что в угловом распределении помимо изотропной имеются лишь квадрупольная и гексадекапольная составляющие. Видно, что полученные кривые в целом весьма устойчивы к параметрам оптического потенциала, причем вариации последних компенсируются изменениями параметра K_0^2 .

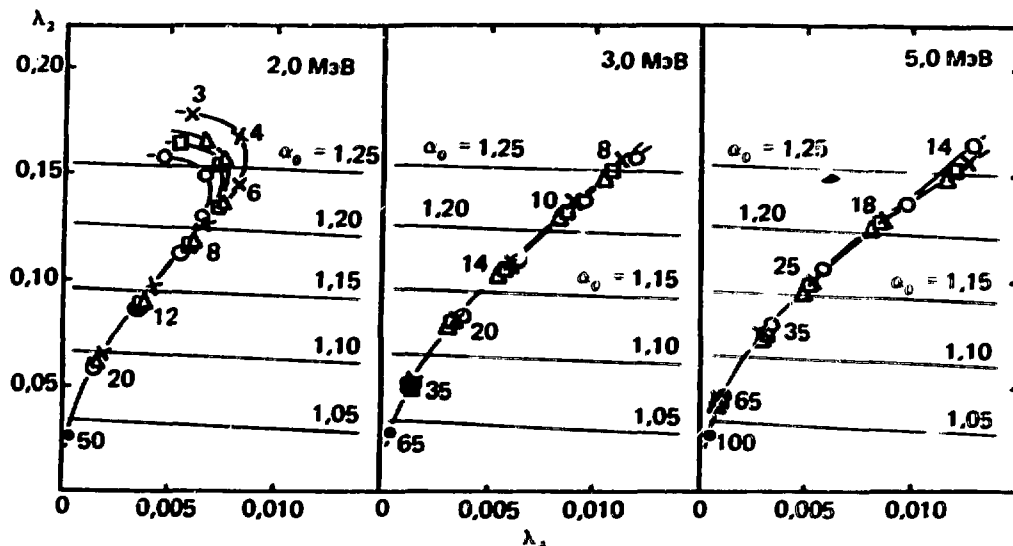


Рис. 2. Амплитуды λ_2 и λ_4 квадрупольной и гексадекапольной составляющих углового распределения осколков деления неориентированных ядер ^{235}U нейтронами с энергиями 2,0, 3,0 и 5,0 МэВ, рассчитанные со статистическим распределением $\beta_K(J^\pi)$ (1) как функции K_0^2 с оптическими потенциалами [9 - 12]. $\circ, \Delta, \square, \times$ - результаты расчетов λ_2 и λ_4 [9, 10, 11, 12] для фиксированных значений K_0^2 (цифры у значков). Значения α_0 отвечают линиям постоянной анизотропии (формула (1))

Устойчивость расчетного углового распределения осколков к параметрам T_{ij} входного (нейтронного) канала означает, что в экспериментах по измерению угловых распределений осколков может быть получена надежная информация о функциональном виде распределений $\beta_K(J^\pi)$ в выходных (делительных) каналах.

Другим следствием устойчивости λ_Q и T_{ij} является близость кривых на плоскости (λ_4, λ_2) (рис. 2) для ядер-мишеней с одинаковыми спинами I при фиксированной E_n . Близость коэффициентов проникаемости T_{ij} для ядер ^{233}U , ^{237}Np и ^{241}Am ($I = 5/2$) демонстрируется на рис. 3 сравнением рассчитанных с потенциалом [12] сечений σ_c и σ_{tot} при $E_n = 1 \div 6$ МэВ. Полученный разброс σ_c и σ_{tot} заметно меньше разброса, полученного с различными оптическими потенциалами (см. рис. 1). Зависимость углового распределения (амплитуд λ_Q) от спина I ядер-мишеней определяется зависимостью спектра возбуждаемых J^π -состояний и кинематических коэффициентов $S_{Q_0}(IjJ)$ (9) от I .

Для исследования чувствительности угловых распределений к виду $\beta_K(J^\pi)$ в зависимости от спина I ядер-мишеней и энергии E_n нейтронов

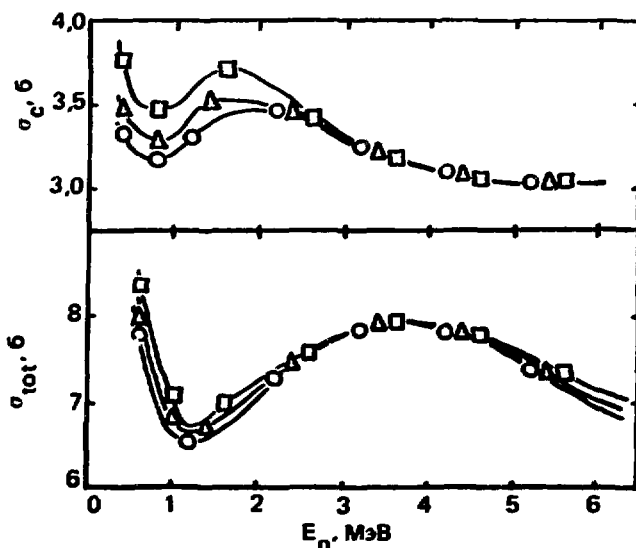


Рис. 3. Сечения образования составного ядра σ_c и полные сечения взаимодействия σ_{tot} ядер ^{233}U (○), ^{237}Np (△) и ^{241}Am (□) с нейтронами с энергиями E_n , рассчитанные с оптическим потенциалом [12]

нами были проведены расчеты λ_2, λ_4 для статистического (1) и модельного (5) распределений $\beta_K(J^\pi)$ для ядер ^{238}Pu ($I=0$), ^{239}Pu ($I=1/2$), ^{231}Pa ($I=3/2$), ^{233}U ($I=5/2$), ^{235}U ($I=7/2$) при $E_n=2,0$ и $5,2$ МэВ с потенциалом [12]. Параметр размытости края модельного распределения (5) варьировался: $a=5$ и 10 . Результаты расчетов представлены на рис. 4 в виде однопараметрических кривых на плоскости (λ_4, λ_2) в зависимости от K_0^2 для распределения (1) и K_1^2 для (5). Отметим замечательную стабильность кривых, отвечающих статистическому распределению (1): эти кривые нигде не выходят за положительный квадрант плоскости (λ_4, λ_2) . Видно, что условия для исследования функционального вида распределений $\beta_K(J^\pi)$ улучшаются с уменьшением спина I . Необходимо, однако, иметь в виду, что расчеты проводились лишь с плавными распределениями $\beta_K(J^\pi)$ (1) (статистическое распределение) и (5) (распределение типа фермиевской ступеньки с размытым краем). Для уверенного выделения гексадекапольной составляющей углового распределения и проверки статистической гипотезы (1) по величине λ_4/λ_2 необходима точность в определении λ_2, λ_4 на уровне $\sim 0,1 \div 0,3\%$.

