Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 6, с. 343 – 351

Измерение угловых распределений осколков деления ^{240}Pu нейтронами с энергиями 1–200 МэВ и их модельный анализ

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*

Поступила в редакцию 5 августа 2020 г.
После переработки 13 августа 2020 г.
Принята к публикации 13 августа 2020 г.

В данной работе представлены результаты измерений угловых распределений осколков деления ^{240}Pu и теоретического анализа полученных экспериментальных данных. Измерения в области выше 10 МэВ выполнены впервые. Предложено модельное описание энергетической зависимости угловой анизотропии осколков во всём исследованном диапазоне энергий нейтронов.

DOI: 10.31857/S1234567820180019

Нейтронный комплекс ГНЕЙС на основе синхроциклотрона СЦ-1000 с энергией протонов 1 ГэВ, действующий в НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ, включает в себя интенсивный импульсный источник нейтронов с длительностью вспышки 10 нс и спектрометр по времени пролета с базами длиной до 50 м [1, 2]. К настоящему времени на этом нейтронном комплексе в рамках программы исследований процесса деления нами получен большой объем новых уникальных экспериментальных данных по угловым распределениям осколков при делении ядер нейтронами промежуточных энергий 1–200 МэВ [3–8]. Измерения выполнены для широкого набора ядер мишеней: $^{\mathrm{nat}}$Pb, ^{209}Bi, ^{232}Th, ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U, ^{237}Np и ^{239}Pu; экспериментальные результаты размещены в базе данных EXFOR [9]. В аналогичных исследованиях, которые ведутся за рубежом коллаборациями n_TOF [10, 11] и NIFFTE [12, 13], были изучены угловые распределения осколков при делении ядер ^{232}Th, ^{235}U и ^{238}U нейтронами примерно в том же диапазоне энергий нейтронов. Результаты, полученные разными группами, в целом согласуются между собой; выявленные отличия, безусловно, станут предметом внимательного анализа.

Интерес к угловым распределениям осколков деления ядер нейтронами, протонами и другими падающими частицами обусловлен тем, что анизотропия угловых распределений чувствительна к характеристикам переходных состояний на барьерах деления – см., например, [14]. Эта информация важна, поскольку в механизме деления остается еще много неясного в силу его сложности. Отметим также, что исследования угловых распределений осколков в реакциях с нейтронами с энергиями выше 20–30 МэВ начались сравнительно недавно. Результаты первых измерений на нейтронах с энергиями до 100 МэВ для ядер ^{232}Th и ^{238}U были представлены в [15].

Теоретическое описание угловой анизотропии осколков основывается на учете двух факторов (для определенности рассмотрим деление, инициируемое нейтронами). Во-первых, спины J первичных компаунд-ядерных состояний, формирующихся при захвате ядрами-мишенями нейтронов с отличными от нуля орбитальными моментами (они перпендикулярны импульсу нейтронов), выстраиваются преимущественно поперек оси столкновения (оси z) нейтрона и ядра-мишени. Другими словами, если взять уровень компаунд-ядра со спином J, то сечения заселения выше для подуровней с малыми $|M|$, где M – проекция J на ось z. Во-вторых, компаунд-ядро при делении проходит через переходные состояния на барьере (или на барьерах, если их несколько), которые характеризуются определенными проекциями K спина J на ось деформации ядра или представляют собой определенные суперпозиции состояний с проекциями K на основную ось деформации, если ядро не обладает аксиальной симметрией. Поэтому формируется некоторое, в общем случае неравномерное, распределение $\rho^J(K)$ вероятности деления через состояния с квантовыми числами K (при этом $\rho^J(K) = \rho^J(-K)$ при сохранении пространственной четности). Важно,

1) e-mail: vorobyev_as@pnpi.nrcki.ru

что аналогичные распределения сечений заселения по M и вероятностей деления по K имеют место не только для уровней первичных компаунд-ядер, но и для всех уровней со спином J и четностью π, нумеруемых индексом i, всех делящихся нуклидов (остаточных ядер) с Z протонами и N нейтронами; пусть $\sigma_{ZN}(J\pi iM)$ – сечение заселения соответствующего подуровня.

Отметим, что при высоких энергиях столкновения остаточные ядра формируются не только потому, что первичное компаунд-ядро равновесным образом испускает одну частицу или несколько; пусть $\sigma^C_{ZN}(J\pi iM)$ – сечение заселения подуровня остаточного ядра в таком процессе. Ведь при столкновении нейтрона с ядром-мишенью не всегда образуется компаунд-ядро. Остаточное ядро, вообще говоря, возбужденное, может возникнуть вследствие некоторого прямого процесса или стать следствием захвата нейтрона ядром-мишенью и последующего предравновесного испускания некоторой частицы. За образованием этого возбужденного остаточного ядра может, в свою очередь, последовать каскадное испускание одной или нескольких частиц с образованием других остаточных ядер. Пусть $\sigma^{DPE}_{ZN}(J\pi iM)$ – это сечение заселения подуровня остаточного ядра, если процесс начинается с прямого (Direct) или предравновесного (Pre-Equilibrium) процесса, так что

$$\sigma_{ZN}(J\pi iM) = \sigma^{DPE}_{ZN}(J\pi iM) + \sigma^C_{ZN}(J\pi iM). \qquad (1)$$

Суммируя по M левую и правую части этого соотношения, получим аналогичную формулу для сечений заселения уровней,

$$\sigma_{ZN}(J\pi i) = \sigma^{DPE}_{ZN}(J\pi i) + \sigma^C_{ZN}(J\pi i). \qquad (2)$$

Поэтому полное сечение деления

$$\sigma_f = \sum_{ZNJ\pi i} \sigma_{ZN}(J\pi i) P^{ZN}_f(J\pi i) = \sigma^{DPE}_f + \sigma^C_f, \quad (3)$$

где $P^{ZN}_f(J\pi i)$ – вероятность деления (делимость) уровня, распадается на составляющие σ^{DPE}_f и σ^C_f (суммирование по i превращается в интегрирование, если уровни лежат в непрерывном спектре).

