Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 7, с. 525 – 534
© 2025 г. 10 апреля

Измерение анизотропии угловых распределений осколков и сечения деления ^{242}Pu нейтронами с энергиями 0.3–500 МэВ

А. С. Воробьев[+1)], *А. М. Гагарский*[+], *О. А. Щербаков*[+], *Л. А. Вайшнене*[+], *А. М. Тягельская*[+], *Н. М. Ольхович*[+], *А. Л. Барабанов*[*×], *Т. Е. Кузьмина*[°]

[+] *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*

[°] *Акционерное общество "Радиевый институт имени В. Г. Хлопина", 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 13 февраля 2025 г.
После переработки 13 февраля 2025 г.
Принята к публикации 24 февраля 2025 г.

В настоящей работе представлены результаты измерений угловых распределений осколков и сечения деления ^{242}Pu нейтронами с энергиями 0.3–500 МэВ, выполненных 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 $^{242}\mathrm{Pu}(n,f)$ измерялось относительно сечения деления $^{235}\mathrm{U}(n,f)$. Проведено сравнение полученных данных с результатами выполненных ранее экспериментальных работ, а также оценок из различных библиотек оцененных данных.

DOI: 10.31857/S0370274X25040018, EDN: QZJWZG

1. Введение. Настоящая работа является продолжением исследований деления ядер под действием нейтронов с энергиями от нескольких сотен кэВ до 500 МэВ, ведущихся нами на нейтронном времяпролетном спектрометре ГНЕЙС [1, 2], созданном на базе синхроциклотрона СЦ-1000 с энергией протонов 1 ГэВ в НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ (г. Гатчина, Россия). 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. Это позволяет проводить измерения по времени пролета с энергетическим разрешением от 0.8 % (при 1 МэВ) до 12 % (при 200 МэВ).

К настоящему времени нами получены новые прецизионные экспериментальные данные о сечениях деления [3–6], а также большой объем новой уникальной экспериментальной информации об угловых распределениях осколков деления [7–11]. Отметим, что измерения проводились с использованием одной и той же экспериментальной установки и процедуры обработки данных. В результате систематических исследований были измерены угловые распределения осколков для широкого набора ядер–мишеней: ^{232}Th, ^{233}U, ^{235}U, ^{236}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{237}Np, ^{243}Am, $^{\mathrm{nat}}$Pb и ^{209}Bi. Измерения сечений деления были выполнены с погрешностью не более 3–5 % для следующих ядер: ^{236}U, ^{238}U, ^{237}Np и ^{243}Am. Экспериментальные результаты размещены в Международной библиотеке экспериментальных ядерных данных EXFOR [12]. Наши данные в общем согласуются с результатами работ, выполненных ранее другими авторами с использованием различных экспериментальных методик и источников нейтронов [13], что свидетельствует о надежности наших методов измерений.

Информация о сечениях деления необходима для развития перспективных ядерных технологий, таких как утилизация ядерных отходов и создание новых энергетических установок на базе быстрых ядерных реакторов 4-го поколения (GEN-IV) или сильноточных ускорителей (Accelerator-Driven Systems – ADS). Кроме того, данные об энергетической зависимости сечений важны для проверки современных подходов (см., например, обзор [14]) к описанию ядерных реакций и, в частности, деления ядер. На этих подходах основаны компьютерные программы для моделирования ядерных реакций, в частности, открытый код TALYS [15]. Ни одна из подобных программ, одна-

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

ко, не рассчитывает угловые распределения осколков деления, поскольку в настоящее время нет полного понимания всех особенностей их формирования, в особенности если речь идет о делении ядер нейтронами промежуточных энергий, от 10–20 МэВ и выше. В статье [16] были приведены результаты измерений и вычислений угловой анизотропии осколков деления ядер ^{232}Th и ^{238}U нейтронами промежуточных энергий; однако не все детали расчетов были описаны, а сама работа не получила продолжения. Нами в работах [10, 17, 18] были представлены как метод расчета углового распределения осколков, так и результаты первых вычислений, выполненных с помощью некоторой модификации программы TALYS-1.9. Усовершенствованная версия этого метода представлена в работах [3, 5]. Показано, что наш подход разумным образом воспроизводит как сечение деления, так и угловую анизотропию осколков в реакциях деления ядер ^{236}U и ^{243}Am нейтронами в широких, но все же ограниченных интервалах энергии, и выявляет при этом некоторые пробелы в существующих подходах к описанию механизма деления. Новые данные как по сечениям, так и по угловым распределениям осколков позволят усовершенствовать подходы к описанию деления и, в частности, расширить интервалы энергий, в которых эти подходы применимы.

В настоящей работе приводятся результаты измерений угловых распределений осколков и сечения деления ^{242}Pu(n,f), которые в настоящее время представляют особый интерес. Так, например, требуемая точность, с которой должно быть известно сечение деления ^{242}Pu(n,f), в интервале энергий 2.23–6.07 МэВ составляет 5 % при проектировании реактора на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением (SFR – the sodium-cooled fast reactor) и 7 % – реактора с приводом от ускорителя для выжигания минорных актинидов (ADMAB – *the accelerator-driven minor actinide burner*) [19]. При этом сравнение имеющихся в литературе экспериментальных данных обнаруживает значительный разброс, который для указанного интервала энергий достигает 15 %, а для интервала 6.07–19.6 МэВ — 37 %. Отдельно также отметим, что в литературе отсутствуют экспериментальные данные об угловых распределениях осколков деления ^{242}Pu для энергий нейтронов выше 8 МэВ.

2. Эксперимент. Измерения сечений деления и угловых распределений осколков деления были произведены на пролетной базе 36.50(5) м пучка # 5 на времяпролетном спектрометре ГНЕЙС. Диаметр нейтронного пучка составлял 90 мм. Для исключения рециклических нейтронов использовался Cd фильтр толщиной 0.5 мм. Сечение деления ^{242}Pu(n,f) измерялось относительно сечения деления ^{235}U(n,f), которое является принятым международным стандартом в области энергий 0.15–200 МэВ [20], а в области энергий 200–1000 МэВ – рекомендованным [21] для использования в измерениях, подобных нашим.