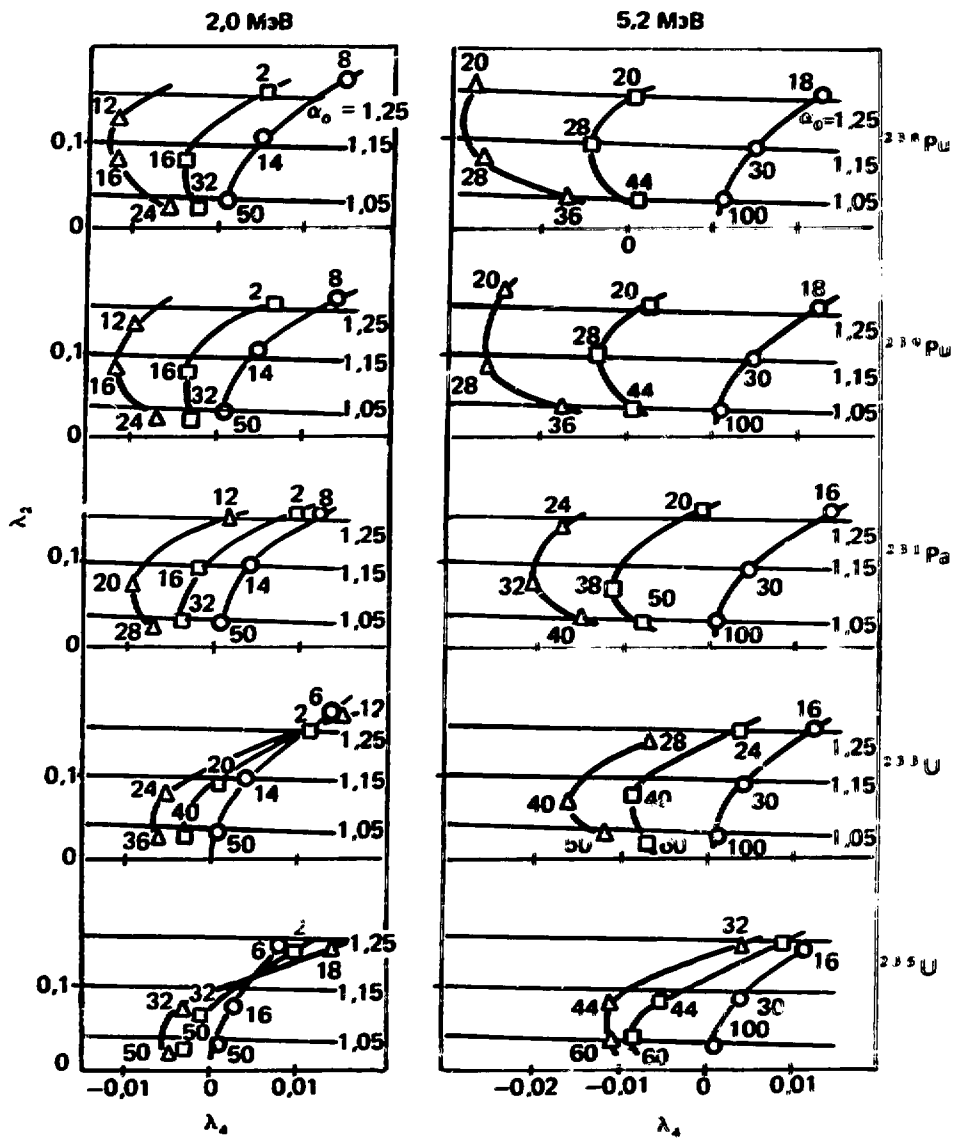


Рис. 4. Амплитуды λ_2 и λ_4 квадрупольной и гексадекапольной составляющих углового распределения осколков деления несрентрированных ядер ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{231}Pa , ^{233}U и ^{235}U нейтронами с энергиями 2,0 и 5,2 МэВ, рассчитанные со статистическим (формула (1)) (\circ) и модельными (формула (5)) с $\alpha = 5$ (Δ) и 10 (\square) распределениями $\beta_K(J^\pi)$ как функции K_0^2 и K_1^2 соответственно с потенциалом [12]. Шифры у значков - значения K_0^2 и K_1^2 .

Имеющаяся на сегодняшний день информация по угловой анизотропии α_0 разлета осколков деления неориентированных ядер-мишеней со спинами $I = 0, 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ нейтронами с энергиями, близкими к $E_n = 2,0$ и $5,2$ МэВ, частично суммирована в табл. 1. Для ядер ^{227}Ac , ^{230}Th , ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U с относительно высокими барьерами деления значения α_0 , отвечающие энергии нейтронов $E_n = 2,0$ МэВ, не приведены, поскольку при данной E_n энергии возбуждения указанных ядер не намного превышают барьер деления, так что статистический механизм формирования угловой анизотропии заведомо не работает (и вообще

Таблица 1. Сводка экспериментальных данных по угловой анизотропии $\alpha_0 = W(0)/W(90^\circ)$ разлета осколков деления неориентированных ядер актиноидов нейтронами