Итак, любой делящийся $(J\pi i)$-уровень любого образующегося (ZN)-нуклида характеризуется распределением $\rho^{J\pi i}_{ZN}(K)$ вероятности деления по числу K, связанным со свойствами переходных состояний. Заметим, что это распределение не зависит от M в силу изотропии пространства. При этом сечения заселения уровня и его подуровней определяются формулами (2) и (1) соответственно. Удобно ввести распределение вероятности заселения подуровней по проекции M: $\eta^{J\pi i}_{ZN}(M) = \sigma_{ZN}(J\pi iM)/\sigma_{ZN}(J\pi i)$. Тогда угловое распределение осколков деления в системе центра масс (с.ц.м.), нормированное на единицу, может быть представлено в виде ряда по полиномам Лежандра,

$$\frac{dw^{J\pi i}_{ZN}(\theta)}{d\Omega} = \sum_{Q=0,2,\ldots} \frac{2Q+1}{4\pi}\, \tau^{ZN}_{Q0}(J\pi i)\beta^{ZN}_Q(J\pi i) P_Q(\cos\theta), \qquad (4)$$

где θ – угол между направлением импульса осколка и осью столкновения, спин-тензоры ориентации

$$\tau^{ZN}_{Q0}(J\pi i) = \sum_M C^{JM}_{JMQ0}\, \eta^{J\pi i}_{ZN}(M), \quad \tau^{ZN}_{00}(J\pi i) = 1, \qquad (5)$$

четного ранга Q характеризуют выстроенность спинов делящихся состояний, а величины

$$\beta^{ZN}_Q(J\pi i) = \sum_M C^{JK}_{JKQ0}\, \rho^{J\pi i}_{ZN}(K), \quad \beta^{ZN}_0(J\pi i) = 1, \qquad (6)$$

называют параметрами анизотропии, C^{Aa}_{BbDd} – коэффициенты Клебша–Гордана, см. [8, 16].

При низких энергиях падающих нейтронов полное и дифференциальное сечения деления практически полностью (с точностью до вкладов от реакции $(n,\gamma f)$) определяются вкладами состояний первичного компаунд-ядра (делениями 1-го шанса), но с ростом энергии нейтронов появляется вклад от делений 2-го шанса, т.е. от деления состояний остаточного ядра, возникающего после испускания первичным компаунд-ядром одного нейтрона. При дальнейшем увеличении энергии нейтронов картина все более усложняется не только за счет открывающихся 3-го, 4-го и т.д. шансов, но и вследствие появления вкладов от остаточных делящихся ядер, формирующихся в прямых и предравновесных процессах. Понятно, что угловые распределения осколков могут быть найдены, лишь если вычисляются как спин-тензоры, определяющие выстроенности всех делящихся состояний всех остаточных ядер, так и соответствующие параметры анизотропии.

Существующие в настоящее время программные комплексы, такие как, например, TALYS [17], моделирующие ядерные реакции при низких и промежуточных энергиях, вычисляют только сечения образования и делимости уровней остаточных ядер, что достаточно для получения как полного, так и парциальных (связанных с отдельными нуклидами) сечений деления – см. (2) и (3). Но ни один из таких комплексов не содержит в себе опции вычисления угловых распределений осколков деления. До недавнего времени работа [15] оставалась единственной, в которой был выполнен расчет углового распределения осколков деления ядер ^{232}Th и ^{238}U нейтронами с энергиями до 100 МэВ. К сожалению, не все детали вычислений представлены в указанной статье. Кроме того, публикаций, посвященных развитию методики или расчетам для других ядер, не последовало. Следующее вычисление углового распределения осколков деления ядер нейтронами промежуточных энергий до 200 МэВ было выполнено нами [8, 16]. Предметом изучения стала реакция ^{237}Np(n, f), для которой нами же были получены соответствующие экспериментальные данные. Мы поставили себе задачу дополнить упомянутую выше программу TALYS, код которой является открытым, возможностью расчета угловых распределений осколков путем включения в программу блоков, в которых вычисляются спин-тензоры ориентации и параметры анизотропии.

В этой статье представлены результаты измерений угловых распределений осколков, выполненных для деления ядер ^{240}Pu нейтронами промежуточных энергий, а также расчетов этих угловых распределений в рамках разработанного нами подхода. Важность измерений заключается в том, что для ^{240}Pu в области энергии нейтронов ниже 10 МэВ имелись только два набора данных [18, 19], а выше 10 МэВ экспериментальные данные отсутствовали. Что же касается расчетов, то цель состояла не только в проверке нашего метода, но и в его усовершенствовании.

Измерения были произведены на пролетной базе 36.5 м нейтронного пучка # 5 времяпролетного спектрометра ГНЕЙС. Мишень ^{240}Pu обогащением 99.13 %, толщиной 153 мкг/см^2 и диаметром 80 мм, в виде слоя двуокиси плутония PuO_2 на подложке из алюминия толщиной 100 мкм и диаметром 100 мм, была изготовлена стандартным методом "намазывания".

