Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 8, с. 561 – 570 © 2023 г. 25 апреля

Измерение сечения деления ядер ^{238}U нейтронами с энергиями 0.3–500 МэВ

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*

[×]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 марта 2023 г.
После переработки 14 марта 2023 г.
Принята к публикации 18 марта 2023 г.

Представлены результаты измерения зависимости сечения деления ядер ^{238}U нейтронами от энергии нейтронов в диапазоне от 0.3 до 500 МэВ, выполненного на времяпролетном спектрометре нейтронного комплекса ГНЕЙС в НИЦ "Курчатовский институт" — ПИЯФ. Осколки деления регистрировались при помощи позиционно-чувствительных многопроволочных пропорциональных счетчиков низкого давления. Сечение деления ^{238}U(n, f) измерялось относительно сечения деления ^{235}U(n, f), являющегося принятым международным стандартом. Приведены также данные по энергетической зависимости угловой анизотропии выхода осколков деления ядер ^{238}U нейтронами. Проведено сравнение полученных данных с результатами экспериментальных работ, выполненных ранее с использованием как аналогичных, так и значительно отличающихся методик.

DOI: 10.31857/S1234567823080013, EDN: vojwou

В настоящее время предполагается, что развитие атомной энергетики пойдет по пути реализации замкнутого топливного цикла и таких его элементов, как ядерные энергетические установки (ЯЭУ) 4-го поколения [1, 2] и ядерные реакторы с приводом от сильноточных протонных ускорителей с энергиями от 1 ГэВ и выше (Accelerated Driven System – ADS) [3]. Создание подобных систем обеспечит безопасность и надежность ядерной энергетики, ее экономическую конкурентоспособность за счет меньшей стоимости жизненного цикла по сравнению с другими источниками энергии, а также более эффективное использование ядерного топлива при одновременном снижении выхода ядерных отходов. При этом уже сейчас нужно решать проблемы, связанные с накоплением, хранением и возможной утилизацией отработанного ядерного топлива. Его количество в мире по данным на 2020 г. составляет 400 тыс. тонн, из них в хранилищах находятся 275 тыс. тонн, тогда как темп пополнения хранилищ составляет 7 тыс. тонн в год [4]. На сегодняшний день трансмутация ядерных отходов в реакторах на быстрых нейтронах представляется одним из перспективных способов уменьшения радиотоксичности отработанного ядерного топлива. Практическое осуществление планов как по созданию новых ядерных установок, так и по утилизации радиоактивных отходов невозможно, однако, без надежных и точных ядерных данных.

Сечения деления основных изотопов ^{235}U и ^{238}U нейтронами с энергиями до 200 МэВ являются в настоящее время стандартами [5, 6], поэтому их измерениям уделяется особое внимание. Исследования такого рода перекрывают как диапазон 1–20 МэВ (реакторный спектр), востребованный в сегодняшних ядерных технологиях и технологиях ближайшего будущего, так и наиболее трудную с экспериментальной точки зрения область от 20 МэВ до 1 ГэВ и выше, критически важную для развития перспективных ADS-технологий. Информация о проведенных за многие годы экспериментах по измерению сечения деления ^{238}U нейтронами и результаты этих экспериментов могут быть найдены в международной библиотеке экспериментальных ядерных данных EXFOR [7].

Имеющиеся в литературе данные по сечению деления ^{238}U нейтронами в основном ограничиваются областью энергий нейтронов ниже 20 МэВ, интересной с точки зрения расчетов ядерных реакторов. Большая часть этих данных была получена с использованием моноэнергетических нейтронов, полу-

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

ченных в различных реакциях на ускорителях [8–17]. Основная особенность подобных измерений заключается в том, что для каждого значения (выбранного интервала) энергии нейтронов, вызывающих деление, выполнялся отдельный эксперимент. При этом использовались разные реакции и нейтронообразующие мишени, а иногда проводилась дополнительная настройка/подстройка (калибровка) всей детектирующей аппаратуры. Для проверки данных по сечению деления ^{238}U, измеренных с использованием моноэнергетических пучков нейтронов, и оценки их точности подобные эксперименты были также проведены на пучках нейтронов с непрерывным спектром с использованием метода времени пролета [18, 19]. В области энергий нейтронов выше 20 МэВ измерения проводились как на квази-моноэнергетических пучках нейтронов [20, 21], так и на пучках нейтронов с непрерывным спектром с использованием метода времени пролета [22–27]. Недавно также были представлены первые результаты, полученные на Китайском нейтронном источнике нейтронов (CSNS – China spallation neutron source) [28, 29]. В указанных работах для регистрации осколков деления использовались газовый сцинтиляционный счетчик [8], пробойные счетчики (TFBC – Thin-film breakdown counters) [20], время-проекционная камера (TPC – Time projection chamber) [27] и ионизационные камеры деления [9–19, 21–24, 28, 29]. В работах [25, 26] измерения были выполнены с использованием двух типов детекторов: многосекционной ионизационной камеры и сборки из позиционно-чувствительных детекторов на основе плоскопараллельных лавинных счетчиков (PPAC – Parallel plate avalanche counter) в различной геометрии.

Во всех указанных выше работах, за исключением работы [15], в которой использовался прямой метод измерений, сечение деления исследуемого ядра измерялось относительно сечения реакции, известного с большой точностью (стандарта): либо это было n–p рассеяние, ^{1}H$(n,n)p$ [17, 20, 21], либо реакции ^{27}Al$(n,\alpha)^{24}$Na и ^{56}Fe$(n,p)^{56}$Mn [16], либо деление ядра ^{235}U [8–14, 18, 19, 22–29]. Это позволило свести к минимуму ошибки измерений, связанные с неопределенностью потока нейтронов. При исследовании ядер, сечение деления которых имеет порог, часто дополнительно к относительному методу измерений сечения деления используется метод смешанных мишеней [9–11, 13, 14, 18, 19, 23], что позволяет также свести к минимуму ошибку, обусловленную неопределенностью массы исследуемых образцов.