I	Ядро	Источник	$\alpha_0(E_n \pm \Delta E_n)$	
			$E_n \sim 2,0$ МэВ	$E_n \sim 5,2$ МэВ
0	^{230}Th	[16]	—	$1,08 \pm 0,06 (5,0 \pm 0,2)$
	^{232}Th	[17]	—	$1,21 \pm 0,04 (5,09 \pm 0,11)$
		[18]	—	$1,15 \pm 0,02 (5,23 \pm 0,10)$
	^{236}U	[16]	—	$1,24 \pm 0,04 (5,0 \pm 0,2)$
	^{238}U	[17]	—	$1,20 \pm 0,02 (5,04 \pm 0,10)$
		[19]	—	$1,17 \pm 0,03 (5,19 \pm 0,10)$
	^{238}Pu	[20]	$1,128 \pm 0,012 (2,00 \pm 0,05)$	$1,142 \pm 0,014 (5,07 \pm 0,05)$
		[21]	$1,14 \pm 0,02 (1,96 \pm 0,06)$	—
	^{240}Pu	[22]	$1,175 \pm 0,017 (2,0 \pm 0,1)$	$1,174 \pm 0,029 (5,0 \pm 0,2)$
	^{242}Pu	[21]	$1,27 \pm 0,02 (1,96 \pm 0,06)$	—
1/2		[22]	$1,178 \pm 0,028 (2,0 \pm 0,1)$	$1,168 \pm 0,043 (5,0 \pm 0,2)$
	^{239}Pu	[16]	$1,10 \pm 0,02 (2,0 \pm 0,1)$	$1,10 \pm 0,02 (5,32 \pm 0,05)$
3/2		[23]	$1,122 \pm 0,014 (1,95 \pm 0,05)$	$1,152 \pm 0,008 (5,25 \pm 0,05)$
	^{227}Ac	[24]	—	$1,33 \pm 0,19 (4,5 \pm 0,17)$
5/2	^{233}U	[25]	—	$1,142 \pm 0,013 (5,02 \pm 0,18)$
		[16]	$1,17 \pm 0,02 (2,0 \pm 0,1)$	$1,15 \pm 0,03 (5,0 \pm 0,2)$
		[26]	$1,19 \pm 0,02 (1,95 \pm 0,05)$	—
	^{237}Np	[16]	$1,13 \pm 0,02 (2,0 \pm 0,1)$	$1,16 \pm 0,01 (5,0 \pm 0,2)$
		[27]	$1,145 \pm 0,018 (1,95 \pm 0,05)$	$1,187 \pm 0,015 (5,25 \pm 0,05)$
	^{241}Pu	[22]	$1,189 \pm 0,027 (2,0 \pm 0,1)$	$1,136 \pm 0,049 (5,5 \pm 0,16)$
7/2	^{241}Am	[21]	$1,06 \pm 0,02 (1,96 \pm 0,06)$	—
		[27]	$1,101 \pm 0,010 (1,95 \pm 0,05)$	$1,139 \pm 0,023 (5,25 \pm 0,05)$
7/2	^{235}U	[16]	$1,21 \pm 0,02 (2,0 \pm 0,1)$	$1,19 \pm 0,03 (5,0 \pm 0,2)$
		[28]	$1,203 \pm 0,009 (2,02 \pm 0,03)$	$1,152 \pm 0,006 (5,2 \pm 0,10)$

нет оснований ожидать, что распределения $\beta_K(J^\pi)$ имеют плавный характер). Приведенные в табл. 1 значения α_0 позволяют оценить по рис. 4 для каждого конкретного ядра амплитуду λ_2 гексадекапольной составляющей углового распределения.

4. Характер зависимости угловой анизотропии α разлета осколков от степени ориентации ядер мишени зависит от типа ядер, энергии нейтронов, а также от величины α_0 угловой анизотропии разлета осколков деления неориентированных ядер. Ранее мы установили, что угловое распределение осколков мало чувствительно к параметрам оптического потенциала; следовательно, наиболее существенной для нас характеристикой ядер мишени является их спин I .

Ограничимся анализом ситуации для ядер со спинами $I = 5/2$ и $7/2$, взяв для примера ^{233}U и ^{235}U . Рассмотрим последовательно два способа ориентации: выстраивание и поляризацию. Ядра ^{233}U и ^{235}U выстраивались при низких температурах за счет взаимодействия квадрупольных моментов ядер с неоднородным электрическим полем кристалла в [29 – 31]. Гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H = P[I_z^2 - I(I + 1)/3]. \quad (12)$$

Константа сверхтонкого взаимодействия для ^{233}U $P/k = 0,0277$ К [30], для ^{235}U $P/k = 0,0154$ К [29] (k – постоянная Больцмана). На рис. 5

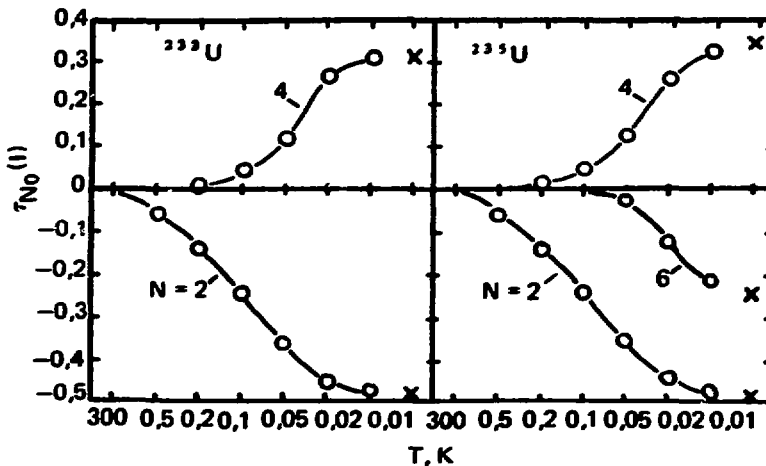


Рис. 5. Спин-тензоры $\tau_{N_0}(l)$ ориентации ядер ^{233}U и ^{235}U в случае выстраивания как функции температуры T охлаждения мишени; x – максимальные по абсолютным значениям спин-тензоры

представлены спин-тензоры ориентации ядер ^{233}U и ^{235}U в зависимости от температуры охлаждения мишени. При выстраивании спин-тензоры нечетных рангов имеют нулевые значения.