Регистрация осколков деления производилась двумя позиционно-чувствительными многопроволочными пропорциональными счетчиками (МППС) размером 140×140 мм^2. Эффективность регистрации осколков деления полностью определяется геометрией МППС и проницаемостью проволочных электродов. Система накопления данных была организована на основе 8-ми битового 500 МГц оцифровщика (Acqiris DC-270). Временной и амплитудный анализ волновых форм сигналов со счетчиков позволяет определить координаты регистрируемых осколков и энергию нейтрона, вызывающего деление, по методу времени пролета. Существенным моментом является то, что совместное использование МППС и методов цифровой обработки сигналов позволило провести измерения с практически нулевым порогом регистрации

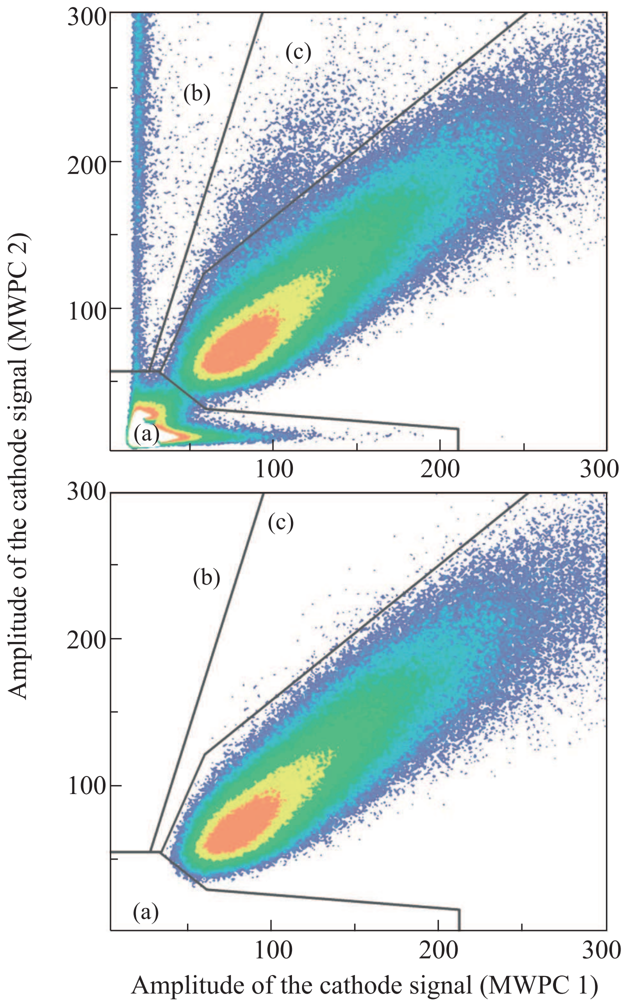

Рис. 1. (Цветной онлайн) Двумерное представление зависимости между амплитудами катодных сигналов с двух МППС в эксперименте с мишенью ^{240}Pu: (a) – область не связанных с делением продуктов реакций, индуцированных нейтронам; (b) и (c) – события деления, соответствующие случаю, когда осколки деления зарегистрированы только одним из МППС из-за ограниченной прозрачности другого. На нижней части рисунка показаны "полезные" события деления

осколков при отсутствии вклада сопутствующих реакций. Наиболее наглядно это демонстрируют двумерные распределения амплитуд катодных сигналов с обоих МППС, представленные на рис. 1, до и после выделения событий деления. Подробное описание экспериментальной установки и процедуры обработки данных представлено в наших работах [4, 6].

Полученные в данной работе угловые распределения осколков деления ядер ^{240}Pu (в с.ц.м. нейтрона и ядра-мишени), т.е. выходы осколков $W(\theta)$ под углом

θ между направлением импульса осколка и осью нейтронного пучка, описывались при помощи функции, являющейся суммой четных полиномов Лежандра до 4-й степени (вклад 6-й и более высоких степеней пренебрежимо мал) включительно в диапазоне углов $0.24 < \cos\theta < 1.0$ с шагом по $\cos\theta$, равным 0.01. На рисунке 2 представлена анизотропия $W(0°)/W(90°)$

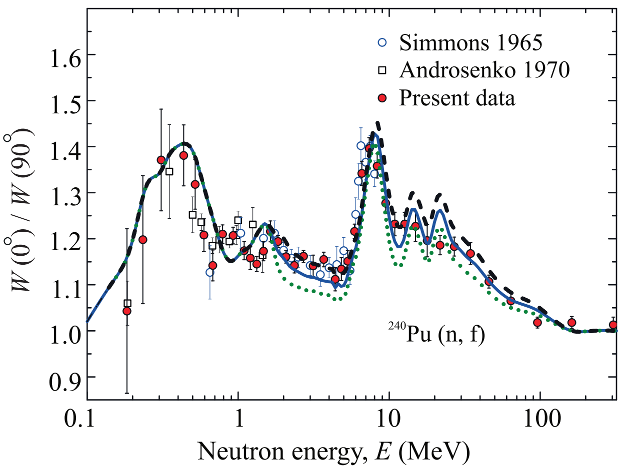

Рис. 2. (Цветной онлайн) Угловая анизотропия осколков деления ^{240}Pu в зависимости от энергии E падающих нейтронов. Экспериментальные данные представлены точками; помимо наших данных приведены результаты авторов [18, 19]. Указанные ошибки являются статистическими. Штриховая, сплошная и точечная кривые – результаты наших расчетов (см. текст статьи), отличающиеся только значением параметра $\hbar^2/I_{\rm eff}$, равным 9, 7 и 5 кэВ, соответственно

осколков деления ядер ^{240}Pu, полученная для интервала энергий нейтронов 1–200 МэВ. Анизотропия определялась через коэффициенты A_2 и A_4 при соответствующих полиномах Лежандра посредством следующего выражения:

$$\frac{W(0°)}{W(90°)} = \frac{1 + A_2 + A_4}{1 - A_2/2 + 3A_4/8}. \quad (7)$$

Полная информация об угловом распределении заключена в A_2 и A_4. На практике, однако, коэффициент A_4 заметно отличается от нуля лишь в небольшом диапазоне низких энергий, и почти всегда мал по сравнению с A_2. В случаях, когда величиной A_4 можно пренебречь, анизотропия $W(0°)/W(90°)$ и коэффициент A_2 однозначно связаны друг с другом.