Мишени исследуемых ядер ^{242}Pu 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 для указанных мишеней были различны. Мишень ^{242}Pu обогащением 99.647(1) % (0.254 % ^{239}Pu, 0.092 % ^{240}Pu, 0.0013 % ^{238}Pu и 0.0054 % ^{241}Am) и толщиной 281(14) мкг/см^2 представляла собой круг диаметром 82 мм, а мишень ^{235}U обогащением 99.992(1) % и толщиной 203(11) мкг/см^2 представляла собой прямоугольник со сторонами 50 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 обеспечения идентичности условий эксперимента по измерению сечений деления, на мишенях ^{242}Pu и ^{235}U со стороны активного слоя размещалась "маска" из алюминиевой фольги толщиной 0.1 мм с вырезанным в ней отверстием в виде круга диаметром 48.0 мм. Далее в НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ при помощи кремниевых полупроводниковых детекторов в хорошо определенной геометрии были проведены измерения полной α-активности мишеней с наложенной на них "маской". Расчет телесного угла регистрации был выполнен с использованием метода Монте-Карло. По измеренным α-активностям были найдены массы (число ядер) основного изотопа в исследуемых мишенях. Периоды полураспада изотопов, входящих в состав мишеней, были взяты из библиотеки оцененных данных о структуре ядра (Evaluated Nuclear Structure Data File – ENSDF) [22]. В данном эксперименте, как и в наших предыдущих работах [3–6], при проведении измерений использовалась одна и та же мишень ^{235}U с наложенной "маской". Изотопный состав мишени ^{235}U и результаты измерения числа ядер приведены в работе [3]. Статистическая точность определения масс изотопов ^{242}Pu и ^{235}U составила 0.2 и 0.9 % соответственно. Определенное таким образом отношение N_2/N_5 числа ядер основного изотопа в мишенях ^{242}Pu и ^{235}U составило 1.485(29).

Осколки деления, испускаемые мишенями ^{242}Pu и ^{235}U, регистрировались сборкой из двух позиционно-чувствительных многопроволочных пропорциональных счетчиков низкого давления (MWPCs), которые помещались в центре цилиндрической камеры диаметром 30 см и толщиной боковых стенок 2 мм, заполненной изобутаном при давлении 8 мбар (схема аналогичной установки представлена на рис. 1 в [6]).

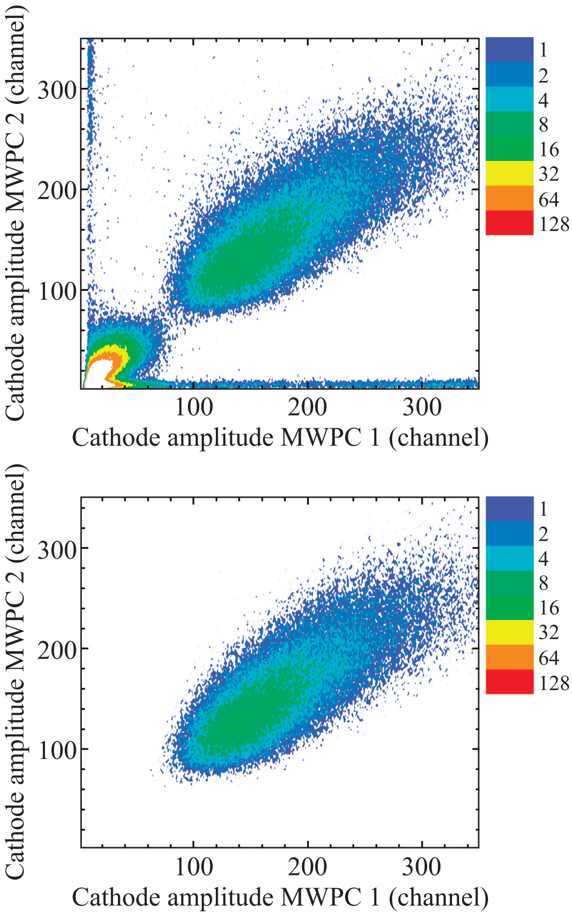


Рис. 1. (Цветной онлайн) Двумерное распределение зарегистрированных событий до (сверху) и после (снизу) отделения событий деления $^{242}\mathrm{Pu}(n, f)$

В основаниях цилиндрической камеры там, где проходит пучок нейтронов, были сделаны круглые, диаметром 20 см, входное и выходное окна из нержавеющей стали толщиной 0.5 мм. Для обеспечения идентичности измерений мишени исследуемых ядер с наложенной на них "маской" размещались на противоположных сторонах этой сборки, и осколки деления, испускаемые этими мишенями, регистрировались в одном и том же сеансе измерений. Эффективность регистрации осколков деления, которая полностью определяется геометрией MWPCs и проницаемостью проволочных электродов, была рассчитана с использованием метода Монте-Карло ($\approx 45\,\%$).

Поскольку нейтрон, вызывающий деление, передает импульс делящемуся ядру, измеренное угловое распределение осколков в л.с. отличается от углового распределения осколков в системе центра масс (с.ц.м.) делящегося ядра. Чтобы учесть данный эффект, измерения были выполнены для двух ориентаций установки относительно падающего пучка нейтронов. При этом флюенс нейтронов был примерно одинаков для этих двух ориентаций. Изменение ориентации достигалось поворотом цилиндрической камеры, в которой размещалась сборка с MWPCs, на 180° вокруг оси, проходящей через ее центр и перпендикулярной направлению движения нейтронов в пучке. Такой поворот позволяет учесть анизотропию угловых распределений осколков при определении сечения, а также позволяет свести к минимуму как эффекты, связанные с ослаблением потока нейтронов на мишенях и конструкции MWPC, так и с имеющимися незначительными неоднородностями толщины мишеней и потока нейтронов.