Поляризация ядер ^{235}U при низких температурах за счет взаимодействия магнитных моментов ядер с внутриатомными магнитными полями осуществлялась в [32, 33]. Гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H = -\gamma I \vec{H}_{in}, \quad (13)$$

где $\gamma = \mu_I / I$ – ядерное гиромагнитное отношение (μ_I – магнитный момент ядра), \vec{H}_{in} – магнитное поле на ядре. В [32] образец был помещен в магнитное поле напряженностью 5 кЭ, при этом поле на ядре достигало значения $H_{in} = 3,3$ МЭ. Для ^{235}U $\mu_I = 0,35\mu_N$ (μ_N – ядерный магнетон), так что в условиях [32] $\gamma H_{in} / k = 0,0121$ К. Этим значением мы будем пользоваться для расчета спин-тензоров ориентации ядер ^{235}U . Нам неизвестны попытки поляризовать таким же образом ядра ^{233}U . Допустим, что это возможно. Поскольку для ^{233}U $\mu_I = 0,54\mu_N$, для $H_{in} = 3,3$ МЭ получим $\gamma H_{in} / k = 0,0261$ К. Рассчитанные нами спин-тензоры ориентации четных рангов ядер ^{233}U и ^{235}U в зависимости от температуры охлаждения мишени представлены на рис. 6. В соответ-

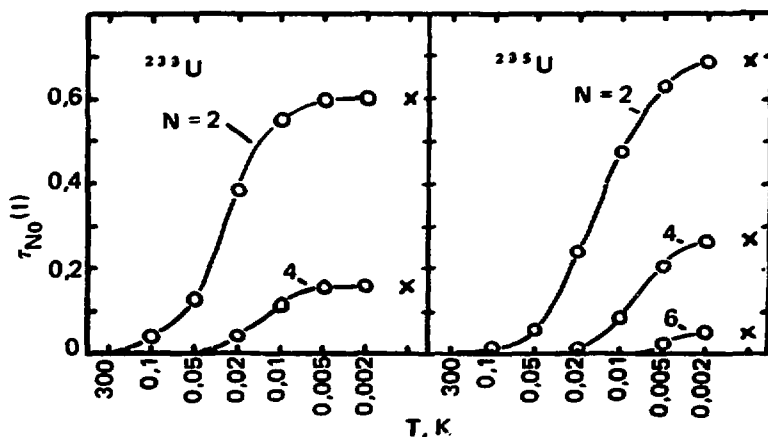


Рис. 6. Спин-тензоры $\tau_{N0}^{(l)}$ ориентации ядер ^{233}U и ^{235}U в случае поляризации как функции температуры T охлаждения мишени; X – максимальные значения спин-тензоров

ствии с (2), (3), (8) – (10) нечетные спин-тензоры ориентации ядер мишени на вид углового распределения осколков влияния не оказывают (напомним, что нейтроны не поляризованы).

Ансамблю полностью поляризованных ядер отвечают спин-тензоры (см. (6))

$$\tau_{N_0}(I) = C_{II N_0}^{II} = (2I)! [(2I + 1)/((2I - N)!(2I + N + 1)!)]^{1/2}. \quad (14)$$

Значения этих спин-тензоров (для четных N) показаны на рис. 6.

В последние годы интенсивно развивается техника поляризации ядер методом лазерной оптической накачки, использованная, в частности, в [34] для поляризации короткоживущих изомеров деления $^{240}\text{Am}^m$. При рассеянии атомом правополяризованных квантов света (см. [34]) происходит ориентация атома. В общем случае, если ориентация ансамбля атомов задана спин-тензорами $\tau_{N_0}(F)$, ориентация ядер этих атомов описывается спин-тензорами

$$\tau_{N_0}(I[F]) = \tau_{N_0}(F)u(I_c I F N, FI). \quad (15)$$

где I_c – спин электронной оболочки ($\vec{F} = \vec{I} + \vec{I}_c$). Если частотные характеристики лазера позволяют разрешать сверхтонкую структуру, возможно селективное заселение состояний с максимальным полным моментом $F = I + I_c$ и максимальной проекцией $M = F$ полного момента на ось Z , выбранную по направлению лазерного луча. В отсутствие процессов релаксации может быть получен ансамбль полностью поляризованных атомов, находящихся в состояниях $(F, M) = (I + I_c, I + I_c)$, причем ориентация ядер этих атомов описывается спин-тензорами

$$\tau_{N_0}(I[F = I + I_c]) = C_{I F N_0}^{I I} u(I_c I F N, FI) = C_{II N_0}^{II}. \quad (16)$$

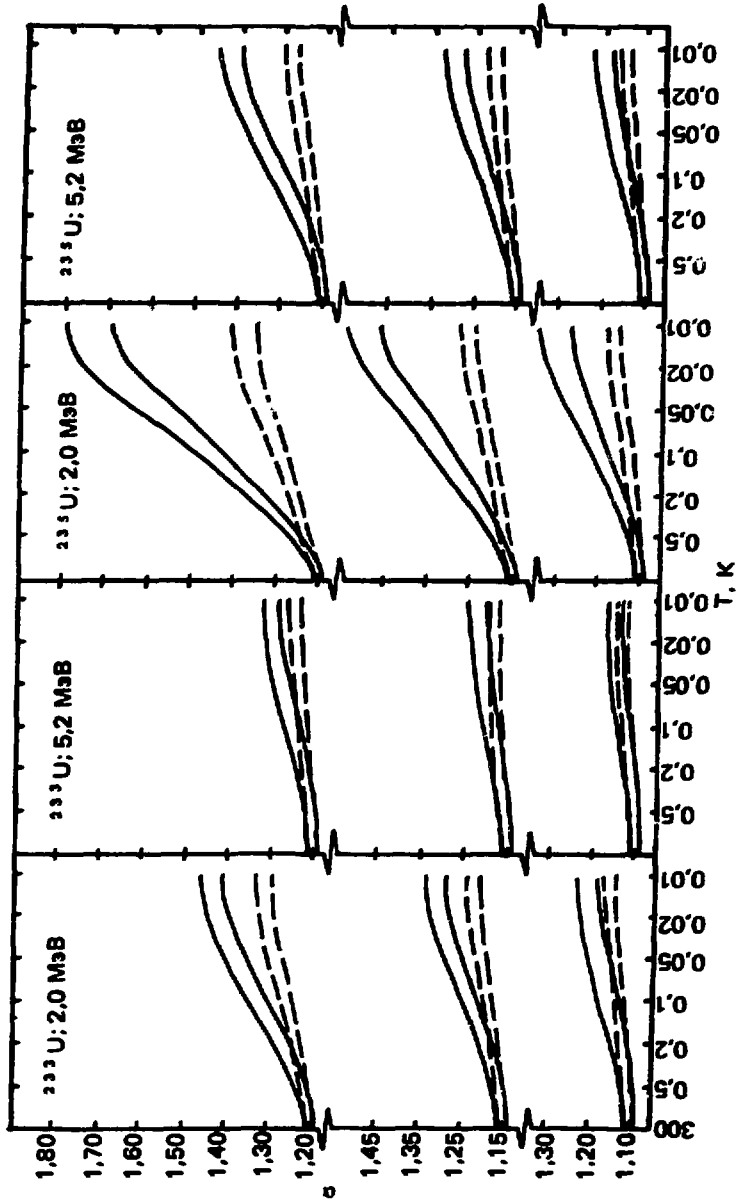
точно совпадающими со значениями (14). Для получения (16) нами были использованы алгебраические выражения для коэффициентов Клебша – Гордона и функций Рака, приведенные в [35].