В области энергий нейтронов ниже ~ 10 МэВ результаты нашей работы в пределах экспериментальных погрешностей согласуются с данными Симмонса и др. [18], а также Андросенко и Смиренкина [19]. Для энергий нейтронов выше 10 МэВ данные об энергетической зависимости анизотропии угловых распределений осколков получены впервые. Средняя величина погрешности наших измерений во всем исследованном диапазоне энергии нейтронов 1—200 МэВ составляет 2–3 %, за исключением области энергий вблизи порога реакции (n, f) ниже 1 МэВ.

Угловую анизотропию естественно описывать вместе с сечением деления. Ведь вид углового распределения осколков, как выше было сказано, связан со свойствами переходных состояний на барьерах, но величина сечения деления определяется этими же барьерами и плотностью этих же переходных состояний. Ранее было отмечено, что в программе TALYS вычисляются полные и парциальные сечения деления в реакциях с нейтронами при низких и промежуточных энергиях столкновения до 200 МэВ (и даже формально до 1000 МэВ, но с нарастающими погрешностями, обусловленными, в частности, тем, что механизмы взаимодействия, специфичные для высоких энергий, не учитываются). Эти вычисления осуществляются в рамках схемы, описанной, к примеру, в [20]. Более того, в TALYS по умолчанию используются численные значения параметров, определяющих конфигурацию барьера деления, как правило, двугорбого, а также переходные состояния на барьерах, взятые из этой же публикации [20], которая посвящена описанию 3-й версии библиотеки входных параметров RIPL-3 (*Reference Input Parameter Library*), рекомендованных для использования в расчетах наблюдаемых величин в ядерных реакциях и при оценке ядерных данных.

В действительности, эти параметры из RIPL-3 вместе с используемой в TALYS по умолчанию моделью Гилберта–Камерона [21] для плотности уровней, в том числе на барьерах, весьма приближенно описывают многие сечения деления. Это, в частности, касается и реакции ^{237}Np(n, f), обсуждавшейся нами в [8, 16], и реакции ^{240}Pu(n, f), которую мы рассматриваем здесь; сравнение экспериментальных данных [22, 23] по сечению деления ядер ^{240}Pu нейтронами с энергиями от 0.1 до 200 МэВ и результатов расчета в TALYS с параметрами по умолчанию представлено на рис. 3. Для удобства представления, на рис. 3 нанесены каждая 2-я точка данных работы [22] и каждая десятая точка данных работы [23].

Невысокая точность описания многих сечений деления является, по-видимому, следствием как недостаточной изученности механизма деления, так и несовершенства используемых моделей. О первом свидетельствует тот факт, что согласно RIPL-3 ротационные полосы переходных состояний всех четно-

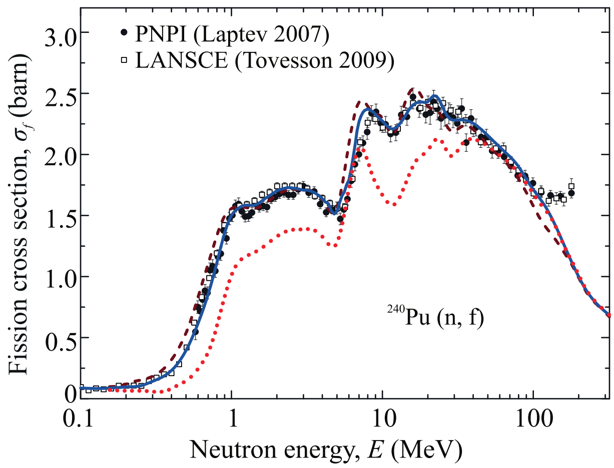

Рис. 3. (Цветной онлайн) Сечение деления ^{240}Pu в зависимости от энергии E падающих нейтронов: экспериментальные данные взяты из работ [22, 23], точечная линия – расчет с параметрами, заданными в TALYS по умолчанию, штриховая линия – расчет с параметрами "best", сплошная линия – расчет с параметрами из табл. 1, см. также текст статьи

четных делящихся ядер следует строить на одних и те же рекомендованных уровнях с энергиями $E_{K\pi}$ в одних и тех же интервалах от нуля до некоторой энергии E_{cj}, за которой начинается непрерывный спектр переходных состояний, j – номер барьера (и то же верно для всех четно-нечетных, нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер). Ясно, что это упрощение. Таким образом, прежде чем технически усложнять модели деления, естественно попытаться согласовать расчет с экспериментом в рамках имеющихся моделей путем подбора более приемлемых параметров, относящихся к делению (но не меняя другие параметры и тем самым сохраняя качество описания сечений в упругом канале и всех других каналах реакции).

