

Угловые распределения и анизотропия осколков деления ^{237}Np нейтронами с энергиями 1–200 МэВ: данные измерений и модельные расчеты

А. С. Воробьев⁺¹⁾, А. М. Гагарский⁺, О. А. Щербаков⁺, Л. А. Вайшнене⁺, А. Л. Барабанов^{*°}

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, 188300 Гатчина, Россия

^{*}Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

[°]Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 17 июня 2019 г.

После переработки 8 июля 2019 г.

Принята к публикации 14 июля 2019 г.

Представлены экспериментальные данные по угловым распределениям осколков деления ядер ^{237}Np нейтронами с энергиями 1–200 МэВ. Для энергий нейтронов выше 16 МэВ подобные измерения проведены впервые. Выполнен анализ полученных распределений и определена угловая анизотропия в системе центра масс осколков во всем исследованном интервале энергий. Предложен метод вычисления угловых распределений осколков в широком диапазоне энергий столкновения ядер с нейтронами, учитывающий сложную динамику формирования и распада высоковозбужденных ядер и базирующийся на использовании программы TALYS. Показано, что разработанная модель хорошо описывает основные черты энергетической зависимости угловой анизотропии для ядер-мишеней ^{237}Np и может быть использована для извлечения новой информации о реакциях и процессе деления.

DOI: 10.1134/S0370274X19160021

Интерес к измерению угловых распределений осколков деления ядер нейтронами относительно низких (до 20 МэВ) и промежуточных (до 200 МэВ) энергий обусловлен, по меньшей мере, двумя факторами. Результаты этих измерений важны, во-первых, для совершенствования модельных представлений о механизмах протекания нейтрон-ядерных реакций, в том числе, реакции деления, и, во-вторых, для развития новых нейтронных технологий, в частности, связанных с использованием ADS-систем (*ADS – accelerator-driven systems*) в таких областях, как ядерная энергетика, радиационные испытания материалов, ядерная медицина. Этой статьей мы продолжаем серию публикаций [1–5] о наших исследованиях угловых распределений осколков деления ядер нейтронами с энергиями 1–200 МэВ. В указанных публикациях приведены экспериментальные данные, ранее полученные нами для ядер-мишеней $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu . Измерения были выполнены в НИЦ “Курчатовский институт” – ПИЯФ на интенсивном источнике нейтронов, созданном на базе протонного синхротрона с энергией пучка 1 ГэВ, на 36-метровой пролетной базе спектромет-

ра по времени пролета ГНЕЙС [6, 7]. В настоящее время аналогичные исследования ведутся также на установках n_{TOF} [8, 9] и LANSCE [10].

В данной работе мы представляем результаты новых измерений угловых распределений осколков деления ядер ^{237}Np нейтронами, а также разработанную нами теоретическую модель, позволяющую вычислять эти угловые распределения. Ранее модель, основанная на схожих принципах, была использована в работе [11] для расчета угловой анизотропии осколков деления четно-четных ядер ^{232}Th и ^{238}U нейтронами с энергиями 2–100 МэВ, однако публикаций по другим ядрам не последовало. Более того, в литературе отсутствуют иные публикации, посвященные сколько-нибудь детальным вычислениям в этой области.

Экспериментальная установка и методика измерений угловых распределений осколков деления подробно описаны в наших предыдущих публикациях, указанных выше. Остановимся лишь на основных моментах. Мишень, содержащая ^{237}Np обогащением 99.99% и представляющая собой слой двуокиси нептуния NpO_2 толщиной около 300 мкг/см² и диаметром 80 мм на подложке из алюминия толщиной 100 мкм и диаметром 100 мм, была изготовлена

¹⁾e-mail: vorobyev_as@pnpi.nrcki.ru

стандартным методом “намазывания”. Регистрация осколков деления производилась двумя позиционно-чувствительными многопроволочными пропорциональными счетчиками (МППС), которые располагались на пучке нейтронов один за другим. Ось нейтронного пучка проходила перпендикулярно к плоскости, в которой располагались МППС, через их геометрические центры. Система накопления данных была организована на базе 500 МГц FLASH-ADC. Использование методов цифровой обработки сигналов позволило провести измерения угловых распределений осколков в широком интервале энергий нейтронов, вызывающих деление, с практически нулевым порогом регистрации осколков. При этом было достигнуто почти идеальное отделение событий деления от сопутствующих реакций (см. подробности в [2]). В измеренные распределения вносились поправки для учета реальной геометрии эксперимента, а также конструкции и особенностей работы МППС. Для получения угловых распределений в системе центра масс (с.ц.м.) осколков устанавливалось, как импульс, передаваемый падающим нейтроном делящейся системе, влияет на угловые распределения в лабораторной системе (л.с.). Для этого измерения угловых распределений осколков в л.с. проводились для двух положений последовательно расположенных счетчиков относительно падающего пучка нейтронов: “по пучку” – направление пучка и продольная составляющая импульса регистрируемого осколка совпадают и “против пучка” – направление пучка и продольная составляющая импульса регистрируемого осколка направлены в противоположные стороны (см. [3]).