При сравнении имеющихся в литературе экспериментальных данных обнаруживается некоторый разброс для энергий нейтронов выше 30 МэВ. Так, данные из работ [22, 24, 25, 29] в целом, по мнению авторов указанных работ, согласуются друг с другом, тогда как данные [23] лежат систематически ниже, достигая наибольшего отличия $\sim 8\,\%$ для энергий нейтронов выше 100 МэВ. Данные [20, 21] имеют большую неопределенность, чем упомянутые выше данные, и в области энергий ниже 100 МэВ расположены выше на $\sim 7\,\%$, чем данные из работ [22, 24, 25, 29], при этом в области энергий нейтронов выше 100 МэВ данные [21] согласуются как с данными [23], так и с данными [22, 24, 25, 29].

В настоящей работе измерение сечения деления ядра ^{238}U было выполнено на нейтронном комплексе ГНЕЙС [30, 31], действующем в НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ на базе синхроциклотрона СЦ-1000 с энергией протонного пучка 1 ГэВ. Нейтронный комплекс ГНЕЙС включает в себя интенсивный импульсный источник нейтронов ($\sim 10^{14}$ нейтронов/с в телесный угол 4π) с длительностью вспышки ~ 10 нс и частотой повторений ~ 50 Гц, а также спектрометр по времени пролета, имеющий пять нейтронных пучков с базами длиной до 50 м. Импульс быстрых нейтронов формируется в результате сброса протонного пучка на охлаждаемую водой свинцовую мишень, представляющую из себя параллелепипед с размерами 400 мм × 100 мм × 50 мм (д×ш×в) и расположенную в вакуумной камере ускорителя. Следует отметить, что время между последовательными сбросами протонного пучка на свинцовую мишень составляет ~ 20 мс, что при длине пролетной базы 36.5 ± 0.05 м, использующейся в данных измерениях, соответствует энергии рециклических нейтронов менее 0.017 эВ. Для исключения таких рециклических нейтронов использовался Cd фильтр толщиной 0.1 мм (в этом случае пропускание нейтронов с энергиями ниже 0.3 эВ можно считать равным нулю), который располагался в зале ускорителя СЦ-1000 за стеной толщиной 6 м из тяжелого бетона на расстоянии 14 м от измерительной установки. Измерения сечения деления ^{238}U(n,f) относительно сечения деления ^{235}U(n,f) проводились на пучке # 5. Диаметр нейтронного пучка составлял 90 мм.

Мишени исследуемых ядер ^{238}U и ^{235}U были изготовлены в АО "Радиевый институт им. В. Г. Хлопина" (г. Санкт-Петербург) методом "намазывания" на алюминиевые подложки толщиной 0.1 мм. Форма и размер активного слоя были различны. Мишень ^{238}U обогащением 99.996 % и толщиной 1150 ± 56 мкг/см^2 представляла собой круг диаметром 60 мм, а мишень ^{235}U обогащением 99.992 % и толщиной 203 ± 11 мкг/см^2 представляла собой прямоуголь-

ник со сторонами 50 мм на 100 мм. Однородность активного слоя исследовалась путем сканирования α-активности площади мишени при помощи кремниевых полупроводниковых детекторов с малым телесным углом и составила 10 %.

Для того чтобы при проведении измерений сечений деления обеспечить идентичность условий эксперимента, на мишенях ^{238}U и ^{235}U со стороны активного слоя размещалась "маска" из алюминиевой фольги толщиной 0.1 мм, с помощью которой на поверхности активного слоя выделялась область в виде круга диаметром 48.0 ± 0.1 мм. Далее в НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ при помощи кремниевых полупроводниковых детекторов было выполнено измерение полной α-активности мишеней ^{238}U и ^{235}U с наложенной на них "маской", не пропускающей α-частицы и осколки деления. По измеренной активности были найдены массы ^{238}U и ^{235}U в мишенях, используемые при измерении сечений деления. Статистическая точность определения этих масс изотопов ^{238}U и ^{235}U составила 0.6 и 0.9 %, соответственно. При этом измеренное отношение N_{U8}/N_{U5} числа ядер основного изотопа в мишенях ^{238}U и ^{235}U составило 5.364 ± 0.083, что в пределах ошибок измерений совпадает с оценкой выполненной в АО "Радиевый институт им. В. Г. Хлопина".

Общий вид экспериментальной установки, системы накопления и предварительной обработки данных представлен на рис. 1. Экспериментальная установка для измерения сечений деления состоит из сборки из двух позиционно-чувствительных многопроволочных пропорциональных счетчиков (МППС) низкого давления [32], ионизационной камеры деления (ИКД) с мишенями ^{238}U для относительного мониторирования потока нейтронов и фотоумножителя, расположенного в пучке нейтронов, для формирования сигнала стартовой отметки нейтронного импульса (СТАРТ-детектор). Данная установка является модифицированной версией установки, использовавшейся ранее в измерениях угловых распределений осколков деления [33–37].

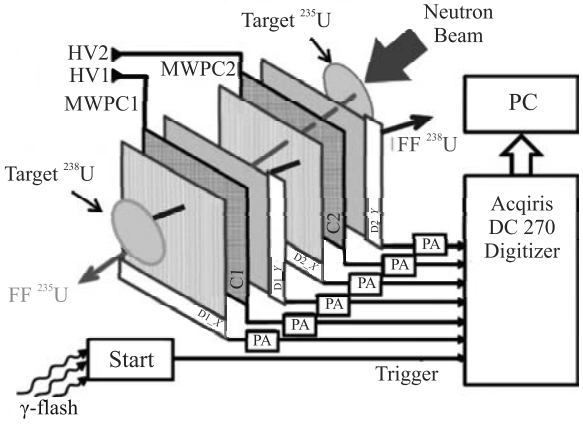

Рис. 1. (Цветной онлайн) Общий вид экспериментальной установки и системы накопления данных: Start — СТАРТ-детектор; PA – предусилитель; HV1, HV2 – источники высоковольтного питания; аноды D1 X, D2 X – детекторы 1, 2 (ось X); аноды D1 Y, D2 Y – детекторы 1, 2 (ось Y); C1, C2 – катоды МППС1 и МППС2 соответственно

В процессе измерений осколки деления, вылетающие из мишени исследуемого вещества (^{238}U) и из мишени с реперным веществом (^{235}U), регистрировались в одном и том же измерительном сеансе сборкой из двух МППС, которые размещались в центре цилиндрической камеры диаметром 28 см и толщиной боковых стенок 2 мм, заполненной изобутаном при давлении 8 мбар. Камера на пучке нейтронов ориентировалась таким образом, чтобы ось пучка совпадала с осью камеры и была перпендикулярна плоскостям мишеней и электродов МППС. В основаниях цилиндрической камеры там, где проходит пучок нейтронов, были сделаны круглые, диаметром 14 см, входное и выходное окна из стали толщиной 0.5 мм. Расстояния между мишенями с исследуемым и реперным веществом и катодом счетчика МППС 1 были 6 и 37 мм, соответственно. Аналогичные расстояния до катода счетчика МППС 2 равнялись 37 и 6 мм, соответственно.