Система накопления данных была организована на основе двух 8-ми битовых оцифровщиков сигналов с частотой выборки 500 МГц (Acqiris DC-270). Запуск цифровых преобразователей осуществлялся при каждом сбросе протонного пучка на свинцовую мишень спектрометра ГНЕЙС. Временной диапазон оцифровки сигналов составлял 8 мкс, что соответствует энергиям нейтронов от ~ 0.1 МэВ до 1 ГэВ. В результате анализа получаемых волновых форм сигналов с анодов и катодов MWPCs для каждого события деления были определены энергия нейтрона, вызывающего деление, координаты и углы разлета регистрируемых осколков. Следует отметить, что особенности работы детектора осколков (MWPCs) и реализованная процедура отбора событий позволили надежно (с эффективностью $\approx 100\,\%$) отделять события деления от фоновых реакций, индуцированных нейтронами в подложке мишени и на других материалах детектора, а также от α-частиц и шума. Для примера, на рис. 1 представлены двумерные распределения зарегистрированных событий до и после выделения событий деления $^{242}\mathrm{Pu}(n, f)$. Подробное описание экспериментальной установки и процедуры обработки данных представлены в наших предыдущих публикациях (см., например, [8, 9]).

3. Обработка данных. В данной работе измерения отношения сечений деления ядер ^{235}U и ^{242}Pu проводились одновременно с использованием одной и той же экспериментальной установки в одинаковой геометрии. Поэтому при обработке данных необходимо идентифицировать мишень, из которой вылетел зарегистрированный осколок. Для такой идентификации использовались времяпролетные спектры осколков деления, представленные на рис. 2, где показан результат измерения времени пролета осколка деления от катода MWPC2 до катода MWPC1. Хорошо видны две группы событий, которые соответствуют делению ^{242}Pu(n,f) и ^{235}U(n,f).

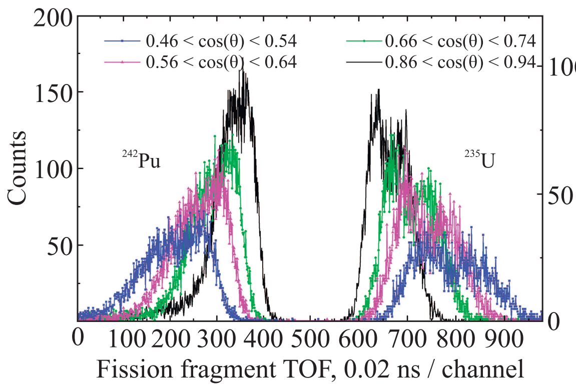


Рис. 2. (Цветной онлайн) Времяпролетный спектр осколков деления ^{235}U (справа от ~500 канала) и ^{242}Pu (слева от ~500 канала) для выделенных углов между направлением движения осколка деления и нормалью к плоскости электродов MWPCs, полученный в течение одного измерительного сеанса. Ширина канала составляет 0.02 нс

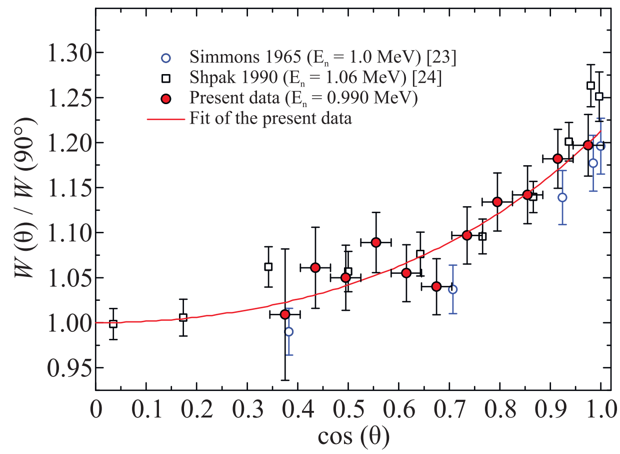
Анизотропия измеренных угловых распределений осколков деления ^{242}Pu (в с.ц.м.) определялась при помощи следующего выражения:

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

где A_2 и A_4 – коэффициенты, полученные при помощи фитирования по методу наименьших квадратов измеренных угловых распределений осколков деления функцией, являющейся суммой четных полиномов Лежандра до 4-й степени включительно, при этом шаг по $\cos\theta$ составлял 0.01:

$$W_f(\theta) = A_0\left(1 + A_2P_2(\cos\theta) + A_4P_4(\cos\theta)\right). \quad (2)$$

В качестве примера на рис. 3 выполнено сравнение измеренных угловых распределения осколков и результатов их фитирования для энергий нейтронов 0.990 и 2.498 МэВ, полученных в настоящей работе, с экспериментальными данными других авторов [23, 24], взятыми из EXFOR. Для удобства сравнения данные настоящей работы приведены с шагом по $\cos\theta$, равным 0.06. Анализ неопределенности измеренных угловых распределений, обусловленной конечным угловым разрешением сборок с MWPCs и неопределенностью геометрии эксперимента, показал [3], что данная неопределенность составляет



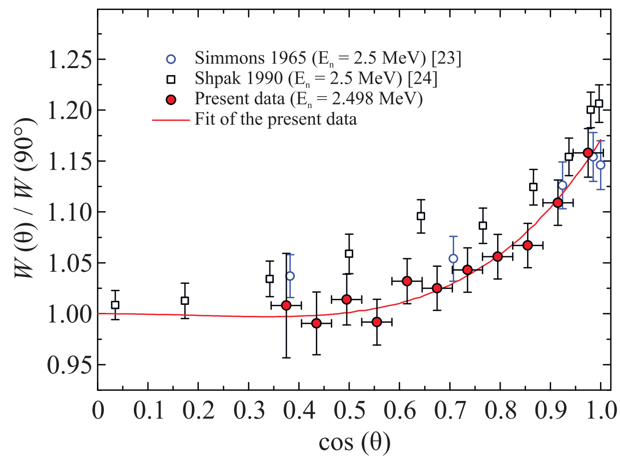


Рис. 3. (Цветной онлайн) Угловые распределения осколков деления ^{242}Pu. Приведенные ошибки – статистические. Сплошные кривые – результат фитирования данных настояшей работы

менее 0.5 % во всем диапазоне углов, за исключением углов, близких к $\cos\theta \approx 0.35$, для которых эта неопределенность достигает максимального значения в 3–5 %.

На рисунке 4 представлена анизотропия $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ осколков деления ^{242}Pu для интервала энергий нейтронов 0.3–500 МэВ вместе с результатами работ [23, 24]. Видно, что несмотря на хорошее согласие данных в области энергий нейтронов ниже 3 МэВ, для энергий нейтронов выше 3 МэВ наблюдается некоторое отличие. Для энергий нейтронов выше 8 МэВ энергетическая зависимость анизотропии осколков деления получена впервые. Процедура анализа неопределенности анизотропии была проведена так же, как в нашей работе [3]. Систематическая погрешность определения анизотропии в данном эксперименте, связанная с конечным угловым разрешением сборки с MWPCs и с неопределенностью геометрии эксперимента

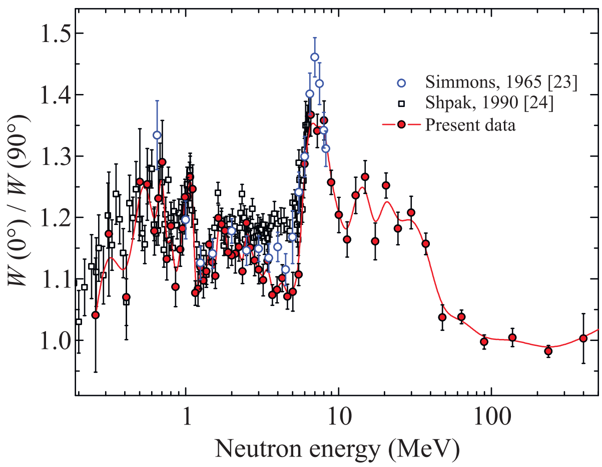


Рис. 4. (Цветной онлайн) Анизотропия угловых распределений осколков деления ^{242}Pu в сравнении с экспериментальными данными других авторов. Приведенные ошибки – статистические. Сплошная кривая приведена для визуализации данных

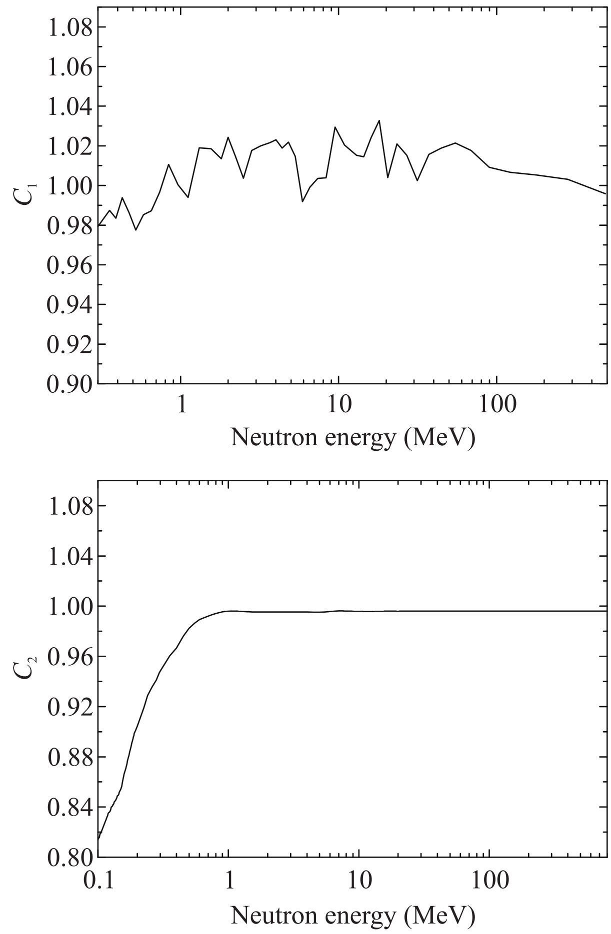


Рис. 5. Поправка, учитывающая анизотропию угловых распределений осколков деления (вверху) и изотопный состав мишеней (внизу)

составила ~ 0.5 %. Отметим, что точность расчета анизотропии (1) зависит также от надежности определения коэффициентов A_2 и A_4 в формуле (2). Поскольку при добавлении в формулу (2) 6-го полинома Лежандра, а в формулу (1) – коэффициента A_6, описание полученных нами угловых распределений не улучшается (параметры χ^2 близки), то в качестве оценки систематической ошибки фитирования (2) мы приняли относительное изменение анизотропии, обусловленное добавлением в (2) 6-го полинома Лежандра. Определенная таким образом систематическая ошибка составляет 1–1.5 %.

Отношение сечений деления исследуемых ядер $R = \sigma(^{242}\mathrm{Pu})/\sigma(^{235}\mathrm{U})$ вычислялось при помощи следующего выражения:

$$R(E_n) = \frac{S_2(E_n)}{S_5(E_n)} \frac{N_5}{N_2} C_1(E_n) C_2(E_n), \qquad (3)$$

где E_n – энергия нейтрона, вызывающего деление; S_2 и S_5 – зарегистрированные события деления ^{242}Pu и ^{235}U соответственно; C_1 – поправка на анизотропию угловых распределений осколков деления и ограниченный телесный угол регистрации; C_2 – поправка, учитывающая вклад событий деления, обусловленных примесями материала мишени; N_2/N_5 – нормировочный множитель (отношение числа ядер в исследуемых мишенях).

Поправки C_1 и C_2 определялись аналогично тому, как это было описано в нашей работе [3]. Полученные поправки C_1 и C_2 приведены на рис. 5. При определении C_1 была использована измеренная в настоящей работе зависимость анизотропии осколков деления ядер ^{242}Pu от энергии нейтронов. Величина данной поправки в среднем составляет ~ 1 %. При определении C_2 для области энергий нейтронов ниже 20 МэВ использовались значения сечений деления ядер, входящих в состав мишеней, из библиотеки ENDF/B-VIII.0 [25]. Для энергий нейтронов выше 20 МэВ полагалось, что отношение сечений деления ядра примеси и ^{235}U является постоянным и равно значению отношения в окресности 15 МэВ, взятому из библиотеки ENDF/B-VIII.0. Определенная таким образом поправка C_2 составила 0.996 для энергий нейтронов в диапазоне 1–500 МэВ.

Величина фона спонтанных делений ядра ^{242}Pu и незначительной примеси ядер ^{240}Pu и ^{238}Pu вычиталась из измеренных времяпролетных распределений. Число таких спонтанных делений составляло 116(3) событий/мин и вычислялось с использованием эффективности регистрации осколков деления, изотопного состава мишени, периодов полураспада к спонтанному делению указанных ядер, взятых из библиотеки ENSDF [22], и массы ^{242}Pu, измеренной в настоящей работе с наложенной на мишень “маской”. Так, например, при энергии нейтронов вблизи 200 кэВ на спонтанное деление указанных ядер в мишени ^{242}Pu приходилось около 10 % от общего числа зарегистрированных событий деления, а при энергии нейтров выше 1 МэВ – не более 0.02 %.

Относительные ошибки полученного в настоящей работе отношения сечений деления ^{242}Pu и ^{235}U приведены в табл. 1. Можно видеть, что полная средняя систематическая ошибка измерений составляет 2.2 % и в основном определяется неопределенностью нормировочного множителя N_2/N_5 – 2.0 %.

Таблица 1. Относительные погрешности измерений отношения сечений деления ^{242}Pu и ^{235}U

Статистическая точность	60 – 3 % (0.1 – 0.6 МэВ) 2 – 3 % (выше 0.6 МэВ)
Ослабление потока нейтронов	менее 0.3 %
Спонтанное деление	<0.02 % (выше 1.0 МэВ)
Анизотропия	0.6 %
Чистота мишеней	<0.01 %
Эффективность MWPCs (геометрическая неопределенность)	0.3 %
Нормировочный множитель N_2/N_5	2.0 %
Полная погрешность	3.7 %
Неопределенность ^{235}U стандарта [20, 21]	
$\sigma_f(^{235}U)$	1.3–1.5 % (ниже 20 МэВ) 1.5–4.8 % (20–200 МэВ) 5–7 % (выше 200 МэВ)

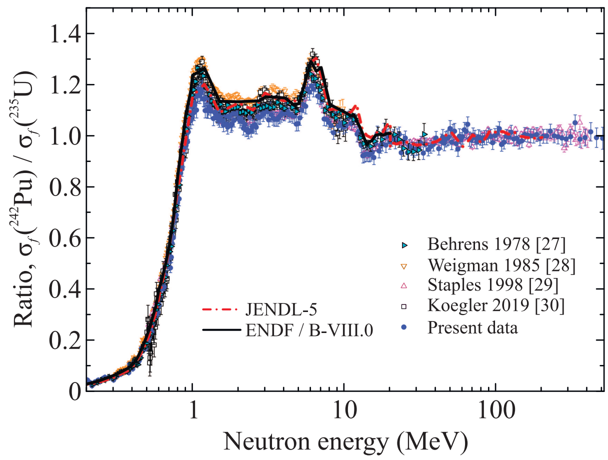


Рис. 6. (Цветной онлайн) Отношение сечений деления ^{242}Pu и ^{235}U (сравнение результатов измерений настоящей работы с экспериментальными данными других авторов, взятыми из библиотеки EXFOR [12]). Приведенные на рисунке ошибки – статистические

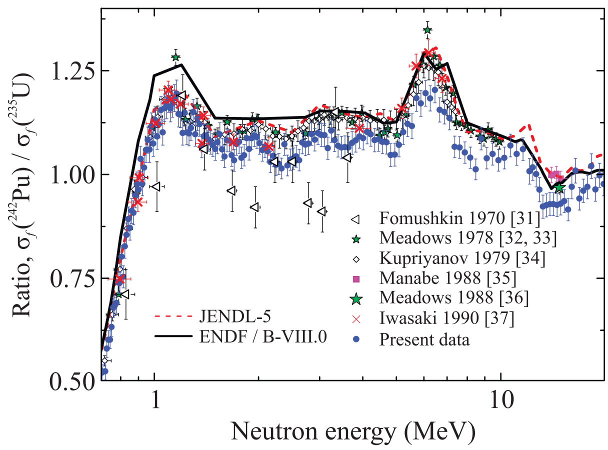


Рис. 7. (Цветной онлайн) Отношение сечений деления ^{242}Pu и ^{235}U в области энергий нейтронов 1–20 МэВ. Приведенные на рисунке ошибки – полные

4. Результаты и обсуждение. Результаты измерений отношения R сечений деления ядер ^{242}Pu и ^{235}U, полученные в настоящей работе, приведены на рис. 6 и 7 вместе с оценками из библиотек ENDF/B-VIII.0 [25] и JENDL-5 [26], которые определялись как отношение сечения деления ^{242}Pu(n,f), взятого из указанных библиотек, и стандарта $\sigma_f(^{235}$U$)$ – сечения деления ^{235}U [20]. Между представленными оценками наблюдается некоторое отличие, достигающее в области энергий нейтронов 1 МэВ значения $\sim$8 %.

На рисунке 6 выполнено сравнение с результатами работ [27–30], взятыми из EXFOR, в которых указанное отношение было измерено на пучках нейтронов с непрерывным спектром при помощи метода времени пролета. Данные [28] были перенормированы на стандарт – сечение деления ^{235}U [20], так как в EXFOR они представлены в виде сечения, полученного с использованием действующего на момент проведения эксперимента стандарта. Форма кривой отношения сечений деления ^{242}Pu и ^{235}U из библиотеки ENDF/B-VIII.0 достаточно точно описывает имеющиеся экспериментальные данные в области энергий нейтронов ниже 20 МэВ, включая данные настоящей работы. Для указанных работ [27–30] заявленная авторами средняя полная систематическая ошибка измерений составляет $\sim$1, 3, 1.3 и 2.5 % соответственно. Обратим внимание, что оценка из библиотеки ENDF/B-VIII.0 следует данным [28] и проходит выше всех остальных экспериментальных данных в среднем на 3–5 %. При этом в пределах полной погрешности экспериментальных данных наблюдается согласие данных настоящей работы (полная систематическая ошибка 2.2 %) с работами [27, 29, 30]. В области энергий нейтронов выше 20 МэВ оценка из библиотеки JENDL-5 хорошо воспроизводит данные настоящей работы и [29].

Сравнение измеренного отношения с результатами работ [31–37], выполненных с использованием моноэнергетических нейтронов, полученных в различных реакциях на ускорителях, приведено на рис. 7. В работе [34] измеренное отношение ^{242}Pu и ^{235}U было нормировано не на число ядер, а на результаты дополнительных измерений отношения сечений деления ^{242}Pu и ^{239}Pu, выполненные с использованием метода смешанных мишеней, и измерений отношения сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U для энергий нейтронов в диапазоне 1–3 МэВ. Поэтому данные работы [34] были перенормированы с использованием рекомендованных сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U [20].

Видно, что в интервале энергий нейтронов ниже 10 МэВ оценки из библиотеки ENDF/B-VIII.0 и JENDL-5 проходят выше приведенных экспериментальных данных, но при этом оценка из библиотеки JENDL-5 лучше воспроизводит форму экспериментально наблюдаемых отношений сечений деления ^{242}Pu и ^{235}U. В пределах полной погрешности экспериментальных данных наблюдается согласие результатов настоящей работы и [32–34, 37].

При энергии нейтронов около 14.5 МэВ имеется некоторое отличие данных настоящей работы и [35, 36]. Оценки из библиотек ENDF/B-VIII.0 и JENDL-5 следуют результатам [35, 36].

Сечение деления ^{242}Pu(n, f), полученное нами как произведение измеренного отношения R и стандарта $\sigma_f(^{235}\mathrm{U})$ – сечения деления ^{235}U(n, f), приведено на рис. 8 вместе с оценками из библиотек ENDF/B-VIII.0 и JENDL-5, а также экспериментальными данными из работы [38], в которой измерения были выполнены в широком интервале энергий нейтронов с использованием времени пролета на источнике нейтронов с непрерывным спектром. Видно, что в пределах полных погрешностей экспериментальных данных результаты настоящей работы согласуются с данными [38].

Сравнение полученного нами сечения деления ^{242}Pu с результатами работ, выполненных ранее [38–45], для области энергий нейтронов выше 1 МэВ представлено на рис. 9. На этом рисунке также приведены оценки из национальных библиотек оцененных данных ENDF/B-VIII.0, JENDL-5 и ROSFOND-2010 [46]. Все упомянутые работы, за исключением [38], были выполнены с использованием моноэнерге-

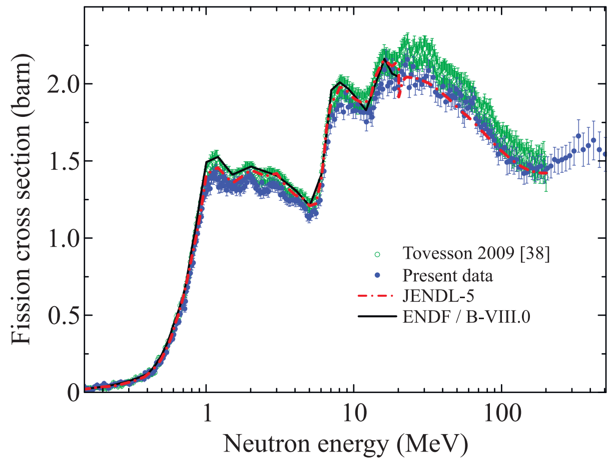


Рис. 8. (Цветной онлайн) Сечение деления ^{242}Pu(n, f), полученное в настоящей работе, в сравнении с оценками из библиотек ENDF/B-VIII.0 и JENDL-5. Приведенные на рисунке ошибки – полные

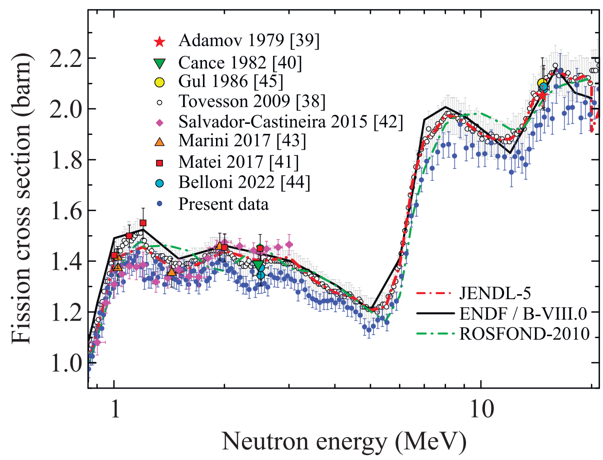


Рис. 9. (Цветной онлайн) Сечение деления ^{242}Pu(n, f), полученное в настоящей работе, в сравнении с экспериментальными данными других авторов для энергий нейтронов выше 1 МэВ. Приведенные на рисунке ошибки – полные

тических нейтронов, полученных в различных реакциях на ускорителях. В работе [39] использовался прямой метод измерений сечения деления – метод коррелированных во времени сопутствующих частиц, а в [40, 41] для определения абсолютного потока нейтронов использовался BF_3-счетчик с хорошо определенными характеристиками. В работе [42] сечение деления ^{242}Pu было получено в результате усреднения измеренных отношений сечений деления ^{242}Pu$(n, f)/^{235}$U(n, f), ^{242}Pu$(n, f)/^{238}$U(n, f) и ^{242}Pu$(n, f)/^{237}$Np(n, f). Во всех остальных работах сечение деления измерялось относительно сечения реакции, известного с большой точностью (стандарта): ^{1}H$(n,p)(n{-}p$ рассеяния) [43, 44], ^{27}Al$(n,\alpha)^{24}$Na [45], ^{235}U(n,f) [38], ^{238}U(n,f) [44].

Сечение деления ^{242}Pu, полученное в настоящей работе, согласуется в пределах экспериментальных неопределенностей с данными из [38–40, 43–45], тогда как данные из [41] расположены несколько выше и находятся в согласии с оценкой из библиотеки ENDF/B-VIII.0. Результаты работы [42] в области энергий нейтронов ниже 2 МэВ хорошо согласуются с нашими данными, а для энергий нейтронов выше 2 МэВ наблюдается некоторое отличие, которое тем больше, чем больше энергия нейтронов. Так, вблизи 2.5 МэВ данные из [42] практически совпадают с [41].

На рисунке 10 выполнено сравнение данных настоящей работы с результатами некоторых упомянутых выше работ в области энергий нейтронов ниже 1 МэВ. Видно, что оценка из ROSFOND-2010 лучше описывает полученые в настоящей работе данные.

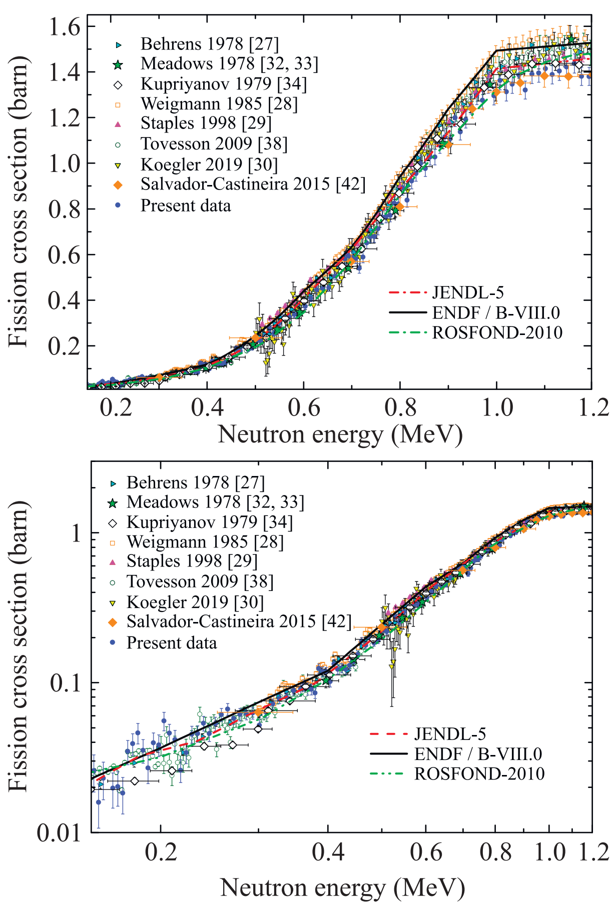


Рис. 10. (Цветной онлайн) Сечение деления ^{242}Pu(n,f), полученное в настоящей работе, в сравнении с экспериментальными данными других авторов для энергий нейтронов ниже 1 МэВ в линейном (вверху) и дважды логарифмическом (внизу) масштабе. Приведенные на рисунке ошибки – полные

5. Заключение. На нейтронном времяпролетном спектрометре ГНЕЙС в НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ проведены измерения анизотропии угловых распределений осколков и сечения деления ^{242}Pu(n,f) в диапазоне энергий нейтронов до 500 МэВ. Анизотропия угловых распределений осколков деления в области энергий нейтронов выше 8 МэВ измерена впервые.

Сечение деления ^{242}Pu(n,f) измерялось относительно сечения деления ^{235}U(n,f), которое является рекомендованным при проведении подобных экспериментов. Неопределенность полученных данных составила 3–4 %. Форма энергетической зависимости сечения деления, полученная в настоящей работе, в основном согласуется с результатами всех работ, выполненных ранее на других времяпролетных установках с использованием различных источников нейтронов [27–30, 38], а также с результатами работ [32–34]. Сравнение формы полученного сечения в интервале энергий нейтронов ниже 20 МэВ с оценками из национальных библиотек ENDF/B-VIII.0, JENDL-5 и ROSFOND-2010 показывает, что наилучшее описание формы достигается в библиотеке JENDL-5.

Абсолютное значение сечения деления, полученное в настоящей работе, находится в хорошем согласии с оценкой из JENDL-5 для энергий нейтронов выше 20 МэВ и с оценкой из ROSFOND-2010 для энергий ниже 1 МэВ, тогда как в интервале энергий 1–20 МэВ оценки из библиотек ENDF/B-VIII.0, JENDL-5 и ROSFOND-2010 дают завышенное значение сечения по сравнению с результатами настоящей работы. При этом отметим, что, например, для энергий нейтронов вблизи 0.6 МэВ различие между оценками ENDF/B-VIII.0 (JENDL-5) и ROSFOND-2010 достигает 25 % (16 %), для энергий 7–8 МэВ – 10 % (6 %), а в интервале энергий 2–5 МэВ оценки дают очень близкие значения.

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.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Федерального государственного бюджетного учреждения "Петербургский институт ядерной физики имени Б. П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. O. A. Shcherbakov, A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, L. A. Vaishnene, E. M. Ivanov, V. S. Anashin, L. R. Bakirov, and A. E. Koziukov, IEEE Trans. Nucl. Sci. **63**(4), 2152 (2016).
2. O. A. Shcherbakov, A. S. Vorobyev, and E. M. Ivanov, Phys. Part. Nuclei **49**, 81 (2018).
3. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, A. L. Barabanov, and T. E. Kuz'mina, Phys. Rev. C **108**, 014621 (2023).
4. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **117**(8), 557 (2023).
5. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, Eur. Phys. J. A **60** 117 (2024).
6. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, A. M. Tyagelskaya, N. M. Olkhovich, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **120**(6), 373 (2024).
7. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **102**(4), 203 (2015).
8. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **104**(6), 365 (2016).
9. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **107**(9), 521 (2018).
10. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **110**(4), 242 (2019).
11. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, and A. L. Barabanov, JETP Lett. **112**(6), 323 (2020).
12. N. Otuka, E. Dupont, V. Semkova et al. (Collaboration), Nuclear Data Sheets **120**, 272 (2014); https://www-nds.iaea.org/exfor/
13. A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, L. A. Vaishnene, A. L. Barabanov, and T. E. Kuz'mina, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **84**(10), 1245 (2020).
14. R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky et al. (Collaboration), Nuclear Data Sheets **110**, 3107 (2009).
15. A. Koning, S. Hilaire, and S. Goriely, Eur. Phys. J. A **59**, 131 (2023).
16. I. V. Ryzhov, M. S. Onegin, G. A. Tutin, J. Blomgren, N. Olsson, A. V. Prokofiev, and P.-U. Renbergd, Nucl. Phys. A **760**, 19 (2005).
17. A. L. Barabanov, A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, and L. A. Vaishnene, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **84**(4), 397 (2020).
18. A. L. Barabanov, A. S. Vorobyev, A. M. Gagarski, O. A. Shcherbakov, and L. A. Vaishnene, EPJ Web. Conf. **256**, 0003 (2021).
19. Uncertainty and target accuracy assessment for innovative system using recent covariance data evaluations, Nuclear Science/WPEC-26, NEA # 6410. OECD-NEA (2008); ISBN 978-92-64-99053-1; https://oecd-nea.org/jcms/pl_14440/international-evaluation-co-operation-volume-26.
20. A. D. Carlson, V. G. Pronyaev, R. Capote et al. (Collaboration), Nuclear Data Sheets **148**, 143 (2018).
21. B. Marcinkevicius, S. Simakov, and V. Pronyaev, IAEA Report # INDC(NDS)-0681(2015); https://nds.iaea.org/standards/.
22. Evaluated Nuclear Structure Data File, https://www.nndc.bnl.gov/ensdf.
23. J. E. Simmons, R. B. Perkins, and R. L. Henkel, Phys. Rev. **137**, B 809 (1965); EXFOR 13712004.
24. D. L. Shpak, Sov. J. Nucl. Phys. **52**, 419 (1990); EXFOR 41098002.
25. D. A. Brown, M. B. Chadwick, R. Capote et al. (Collaboration), Nuclear Data Sheets **148**, 1 (2018).
26. O. Iwamoto, N. Iwamoto, K. Shibata, A. Ichihara, S. Kunieda, F. Minato, and S. Nakayama, EPJ Web. Conf. **239**, 09002 (2020); https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm
27. J. W. Behrens, R. S. Newbury, AND J. W. Magana, Nuc. Sci. Eng. **66**, 433 (1978); EXFOR 10597003.
28. H. Weigmann, J. A. Wartena, and C. Burkholz, Nucl. Phys. A **438**, 333 (1985); EXFOR 21931002.
29. P. Staples and K. Morley, Nucl. Sci. Eng. **129**, 149 (1998); EXFOR 13801004.
30. T. Koegler, A. R. Junghans, R. Beyer et al. (Collaboration), Phys. Rev. C **99**, 024604 (2019); EXFOR 23469002.
31. E. F. Fomushkin and E. K. Gutnikova, Sov. J. Nucl. Phys. **10**, 529 (1970); EXFOR 40012009.
32. J. W. Meadows, Nucl. Sci. Eng. **68**, 360 (1978).
33. J. W. Meadows, Argonne National Laboratory, Report # ANL/NDM-83, Argone, Illinois 60439, USA (1983), 64 p.; EXFOR 10734003.
34. V. M. Kupriyanov, B. I. Fursov, B. K. Maslennikov, V. M. Surin, and G. N. Smirenkin, Atomic Energy **46**, 35 (1979); EXFOR 40509003.
35. F. Manabe, K. Kanda, T. Iwasaki, H. Terayama, Y. Karino, M. Baba, and N. Hirakawa, Faculty of Engineering, Tohoku University Technical Report, (1988), v. 52(2), p. 97; EXFOR 22282008.
36. J. W. Meadows, Ann. Nucl. Energy **15** 421 (1988).
37. T. Iwasaki, F. Manabe, M. Baba, S. Matsuyama, H. Kimiyama, and N. Hirakawa, J. Nucl. Sci. Technol. **27**, 885 (1990); EXFOR 22211003.
38. F. Tovesson, T. S. Hill, M. Mocko, J. D. Baker, and C. A. Mcgrath, Phys. Rev. C **79**, 014613 (2009); EXFOR 14223003.

39. V. M. Adamov, I. D. Alkhazov, S. E. Gusev, L. V. Drapchinskiy, V. N. Dushin, A. V. Fomichev, S. S. Kovalenko, O. I. Kostochkin, L. Z. Malkin, K. A. Petrzhak, L. A. Pleskachevskiy, V. I. Shpakov, R. Arlt, and G. Musiol, Procceding of the International Conference Nuclear Cross Section for Technology, Knoxville, TN, USA, 22-26 October, 1979, NBS Special Publication 594, Washington (1980), p. 995; EXFOR 40547024.
40. M. Cance and G. Grenier, Procceding of the International Conference Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, Belgium, 6-10 September, 1982, Springer, Dordrecht (1983), p. 51; EXFOR 21821004.
41. C. Matei, F. Belloni, J. Heyse, A. J. M. Plompen, and D. J. Thomas, Phys. Rev. C. **95**, 024606 (2017); EXFOR 23334002.
42. P. Salvador-Castineira, T. Brys, R. Eykens, F.-J. Hambsch, A. Gook, A. Moens, S. Oberstedt, G. Sibbens, D. Vanleeuw, M. Vidali, and C. Pretel, Phys. Rev. C **92**, 044606 (2015); EXFOR 23280005.
43. P. Marini, L. Mathieu, M. Aiche, G. Belier, S. Czajkowski, Q. Ducasse, B. Jurado, G. Kessedjian, J. Matarranz, A. Plompen, P. Salvador-Castineira, J. Taieb, and I. Tsekhanovich, Phys. Rev. C. **96**, 054604 (2017); EXFOR 23391002.
44. 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); EXFOR 23653003.
45. K. Gul, M. Ahmad, M. Anwar, and S. M. Saleem, Nucl. Sci. Eng. **94**, 42 (1986); EXFOR 31711004.
46. 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.