Пусть σ_f и $d\sigma_f(\theta)/d\Omega$ – полное и дифференциальное сечения деления, где θ – угол вылета в с.ц.м. легкого (для определенности) осколка относительно оси нейтронного пучка (оси z). Угловое распределение осколков деления удобно представить в виде разложения по четным полиномам Лежандра:

$$W(\theta) \equiv \frac{1}{\sigma_f} \frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \left(1 + \sum_{Q=2,4,\dots} A_Q P_Q(\cos\theta) \right). \quad (1)$$

Нами измерены угловые распределения осколков деления ядер ^{237}Np в интервале углов $0.24 < \cos\theta < 1.0$ с шагом по $\cos\theta$, равным 0.01, в зависимости от энергии падающих нейтронов в диапазоне 0.4–160 МэВ. При каждой энергии угловое распределение аппроксимировалось разложением (1); при этом во всех случаях достаточно было учесть 2-й и 4-й полиномы Ле-

жандра. По найденным таким образом величинам A_2 и A_4 вычислялась анизотропия

$$\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} = \frac{1 + A_2 + A_4}{1 - A_2/2 + 3A_4/8}, \quad (2)$$

представленная на рис. 1. На этом же рисунке приведены результаты семи предшествующих измерений

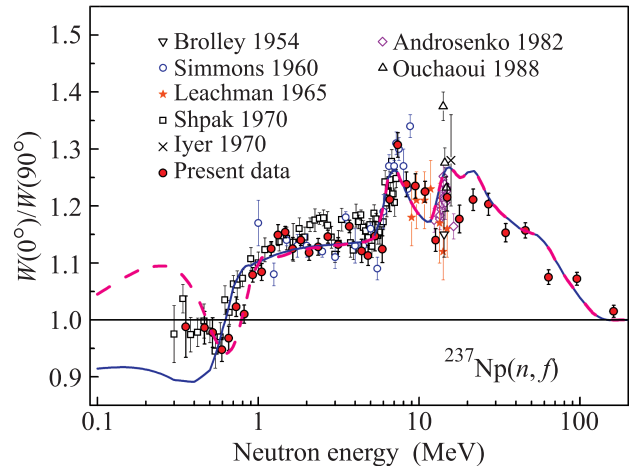


Рис. 1. (Цветной онлайн) Угловая анизотропия осколков деления ^{237}Np в зависимости от энергии E падающих нейтронов в сравнении с данными других авторов [12–18]. Сплошная и штриховая линии – расчеты по вариантам 1 и 2, соответственно (см. текст статьи)

этой анизотропии [12–18], включенные в базу данных EXFOR [19]. В области ниже 16 МэВ наши значения в пределах экспериментальных погрешностей в основном согласуются с данными других групп. Некоторые расхождения наблюдаются в диапазоне энергий 2–5 МэВ, где наши результаты близки к данным [13] и отличаются от данных [16]. Угловая анизотропия осколков деления ^{237}Np нейтронами с энергиями выше 16 МэВ измерена впервые. Средняя величина погрешности наших измерений во всем исследованном диапазоне энергии нейтронов 0.4–160 МэВ составляет около 1–2%.

Для описания данных по угловой анизотропии нами разработана теоретическая модель для вычисления дифференциального сечения деления ядер нейтронами с энергиями от низких до промежуточных. До порога реакции $(n, n'f)$ сечение деления в основном формируется в бинарной реакции (n, f) . Однако ситуация последовательно усложняется по мере того, как энергия столкновения в с.ц.м. переходит пороги реакций $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$ и т.д. Для получения наблюдаемого сечения деления к сечению бинарного деления нужно добавить сечения делений 2-го, 3-го и т.д. шансов. На самом деле усложнения начи-

наются раньше, поскольку реакции $(n, \gamma f)$, $(n, 2\gamma f)$ и т.д. являются, фактически, беспороговыми. Пусть Z_0 и N_0 – числа протонов и нейтронов в исходном компаунд-ядре, а Z и N – соответствующие числа для остаточного ядра, которое формируется и делится после того, как часть энергии возбуждения сбрасывается при испускании одной или нескольких частиц. Пусть i – это индекс, нумерующий состояния такого остаточного ядра со спином J и четностью π , $\sigma_{ZN}(J\pi; i)$ – сечение заселения соответствующего состояния, а $P_f^{ZN}(J\pi; i)$ – вероятность деления (делимость) этого состояния. Наблюдаемое сечение деления имеет вид:

$$\sigma_f = \sum_{ZNJ\pi i} \sigma_{ZN}(J\pi; i) P_f^{ZN}(J\pi; i), \quad (3)$$

где суммирование по i является интегралом, если состояния лежат в непрерывном спектре. Сечение бинарного деления представляет собой лишь часть сечения (3); оно определяется слагаемыми, которые соответствуют $Z = Z_0$, $N = N_0$ и индексу $i = i_0$, где i_0 – номер компаунд-состояния (J, π) в первичном компаунд-ядре (Z_0, N_0) .