Каждый из двух МППС состоял из трех проволочных электродов: двух анодов и одного катода. Сигналы с 2-х анодов и катода каждого МППС, а также сигнал с мониторной ИКД с мишенями ^{238}U через быстрые предусилители подавались на 7 входов 2-х преобразователей формы сигнала (Acqiris DC-270, разрешение 8 бит, частота дискретизации 500 МГц), на 8-й вход преобразователя подавался сигнал со СТАРТ-детектора. Запуск цифровых преобразователей осуществлялся при каждом сбросе протонного пучка на свинцовую мишень спектрометра ГНЕЙС с помощью сигналов со СТАРТ-детектора, регистрирующего вылетающие из этой мишени γ-кванты и нейтроны. Время оцифровки сигналов по всем 8-ми входам преобразователя составляло 8 мкс, что соответствует энергиям нейтронов от ~ 0.1 МэВ до 1 ГэВ. Далее волновые формы, полученные с преобразователей формы сигналов, считывались в компьютер и сохранялись на жесткий диск для оперативного контроля получаемой информации и последующей офлайн обработки. В результате анализа полученных волновых форм формировались угловые распределения осколков де-

ления и определялось отношение сечений деления исследуемого и реперного ядер.

Поскольку нейтрон, вызывающий деление, передает импульс делящемуся ядру, измеренное угловое распределение осколков отличается от углового распределения осколков в системе центра масс (с.ц.м.) делящегося ядра. Чтобы учесть данный эффект, измерения сечений деления и угловых распределений осколков были выполнены для двух ориентаций установки относительно падающего пучка нейтронов: 1 – направление пучка и продольная составляющая импульса регистрируемого осколка деления исследуемого ядра ^{238}U направлены противоположно и 2 – направление пучка и продольная составляющая импульса регистрируемого осколка деления исследуемого ядра совпадают. Изменение ориентации достигалось поворотом цилиндрической камеры с МППС на 180° вокруг оси, проходящей через ее центр и перпендикулярной направлению движения нейтронов в пучке. Такой поворот также позволяет свести к минимуму эффекты, связанные с ослабление потока нейтронов на мишенях и конструкции МППС.

При проведении относительных измерений осколки деления исследуемого и реперного ядер регистрируются одними и теми же МППС. Поэтому при обработке данных возникает необходимость идентифицировать, осколок какого делящегося ядра был зарегистрирован. Если принять во внимание, что при делении исследуемого ядра осколок движется от МППС1 к МППС2, а при делении реперного — от МППС2 к МППС1, то такая идентификация может быть выполнена при помощи измерения времени пролета осколка от катода МППС2 (С2) до катода МППС1 (С1). На рисунке 2 представлены времяпролетные

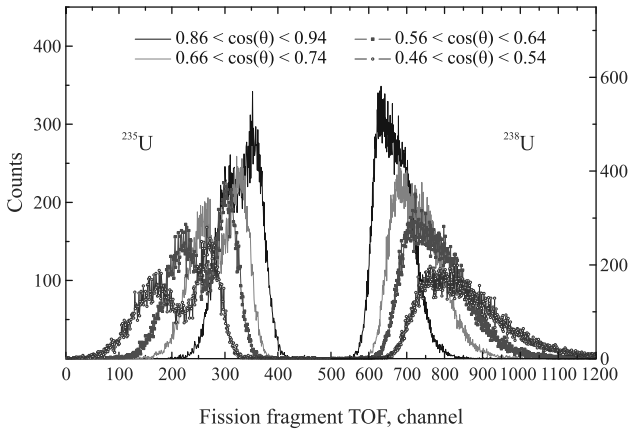

Рис. 2. (Цветной онлайн) Времяпролетный спектр осколков деления ^{238}U (справа от 480 канала) и ^{235}U (слева от 480 канала) в зависимости от угла θ

спектры осколков деления для выделенных углов разлета осколков относительно нормали к плоскости электродов МППС, полученные в одном измерительном сеансе. Хорошо заметны две отдельные группы событий, которые соответствуют делению ^{238}U(n, f) и ^{235}U(n, f).

Дальнейшая процедура выделения событий деления была организована способом, аналогичным тому, который достаточно полно описан в работах [34, 35]. Для примера на рис. 3 представлены амплитудные

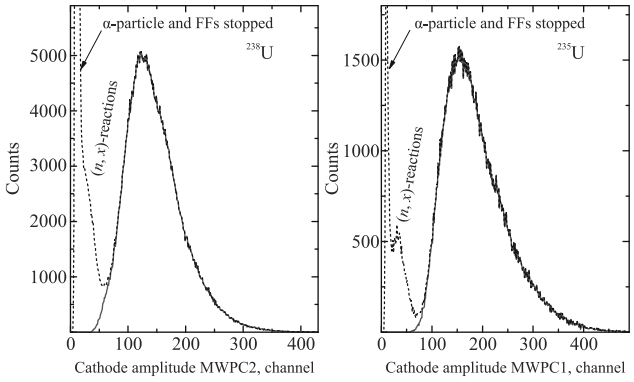

Рис. 3. (Цветной онлайн) Амплитудный спектр сигналов с катода МППС, ближайшего к мишени ^{238}U (слева) и ^{235}U (справа), соответственно. Непрерывной линией (красного цвета) обозначен спектр, полученный после отбора “полезных” событий деления, а прерывистой – до отбора

спектры с катода МППС, полученные до и после выделения “полезных” событий деления. Существенным моментом является то, что удается добиться практически идеального отделения “полезных” событий деления от фоновых реакций, индуцированных нейтронами в подложке мишени и на других материалах детектора.