Зависимости угловой анизотропии α разлета осколков деления ^{233}U , ^{235}U нейтронами с энергиями $E_n = 2.0$ и 5.2 МэВ от температуры охлаждения мишеней рассчитаны нами с потенциалом [12] (рис. 7). В качестве α_0 взяты $\alpha_0 = 1,10 \pm 0,01$, $1,15 \pm 0,01$ и $1,20 \pm 0,01$, охватывающие экспериментально установленный диапазон. Расчеты проведены со статистическим (1) и модельным (5) с $a = 5$ распределениями $\beta_K(J^\pi)$.

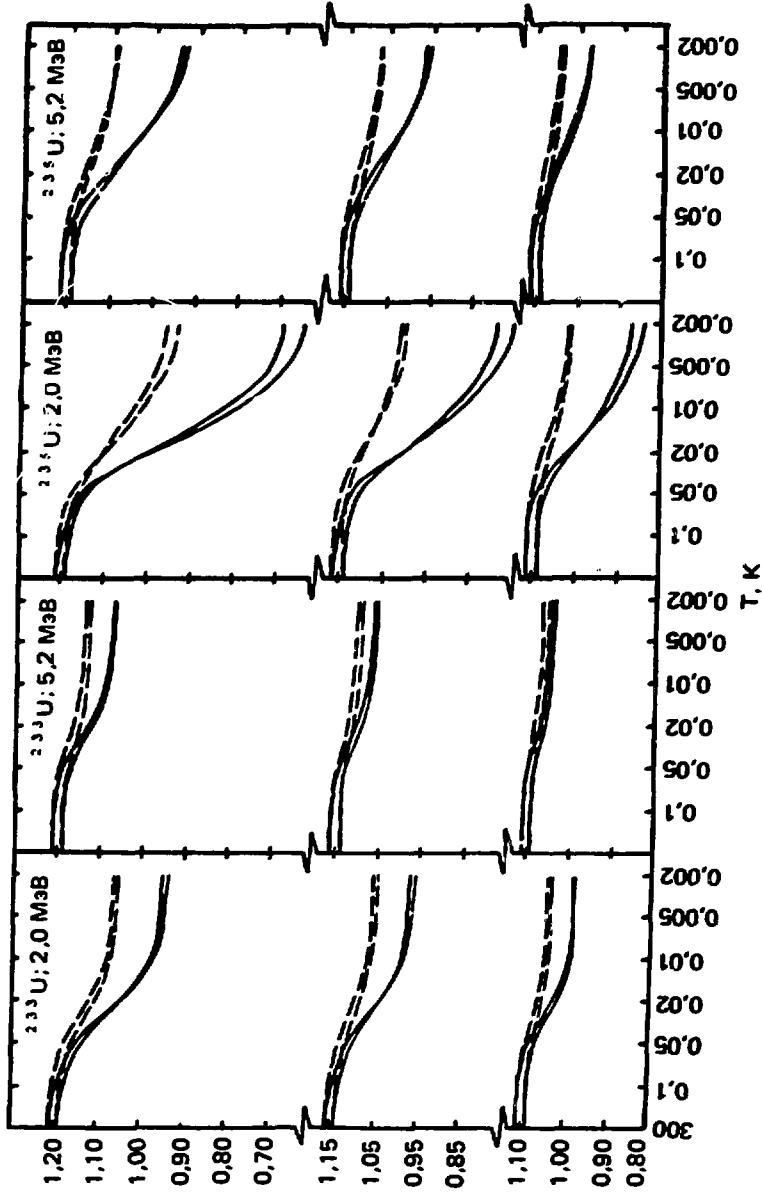
Значения K_0^2 и K_1^2 , отвечающие указанным α_0 , приведены в табл. 2. Из рисунков видно, что чувствительность зависимости угловой анизотропии α от температуры T к виду $\beta_K(J^n)$ значительно сильнее для ^{235}U , нежели для ^{233}U . Поскольку спин-тензоры $\tau_{N_0}(I)$ для обоих ядер с уменьшением температуры T нарастают примерно с одинаковой интенсивностью (см. рис. 5, 6), это различие следует, по-видимому, отнести к спинам ядер-мишеней. В свою очередь, для ^{235}U возможности проверки статистической гипотезы улучшаются с уменьшением E_n , причем такая проверка может быть осуществлена тем легче, чем больше при заданном E_n значение α_0 .

Судя по данным, приведенным в табл. 1, значение α_0 для ^{235}U при $E_n = 2,0$ МэВ близко к величине 1,20, а при $E_n = 5,2$ МэВ — к величине 1,15. Для этих значений α_0 в табл. 3 приведены амплитуды $\lambda_Q(T)$ ($Q = 2, 4, 6$) как функции T для случая выстраивания и поляризации ядер ^{235}U . Видно, что при $T \geq 0,2$ К в случае выстраивания и при $T \geq 0,05$ К в случае поляризации вклад от составляющих ранга $Q \geq 4$ в угловое распределение не превышает $\sim 1\%$; соответственно на уровне $\sim 1\%$ -ной точности температурная зависимость угловой анизотропии $\alpha(T)$ определяется температурной зависимостью амплитуды $\lambda_2(T)$ квадрупольной составляющей. Лишь при $T \leq 0,05$ К в случае выстраивания и $T \leq 0,01$ К в случае поляризации при $\sim 1\%$ -ной точности измерений становится возможным выделение амплитуды λ_4 гексадекапольной составляющей. Величина λ_4 несет дополнительную информацию о распределении $\beta_K(J^n)$ (см. разд. 3).