Для описания угловых распределений осколков используется концепция О. Бора (А. Bohr) переходных состояний ядра на барьере, которые характеризуются определенными проекциями K спина J на ось деформации (см., например, [20, 21]). Пространственная часть волновой функции ядра в переходном состоянии пропорциональна $D_{MK}^J(\omega) = e^{iM\phi} d_{MK}^J(\theta) e^{iK\psi}$, где M – проекция спина J на ось z , а углы Эйлера $\omega = (\phi, \theta, \psi)$ определяют ориентацию системы отсчета, связанной с ядром, относительно неподвижной системы (x, y, z) . Поскольку ось деформации переходит в ось разлета осколков, то нормированная на единицу вероятность вылета $dw_{MK}^J(\theta)$ легкого осколка в телесный угол $d\Omega$ под углом θ к направлению оси z определяется квадратом модуля волновой функции:

$$dw_{MK}^J(\theta) = \frac{2J+1}{4\pi} |d_{MK}^J(\theta)|^2 d\Omega. \quad (4)$$

В общем случае спиновая ориентация ядра относительно оси z задается неравномерным распределением вероятностей $\eta^{J\pi}(M)$ по проекции M , а деление идет через несколько переходных состояний с различными K , так что имеет место некоторое, вообще говоря, неравномерное распределение вероятностей $\rho^J(K)$. Поэтому угловое распределение осколков деления ядра со спином J и четностью π имеет вид:

$$\frac{dw^{J\pi}(\theta)}{d\Omega} = \sum_M \eta^{J\pi}(M) \sum_K \rho^{J\pi}(K) \frac{dw_{MK}^J(\theta)}{d\Omega}. \quad (5)$$

Представим сечение заселения $\sigma_{ZN}(J\pi; i)$, входящее в (3), в виде суммы сечений заселения $\sigma_{ZN}(J\pi M; i)$ состояний с проекцией M спина J на ось z . Тогда искомого дифференциальное сечение деления записывается в форме:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} &= \sum_{ZNJ\pi i} \sum_M \sigma_{ZN}(J\pi M; i) P_f^{ZN}(J\pi; i) \times \\ &\times \sum_{ZN} \sum_K \rho_{ZN}^{J\pi i}(K) \frac{dw_{MK}^J(\theta)}{d\Omega}. \end{aligned} \quad (6)$$

В реакциях с участием частиц, спины которых не ориентированы, спиновая ориентация компаунд-ядер возникает благодаря орбитальному моменту \mathbf{l} падающей частицы, перпендикулярному оси z (оси столкновения). Поскольку $\mathbf{J} = \mathbf{s} + \mathbf{I} + \mathbf{l}$, где s и I – спины падающей частицы и ядра-мишени, то в квазиклассической картине вектор \mathbf{J} приобретает направление, преимущественно поперечное к оси z . Поэтому распределение $\eta^{J\pi}(M)$ по проекции M на ось z для первичных компаунд-состояний является неравномерным. Заметим, что в этой картине $\eta^{J\pi}(M) = \eta^{J\pi}(-M)$; этот тип спиновой ориентации называют выстраиванием.

Естественно ожидать, что неравномерность заселения состояний по квантовому числу M для вторичных остаточных ядер, возникающих после испускания компаунд-ядром легкой частицы, уменьшается или, иначе, степень выстроенности падает. Если, однако, частица испускается в статистическом процессе, то ее энергия порядка температуры возбужденного ядра, т.е. относительно невелика. Следовательно, невелик и угловой момент, который уносится этой частицей. Так что распределения по M будут выравниваться медленно. Соответственно делящиеся ядра, сформировавшиеся даже после длинного статистического каскада испускаемых частиц, могут вносить существенный вклад в анизотропию углового распределения осколков. Для деления ядер нейтронами промежуточных энергий этот факт был впервые подтвержден в расчете, выполненном в [11].

При энергиях падающих нейтронов, превышающих 10–20 МэВ, возникает необходимость учета неравновесных процессов. Если ξ – это доля сечения реакции σ_r , приходящаяся на сечение образования равновесного компаунд-ядра, то оставшаяся часть $(1 - \xi)\sigma_r$ складывается из сечений прямых процессов (типа выбивания и подхвата) и процессов предравновесного испускания частиц. В результате протекания таких процессов образуется остаточное ядро, как правило, в одном из возбужденных состояний. При этом, если речь идет о непрерыв-

ном спектре, то вновь, вообще говоря, лишь с некоторой вероятностью ξ' образуется вторичное равновесное компаунд-ядро, тогда как с вероятностью $1 - \xi'$ во вторичном предравновесном процессе испускается одна из легких частиц. Вторичные и последующие предравновесные процессы называют множественным предравновесным испусканием (*multiple pre-equilibrium emission*).

Мы исходим из обычного допущения о том, что деление происходит только из равновесных компаунд-состояний. В общем случае выделим в полном сечении деления две составляющие. Если делится первичное компаунд-ядро или остаточное ядро, образовавшееся на любой стадии каскадного статистического распада первичного компаунд-ядра, то соответствующий вклад в полное сечение деления пометим верхним индексом С. Если же делится остаточное ядро, образованию которого предшествовало испускание одной или нескольких частиц, и первая из этих частиц была испущена в прямом (*Direct*) или предравновесном (*Pre-Equilibrium*) процессе, то соответствующий вклад пометим индексом DPE. Во втором случае первая испущенная частица обладает, как правило, высокой энергией и, следовательно, большим угловым моментом. Поэтому, если даже сразу после ее испускания формируется компаунд-состояние вторичного ядра, то степень его спиновой ориентации будет невысокой. Следовательно, угловое распределение осколков деления такого ядра будет близким к изотропному. То же верно и для деления любого последующего остаточного ядра.