Расчет эффективности регистрации осколков деления сборкой из двух позиционно-чувствительных МППС производился с использованием метода Монте-Карло, в котором, помимо геометрии МППС, также были учтены следующие особенности, связанные с процедурой измерений: профиль нейтронного пучка, размеры выделяемого “маской” активного пятна мишени и пространственное разрешение МППС. Эффективность регистрации осколков деления составила $\sim 45\,\%$, а максимальный угол регистрации осколков относительно нормали к плоскости электродов МППС – 71°. Так как при проведении измерений геометрия и условия проведения измерений для реперного ^{235}U и исследуемого ^{238}U ядер были идентичными, эффективность реги-

страции осколков деления является одинаковой для реперного и исследуемого ядер.

Отметим также, что в данной геометрии по сравнению с использовавшейся ранее [32–37] расстояние между двумя МППС увеличилось с 3 до 20 мм. В результате этого удалось полностью избежать искажения измеряемых угловых распределений осколков, обусловленного взаимным влиянием сигналов (так называемый "cross-talk" эффект) с анодов двух соседних МППС, и дополнительные поправки, как это было ранее, вводить не потребовалось.

На рисунке 4 представлена анизотропия $W(0°)/W(90°)$ осколков деления ^{238}U, полученная для интервала энергий нейтронов 0.8–500 МэВ с использованием как данных настоящей работы, так и результатов измерений, выполненных нами ранее [33]. Отметим, что в работе [33] выделение событий деления производилось только с использованием амплитудных спектров с катодов МППС, а эффективность регистрации осколков деления в зависимости от угла регистрации при этом предполагалась постоянной величиной. Это могло привести к искажению полученных ранее зависимостей. Поэтому данные [33], полученные ранее, были переобработаны аналогично тому, как это было сделано в наших более поздних работах [34–37]. Оказалось, что отличие между данными [33], полученными нами ранее, и результатами совместной обработки данных, выполненной в настояшей работе, находится в пределах ошибок измерений, поэтому на рис. 4 представлены только данные, полученные в результате совместной обработки данных. Экспериментальные данные других авторов [38–47], взятые из библиотеки EXFOR [7], также представлены на рис. 4. На вставке к рис. 4 представлена угловая анизотропия осколков в области энергий нейтронов ниже 4.0 МэВ. Для регистрации осколков деления в указанных работах использовались пропорциональные газовые счетчики [39], "улавливающие" фольги [40], "трековые" детекторы [41–43], а также ионизационная камера деления с сеткой [38, 44–46] и время-проекционная камера [47].

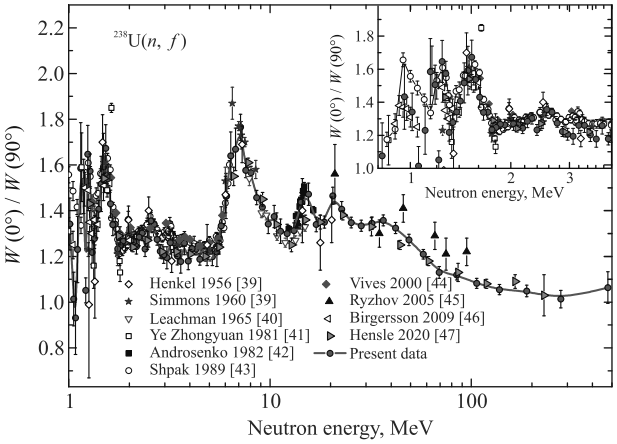

Рис. 4. (Цветной онлайн) Анизотропия осколков деления ^{238}U в сравнении с экспериментальными данными других авторов [38–47]. Указанные ошибки являются статистическими. Сплошная кривая приведена только для визуализации экспериментальных данных

Наблюдаемое в области энергий нейтронов ниже 20 МэВ общее согласие между данными по угловой анизотропии осколков, полученными в настоящей работе, и данными других авторов может служить доказательством точности и надежности использованной нами методики измерений и обработки данных, поскольку методики, использованные разными авторами, отличаются как типом детекторов, так и свойствами нейтронных источников. Для энергий нейтронов выше 20 МэВ в пределах экспериментальных ошибок наблюдается согласие наших данных с результатами измерений [47], выполненных в LANSCE, тогда как данные [45] демонстрируют более высокую анизотропию угловых распределений осколков деления.

Полученные нами результаты для отношения $R(E) = \sigma_f^{U8}/\sigma_f^{U5}$ сечений деления ядер ^{238}U и ^{235}U приведены на рис. 5 вместе с результатами работ [22–25], выполненных ранее. Цифровые данные взяты из библиотеки EXFOR.

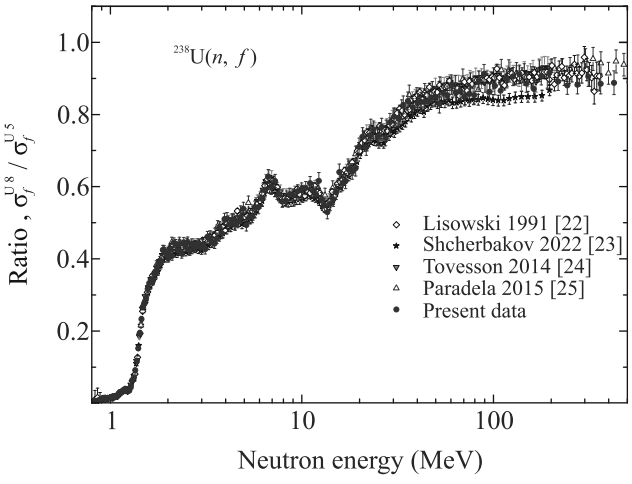

Рис. 5. (Цветной онлайн) Отношение сечений деления ^{238}U и ^{235}U (сравнение результатов измерений настоящей работы с экспериментальными данными других авторов, взятыми из библиотеки EXFOR)

При определении отношения R в настоящей работе была учтена поправка на анизотропию угловых