5. Целью проведенного нами анализа углового распределения осколков деления ядер антиноидов быстрыми нейтронами ($E_n \leq 6$ МэВ) был поиск наблюдаемых величин, максимально чувствительных к отклонениям распределения $\beta_K(J^n)$ от гауссовской формы (1), предсказываемой в рамках статистического (термодинамического) подхода. Только измерения таких величин могут подтвердить или отвергнуть статистическую гипотезу. Поиск такого рода требовал проб на устойчивость различных наблюдаемых величин к вариациям вида $\beta_K(J^n)$. Возможности выбора класса плавных непрерывных функций, на базе которых может быть проведено такое варьирование, очевидно, весьма богаты. Сделанный нами выбор — распределения типа фермиевской ступеньки с размытым краем — конечно, произволен. Тем не менее, как нам представляется, выбранный нами класс функций достаточно гибок и широк.



2



6

Рис. 7. Угловая анизотропия $\alpha = W(\theta)/W(90^\circ)$ разлета осколков деления ориентированных ядер ^{233}U и ^{235}U нейтронами с энергиями 2,0 и 5,2 МэВ, рассчитанная со статистическим (формула (1)) (—) и модельным (формула (5)) с $\alpha = 5$ (---) распределениями $\mu_K(J^P)$ с потенциалом [12] как функция температуры T охлаждения мишени в случаях выстраивания (а) и поляризации ядер (б); представлены коридоры для кривых, отвечающих значениям $1,09 \leq \alpha_0 \leq 1,11$, $1,14 \leq \alpha_0 \leq 1,16$, $1,19 \leq \alpha_0 \leq 1,21$

Таблица 2. Параметры K_0^2 и K_1^2 статистического (1) и модельного с $\alpha = 5$ (5) распределений $\beta_K(J^\pi)$, отвечающие заданным значениям угловой анизотропии α_0 разлета осколков деления неориентированных ядер ^{233}U и ^{235}U нейтронами с энергиями E_n

Ядро	$E_n, \text{МэВ}$				
	2,0			5,2	
	α_0	K_0^2	K_1^2	K_0^2	K_1^2
^{233}U	1,100 +0,010 -0,010	21,30 -2,10 +2,50	25,70 -1,00 +1,10	43,00 -3,70 +5,00	38,50 -1,30 +1,50
	1,150 +0,010 -0,010	13,70 -0,90 +1,10	21,20 -0,75 +0,80	28,60 -2,00 +2,00	32,80 -0,90 +1,00
	1,200 +0,010 -0,010	9,90 -0,55 +0,60	18,65 -0,65 +0,65	21,10 -1,10 +1,20	28,70 -0,70 +0,80
^{235}U	1,100 +0,010 -0,010	20,20 -2,20 +2,60	32,40 -1,30 +1,30	42,50 -4,20 +4,50	46,20 -1,70 +1,70
	1,150 +0,010 -0,010	12,40 -1,00 +1,10	26,60 -1,00 +1,00	27,40 -1,80 +2,20	39,20 -1,10 +1,20
	1,200 +0,010 -0,010	8,25 -0,65 +0,65	21,60 -1,00 +1,00	19,90 -1,10 +1,20	34,20 -0,80 +0,90

Нами показано следующее:

– амплитуды h_Q составляющих Q-го ранга углового распределения быстро падают с ростом Q ($\lambda_2 \sim 0,1$, $\lambda_4 \sim 0,01$, $\lambda_6 \sim 0,001 \dots$) на множестве плавных распределений $\beta_K(J^\pi)$, включающем статистическое распределение (1);

– функциональная связь между λ_2 и λ_4 (если ограничиться только ими) весьма устойчива к оптическим коэффициентам проницаемости T_{ij} в интервале энергий нейтронов $E_n = 1 \div 6$ МэВ;

– амплитуда гексадекапольной составляющей λ_4 , исследованная для деления неориентированных ядер как функция сдвига l ядер-мишеней и энергии E_n нейтронов, обнаруживает значительную чувствительность к виду распределений $\beta_K(J^\pi)$, причем масштаб этой чувствительности увеличивается с уменьшением l (для $l \leq 7/2$ максимум достигается при $l = 0$) и с увеличением E_n ; для измерения λ_4 необходима точность на уровне $0,1 \div 0,3\%$;

Т а б л и ц а 3. Угловое распределение осколков деления ядер ^{235}U в зависимости от температуры охлаждения мишени. Параметры ($K_0^2 = \Delta K_0^2$) и ($K_1^2 = \Delta K_1^2$) подобраны так, чтобы для неориентированных ядер ^{235}U ($T = 300\text{ K}$) воспроизводились значения $\alpha = 1,20 \pm 0,01$ при $E_n = 2,0\text{ МэВ}$ и $1,15 \pm 0,01$ при $5,2\text{ МэВ}$