Примем для простоты, что все вклады в дифференциальное сечение деления с индексом DPE являются изотропными, так что вместо (6) получим

$$\frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} = \frac{\sigma_f^{\text{DPE}}}{4\pi} + \frac{d\sigma_f^{\text{C}}(\theta)}{d\Omega}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_f^{\text{C}}(\theta)}{d\Omega} &= \sum_{ZN} \sum_{J\pi i} \sigma_{ZN}^{\text{C}}(J\pi M; i) P_f^{ZN}(J\pi; i) \times \\ &\times \sum_{ZN} \sum_K \rho_{ZN}^{J\pi i}(K) \frac{dw_{MK}^J(\theta)}{d\Omega}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\sigma_{ZN}^{\text{C}}(J\pi M; i)$ – сечение заселения компаунд-состояния (J, π, i) ядра (Z, N) с проекцией M спина на ось z либо в столкновении нейтрона и ядрамишени (в этом случае $Z = Z_0, N = N_0, i = i_0$), либо (во всех остальных случаях) в статистическом каскаде, начинающегося с распада одного из первичных компаунд-состояний. Наблюдаемое угловое распределение осколков (1) определяется дифференциальным сечением (7) и полным сечением деления $\sigma_f = \sigma_f^{\text{DPE}} + \sigma_f^{\text{C}}$.

Если энергия возбуждения состояния (J, π, i) существенно превышает барьер деления, то используется статистическое распределение по K (см., например, [20])

$$\rho_{ZN}^{J\pi i}(K) = \frac{e^{-K^2/2K_0^2}}{\sum_K e^{-K^2/2K_0^2}}, \quad (9)$$

где параметр K_0^2 определяется температурой T ядра на барьере и эффективным моментом инерции J_{eff} ,

$$K_0^2 = \frac{J_{\text{eff}} T}{\hbar^2}, \quad J_{\text{eff}} = \frac{J_{\perp} J_{\parallel}}{J_{\perp} - J_{\parallel}}. \quad (10)$$

Здесь J_{\parallel} и J_{\perp} – моменты инерции ядра на барьере относительно оси деформации и оси, проходящей через центр тяжести ядра и перпендикулярной оси деформации. Распределение (9) часто используется и при малых энергиях возбуждения, при этом параметр K_0^2 рассматривается как подгоночный. По схеме, близкой к описанной, был выполнен расчет [11]; в нем, в частности, для всех ядер при всех энергиях возбуждения использовалось статистическое распределение (9), при этом для энергетической зависимости K_0^2 использовалась сложная аппроксимация, а ниже определенной энергии принималось $K_0^2 = 2.5$.

Для выполнения вычислений мы использовали программу TALYS [22] (версия 1.9), которая моделирует сложный процесс взаимодействия легких частиц с ядрами при энергиях до 200 МэВ (и даже, с оговорками, до 1000 МэВ) и рассчитывает как сечения, в том числе полное сечение деления, так и другие наблюдаемые величины. В TALYS также включено множество сведений о характеристиках ядер. При этом в TALYS можно использовать не только те параметры и модели, которые считаются оптимальными и потому заданы по умолчанию, но также выбирать альтернативные параметры и модели. Пользуясь тем, что TALYS – это программа с открытым кодом, с помощью ряда модификаций мы расширили набор вычисляемых величин, добавив к ним, в частности, дифференциальное сечение деления, угловые распределения осколков, а также составляющие σ_f^{DPE} и σ_f^{C} полного сечения деления σ_f . Ключевыми величинам, определяющими дифференциальное сечение деления (8), являются сечения заселения ядерных состояний $\sigma_{ZN}^{\text{C}}(J\pi M; i)$, зависящие от проекции M спина J на ось z . В существующей версии TALYS вычисляются лишь просуммированные по M сечения заселения $\sigma_{ZN}(J\pi; i)$, которые могут быть разложены на DPE- и C-составляющие по тому же принципу, что и сечения деления.

На самом деле, знание M -зависимостей всех сечений заселения является избыточным. Это легко по-

нять, если выражения (4), (5) для углового распределения преобразовать к виду:

$$\frac{dw^J(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \sum_{Q=0,2,4,\dots} (2Q+1)\tau_{Q0}(J)\beta_Q(J)P_Q(\cos\theta). \quad (11)$$

Сюда входят неприводимые компоненты матрицы плотности или, иначе, спин-тензоры ориентации Q -го ранга $\tau_{Q0}(J)$ (см., например, [23]) и параметры анизотропии Q -го ранга $\beta_Q(J)$, которые определяются формулами:

$$\tau_{Q0}(J) = \sum_M C_{JM}^{JM} \eta^J(M), \quad \tau_{00}(J) = 1, \quad (12)$$

$$\beta_Q(J) = \sum_M C_{JK}^{JK} \rho^J(K), \quad \beta_0(J) = 1, \quad (13)$$

где C_{BbDd}^{Aa} – коэффициент Клебша–Гордана. В (11) суммирование производится только по четным Q , поскольку $\beta_Q(J) = 0$ при нечетных Q вследствие $\rho^J = \rho^J(|K|)$ из-за сохранения пространственной четности. Кроме того, как было показано выше, при выстраивании $\eta^J = \eta^J(|M|)$, так что в данном случае $\tau_{Q0}(J) = 0$ при нечетных Q .