В качестве первого шага мы воспользовались опцией "best" в TALYS, означающей, что вместо параметров по умолчанию используются параметры из специального набора, улучшающие описание наблюдаемых величин в заданной реакции, в нашем случае – ^{240}Pu(n,f). Сечение деления, вычисленное с параметрами "best", представлено на рис. 3, и оно действительно лучше согласуется с экспериментальными данными, нежели вариант по умолчанию. Это достигается тем, что 1) немного изменяются некоторые из высот и ширин барьеров ^{241}Pu, ^{240}Pu и ^{239}Pu, 2) для каждого из ядер ^{240}Pu и ^{239}Pu понижается параметр плотности уровней при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона, и повышаются плотности переходных состояний над 1-м и 2-м барьерами, 3) подавляется влияние состояний во 2-й яме ядра ^{241}Pu на сечение деления (это важно лишь при очень низких энергиях, соответствующих глубоко подбарьерной области). Отметим сразу, что в наш набор параметров, описанный ниже, из перечисленного не измененным вошел лишь пункт 3).

Мы, однако, отказались от варианта "best", поскольку в нем необходимое повышение плотности уровней над барьерами ядер ^{240}Pu и ^{239}Pu обеспечивается неудовлетворительным способом. А именно, в модели Гилберта–Камерона отдельно задаются функции, описывающие плотность уровней при низких и высоких энергиях, но при некоторой энергии E_M, разделяющей указанные области, приравниваются и сами функции, и их первые производные. Между тем, в варианте "best" (для рассматриваемой реакции) плотности уровней при низких и высоких энергиях задаются совершенно независимо, так что при энергии E_M плотность уровней претерпевает разрыв.

Таблица 1. Высоты B (МэВ), параметры ширин $\hbar\omega$ (МэВ), факторы R_{tm} и K_{rc} для 1-го и 2-го барьеров деления нуклидов $^{241-238}$Pu в зависимости от массового числа A, использованные нами для описания сечения деления и угловой анизотропии осколков в реакции ^{240}Pu(n,f)

	1				2			
A	B	$\hbar\omega$	R_{tm}	K_{rc}	B	$\hbar\omega$	R_{tm}	K_{rc}
241	6.05	0.78	0.7	1.5	5.4	0.5	1.0	1.5
240	6.07	0.9	8.0	2.0	5.05	0.6	8.0	4.0
239	6.1	0.8	0.7	1.5	5.6	0.5	1.0	1.5
238	5.6	0.9	4.0	1.0	5.0	0.6	4.0	2.0

В результате мы, во-первых, отказались от вмешательства в параметр плотности уровней для ^{240}Pu и ^{239}Pu, подбираемый в TALYS для каждого ядра таким образом, чтобы он согласовывался с известным средним расстоянием между s-волновыми компаунд-резонансами, и, во-вторых, добились необходимого повышения плотности переходных состояний для указанных ядер, сохраняя непрерывность и гладкость плотности уровней. Для этого мы воспользовались подгоночными параметрами, имеющимися в TALYS, R_{tm} и K_{rc}. Первый из них определяет момент инерции ядра на барьере $I_\perp = R_{tm} I_\perp^{rb}$ относительно оси, перпендикулярной оси деформации, где $I_\perp^{rb}$ – соответствующий "твердотельный" момент инерции. По умолчанию в TALYS принято, что параметр R_{tm} равен 0.6 на 1-м барьере и 1.0 на 2-м барьере. Второй параметр, K_{rc}, входит как множитель в фактор коллективного усиления плотности уровней на барьерах при энергиях возбуждения выше

E_M и по умолчанию принимается равным единице. С помощью параметра R_{tm} можно увеличить моменты инерции ядер на барьерах, что дает рост числа уровней в ротационных полосах в области дискретных уровней от нуля до энергии $E_{cj} < E_M$ (подобная коррекция числа ротационных уровней была выполнена также для ^{241}Pu и ^{238}Pu). Кроме того, мы немного изменили некоторые из высот и ширин барьеров нуклидов $^{241-238}$Pu по сравнению со значениями из RIPL-3. Все использованные параметры для $^{241-238}$Pu (в том числе все, отличающиеся от значений по умолчанию) приведены в табл. 1. Результат расчета сечения деления представлен на рис. 3. На наш взгляд, это описание не уступает по качеству варианту "best", а в некоторых интервалах, в частности, 5–8 МэВ, выглядит лучше.

На рисунке 4 представлено полное сечения деления σ_f вместе с составляющими, обусловленными делениями 1-го, 2-го и 3-го шансов. Отметим, что пик в сечении вблизи энергии 8 МэВ, хотя и связан с ростом вклада от деления 2-го шанса, но своей характерной формой обязан скорее тому, что выше 8 МэВ сечение деления 1-го шанса падает быстрее, нежели растет вклад от 2-го. Кроме того, на этом же рисунке представлена "компаунд-составляющая" полного сечения деления, определенная формулами (2) и (3).

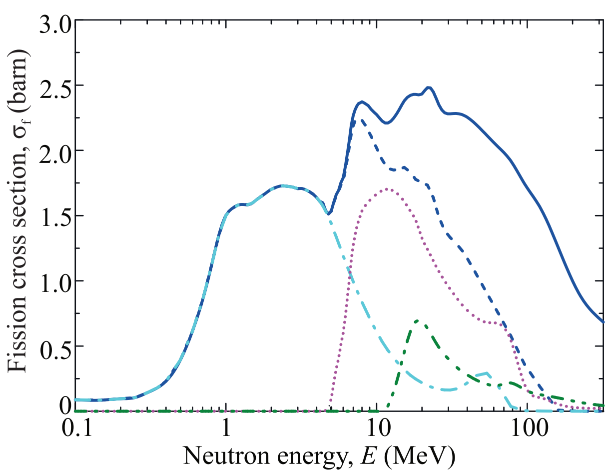

Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанные нами полное и парциальные сечения деления ^{240}Pu в зависимости от энергии E падающих нейтронов. Сплошная линия – сечение деления σ_f, штриховая линия – компаунд-составляющая сечения деления σ_f^C, штрих-пунктирная линия – вклад деления 1-го шанса, точечная линия – вклад деления 2-го шанса, штрих-пунктирная линия с двумя точками – вклад деления 3-го шанса