E_n МэВ	Т, К	$K_0^2 (K_1^2)$	Выстроенные ядра ^{235}U				Поляризованные ядра ^{235}U			
			λ_2	λ_4	λ_6	α	λ_2	λ_4	λ_6	α
Статистическое распределение $\beta_K (J^P)$ (1)										
2.0	300	8,25 -0,65 +0,65	0,123 +0,005 -0,006	0,007 +0,000 -0,001	0,000 +0,000 -0,000	1,200 +0,010 -0,010	0,123 +0,005 -0,006	0,007 +0,000 -0,001	0,000 +0,000 -0,000	1,200 +0,010 -0,010
	0,2		0,193 +0,011 -0,009	0,023 +0,003 -0,002	0,002 +0,001 -0,000	1,338 +0,021 -0,020	0,095 +0,004 -0,004	0,000 +0,000 -0,001	-0,000 +0,001 -0,000	1,149 +0,006 -0,006
	0,05		0,302 +0,017 -0,016	0,054 +0,007 -0,005	0,007 +0,002 -0,001	1,572 +0,042 -0,037	-0,114 -0,009 +0,009	-0,042 -0,006 +0,005	-0,004 -0,000 +0,001	0,806 -0,017 +0,015
	0,01		0,364 +0,021 -0,020	0,080 +0,010 -0,009	0,013 +0,003 -0,002	1,728 +0,058 -0,050	-0,220 -0,016 +0,014	-0,056 -0,008 +0,006	-0,003 -0,000 +0,001	0,662 -0,026 +0,022
5,2	300	27,40 -1,80 +2,20	0,094 +0,005 -0,006	0,005 +0,000 -0,001	0,000 +0,000 -0,000	1,150 +0,010 -0,010	0,094 +0,005 -0,006	0,005 +0,000 -0,001	0,000 +0,000 -0,000	1,150 +0,010 -0,010
	0,2		0,118 +0,007 -0,008	0,008 +0,002 -0,001	0,000 +0,001 -0,000	1,193 +0,013 -0,013	0,084 +0,005 -0,005	0,003 +0,001 -0,000	0,000 +0,000 -0,000	1,134 +0,008 -0,009
	0,5		0,155 +0,009 -0,010	0,015 +0,002 -0,003	0,001 +0,000 -0,000	1,262 +0,018 -0,019	0,013 +0,001 -0,000	-0,007 -0,001 +0,001	-0,001 -0,000 +0,000	1,015 -0,001 -0,001
	0,1		0,176 +0,011 -0,012	0,019 +0,003 -0,002	0,002 +0,000 -0,001	1,303 +0,021 -0,023	-0,023 -0,002 +0,002	-0,012 -0,001 +0,002	-0,001 -0,000 +0,000	0,957 -0,004 +0,004
Модельное распределение $\beta_K (J^P)$ (5), $\alpha = 5$										
2.0	300	21,60 -1,00 +1,00	0,121 +0,005 -0,005	0,010 +0,001 -0,002	0,001 +0,000 -0,001	1,200 +0,010 -0,010	0,121 +0,005 -0,005	0,010 +0,001 -0,002	0,001 +0,000 -0,001	1,200 +0,010 -0,010
	0,2		0,159 +0,008 -0,007	0,003 +0,002 -0,003	-0,004 +0,000 -0,000	1,254 +0,016 -0,016	0,106 +0,004 -0,004	0,013 +0,000 -0,002	0,002 +0,001 -0,000	1,179 +0,008 -0,008
	0,05		0,215 +0,013 -0,012	-0,010 +0,004 -0,004	-0,014 -0,000 +0,001	1,335 +0,025 -0,024	=0,006 -0,005 +0,005	0,031 -0,002 +0,001	0,012 +0,000 -0,001	1,028 -0,008 +0,007
	0,01		0,247 +0,015 -0,015	-0,020 +0,005 -0,004	-0,025 -0,001 +0,002	1,374 +0,029 -0,027	-0,065 -0,011 +0,010	0,038 -0,003 +0,002	0,012 -0,000 -0,000	0,949 -0,017 +0,015
5,2	300	39,20 -1,10 +1,20	0,103 +0,006 -0,006	-0,007 +0,001 -0,001	-0,006 +0,000 +0,000	1,150 +0,010 -0,010	0,103 +0,006 -0,006	-0,007 +0,001 -0,001	-0,006 +0,000 +0,000	1,150 +0,010 -0,010
	0,2		0,118 +0,007 -0,006	-0,016 +0,001 -0,001	-0,008 -0,000 +0,001	1,168 +0,011 -0,011	0,097 +0,006 -0,005	-0,003 +0,001 -0,002	-0,005 +0,000 -0,000	1,143 +0,009 -0,010
	0,5		0,142 +0,007 -0,009	-0,031 +0,001 -0,001	-0,012 -0,001 +0,002	1,196 +0,012 -0,013	0,053 +0,002 -0,003	0,023 +0,002 -0,002	0,001 +0,001 -0,001	1,092 +0,007 -0,007
	0,01		0,155 +0,008 -0,009	-0,041 +0,001 -0,001	-0,016 -0,002 +0,002	1,212 +0,013 -0,013	0,030 +0,001 -0,001	0,035 +0,003 -0,002	0,003 +0,001 -0,002	1,066 +0,006 -0,005

– характер зависимости амплитуд λ_2 , λ_4 от степени ориентации ядер мишени также чувствителен к виду $\beta_K(J^n)$, причем масштаб этой чувствительности, по-видимому, увеличивается с ростом l и с уменьшением $E_{н.к.} \sim 1\%$ -ная точность измерения достаточна для получения определенной информации о $\beta_K(J^n)$ по поведению λ_2 для умеренных степеней ориентации, а также по поведению λ_4 для более значительных степеней ориентации, например, при поляризации методом лазерной оптической накачки.

Список литературы

1. Бор О. К теории деления ядер. В кн.: Матер. Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.). Т. 2. М.: ГИФМЛ, 1958, с. 175 - 179.
2. Струтинский В.М. Статистическая теория углового распределения осколков деления. – Атомная энергия, 1957, т. 2, № 6, с. 508 - 513.
3. Halpern I., Strutinski V.M. Angular Distributions in Particle-Induced Fission at Medium Energies. - In: Proc. of the Second United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, vol. 15, p. 408 - 417.
4. Schmitt R.P., Tirion M. Testing the validity of statistical models of fission fragment angular distribution. Phys. Rev. C, 1985, vol. 31, № 2, p. 701 - 703.
5. Гречухин Д.П. Спин-тензоры осколков деления ориентированных и поляризованных ядер. ЯФ, 1976, т. 23, вып. 4, с. 702 - 710.
6. Барабанов А.Л., Гречухин Д.П. Спин-тензоры ориентации составных делящихся ядер, образующихся при захвате нейтронов. ЯФ, 1986, т. 43, вып. 6, с. 1386 - 1395.
7. Струтинский В.М. Об угловом распределении осколков деления. ЖЭТФ, 1956, т. 30, вып. 1, с. 606 - 608.
8. Jahn H.A. Theoretical studies in structure. II. In: Proc. Roy. Soc., 1951, vol. A205, p. 192 - 237.
9. Bjorklund E., Fernbach S. Optical-Model Analyses of scattering of 4.1-, 7- and 14-MeV Neutrons by Complex Nuclei. Phys. Rev., 1958, vol. 109, № 4, p. 1295 - 1298.
10. Колесов В.Е. Расчеты нейтронных сечений по оптической модели на вычислительных машинах. - В кн.: Бюллетень Инф. центра по ядерным данным, вып. 1 - М.: Атомиздат, 1964, с. 402 - 411.

11. Becchetti F.D., Greenless G.W. Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters. - *Phys. Rev.*, 1969, vol. 182, № 4, p. 1190 – 1209.
12. Madland D.G., Young P.G. - In: *Proc. of the Int. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data*. Harwell, 1978, p. 349.
13. Ермагамбетов С.Б., Колесов В.Е., Нестеров В.Г. и др. Влияние параметров оптической модели на каналовый анализ деления ядер нейтронами. - *ЯФ*, 1968, т. 8, вып. 4, с. 704 – 712.
14. Hodgson P.E. The neutron optical potential. - *Rep. Prog. Phys.*, 1984, vol. 47, № 6, p. 613 – 654.
15. Конышин В.А. Ядерно-физические константы делящихся ядер: Справочник. - М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 225.
16. Simmons J.E., Henkel R.L. Angular distribution of fragments in fission induced by MeV neutrons. - *Phys. Rev.*, 1960, vol. 120, № 1, p. 198 – 210.
17. Leachman R.B., Blumberg L. Fragment Anisotropies in Neutron-, Deuteron- and Alpha-Particle-Induced Fission. - *Phys. Rev. B*, 1965, vol. 137, № 4, p. 814 – 825.
18. Nigro S.Lo., Milone C. Angular distributions of fragments from neutron induced fission of thorium. - *Nucl. Phys.*, 1967, vol. A96, p. 617 – 623.
19. Emma V., Nigro S.Lo., Milone C., Ricamo R. Fission of ^{238}U with neutrons from 2 to 5 MeV. - *Nucl. Phys.*, 1965, vol. 63, p. 641 – 649.
20. Шпак Д.Л., Степанов Д.Н., Смиренкин Г.Н. Угловые распределения осколков при делении ^{238}Pu нейтронами с энергией 0,06 – 7,20 МэВ. - *ЯФ*, 1969, т. 9, вып. 5, с. 940 – 948.
21. Фомушкин Э.Ф., Гутникова Е.К. Сечения и угловые распределения осколков при делении ^{238}Pu , ^{242}Pu и ^{241}Am нейтронами с энергией 0,45 – 3,6 МэВ. - *ЯФ*, 1969, т. 10, вып. 5, с. 917 – 922.
22. Simmons J.E., Perkins R.B., Henkel R.L. Anisotropy of Fragments in the Neutron-Induced Fission of ^{240}Pu , ^{242}Pu , and ^{241}Pu . - *Phys. Rev. B*, 1965, vol. 137, № 4, p. 809 – 813.
23. Шпак Д.Л., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. Угловая анизотропия и эффекты спаривания нуклонов при делении ^{239}Pu нейтронами. - *ЯФ*, 1971, т. 13, вып. 5, с. 950 – 962.
24. Андросенко Х.Д., Немилов Ю.А., Остапенко Ю.Б. и др. Угловая анизотропия осколков деления ^{226}Ra и ^{227}Ac нейтронами вблизи порога. - *ЯФ*, 1983, т. 38, вып. 4, с. 832 – 840.

25. Blumberg L., Leachman R.B. Angular Distributions of Fragments from Neutron-Induced Fission of ^{233}U and ^{239}Pu . - *Phys. Rev.*, 1959, vol. 116, № 1, p. 102 - 106.
26. Шпак Д.Л., Смиренкин Г.Н. Структура угловой анизотропии и сечения деления $^{233}\text{U}(n,f)$. - *ЯФ*, 1975, т. 21, вып. 4, с. 704 - 707.
27. Шпак Д.Л., Фурсов Б.И., Смиренкин Г.Н. Угловая анизотропия деления ^{237}Np и ^{241}Am нейтронами. - *ЯФ*, 1970, т. 12, вып. 1, с. 35 - 40.
28. Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н., Шпак Д.Л. Энергетическая зависимость углового распределения осколков при делении ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами. - *ЯФ*, 1966, т. 4, вып. 5, с. 993 - 1001.
29. Pattenden N.J., Postma H. Fission of aligned ^{235}U nuclei induced by neutrons of 0,2 to 2000 eV. - *Nucl. Phys.*, 1971, vol. A167, p. 225 - 246.
30. Kuiken R., Pattenden N.J., Postma H. Fission of aligned ^{233}U nuclei by neutrons from 0,4 to 2000 eV. - *Nucl. Phys.*, 1972, vol. A190, p. 401 - 418.
31. Гонин Н.Н., Козловский Л.К., Мастеров В.С. и др. Деление ориентированных ядер ^{233}U и ^{235}U нейтронами с энергией 10 - 200 кэВ. - *ЯФ*, 1983, т. 38, вып. 3, с. 557 - 565.
32. Keyworth G.A., Olsen C.E., Seibel F.T. et al. Spin Determination of Resonances in the Neutron-Induced Fission of ^{235}U . *Phys. Rev. Lett.*, 1973, vol. 31, № 7, p. 1077 - 1080.
33. Reddings E.R., Postma H., Olsen C.E. et al. Spins of low-energy neutron resonances in ^{235}U . - *Nucl. Phys.*, 1974, vol. A218, p. 84 - 94.
34. Bemis C.E., Beene J.R., Young J.P., Kramer S.D. Optical Isomer Shifts for the Spontaneous-Fission Isomer $^{240}\text{Am}^m$. - *Phys. Rev. Lett.*, 1979, vol. 43, № 25, p. 1854 - 1858.
35. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. - Л.: Наука, 1975, с. 213, 255.

15 коп.

Индекс 3624

Препринт ИАЭ-4415/2. М., 1987