Спин-тензоры $\tau_{Q0}(J)$ быстро уменьшаются с увеличением Q , если распределение $\eta^J(M)$ плавное; то же справедливо для величин $\beta_Q(J)$ и распределения $\rho^J(K)$. Поскольку на практике почти всегда хотя бы одно из распределений, $\eta^J(M)$ или $\rho^J(K)$, является плавным, то для описания анизотропии, как правило, достаточны 2-й и 4-й полиномы Лежандра (о чем уже выше было сказано в связи с обработкой данных по угловым распределениям осколков деления ядер ^{237}Np нейтронами). Таким образом, для описания углового распределения достаточно знать только спин-тензоры, отвечающие нескольким первым значениям Q . Соответственно, мы вычисляли с помощью TALYS не M -зависимые сечения заселения состояний, а спин-тензоры ориентации этих состояний для $Q = 2, 4, 6$. В таком подходе C -составляющая дифференциального сечения деления (8) принимает вид

$$\frac{\sigma_f^C(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \sum_{Q=0,2,4,\dots} \sigma_{fQ}^C P_Q(\cos\theta), \quad (14)$$

где $\sigma_{f0}^C \equiv \sigma_f^C$. Отсюда следует общее выражение (1) для углового распределения осколков, при этом $A_Q = \sigma_{fQ}^C/\sigma_f^C$.

Для тестирования этого подхода мы воспользовались экспериментальными данными, полученными для ядра ^{237}Np со спином $I = 5/2$ и четностью $\pi_0 = +1$, и попытались их воспроизвести, привлекая минимально возможное число параметров сверх тех,

что заложены в TALYS (как правило, мы использовали установки, заданные по умолчанию). Однако сечение деления в реакции $n + ^{237}\text{Np}$, рассчитанное с обычно используемым явным учетом коллективного усиления плотности уровней делящихся ядер, а также с барьерами деления и переходными состояниями из библиотеки RIPL-3 [21] (заложеными в TALYS) в той или иной степени отличается от результатов измерений [24–26] почти во всей области от 0.1 до 200 МэВ (ниже 1 МэВ имеет место расхождение более чем на порядок) – см. рис. 2. Выше 20–

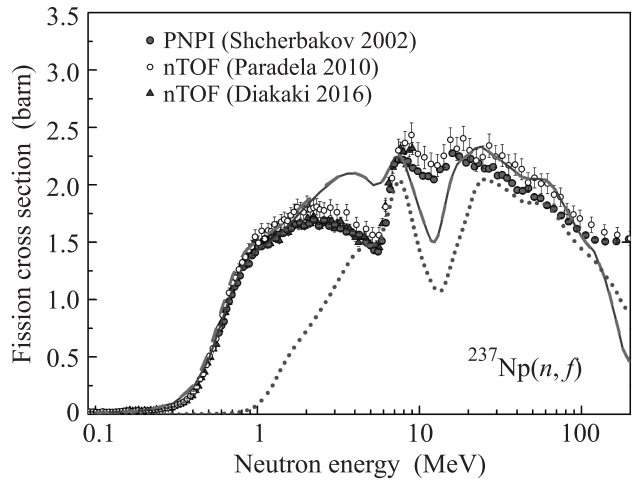


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сечение деления ^{237}Np в зависимости от энергии E падающих нейтронов: экспериментальные данные [24–26], точечная линия – расчет с параметрами, заданными в TALYS по умолчанию, сплошная и штриховая линии – расчеты по вариантам 1 и 2, соответственно (см. текст статьи)

30 МэВ расчетное сечение может быть приближено к измеренному путем отказа от учета множественного предравновесного испускания, поэтому все наши дальнейшие вычисления были выполнены без этого учета. Область ниже 20–30 МэВ подробно рассмотрена в работе [26], где не только показано, что сечение деления, вычисленное программой EMPIRE (отличающейся по ряду параметров от TALYS) с параметрами из RIPL-3, отклоняется от измеренного сечения деления, но и представлен вариант расчета с измененными параметрами барьеров, переходных состояний и плотности уровней над барьерами, согласующийся с экспериментальными данными. Не ставя себе цели получить столь же хорошее описание для сечения, мы ограничились тем, что произвели некоторые аналогичные изменения параметров переходных состояний и барьеров (не меняя параметры плотности уровней) для ядер ^{238}Np , ^{237}Np , ^{236}Np , учет которых наиболее важен в области до 30 МэВ

(при этом для простоты мы отказались от учета переходных состояний для ^{237}Np и ^{236}Np). Это позволило нам получить сечение деления в реакции $n+^{237}\text{Np}$, которое вплоть до 100 МэВ разумным образом согласуется с измеренным (см. рис. 2), заметно отличаясь от него лишь в интервалах 2–7 и 8–16 МэВ, но не более, чем на 25–30 % (отметим, что рассматриваемая задача не имеет однозначного решения, так что мы нашли лишь один из возможных наборов параметров). Область выше 100 МэВ мы обсудим ниже. В таблице 1 приведены параметры барьеров деления ядер ^{238}Np , ^{237}Np , ^{236}Np , использованные нами как при описании сечения деления, так и углового распределения осколков. Расчеты сечения деления были выполнены для двух наборов переходных состояний для ^{238}Np (варианты 1 и 2 на рис. 2), о которых будет сказано ниже.