Таблица 1. Относительные погрешности измерений R, отношения сечений деления ^{238}U и ^{235}U

Статистическая точность	60 – 2.4 % (0.3 – 1.4 МэВ) 2.4 % (выше 1.4 МэВ)
Ослабление потока нейтронов	менее 0.3 %
Анизотропия	10 % (ниже 0.8 МэВ) 3 % (0.8 – 1.2 МэВ) 1.2 % (выше 1.2 МэВ)
Чистота мишеней	2 % (ниже 0.8 МэВ) 0.2 % (0.8 – 2.0 МэВ) $\sim 10^{-4}$ % (выше 2 МэВ)
Эффективность МППС (геометрическая неопределенность)	0.3 %
Нормировочный множитель N_{U6}/N_{U5}	1.5 %
Полная погрешность	3.1 %
Неопределенность ^{235}U стандарта	
$\sigma_f(^{235}\mathrm{U})$	1.3 – 1.5 % (ниже 20 МэВ) 1.5 – 4.8 % (20 – 200 МэВ) 5 – 7 % (выше 200 МэВ)

распределений осколков деления и ограниченный телесный угол регистрации осколков деления. Эта поправка в среднем составила около 2 % и определялась с использованием угловой анизотропии осколков деления ^{238}U и ^{235}U, полученных в результате совместного анализа выполненных нами ранее измерений [33] и данных настоящей работы. Также была учтена поправка, учитывающая изотопный состав вещества мишеней, которая составляет менее 0.1 % в интервале энергий нейтронов выше 1 МэВ, а с уменьшением энергии нейтрона начинает увеличиваться и достигает своего максимального значения 8 % при энергии нейтрона 0.3 МэВ. Относительные ошибки измеренного в настоящей работе отношения сечений деления приведены в табл. 1. Достигнутая в данной работе статистическая точность в диапазоне энергий выше 1.4 МэВ в среднем составляет 2.4 %. Полная средняя систематическая ошибка измерений составляет 1.9 % и в большей степени определяется неопределенностью поправки на анизотропию разлета осколков – 1.2 % и неопределенностью нормировочного множителя – 1.5 %.

Сечение деления $^{238}\mathrm{U}(n,f)$ получено нами как произведение измеренного отношения R и стандарта $\sigma_f(^{235}U)$ — сечения деления ядра $^{235}\mathrm{U}(n,f)$ [5, 6]. На рисунке 6 выполнено сравнение сечения деления $^{238}\mathrm{U}(n,f)$, полученного в данной работе, с результатами некоторых упомянутых выше работ и с оценкой из библиотеки ENDF/B-VIII.0 [48]. Отметим, что эта оценка в интервале энергий нейтронов 2 – 30 МэВ практически совпадает с рекомендованным сечением деления ядра $^{238}\mathrm{U}(n,f)$ [5, 6]. Для всех представленных на рис. 6 данных сечение $^{238}\mathrm{U}(n,f)$ определялось как произведение измеренного отношения R и стандарта $\sigma_f(^{235}U)$, за исключением работы [27], в которой из-за большой неопределенности потока нейтронов (~ 10 %), связанной с геометрией эксперимента, измеренное отношение сечений деления ^{238}U и ^{235}U нормировалось на величину, расчитанную как отношение сечений деления ^{238}U и ^{235}U для энергии нейтрона 14.5 МэВ, взятую из библиотеки оцененных данных ENDF/B-VIII.β5. Поэтому, для удобства сравнения, эти данные были перенормированы на соответствующее значение из библиотеки ENDF/B-VIII.0, а в качестве ошибки нормировки была использована ошибка отношения рекомендованных сечений деления ^{238}U и ^{235}U, которая для энергии нейтрона 14.5 МэВ составляет 1.8 %.

Отдельно укажем, что в качестве результатов работы [25] на рис. 6 приведены только те данные, которые были получены, как и в настоящей работе, с использованием позиционно-чувствительных детекторов, которые размещались перпендикулярно потоку нейтронов, вызывающих деление. Аналогичным образом, в качестве результатов работы [26] на этом рисунке приведены лишь данные, полученные с использованием многосекционной ионизационной камеры, поскольку именно в этом случае авторам удалось опуститься по энергии нейтронов максимально низко, до ~ 0.3 МэВ.

Как видно из сравнения результатов, представленных на рис. 6, в целом, в пределах полной погрешности (ошибка стандарта, сечения деления ^{235}U не включена) наблюдается согласие между данными настоящей работы и данными других авторов, а также оценкой из библиотеки ENDF/B-VIII.0. Тем не менее имеются некоторые различия, которые можно видеть на рис. 7, где приведено отношение дан-

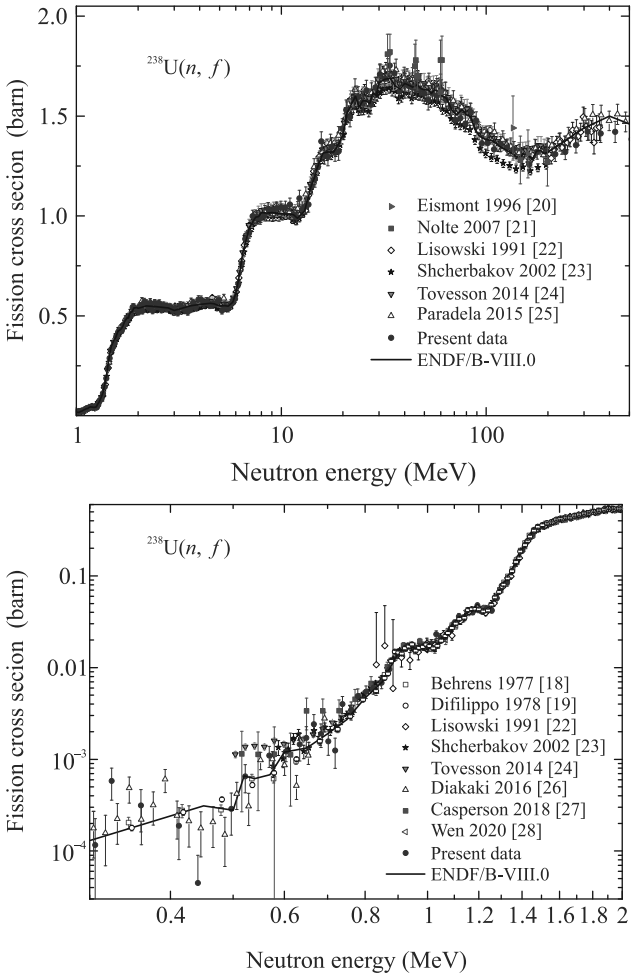

Рис. 6. (Цветной онлайн) Сечение деления ^{238}U нейтронами, полученное нами и в ранее выполненных работах [18–28]. Непрерывная линия: ниже 30 МэВ – результат оценки ENDF/B-VIII.0, выше 30 МэВ – рекомендованное сечение деления ^{238}U [5, 6]. Приведенные на рисунке ошибки – полные