Изложим теперь вкратце суть нашего подхода к вычислению углового распределения осколков, ранее использованного для описания результатов, полученных в реакции ^{237}Np(n,f) [8, 16]. Поскольку делимость $P_f^{ZN}(J\pi i)$ — это сумма по делимостям $P_f^{ZN}(J\pi iK)$ через состояния с определенными K, то распределение по K, входящее в выражение (6), вычисляется как отношение: $\rho_{ZN}^{J\pi i}(K) = P_f^{ZN}(J\pi iK)/P_f^{ZN}(J\pi i)$. При этом дифференциальное сечение деления записывается в виде

$$\frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} = \sum_{ZNJ\pi i} \sigma_{ZN}(J\pi i) P_f^{ZN}(J\pi i)\, \frac{dw_{ZN}^{J\pi i}(\theta)}{d\Omega}. \quad (8)$$

При интегрировании по всем телесным углам это дифференциальное сечение переходит в сечение деления (3).

Далее, поскольку сечения $\sigma_{ZN}(J\pi iM)$ (1), определяющие распределения $\eta_{ZN}^{J\pi i}(M)$, состоят из DPE- и C-составляющих, то возникают две существенно разные задачи по вычислению спин-тензоров ориентации (5) уровней делящихся ядер. Одна связана с прямыми и предравновесными процессами, тогда как другая — с формированием исходного выстроенного компаунд-ядра и его последующего статистического распада. Эта последняя задача решается с той же точностью, с какой в рамках метода Хаузера–Фешбаха, заложенного в TALYS, находятся сечения заселения всех уровней компаунд-ядра и всех остаточных ядер. Что же касается первой задачи, то в [8] мы привели следующий аргумент в пользу слабой выстроенности состояний, заселяющихся через прямые и предравновесные процессы. В этих процессах входной и выходной каналы характеризуются сравнимыми энергиями относительного движения и, следовательно, сравнимыми относительными орбитальными моментами. Но направление оси разлета частиц, относительно которой выстроены орбитальные моменты в выходном канале, меняется в пространстве от столкновения к столкновению, поэтому в среднем направление углового момента остаточного ядра должно быть слабо связано с осью столкновения, т.е. выстроенность остаточных ядер относительно оси z должна быть незначительной. Иначе обстоит дело в компаунд-ядерных процессах, где выходные каналы характеризуются относительно малыми энергиями относительного движения, масштаба температуры ядра, и, следовательно, малыми орбитальными моментами. Поэтому большая выстроенность первичного компаунд-ядра должна эффективно передаваться остаточным ядрам (что и было подтверждено расчетами).

Таким образом, мы пренебрегаем выстроенностями остаточных ядер, образующихся после прямых и предравновесных процессов. Соответственно, если в дифференциальном сечении деления выделить изотропное DPE-слагаемое и добавить к нему изотропную часть C-слагаемого, то получим:

$$\frac{d\sigma_f(\theta)}{d\Omega} = \frac{\sigma_f}{4\pi} + \sum_{Q=2,4,\ldots} \sigma^C_{fQ} P_Q(\cos\theta), \tag{9}$$

$$\sigma^C_{fQ} = (2Q+1) \sum_{ZNJ\pi i} \sigma^C_{ZN}(J\pi i) P^{ZN}_f(J\pi i) \times \times \tau^{CZN}_{Q0}(J\pi i) \beta^{ZN}_Q(J\pi i), \tag{10}$$

где величины $\sigma^C_{ZN}(J\pi i)$, $P^{ZN}_f(J\pi i)$ исходно рассчитываются в TALYS, тогда как вычисление $\tau^{CZN}_{Q0}(J\pi i)$ добавлено нами в TALYS. Наблюдаемое угловое распределение осколков легко приводится к форме, из которой было получено выражение (7),

$$W(\theta) = \frac{d\sigma_f(\theta)/d\Omega}{\sigma_f} = \frac{1}{4\pi}\left(1 + \sum_{Q=2,4,\ldots} A_Q P_Q(\cos\theta)\right). \tag{11}$$

Есть и еще один аргумент в пользу изотропности DPE-составляющей сечения деления. Сравним энергетическую зависимость наблюдаемой угловой анизотропии $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ на рис. 2 и рассчитанной компаунд-составляющей сечения деления σ^C_f на рис. 4. Мы видим, что выше 20 МэВ эти величины, разные по своей природе, уменьшаются с ростом энергии схожим образом. Но так и должно быть, если угловая анизотропия осколков обусловлена главным образом выстроенностью компаунд-ядра, передающейся на остаточные ядра в процессе его статистического распада. Величина σ^C_f обращается в нуль вблизи энергии 160 МэВ; при этой энергии и выше отличие наблюдаемой угловой анизотропии от нуля сравнимо со статистической погрешностью.

Что же касается параметров анизотропии, входящих в (10), то при достаточно высоких энергиях возбуждения для распределения по K, входящего в (6), используется статистическая гипотеза (см., например, [14]), $\rho^{J\pi i}_{ZN}(K) \sim e^{-K^2/2K_0^2}$, параметр $K_0^2 = I_{\rm eff}T/\hbar^2$ выражается через температуру ядра T и эффективный момент инерции

$$I_{\rm eff} = \frac{I_\perp I_\parallel}{I_\perp - I_\parallel}, \tag{12}$$

где $I_\parallel$ и $I_\perp$ (выше уже встречавшийся) – моменты инерции относительно оси деформации ядра и оси, поперечной к ней. В то же время при энергиях, незначительно превышающих барьер деления (или наивысший из барьеров, если их несколько) и при подбарьерных энергиях мы ожидаем, что деление будет идти в основном через одно-два дискретных переходных состояний, лежащих в интервале от нуля до E_{cj} над наивысшим j-м барьером. В [8] мы предложили следующее распределение,

$$\rho^{J\pi i}_{ZN}(K) \sim e^{-\alpha(|K|-K_1)}, \tag{13}$$

достаточно быстро убывающее при отклонении от одного-двух выделенных значений K.

Следуя логике нашей предыдущей работы по реакции $^{237}\mathrm{Np}(n,f)$, мы ограничились введением минимального числа дополнительных параметров, не претендуя на высокую точность описания угловой анизотропии, а скорее проверяя, воспроизводит ли наш подход общий ход ее энергетической зависимости. Более того, в этой работе мы воспользовались ранее установленными численными значениями всех "универсальных" параметров; например, приняли $\alpha = 1.5$ для коэффициента в экспоненте в формуле (13). Заметим, далее, что в TALYS различаются энергия возбуждения ядра E^* и эффективная энергия возбуждения $U = E^* - \delta$, где δ – поправка на спаривание нуклонов, зависящая от Z и N. Например, для первичного компаунд-ядра ^{241}Pu энергия E^* равна сумме энергии связи нейтрона $B_n = 5.242$ МэВ в этом ядре и энергии столкновении нейтрона с ядром в с.ц.м. $E_{\rm cm}$, тогда как $\delta = 0.773$ МэВ. На барьере энергия возбуждения ядра уменьшается на величину, равную высоте барьера. В этих терминах нами было принято, что при $U > U_{\rm up} = 0.4$ МэВ справедливо статистическое распределение по K, тогда как при $U < U_{\rm down} = -0.1$ МэВ – распределение (13); в промежуточной области используется плавный переход от распределения одного типа к другому. Эффективный момент инерции, как и ранее, мы считали одинаковым для всех делящихся нуклидов и рассматривали его как подгоночный параметр. Температура вычисляется по стандартной формуле

$$T = \sqrt{\frac{U}{a_j(U)}}, \tag{14}$$

где $a_j(U)$ — параметр плотности уровней на j-м, наиболее высоком барьере, зависящий от энергии так, как это задано в TALYS. И, наконец, если в предыдущей работе мы особым образом выбирали значения K_1 для компаунд-ядра и ядра- мишени, а для всех прочих ядер полагали $K_1 = 1.5$, то в этой работе мы поступили также. Для ядра-мишени ^{240}Pu, в частности, приняли $K_1 = 1.9$.

Но в двух пунктах мы отклонились от процедуры, использованной ранее. Во-первых, раз плотности уровней над барьерами вычисляются с множителями, описывающими усиление за счет коллективных эффектов, то в формулу (14), по-видимому, правильно подставлять эффективный параметр плотности уровней, при котором при заданной энергии U плотность уровней ферми-газа сравнивается с той плотностью уровней, которая получается в результате усиления. Во-вторых, параметр K_1 может зависеть от J и π, и в этой работе мы ввели такую зависимость для состояний компаунд-ядра ^{241}Pu, что, как и следовало ожидать, значительно повысило гибкость нашего подхода при описании угловой анизотропии при энергиях падающих нейтронов ниже 1.5 МэВ.

В этой области существенные вклады в сечение деления дают парциальные волны с орбитальными моментами $l \leq 3$, при этом анизотропия угловых распределений осколков возникает при делении выстроенных состояний $3/2^-$, заселяемых p-волнами, состояний $3/2^+$ и $5/2^+$, заселяемых d-волнами, а также состояний $5/2^-$ и $7/2^-$, заселяемых f-волнами. Над 1-м, более высоким барьером ядра ^{241}Pu, в интервале от 0 до $E_{c1} = 80$ кэВ располагаются ротационные переходные состояния, построенные на состояниях с энергиями $E_{K=1/2\,+} = 0$, $E_{K=3/2\,-} = 10$ кэВ, $E_{K=1/2\,-} = 50$ кэВ, $E_{K=5/2\,+} = 80$ кэВ. Предполагая, что состояния, заселяемые f-волнами, скорее делятся через переходные состояния с $K = 3/2$, нежели $K = 1/2$, мы приняли $K_1 = 1.4$ для $5/2^-$ и $7/2^-$. Далее, состояние $3/2^+$ может делиться только через $K = 1/2$, так что $K_1 = 0.5$, тогда как для $5/2^+$ мы приняли $K_1 = 1.0$, поскольку здесь к вкладу от $K = 1/2$ может добавляться вклад от $K = 5/2$. Наконец, для состояния $3/2^-$ была использована подобранная апроксимация $K_1 = 1.2 - 0.35 \cdot e^{-9.5(E_{cm}-0.36)^2}$, имитирующая изменение вкладов переходных состояний с $K = 1/2$ и $K = 3/2$. Результат представлен на рис. 2; в подбарьерной области ниже 0.7–0.8 МэВ получено разумное описание угловой анизотропии.

Что же касается области выше 2 МэВ, где мы используем статистическое распределение по K, то на рис. 2 представлены три варианта расчета, различающиеся только величиной $\hbar^2/I_{\mathrm{eff}}$, фактически, единственным подгоночным параметром. Общему ходу энергетической зависимости угловой анизотропии, как представляется, лучше всего соответствует значение $\hbar^2/I_{\mathrm{eff}} = 7$ кэВ. В рамках данного подхода, в котором принимается во внимание лишь спиновая выстроенность компаунд-ядра, угловая анизотропия обращается в нуль вблизи энергии 160 МэВ вместе с сечением σ_f^C. Если анизотропия при этой и более высоких энергиях в самом деле отлична от нуля, то ее значение может рассматриваться как погрешность нашего подхода, не учитывающего спиновое выстраивание в прямых и предравновесных процессах.

Переход к использованию эффективного параметра плотности уровней в формуле (14) позволил снизить параметр $\hbar^2/I_{\mathrm{eff}}$ с 17 кэВ в наших работах [8, 16] по реакции ^{237}Np(n,f) до 7 кэВ в данной работе. Это важно, потому что это ближе к тому, что следует ожидать. В самом деле, при достаточно высоких энергиях возбуждения, где справедлив статистический подход, моменты инерции ядер должны быть близки к твердотельным значениям. Пользуясь выражениями

$$I_\perp = I_0\left(1 + \frac{\beta_2}{3}\right), \quad I_\parallel = I_0\left(1 - \frac{2\beta_2}{3}\right), \qquad (15)$$

используемыми в TALYS, где $I_0 = (2/5)mr_0^2A^{5/3}$, m – масса нейтрона, $r_0 = 1.2$ фм, A – массовое число, β_2 – параметр деформации, получим

$$\frac{\hbar^2}{I_{\mathrm{eff}}} = \frac{\hbar^2}{I_0}\,\frac{\beta_2}{(1-2\beta_2/3)(1+\beta_2/3)}. \qquad (16)$$

Заметим, что в такой модели эффективный момент инерции в самом деле (как мы принимаем в нашем подходе) слабо меняется от ядра к ядру, так как массы и деформации (например, на 1-м барьере) делящихся ядер близки. Если принять, как в TALYS, что $\beta_2 = 0.6$ на 1-м барьере, то $\hbar^2/I_{\mathrm{eff}} = 6.5$ кэВ при $A = 240$. И это очень близко к тому, что получилось в данной работе.

Подытоживая, в данной работе мы представили новые экспериментальные данные по угловой анизотропии осколков деления ядер ^{240}Pu нейтронами с энергиями от 1 до 200 МэВ, а также численную оценку этой анизотропии на основе ранее разработанного подхода с использованием модифицированной программы TALYS. Как при низких, так и высоких энергиях воспроизводится общий ход энергетической зависимости угловой анизотропии с использованием небольшого числа параметров с разумными численными значениями. В ходе работы был также найден способ описать с хорошей точностью энергетическую зависимость сечения деления ^{240}Pu нейтронами с энергиями до 100 МэВ (расхождения при более высоких энергиях могут быть связаны как с неправильным учетом предравновесных процессов, так и с некоторыми другими факторами).

Для получения по-настоящему надежной информации о барьерах, переходных состояниях на барьерах, т.е., в сущности, о механизме деления, а также о роли предравновесных процессов при достаточно больших энергиях, нужно, во-первых, включать в анализ как можно больше разнородных данных и, во-вторых, совершенствовать модели, описывающие ядерные процессы. Мы рассматриваем данную работу как подготовительный шаг в данном направлении.

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 (Радиевый институт им. В. Г. Хлопина) при решении задачи изготовления высококачественных актинидных мишеней.

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

---

1. 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. Instr. Meth. Phys. Res. A **242**, 121 (1985).
2. O. A. Shcherbakov, A. S. Vorobyev, and E. M. Ivanov, Phys. Part. Nucl. **49**, 81 (2018).
3. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **102**, 203 (2015).
4. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **104**, 365 (2016).
5. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, EPJ Web Conf. **146**, 04011 (2017).
6. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **107**, 521 (2018).
7. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **82**, 1240 (2018).
8. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **110**, 242 (2019).
9. A. S. Vorobyev, EXFOR Data Base, Entries # 41608, 41616, 41658.
10. D. Tarrio, L. S. Leong, L. Audouin et al. (The n_TOF Collaboration), Nucl. Data Sheets **119**, 35 (2014).
11. E. Leal-Cidoncha, I. Duran, C. Paradela et al. (The n_TOF Collaboration), EPJ Web Conf. **111**, 10002 (2016).
12. V. Geppert-Kleinrath, F. Tovesson, J. S. Barrett et al. (NIFFTE Collaboration), Phys. Rev. C **99**, 064619 (2019).
13. D. Hensle, J. T. Barker, J. S. Barrett et al. (NIFFTE Collaboration), Phys. Rev. C **102**, 014605 (2020).
14. R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission*, Academic Press, N.Y. (1973).
15. 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).
16. A. L. Barabanov, A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, and L. A. Vaishnene, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **84**, 397 (2020).
17. 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, Les Ulis, France (2008), p. 211.
18. J. E. Simmons, R. B. Perkins, and R. L. Henkel, Phys. Rev. B **137**, 809 (1965).
19. Kh. D. Androsenko and G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. **12**, 142 (1971); [Х. Д. Андросенко, Г. Н. Смиренкин, ЯФ **12**, 260 (1970)].
20. R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, P. G. Young et al. (Collaboration), Nucl. Data Sheets **110**, 3107 (2009).
21. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
22. A. B. Laptev, O. A. Shcherbakov, A. S. Vorobyev, R. C. Haight, and A. D. Carlson, *Proc. 4th Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei (Sanibel Island, USA, 2007)*, ed. by J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, and H. K. Carter, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapore (2008), p. 462.
23. F. Tovesson, T. S. Hill, M. Mocko, J. D. Baker, and C. A. McGrath, Phys. Rev. C **79**, 014613 (2009).