Таблица 1. Высоты B_i (МэВ) и ширины $\hbar\omega_i$ (МэВ) 1-го и 2-го барьеров деления для ядер ^{238}Np , ^{237}Np , ^{236}Np , использованные нами для описания сечения деления и угловой анизотропии осколков в реакции $n + ^{237}\text{Np}$

Ядро	B_1	$\hbar\omega_1$	B_2	$\hbar\omega_2$
^{238}Np	6.05	0.4	5.35	0.4
^{237}Np	5.4	1.0	5.2	0.5
^{236}Np	5.1	0.6	5.0	0.4

Минимизируя число привлеченных параметров, мы пользуемся статистическим распределением (9) и величиной K_0^2 в форме (10) до сколь возможно низких энергий возбуждения E_{ex} делящихся ядер. Температура ядра на барьере, входящая в (10), находится по формуле $T = \sqrt{U/a_{fi}(U)}$, где $U = E^* - \Delta - \text{эффeктивная энергия возбуждения}$, $E^* = E_{ex} - B_{fi}$ – энергия возбуждения ядра над i -м барьером, Δ – параметр, зависящий от (Z, N) и связанный с энергией спаривания нуклонов, а $a_{fi}(U)$ – параметр плотности уровней, зависящий от энергии и номера i барьера; величины B_{fi} (помимо тех, что приведены в табл. 1), Δ и $a_{fi}(U)$ заданы в TALYS. Соответственно, мы принимаем, что (9) и (10) справедливы при $E^* > \Delta + U_{up}$, где E^* вычисляется над более высоким барьером, а энергия U_{up} одинакова для всех ядер. При этом мы устанавливаем U_{up} для ядра ^{238}Np следующим образом. При энергии столкновения E_{cm} нейтрона и ядра ^{237}Np в с.ц.м. (практически совпадающей с энергией нейтрона E в л.с.) энергия возбуждения компаунд-ядра равна $E_{ex} = E_{cm} + B_n$, где $B_n = 5.488$ МэВ – энергия связи нейтрона в ^{238}Np . Согласно рис. 1 в интервале $E \simeq 1\text{--}6$ МэВ или $E_{ex} \simeq 6.5\text{--}11.5$ МэВ анизотропия меняется очень незначительно. Предполо-

жив, что это свидетельствует о справедливости статистического распределения во всем этом интервале, и принимая во внимание, что нижняя граница этого интервала превышает первый, более высокий, барьер приблизительно на 0.4 МэВ, мы устанавливаем $U_{up} = 0.4$ МэВ, так как $\Delta = 0$ в нечетно-нечетном ядре ^{238}Np .

Однако ниже 1 МэВ анизотропия быстро падает с понижением энергии до величин, меньших единицы. Это должно быть связано с переходными состояниями. В последовательном подходе в этой области энергий в формулах (6), (8) произведения $P_f^{ZN}(J\pi; i)\rho_{ZN}^{J\pi i}(K)$ следовало бы заменить делимостями $P_f^{ZN}(J\pi K; i)$, зависящими от K и непосредственно связанными с переходными состояниями с квантовыми числами (J, π, K) . Но такие делимости в программе TALYS не вычисляются. Причина заключается в недостаточной проработанности этого вопроса. Так, в частности, современные изложения методов описания деления как в исследовательских, так и в прикладных целях, не содержат рекомендаций по расчетам делимостей как явных (и существенных) функций K (см., например, [21]).

Поэтому в области энергий возбуждения, сравнимых с высотой барьера, мы используем следующее приближение: пусть при энергиях $E^* < \Delta + U_{down}$ деление идет преимущественно через состояния с $|K|$, близкие к некоторому K_1 , в соответствии с формулой

$$\rho_{ZN}^{J\pi i}(K) \sim e^{-\alpha(|K| - K_1)^2}. \quad (15)$$

Примем, что величины U_{down} и α одинаковы для всех ядер, а число K_1 может быть при необходимости подобрано для каждого изотопа. В области $\Delta + U_{down} < E^* < \Delta + U_{up}$ распределение по K описываем функцией, которая с ростом E^* плавно преобразуется от формы (15) к форме (9). Значения $U_{down} = -0.1$ МэВ и $\alpha = 1.5$ мы находим путем воспроизведения угловой анизотропии для $n+^{237}\text{Np}$ при энергиях ниже 1 МэВ. При этом ключевым является параметр K_1 . Варьируя его в физически разумном интервале от 0 до 4, мы установили, что в области вблизи $E = 0.5$ МэВ наблюдаемая анизотропия $W(0^\circ)/W(90^\circ) \simeq 0.95$ (см. рис. 1) воспроизводятся, только если параметр K_1 близок к нулю или к числу 4 (при всех промежуточных значениях K_1 анизотропия при указанной энергии либо превышает 1, либо, если и оказывается меньшей, чем 1, то на очень незначительную величину). Здесь имеется также чувствительность к переходным состояниям для ядра ^{238}Np , которые вводятся для описания сечения деления при низких энергиях. В варианте 1 принимаем $K_1 = 0$, а в интервал 0.1 МэВ над каждым ба-

рьером помещаем состояния $(K, \pi) = (0, -), (1, -)$ и $(3, -)$, тогда как в варианте 2 мы полагаем $K_1 = 4$ и в тот же интервал над барьерами помещаем состояния $(K, \pi) = (1, -), (2, -), (3, -)$ и $(4, -)$. Отметим, что сечение деления в этих вариантах описывается приблизительно одинаково (очень небольшое различие имеется только в интервале 1–2 МэВ – см. рис. 2).

Таким образом, наша модель вычисления углового распределения осколков деления ядер нейтронами с энергиями от очень низких, масштаба 0.1 МэВ, до промежуточных, вплоть до 200 МэВ, основанная на использовании программы TALYS, содержит следующие дополнительные параметры: $\alpha, U_{\text{down}}, U_{\text{up}}, J_{\text{eff}}$, одинаковые для всех ядер, и число K_1 , которое должно быть задано для каждого изотопа. На практике, помимо уже указанных выше значений K_1 для ^{238}Np , мы приняли $K_1 = 0.5$ для ядра ^{237}Np и $K_1 = 1.5$ для всех остальных ядер. Эффективный момент инерции J_{eff} выбран так, что $\hbar^2/J_{\text{eff}} = 0.017$ МэВ. Результаты вычисления угловой анизотропии в интервале от 0.1 до 200 МэВ представлены в виде двух линий на рис. 1: сплошная линия соответствует варианту 1, а штриховая – варианту 2. Выше $E \simeq 1$ МэВ или $E_{\text{ex}} \simeq B_{fi} + U_{\text{up}} \simeq 6.5$ МэВ, где в обоих вариантах распределение по K в ядре ^{238}Np имеет статистический характер, линии практически совпадают (различия в переходных состояниях в этом же ядре при этих энергиях не проявляются).

Выполненные нами расчеты подтверждают вывод работы [11] о том, что ядра, делящиеся на поздних стадиях реакции, вносят значительный вклад в наблюдаемую угловую анизотропию. Возьмем для примера достаточно большую энергию $E = 80$ МэВ, при которой степень анизотропии $a = W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1$ все еще заметно отлична от нуля: вычисленное значение $a = 0.078$ близко к экспериментальным величинам в этой области. При этом сечение деления $\sigma_f = 1793.1$ мб приблизительно на 80 % определяется изотропной составляющей σ_f^{DPE} и лишь на 20 % – анизотропной σ_f^C . По нашим расчетам вклады в σ_f^C , превышающие 1 мб, вносят 22 изотопа, при этом 8 изотопов, ^{238}Np , ^{236}U , ^{235}U , ^{233}U , ^{232}U , ^{231}U , ^{230}U и ^{234}Pa , формируют 80 % сечения σ_f^C , и среди них наибольший вклад, 25 %, вносит изотоп ^{230}U . Примечательно, что при учете вклада одного только этого изотопа в наблюдаемую анизотропию получается $a = 0.024$, т.е. 31 % от интегральной величины $a = 0.078$, обусловленной всеми делящимися ядрами. Аналогичный учет одних только 8 перечисленных изотопов дал бы $a = 0.061$, т.е. 78 % от интегрального значения.

Поскольку вклады в угловую анизотропию осколков дает значительное число изотопов с разными (Z, N) и энергиями возбуждения, то используемая нами величина J_{eff} представляет собой некоторое среднее по эффективным моментам инерции делящихся ядер. То же можно сказать и про другие параметры. При этом успешное описание угловой анизотропии в диапазоне от 0.4 до 160 МэВ (см. рис. 2) с минимальным числом “усредненных” параметров свидетельствует о высокой адекватности как предложенного метода, так и программы TALYS, взятой за основу. Так, в частности, расчет определенно указывает, что причиной падения анизотропии выше 30 МэВ является рост предравновесных вкладов в сечение реакции. Однако области, где описание расхожится с наблюдениями, безусловно заслуживают более детального изучения. Таковы, в частности, энергии выше 100 МэВ, где расчетные сечения деления существенно занижены, возможно, из-за переоценки предравновесных вкладов. Если это подтвердится и будет исправлено, то, возможно, возрастут и предсказания для анизотропии, так что экспериментальное значение $a = 0.072 \pm 0.011$ при $E = 95.8$ МэВ, которое сейчас представляется завышенным, окажется на расчетной кривой. Внимания также требуют области 15–20 и 1–4 МэВ, где, как представляется, имеются систематические расхождения расчетных и измеренных величин, хотя и разных масштабов. При этих относительно низких энергиях число делящихся изотопов, определяющих угловую анизотропию осколков, невелико, и, возможно, требуется учет зависимости эффективного момента инерции и других параметров от (Z, N) . Наконец, отдельный интерес представляет область ниже 1 МэВ, где упрощенная модель указывает на два возможных описания имеющихся данных по угловой анизотропии, связанных с низкими и высокими значениями K . Повышение точности измерений угловой анизотропии при 0.3–0.4 МэВ, возможно, позволит осуществить выбор между этими вариантами.

Таким образом, в данной работе нами представлены экспериментальные данные по угловой анизотропии осколков деления ядра ^{237}Np нейтронами низких и промежуточных энергий, а также метод расчета этих угловых распределений, основанный на использовании программы TALYS. Результаты тестирования этого метода на данных, полученных для ^{237}Np , свидетельствуют о том, что он может быть использован для получения новой информации как о реакциях при промежуточных энергиях, так и о процессе деления. Так, в частности, метод позволяет установить вклады отдельных изотопов в наблюдаемую уг-

ловую анизотропию осколков. Получены также указания на характеристики переходных состояний для ядра ^{238}Np .

Авторы выражают искреннюю благодарность Е. М. Иванову и всему персоналу Ускорительного отдела ПИЯФ за постоянную дружескую поддержку и стабильную работу синхроциклотрона во время проведения эксперимента. Мы высоко ценим сотрудничество с Т. Е. Кузьминой (Радиовый институт им. В. Г. Хлопина) при решении задачи изготовления высококачественных актинидных мишеней.

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 18-02-00571.

1. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, *JETP Lett.* **102**, 203 (2015).
2. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, *JETP Lett.* **104**, 365 (2016).
3. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, *JETP Lett.* **107**, 521 (2018).
4. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, *EPJ Web of Conferences* **146**, 04011 (2017).
5. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **82**, 1240 (2018).
6. N. K. Abrosimov, G. Z. Borukhovich, A. B. Laptev, V. V. Marchenkov, G. A. Petrov, O. A. Shcherbakov, Yu. V. Tuboltsev, and V. I. Yurchenko, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **242**, 121 (1985).
7. O. A. Shcherbakov, A. S. Vorobyev, and E. M. Ivanov, *Phys. Part. Nucl.* **49**, 81 (2018).
8. D. Tarrío, L. S. Leong, L. Audouin et al. (The n_TOF Collaboration), *Nucl. Data Sheets* **119**, 35 (2014).
9. E. Leal-Cidoncha, I. Duran, C. Paradela et al. (The n_TOF Collaboration), *EPJ Web Conf.* **111**, 10002 (2016).
10. V. Geppert-Kleinrath, F. Tovesson, J. S. Barrett et al. (NIFTE Collaboration), *Phys. Rev. C* **99**, 064619 (2019).
11. I. V. Ryzhov, M. S. Onegin, G. A. Tutin, J. Blomgren, N. Olsson, A. V. Prokofiev, and P.-U. Renberg, *Nucl. Phys. A* **760**, 19 (2005).
12. J. E. Brolley, Jr. and W. C. Dickinson, *Phys. Rev.* **94**, 640 (1954).
13. J. E. Simmons and R. L. Henkel, *Phys. Rev.* **120**, 198 (1960).
14. R. B. Leachman and L. Blumberg, *Phys. Rev.* **137**, B814 (1965).
15. R. H. Iyer and M. L. Sagu, in *Proc. Nucl. and Solid State Physics Symp.*, Madurai, India (1970), v. 2, p. 57.
16. D. L. Shpak, B. I. Fursov, and G. N. Smirenkin, *Yadernaya Fizika* **12**, 35 (1970).
17. Kh. D. Androsenko, G. G. Korolev, and D. L. Shpak, *VANT, Ser. Yadernye Konstanty* **46**(2), 9 (1982).
18. S. Ouichaoui, S. Juhasz, M. Varnagy, and J. Csikai, *Acta Physica Hungarica* **64**, 209 (1988).
19. V. V. Zerkin and B. Pritychenko, *Nuclear Instruments and Methods* **888**, 31 (2018); <http://www.nndc.bnl.gov/exfor>.
20. R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission*, Academic Press, N.Y. (1973).
21. R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky et al. (RIPL-3 Collaboration), *Nucl. Data Sheets* **110**, 3107 (2009).
22. A. J. Koning, S. Hilaire, and M. C. Duijvestijn, "TALYS-1.0", *Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (Nice, France, 2007)*, ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, and S. Leray, *EDP Sciences* (2008), p. 211.
23. K. Blum, *Density matrix theory and applications*, third edition, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2012), ch. 4.
24. O. Shcherbakov, A. Donets, A. Evdokimov, A. Fomichev, T. Fukahori, A. Hasegawa, A. Laptev, V. Maslov, G. Petrov, S. Soloviev, Yu. Tuboltsev, and A. Vorobyev, *J. Nucl. Sci. Tech. Suppl.* **39**, 230 (2002).
25. C. Paradela, L. Tassan-Got, L. Audouin et al. (The n_TOF Collaboration), *Phys. Rev. C* **82**, 034601 (2010).
26. M. Diakaki, D. Karadimos, R. Vlastou et al. (The n_TOF Collaboration), *Phys. Rev. C* **93**, 034614 (2016).