ных, представленных на рис. 6, и оценки из ENDF/B-VIII.0. Общим для представленных на рис. 7 работ является то, что измерения проводились на пучках нейтронов с непрерывным спектром с использованием метода времени пролета относительно сечения деления ^{235}U. Сравнение приведенных данных показывает, что в области энергий нейтронов 2–30 МэВ отношение экспериментальных данных и оценки из ENDF/B-VIII.0 является постоянным в пределах статистической точности измерений. При этом имеющееся среднее отклонение не превышает экспериментальную точность определения нормировочного множителя, связанного с неопределенностью толщины мишеней, эффективности регистрации детектора осколков деления и потока нейтронов (*scaling factor*).

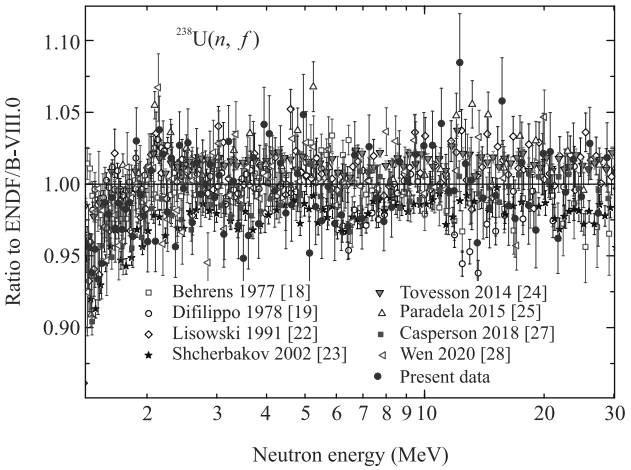

Рис. 7. (Цветной онлайн) Отношение сечения деления ^{238}U, полученного нами и в ранее выполненных работах с использованием метода времени пролета, и оценки ENDF/B-VIII.0 для этого сечения. Приведенные на рисунке ошибки – статистические

Это можно видеть на рис. 8, где показано среднее отклонение данных от оценки из ENDF/B-VIII.0 и ошибка полученного среднего отклонения, которая определялась из разброса экспериментальных точек относительно этого среднего, а также отмечен коридор ошибок экспериментальных данных, связанных с точностью нормировки. Такое поведение зависимостей, представленных на рис. 7 и 8, может свидетельствовать о том, что форма кривой сечения деления ^{238}U из библиотеки ENDF/B-VIII.0 доста-

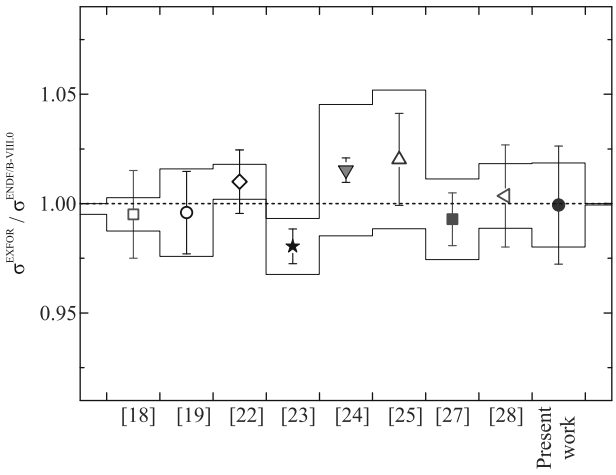

Рис. 8. (Цветной онлайн) Среднее отклонение сечения деления ^{238}U, полученного в обсуждаемых работах, от результатов оценки ENDF/B-VIII.0. Сплошной линией отмечен коридор ошибок, связанных с точностью нормировки на число ядер, эффективность регистрации осколков деления и потока нейтронов

точно корректно описывает имеющиеся экспериментальные данные, полученные на пучках нейтронов с непрерывным спектром с использование метода времени пролета. В выполненной недавно работе [29] (цифровые данные, полученные в этой работе, отсутствуют в библиотеке EXFOR) также отмечается, что форма кривой измеренного сечения деления ^{238}U(n, f) согласуется с оценкой из ENDF/B-VIII.0, а среднее смещение относительно оценки ENDF/B-VIII.0 в интервале энергий нейтронов 0.5–200 МэВ составляет 0.02–0.13 % (при неопределенности нормировочного коэффициента ~ 1.6 %).

При более детальном сравнении экспериментальных данных, представленных на рис. 7, можно заметить некоторые особенности. Так, если форма сечения деления из оценки ENDF/B-VIII.0 почти идеально описывает данные из работ [23, 24], то для данных [18, 19] и [27] полученное отклонение зависит от энергии нейтрона: в первом случае отклонение уменьшается на ~ 2 % с ростом энергии нейтрона, а во втором – растет на ~ 2 %. Это говорит об отсутствии существенных систематических ошибок в представленных выше экспериментальных данных, меняющих ход энергетической зависимости сечения деления.

Отдельно заметим, что если выполнить нормировку экспериментальных данных по сечению деления ^{238}U из работ [22–25] на рекомендованное сечение деления ^{238}U, например, в области энергий нейтронов 2–5 МэВ, то ранее отмеченное расхождение указанных данных в области энергии нейтронов выше 100 МэВ будет устранено, так как в пределах экспериментальных ошибок эти данные будут совпадать, а рекомендованное сечение деления ^{238}U в пределах его ошибок будет совпадать со всеми экспериментальными данными.

На рисунке 9 представлено сравнение оценки из библиотеки ENDF/B-VIII.0 для сечения деления ^{238}U нейтронами и экспериментальных данных, полученных на ускорителях в отдельных энергетических точках с использованием различных экспериментальных методик. Видно, что в этом случае также можно говорить о корректности оценки из библиотеки ENDF/B-VIII.0 в области энергий нейтронов 2–20 МэВ. На данном рисунке дополнительно приведены отклонения, существующие между различными национальными библиотеками оцененных данных: ROSFOND-2010 [49], JEFF-3.3 [50], JENDL-5 [51], CENDL-3.2 [52] и ENDF/B-VIII.0. В указанном интервале энергий все оценки в пределах ~ 2 % точности согласуются между собой, за исключением оценки CENDL-3.2, отклонение которой при энергиях нейтрона больше 10 МэВ начинает расти и достигает 7 % для энергий нейтронов около 20 МэВ.

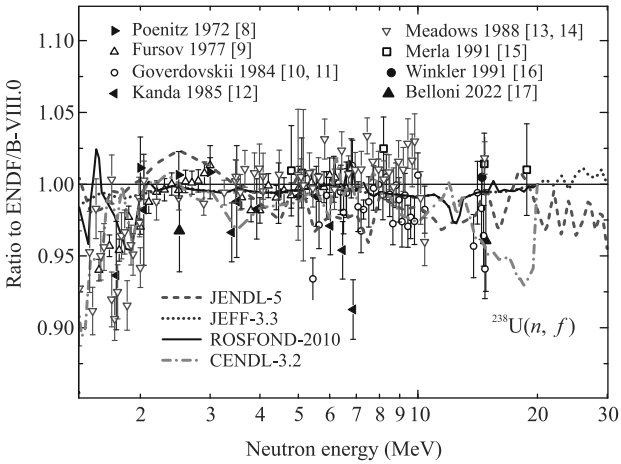

Рис. 9. (Цветной онлайн) Отношение сечения деления ^{238}U, полученного в обсуждаемых работах, и результатов оценки ENDF/B-VIII.0. Приведенные на рисунке ошибки – полные

В заключение отметим, что в данной работе проведены новые измерения сечения деления ^{238}U в области энергий нейтронов до 500 МэВ. В интервале энергий до 30 МэВ полученные данные согласуются как с результатами многочисленных экспериментальных работ, выполненных с использованием различных источников нейтронов, так и с оценкой из международной библиотеки ENDF/B-VIII.0. Для энергий нейтронов выше 30 МэВ полученные нами данные также согласуются с рекомендованным сечением деления ^{238}U [5, 6]. Это свидетельствует о надежности представленной нами методики и возможности ее использования для получения данных по сечениям деления ядер и угловым распределениям осколков деления, необходимых для развития новых ядерных технологий.

Авторы выражают искреннюю благодарность Е. М. Иванову и всему персоналу Ускорительного отдела НИЦ “Курчатовский институт” – ПИЯФ за постоянную дружескую поддержку и стабильную работу синхроциклотрона во время проведения эксперимента, а также Л. С. Фалеву за помощь при создании экспериментальной установки и выполнении эксперимента.

1. The Generation IV International Forum (GIF), Technology Roadmap Update for Generation IV Nuclear Energy Systems, OECD-NEA, Paris (2014).
2. А. П. Глебов, ВАНТ, Серия Ядерно-реакторные константы **1**, 77 (2020).

3. Report IAEA-TECDOC series, # 1766, Vienna, IAEA (2015).
4. Report IAEA-TECDOC series, # 1975, Vienna, IAEA (2021).
5. A. D. Carlson, V. G. Pronyaev, R. Capote et al. (Collaboration), Nuclear Data Sheets **148**, 143 (2018).
6. B. Marcinkevicius, S. Simakov, and V. Pronyaev, IAEA Report # INDC(NDS)-0681 (2015); https://nds.iaea.org/standards/.
7. Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC), Nuclear Data Sheets 120, 272 (2014); https://www-nds.iaea.org/exfor/.
8. W. P. Poenitz and R. J. Armani, Journal of Nuclear Energy **26**, 483 (1972).
9. B. I. Fursov, V. M. Kupriyanov, B. K. Maslennikov, and G. N. Smirenkin, Soviet Atomic Energy **43**, 808 (1977); EXFOR 40506002.
10. A. A. Goverdovskii, B. D. Kuz'minov, V. F. Mitrofanov et al. (Collaboration), Soviet Atomic Energy **56**, 173 (1984); EXFOR 40831003.
11. A. A. Goverdovskii, A. K. Gordyushin, B. D. Kuz'minov, A. I. Sergachev, S. M. Solov'ev, and P. S. Soloshenkov, Soviet Atomic Energy **56**, 176 (1984); EXFOR 40831004.
12. K. Kanda, O. Sato, K. Yoshida, H. Imaruoka, and N. Hirakawa, in: *Proc. of the 1984 Seminar on Nuclear Data*, JAERI, Japan, 1985, ed. by T. Asami and S. Igarasi (INDC(JPN)-98/G, JAERI, Japan, 1985), p. 220; EXFOR 21963006. https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-jpn-0098/.
13. J. W. Meadows, Argonne National Laboratory Report # ANL/NDM-83 (1983); https://www.ne.anl.gov/capabilities/nd/reports/ANLNDM-083.pdf. EXFOR 10237003, 10506002.
14. J. W. Meadows, Ann. Nucl. Energy **15**, 421 (1988); EXFOR 13134007.
15. K. Merla, P. Hausch, C. M. Herbach, G. Musiol, G. Pausch, U. Todt, L. V. Drapchinsky, V. A. Kalinin, and V. I. Shpakov, in: *Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology*, Julich, Germany, May 13–17, 1991, Springer-Verlag, Germany (1992), p. 510; EXFOR 22304003.
16. G. Winkler, V. E. Lewis, T. B. Ryves, and M. Wagner, in: *Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology*, Julich, Germany, May 13–17, 1991, Springer-Verlag, Germany (1992), p. 514; EXFOR 22565002.
17. F. Belloni, R. Eykens, J. Heyse, C. Matei, A. Moens, R. Nolte, A. J. M. Plompen, S. Richter, G. Sibbens, D. Vanleeuw, and R. Wynants, Eur. Phys. J. A **58**, 227 (2022).
18. J. W. Behrens and G. W. Carlson, Nucl. Sci. Eng. **63**, 250 (1977); EXFOR 32798002.
19. F. C. Difilippo, R. B. Perez, G. de Saussure, D. K. Olsen, and R. W. Ingle, Nucl. Sci. Eng. **68**, 43 (1978); EXFOR 10635002.
20. V. P. Eismont, A. V. Prokofiev, A. N. Smirnov, K. Elmgren, J. Blomgren, H. Condé, J. Nilsson, N. Olsson, T. Rönnqvist, and E. Tranéus, Phys. Rev. C **53**, 2911 (1996).
21. R. Nolte, M. S. Allie, F. D. Brooks, A. Buffler, V. Dangendorf, J. P. Meulders, H. Schuhmacher, F. D. Smit, and M. Weierganz, Nucl. Sci. Eng. **156**, 197 (2007); EXFOR 23078003.
22. P. W. Lisowski, A. Gavron, W. E. Parker, J. L. Ullmann, S. J. Balestrini, A. D. Carlson, O. A. Wasson, and N. W. Hill, in: *Proc. of the NENADC Specialists Meeting on Neutron Cross Section Standards for the Energy Region above 20 MeV*, 21–23 May, 1991, Uppsala, Sweden, NEADC report, # 305, p. 177 (1991); EXFOR 14016003.
23. O. Shcherbakov, A. Donets, A. Evdokimov, A. Fomichev, T. Fukahori, A. Hasegawa, A. Laptev, V. Maslov, G. Petrov, Yu. Tuboltsev, and A. Vorobiev, J. Nucl. Sci. Technol. **39**, 230 (2002); EXFOR 41455003.
24. F. Tovesson, A. Laptev, and T. S. Hill, Nucl. Sci. Eng. **178**, 57 (2014); EXFOR 14402009.
25. C. Paradela, M. Calviani, D. Tarrio et al. (n_TOF Collaboration), Phys. Rev. C **91**, 024602 (2015); EXFOR 23269003.
26. M. Diakaki, L. Audouin, E. Berthoumieux et al. (n_TOF Collaboration), EPJ Web of Conferences **111**, 02002 (2016); EXFOR 23269006.
27. R. J. Casperson, D. M. Asner, J. Baker et al. (NIFFTE Collaboration), Phys. Rev. C **97**, 034618 (2018); EXFOR 14498002.
28. J. Wen, Y. Yang, Zh. Wen et al. (Collaboration), Ann. Nucl. Energy **140**, 107301 (2020); EXFOR 32798002.
29. Zh. Ren, Y. Yang, R. Liu et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. A **59**, 5 (2023).
30. 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. Methods Phys. Res. A **242**, 121 (1985).
31. O. A. Shcherbakov, A. S. Vorobyev, and E. M. Ivanov, Phys. Part. Nuclei **49**, 81 (2018).
32. A. M. Gagarski, A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, and L. A. Vaishnene, in: *Proc. of XXIV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei "Fundamental Interactions and Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics"* (ISINN-24, Dubna, May 24–27, 2016), Dubna, JINR, E3-2017-8 (2017), p. 343.
33. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **102**(4), 203 (2015); EXFOR 41608004.
34. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **104**(6), 365 (2016).

35. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **107**(9), 521 (2018).
36. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **110**(4), 242 (2019).
37. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **112**(6), 323 (2020).
38. R. L. Henkel and J. E. Brolley Jr., Phys. Rev. **103**, 1292 (1956); EXFOR 13709003.
39. J. E. Simmons and R. L. Henkel, Phys. Rev. **120**, 198 (1960).
40. R. B. Leachman and L. Blumberg, Phys. Rev. **137**, B814 (1965); EXFOR 13708006.
41. Y. Zhongyuan, L. Jingwen, Zh. Shuhua, and H. Xiuhong, Science in China, Series A **25**(5), 502 (1982); EXFOR 30693003.
42. Kh. D. Androsenko, G. G. Korolev, and D. L. Shpak, VANT, Ser.: Yadernye Konstanty **46**(2), 9 (1982) (IAEA Report #INDC(CCP)-193, 9 (1982). https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0193.pdf); EXFOR 40825005.
43. D. L. Shpak, Soviet Journal of Nuclear Physics **50**, 574 (1989) [Yadernaya Fizika **50**(4), 922 (1989)]; EXFOR 41041002.
44. F. Vives, F.-J. Hambsch, H. Bax, and S. Oberstedt, Nucl. Phys. A **662**, 63 (2000); EXFOR 22402003.
45. 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); EXFOR 22898003.
46. E. Birgersson, A. Oberstedt, S. Oberstedt, and F.-J. Hambsch, Nucl. Phys. A **817**, 1 (2009); EXFOR 23054003.
47. D. Hensle, J. T. Barker, J. S. Barrett et al. (NIFFTE Collaboration), Phys. Rev. C **102**, 014605 (2020); EXFOR 14660003.
48. D. A. Brown, M. B. Chadwick, R. Capote et al. (Collaboration), Nuclear Data Sheets **148**, 1 (2018).
49. S. V. Zabrodskaya, A. V. Ignatyuk, V. N. Koscheev, V. N. Manohin, M. N. Nikolaev, and V. G. Pronyaev, VANT. Ser.: Yadernye konstanty. **1**–**2**, 3 (2007) (in Russian); https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm.
50. OECD and NEA, The Joint Evaluated Fission and Fusion File (JEFF) – Version 3.3 (OECD-NEA, Paris, 2018); https://www.oecd-nea.org/dbdata/jeff/jeff33/.
51. O. Iwamoto, N. Iwamoto, K. Shibata, A. Ichihara, S. Kunieda, F. Minato, and S. Nakayama, EPJ Web of Conferences **239**, 09002 (2020); https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm.
52. Zh. Ge, R. Xu, H. Wu et al. (Collaboration), EPJ Web of Conference **239**, 09001 (2020); https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm.