

# ОЦЕНКА ВЫХОДА «РАЗРЫВНЫХ» НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ $^{239}\text{Pu}$ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А. С. Воробьев <sup>a\*</sup>, О. А. Щербаков <sup>a</sup>, А. М. Гагарский <sup>a</sup>,  
Г. А. Петров <sup>a</sup>, Г. В. Вальский <sup>a</sup>, Т. Е. Кузьмина <sup>b</sup>

<sup>a</sup> ФГБУ Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»  
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

<sup>b</sup> АО «Радиевый институт им. В. Г. Хлопина», предприятие Госкорпорации «Росатом»  
194021, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26 апреля 2018 г.

Представлены результаты исследований угловых и энергетических распределений «мгновенных» нейтронов при делении  $^{239}\text{Pu}$ , выполненных на исследовательском реакторе ВВР-М в Гатчине. Обнаруженные особенности в угловом и энергетическом распределениях «мгновенных» нейтронов деления удается объяснить, если предположить существование нейтронов, испускаемых вблизи момента разрыва делящегося ядра. При этом анизотропия углового распределения «мгновенных» нейтронов деления в системе центра масс осколков деления ( $\psi(0^\circ)/\psi(90^\circ) \approx 1.07 \div 1.09$ ) также должна учитываться.

DOI: 10.1134/S0044451018100085

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в описании свойств «мгновенных» нейтронов деления (МНД) [1–4], до сих пор наблюдается некоторое различие между экспериментальными данными и результатами теоретических вычислений. Наблюдаемое различие обусловлено как ограниченностью теоретических моделей, используемых для описания свойств быстрых нейтронов деления, так и отсутствием необходимых экспериментальных данных. При теоретическом описании обычно предполагается, что МНД испускаются из полностью ускоренных осколков. Существование и свойства разрывных нейтронов или нейтронов, испускаемых до того, как осколки полностью ускорятся во взаимном кулоновском поле (предразрывные нейтроны, разрывные нейтроны и нейтроны, испускаемые из осколков в процессе их ускорения), надежно не установлены. Так, например, на основании результатов выполненных ранее экспериментальных исследований механизма эмиссии МНД при вынужденном делении  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами [5–7] можно сде-

лать вывод о том, что выход разрывных нейтронов составляет от 4% до 30% от полного числа МНД на акт деления. При этом только в работе [7] приводится численная информация, которая может быть использована при независимом анализе данных. Этого явно недостаточно для верификации различных теоретических подходов, используемых для оценки выхода разрывных нейтронов. Поэтому должны быть проведены дополнительные экспериментальные исследования.

Ответ на вопрос о существовании разрывных нейтронов может быть получен из измерений угловых и энергетических распределений МНД в лабораторной системе координат. Анализ таких распределений дает возможность определить не только анизотропию эмиссии МНД в системе центра масс (с.ц.м.) осколков деления, но и величину выхода разрывных нейтронов, их энергетическое распределение, а также позволяет исследовать зависимость выхода таких нейтронов от характеристик осколков [8–14].

## 2. ИЗМЕРЕНИЯ

В настоящей работе приводятся результаты выполненных в ПИЯФ исследований угловых и энер-

\* E-mail: vorobyev\_as@npfi.nrcki.ru

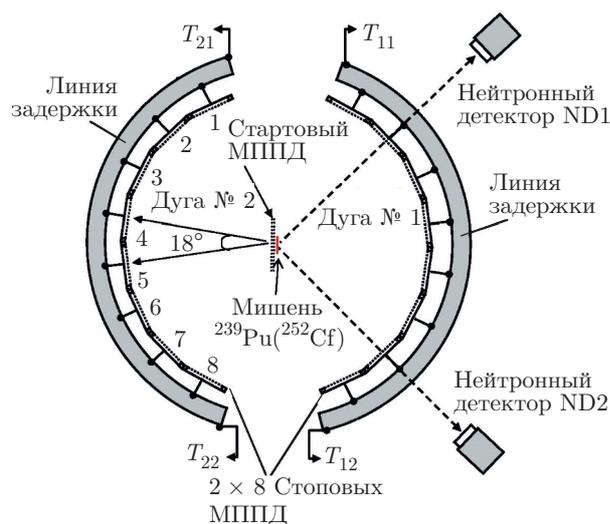


Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки. Направление пучка нейтронов, вызывающих деление, перпендикулярно плоскости рисунка

гетических распределений МНД для вынужденного деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами. Эксперимент проводился на радиальном нейтронном канале № 1 реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина). Плотность потока тепловых нейтронов на выходе коллиматора сечением  $20 \times 70 \text{ мм}^2$  составляла  $\sim 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Детальное описание установки, методики измерений и обработки данных было представлено в наших предыдущих работах [15–17], поэтому в настоящей работе приводятся лишь основные особенности экспериментальной установки (рис. 1).

Измерения спектров МНД  $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$  были выполнены одновременно для 11 углов между направлением вылета нейтрона и направлением движения легкого осколка в пределах  $0\text{--}180^\circ$  с шагом  $18^\circ$ . С учетом реальной геометрии и углового разрешения экспериментальной установки эти углы составляли  $8.8^\circ, 19.9^\circ, 36.8^\circ, 54.5^\circ, 72.2^\circ, 90^\circ, 107.8^\circ, 125.5^\circ, 143.2^\circ, 160.1^\circ$  и  $171.2^\circ$ . Энергия нейтронов деления и скорость осколков деления определялись по времени пролета.

Мгновенные нейтроны деления регистрировались посредством двух нейтронных детекторов (кристаллов стильбена размером  $50 \times 50 \text{ мм}^2$  и  $40 \times 60 \text{ мм}^2$  в сочетании с ФЭУ Hamamatsu-R6091), которые располагались под углом  $90^\circ$  один относительно другого на расстоянии примерно 50 см от мишени. Детекторы нейтронов были окружены защитой из свинца и полиэтилена, не показанной на рис. 1. Порог регистрации нейтронов составлял приблизительно 200 кэВ. Для разделения событий от нейтронов и от  $\gamma$ -квантов применялась двойная

дискриминация — по форме импульса и по времени пролета. Полная временная неопределенность детекторов нейтронов, определяемая как полная ширина на половине высоты пика совпадений  $\gamma$ -квант-осколок, составляла  $1.0 \div 1.2 \text{ нс}$ . Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтроном расстояния от мишени до детектора нейтронов. В качестве стартового сигнала использовался импульс, который вырабатывался с помощью многопроволочного плоского пропорционального детектора низкого давления (МППД). Стартовый МППД располагался на расстоянии 7 мм от делящейся мишени параллельно плоскости мишени и был смонтирован вместе с держателем мишени на специальной рамке, установленной в центре реакционной камеры таким образом, что все крепежные детали находились вне зоны нейтронного пучка. Камера диаметром 350 мм была изготовлена из алюминия с толщиной стенки 2 мм.

Для регистрации осколков деления с выделением направления их движения применялись стоповые МППД, которые располагались в виде дуги из восьми детекторов в реакционной камере по окружности на расстоянии 140 мм от центра камеры. Рабочее напряжение всех МППД при давлении рабочего газа (изобутан) приблизительно 4 мм рт. ст. составляло около  $400 \div 500 \text{ В}$ . Пучок нейтронов, вызывающих деление, проходил вдоль оси камеры перпендикулярно к плоскости расположения всех детекторов, регистрирующих как осколки (стоповые МППД), так и нейтроны деления (два кристалла стильбена в сборке с ФЭУ).

Угловые и энергетические распределения МНД в лабораторной системе координат были получены из измеренных времяпролетных спектров для 11 выделенных углов относительно направления движения легкого осколка. При этом в измеренные распределения был введен ряд поправок, учитывающий особенности как экспериментальной установки, так и реализованного метода измерений:

- зависимость временной привязки от амплитуды сигналов как в стартовом и стоповых каналах, регистрирующих осколки деления, так и в нейтронных каналах;
- разность времен пролета тяжелым и легким осколками расстояния от мишени до стартового детектора;
- различие в эффективности регистрации осколков деления для выделенных углов;
- наличие вклада в измеренное распределение МНД нейтронов из дополнительного (сопряженного) осколка;

- фон нейтронного детектора;
- угловое и энергетическое разрешения экспериментальной установки;
- поправка на эффективность нейтронного детектора;
- поправка при определении интегрального спектра, обусловленная дискретностью угловых распределений, получаемых в эксперименте;
- релятивистская поправка при определении энергии нейтрона.

На сегодняшний день принятым международным стандартом при измерении спектров МНД является интегральный спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  [18]. Поэтому измерения угловых и энергетических распределений МНД  $^{239}\text{Pu}$  были выполнены относительно спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в идентичных экспериментальных условиях на установке, использовавшейся ранее для подобных измерений [13]. Измерения проводились двухнедельными циклами. В течение каждого такого цикла проводились поочередные измерения угловых и энергетических распределений МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  и  $^{252}\text{Cf}(sf)$ . Мишень  $^{252}\text{Cf}$  размещалась в реакционной камере на месте мишени  $^{239}\text{Pu}$ . Эффективность регистрации нейтронов определялась независимо для каждого из двух нейтронных детекторов как отношение экспериментального интегрального спектра МНД  $^{252}\text{Cf}$ , полученного суммированием по углу измеренных угловых и энергетических распределений, к стандартному спектру МНД  $^{252}\text{Cf}$  [18], умноженному на рекомендованное среднее полное число нейтронов на акт деления, известное с высокой точностью,  $\bar{\nu}_p = 3.7610 \pm 0.0051$ .

### 3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Поскольку при исследовании процесса деления ядер невозможно провести разделение между разрывными нейтронами и МНД экспериментальными методами, в данной работе проверка гипотезы о существовании разрывных нейтронов выполняется путем сравнения измеренных распределений МНД с результатами модельных расчетов, выполненных в предположении, что все МНД испускаются полностью ускоренными осколками.

При проведении модельных расчетов используется приближение двух осколков, которое предполагает, что в процессе деления нейтроны испускаются легким и тяжелым осколками с фиксированной массой и кинетической энергией. В качестве фиксированной массы и кинетической энергии осколков при

делении  $^{239}\text{Pu}$  используются средняя масса легкого и тяжелого осколков, равные соответственно  $\bar{m}_L = 240 - \bar{m}_H$  и  $\bar{m}_H = 139.5 \pm 0.1$ , и средняя полная кинетическая энергия осколков до эмиссии нейтронов  $\overline{TK\bar{E}} = 177.5 \pm 0.7$  МэВ [19].

При этом энергия  $\varepsilon$  и угол эмиссии нейтрона  $\theta_{cms}$  в с. ц. м. осколка деления и энергия  $E$  и угол эмиссии нейтрона  $\theta$  относительно направления движения осколка в лабораторной системе координат (л. с. к.) связаны следующими соотношениями:

$$\varepsilon = \bar{E}_i + E - 2 \cos \theta \sqrt{E \bar{E}_i}, \quad (1)$$

$$\sqrt{\varepsilon} \cos(\theta_{cms}) = \sqrt{E} \cos \theta - \sqrt{\bar{E}_i}, \quad (2)$$

$$\bar{E}_i \approx F_i \overline{TK\bar{E}} \left( \frac{1}{\bar{m}_i} - \frac{1}{A} \right). \quad (3)$$

Здесь  $i = L$  или  $H$  — индекс, указывающий на принадлежность к легкому или тяжелому осколку,  $F_i$  — поправка, учитывающая переход к модели двух осколков,  $A$  — масса делящегося ядра,  $\bar{E}_i$  — средняя удельная энергия, приходящаяся на один нуклон, значения которой определялись посредством выражения (А.8) из работы [1] и составили для легкого и тяжелого осколков  $0.995 \pm 0.007$  МэВ и  $0.511 \pm 0.004$  МэВ соответственно.

Тогда число нейтронов, испущенных из  $i$ -го осколка, в единичном интервале энергий на единицу телесного угла в л. с. к.  $n_i(E, \theta)$  связано с аналогичным количеством нейтронов в с. ц. м. осколка деления  $\psi_i(\varepsilon, \theta_{cms})$  выражением

$$\begin{aligned} n_i(E, \theta) &= \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}} \psi_i(\varepsilon, \theta_{cms}) = \\ &= \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}} \psi_i(\varepsilon) \varphi(\varepsilon, \theta_{cms}), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\varphi(\varepsilon, \theta_{cms}) = 1 + A_2(\varepsilon) P_2(\cos \theta_{cms}), \quad (5)$$

где функция  $\varphi(\varepsilon, \theta_{cms})$  — угловое распределение нейтронов в с. ц. м.,  $P_2(\cos \theta_{cms})$  — полином Лежандра второй степени,  $A_2(\varepsilon)$  — параметр анизотропии эмиссии нейтронов в с. ц. м. осколка деления.

Наблюдаемое в эксперименте количество нейтронов с энергией  $E$ , зарегистрированных под углом  $\Omega$  относительно направления движения легкого осколка в л. с. к.,  $N(E, \Omega)$ , может быть представлено как сумма вкладов легкого  $n_L(E, \Omega)$  и тяжелого  $n_H(E, \Omega)$  осколков:

$$N(E, \Omega) = n_L(E, \Omega) + n_H(E, \Omega). \quad (6)$$

Поскольку при делении ядер тепловыми нейтронами отклонение направления разлета осколков от коллинеарности не более  $2^\circ$  [20, 21], для нейтронов, испускаемых из легкого осколка,  $\Omega = \theta$ , а для нейтронов, испускаемых из дополнительного тяжелого осколка,  $\Omega = 180^\circ - \theta$ .

Интегральный спектр МНД в лабораторной системе координат,  $\Phi(E)$ , определяется выражением

$$\Phi(E) = 2\pi \int_0^\pi N(E, \Omega) \sin \Omega d\Omega. \quad (7)$$

Как видно из структуры выражения (4), спектры нейтронов в с.ц.м. осколка деления  $\psi_i(\varepsilon)$  могут быть получены из спектров нейтронов в л.с.к.  $n_i(E, \theta)$ , измеренных под разными углами относительно направления движения осколка. В этом случае для каждого выделенного направления в лабораторной системе координат  $\theta$  может быть получен свой спектр нейтронов в с.ц.м. осколка деления,  $\psi_i^\theta(\varepsilon)$ :

$$\psi_i^\theta(\varepsilon) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{E}} \frac{n_i(E, \theta)}{1 + A_2(\varepsilon)P_2(\cos \theta_{cms})}. \quad (8)$$

При справедливости гипотезы об испускании нейтронов из полностью ускоренных осколков спектры нейтронов в с.ц.м. осколка деления  $\psi_i^\theta(\varepsilon)$ , найденные при помощи выражения (8), будут идентичными для всех выделенных направлений  $\theta$  в пределах достигнутой точности экспериментальных данных. Следовательно, отклонение измеренных угловых и энергетических распределений нейтронов от аналогичных распределений, рассчитанных при помощи выражений (4)–(7) с использованием полученных спектров нейтронов в с.ц.м.  $\psi_i^\theta(\varepsilon)$ , будет характеризовать точность модели.

Спектры нейтронов в с.ц.м. осколка деления  $\psi_i^\theta(\varepsilon)$  в настоящей работе были получены с использованием спектров нейтронов  $N(E, \Omega)$ , измеренных для трех выделенных углов регистрации относительно направления движения осколка  $\theta = 8.8^\circ, 19.9^\circ, 36.8^\circ$ , что для легкого осколка соответствует углу  $\Omega = 8.8^\circ, 19.9^\circ, 36.8^\circ$  ( $\Omega < 40^\circ$ ), а для тяжелого осколка — углу  $\Omega = 171.2^\circ, 160.1^\circ, 143.2^\circ$  ( $\Omega > 140^\circ$ ). В этом случае удастся получить практически неограниченный в области малых энергий спектр МНД в с.ц.м. осколков и, следовательно, свести к минимуму неопределенность модельных расчетов, обусловленную неопределенностью формы спектра и числа испущенных МНД из легкого и тяжелого осколков. Отметим, что для выделенных

углов вклад нейтронов из дополнительного осколка в измеренные спектры нейтронов является малым и может быть рассчитан достаточно точно [14, 15]. Процедура определения и введения данной поправки состоит из следующих шагов.

На первом шаге предполагается, что нейтроны, зарегистрированные для трех выделенных углов регистрации относительно направления движения осколков в л.с.к. ( $\Omega < 40^\circ$  — легкий осколок и  $\Omega > 140^\circ$  — тяжелый осколок), были испущены только легким и только тяжелым осколками соответственно. Тогда из измеренных спектров нейтронов для выделенных углов с помощью выражения (8) могут быть получены спектры нейтронов в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков деления. При этом используются только те из накопленных событий, для которых  $0 \leq \theta_{cms} \leq 90^\circ$  (в с.ц.м. осколка деления нейтроны испускаются в переднюю полу сферу относительно направления движения осколков). Отбор таких событий был выполнен при помощи выражения

$$\sqrt{E} \cos \theta \geq \sqrt{E_i}. \quad (9)$$

Далее, найденные спектры нейтронов в с.ц.м. осколка использовались для определения вклада нейтронов из дополнительного осколка. На втором шаге определенный таким образом вклад нейтронов из дополнительного осколка для каждого выделенного угла регистрации вычитался из измеренных спектров нейтронов. После этого снова были рассчитаны спектры нейтронов в с.ц.м. легкого и тяжелого осколков деления (рис. 2), которые далее аппроксимировались с использованием следующей функции, параметры которой ( $\bar{\nu}_i, \varpi_i, T_{1i}, T_{2i}$ ) были определены методом наименьших квадратов (табл. 1):

$$\psi_i(\varepsilon) \cong \text{Fit}_i(\varepsilon) = \frac{\bar{\nu}_i}{4\pi} \left[ \varpi_i \frac{\varepsilon}{T_{1i}^2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_{1i}}\right) + (1 - \varpi_i) \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\pi T_{2i}^3}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_{2i}}\right) \right], \quad (10)$$

где  $\bar{\nu}_i$  — среднее число нейтронов на акт деления для легкого или тяжелого осколков ( $\bar{\nu}_p = \bar{\nu}_L + \bar{\nu}_H$ ),  $\varpi_i$  — весовая функция,  $T_{1i}$  и  $T_{2i}$  — параметры соответствующих распределений. На основе этих опорных спектров нейтронов в с.ц.м. при помощи выражений (1)–(7) рассчитывались угловые и энергетические распределения мгновенных нейтронов в л.с.к., соответствующие модели эмиссии нейтронов полностью ускоренными осколками.

Таблица 1. Параметры интерполяции (10)

	$\bar{\nu}_i$	$\varpi_i$	$T_{1i}$	$T_{2i}$	$\bar{\epsilon}_i$	$A_2$
Легкий осколок, $i = L$	$1.62 \pm 0.02$	$0.153 \pm 0.018$	$0.266 \pm 0.019$	$0.945 \pm 0.028$	$1.28 \pm 0.02$	$0.04 \pm 0.02$
Тяжелый осколок, $i = H$	$1.23 \pm 0.02$	$0.024 \pm 0.009$	$0.222 \pm 0.026$	$0.918 \pm 0.017$	$1.35 \pm 0.03$	$0.04 \pm 0.02$

$\bar{\epsilon}_i$  — средняя энергия МНД в с. ц. м. осколка деления.

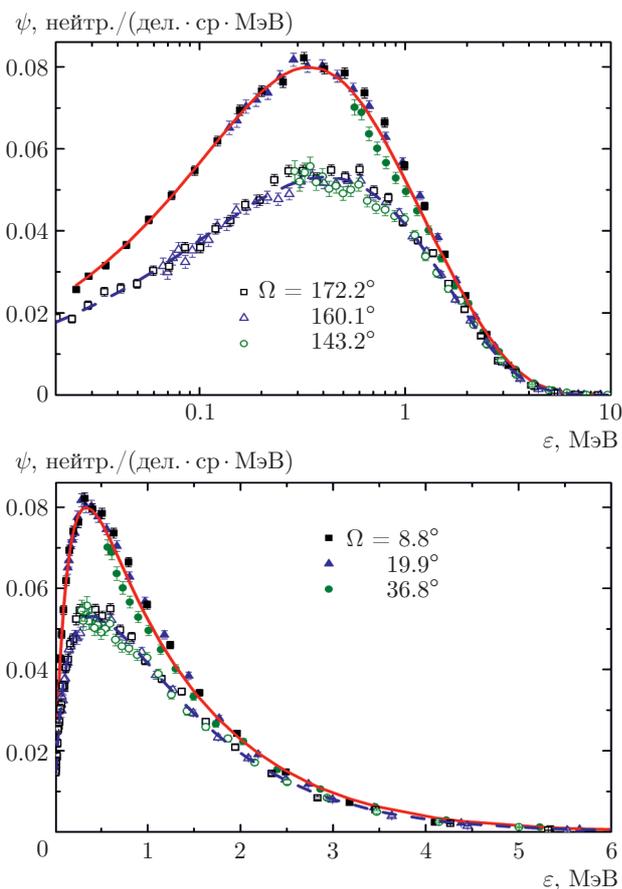


Рис. 2. (В цвете онлайн) Спектры МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  в с. ц. м. легкого (темные символы) и тяжелого (светлые символы) осколков деления, полученные из спектров в л. с. к. в приближении двух осколков (в линейном и логарифмическом масштабах).  $\Omega$  — угол между направлением вылета нейтрона и направлением движения легкого осколка, кривые — результат аппроксимации (выражение (10))

Преимущество данного метода сравнения заключается в том, что модельные распределения нейтронов могут быть определены на основании только экспериментальных данных без каких-либо произвольных предположений о параметрах модели.

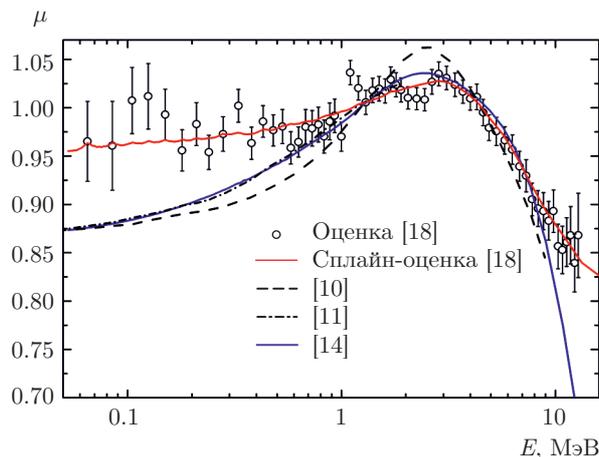


Рис. 3. (В цвете онлайн) Отношение интегрального спектра МНД  $^{252}\text{Cf}(sf)$ , нормированного на среднее число МНД на акт деления, к распределению Максвелла ( $T_M = 1.42$  МэВ): оцененные данные из работы [18] и расчеты, выполненные с использованием всех возможных комбинаций осколков по массам и кинетическим энергиям [10, 11] и в приближении двух осколков (легкого и тяжелого) со средними параметрами [14]

Для оценки влияния приближения двух осколков на получаемые модельные распределения было выполнено сравнение интегральных спектров МНД  $^{252}\text{Cf}$ , рассчитанных с использованием всех возможных комбинаций осколков по массам и кинетическим энергиям [10, 11] и в приближении двух осколков [14]. Рассчитанные спектры приведены на рис. 3 вместе со стандартным спектром МНД  $^{252}\text{Cf}$  [18]. Для того чтобы более наглядно показать имеющиеся различия, на рис. 3 спектры МНД приведены в виде отношения к распределению Максвелла ( $T_M = 1.42$  МэВ):

$$\mu(E) = \frac{\Phi(E)}{\bar{\nu}_p M(T_M, E)} = \frac{\Phi(E) \sqrt{\pi T_M^3}}{2\bar{\nu}_p \sqrt{E} \exp(-E/T_M)}, \quad (11)$$

где  $M(T_M, E)$  — распределение Максвелла,  $T_M$  — температурный параметр (средняя энергия распределения Максвелла  $\bar{E}_M = 3T_M/2$ ).

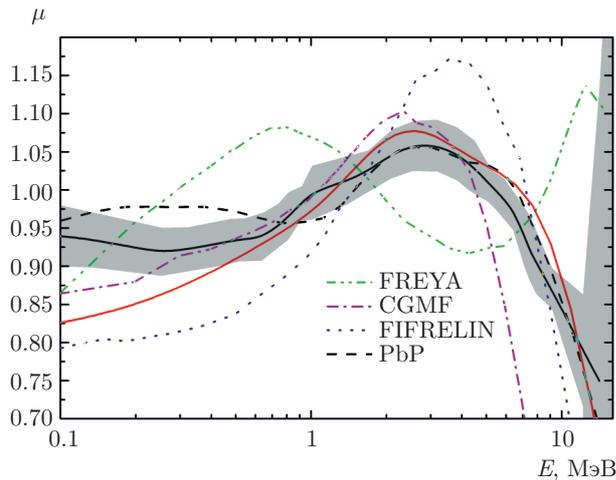


Рис. 4. (В цвете онлайн) Отношение интегрального спектра МНД  $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ , нормированного на среднее число МНД на акт деления, к распределению Максвелла ( $T_M = 1.32$  МэВ): черная кривая — оцененные данные (GMA-аппроксимация [4], неопределенность отмечена серым цветом); FREYA, CGMF, FIFRELIN, PьP — модели (программные коды) из работы [4], используемые для расчета свойств МНД; красная кривая — модельный расчет, выполненный в приближении двух осколков

Видно, что интегральные спектры, рассчитанные с использованием всех возможных комбинаций осколков по массам и кинетическим энергиям и в приближении двух осколков со средними параметрами, практически совпадают. При этом авторами работ [10, 14], так же как и работы [22], результаты которой были использованы при проведении расчетов [11], отмечалось, что лучшее описание полученных данных достигается в предположении существования анизотропии эмиссии МНД в с.ц.м. осколка деления. Параметр анизотропии  $A_2$ , полученный авторами при анализе данных, составил 0.04 [10],  $0.01 \pm 0.02$  [11] и  $0.04 \pm 0.02$  [14]. Недавно была опубликована еще одна работа [23], в которой исследовалось угловое распределение МНД в с.ц.м. осколка деления  $^{252}\text{Cf}(sf)$  и было найдено, что  $A_2 = 0.020 \pm 0.003$ . Анализ интегрального спектра МНД  $^{252}\text{Cf}$ , выполненный в рамках улучшенной модели Мадланда и Никса [24], также показал наличие анизотропии при эмиссии МНД в с.ц.м. осколков.

Стоит отметить, что при подходе, реализованном в работах [10, 11, 14], достигается наилучшее описание как парциальных, так и интегральных распределений МНД, наблюдаемых в эксперименте. Этого нельзя сказать о моделях (программных кодах), которые сегодня используются для описания характеристик МНД [4]. На рис. 4 приведены результаты

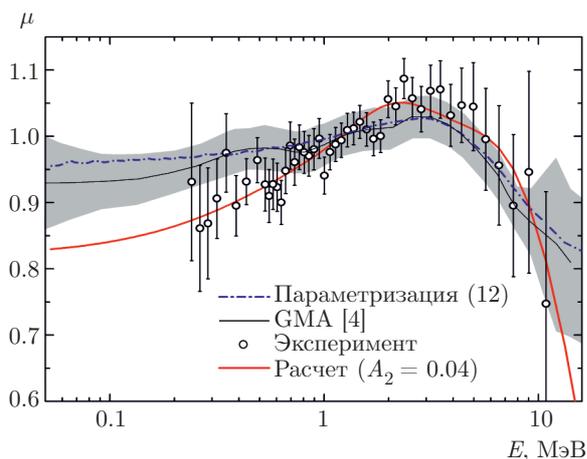
расчета по таким кодам для интегрального спектра МНД  $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ , полученные при одном и том же наборе входных параметров. Как можно видеть, результаты расчетов заметно различаются между собой, а согласие с экспериментом носит, скорее, качественный характер. Несмотря на это, анализ зависимостей, полученных в рамках разных моделей (программных кодов), позволяет как прояснить некоторые особенности процесса деления, так и заполнить пробелы в существующих базах ядерных данных для ядер и диапазонов энергий возбуждения делящегося ядра, для которых экспериментальные данные отсутствуют.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

### 4.1. Сравнение результатов измерений и модельных расчетов

Интегральный спектр МНД  $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$  в лабораторной системе координат,  $\Phi(E)$ , полученный при помощи выражения (7) с использованием измеренных спектров МНД в л.с.к. до введения дополнительной поправки, которая описывается ниже,  $N(E, \Omega)$ , показан на рис. 5 в виде отношения к распределению Максвелла (11) с параметром  $T_M = 1.38$  МэВ. Сравнение интегрального спектра МНД с оцененным спектром (GMA-аппроксимация [4], полученная при помощи обобщенного метода наименьших квадратов с использованием имеющихся в литературе экспериментальных данных) демонстрирует согласие в пределах точности экспериментальных данных (рис. 5). Такое согласие свидетельствует об отсутствии каких-либо заметных систематических ошибок в полученных угловых и энергетических распределениях МНД.

Для того чтобы исключить влияние формы интегрального спектра МНД на оценку выхода разрывных нейтронов, была проведена дополнительная нормировка измеренных угловых и энергетических распределений. Дополнительный нормировочный коэффициент был получен как отношение интегрального спектра МНД  $^{239}\text{Pu}$ , полученного суммированием измеренных угловых и энергетических распределений МНД по углу, к известному интегральному спектру МНД  $^{239}\text{Pu}$ . В данной работе для определения такого спектра использовался экспериментальный факт [25] о том, что отношение интегральных спектров для двух делящихся ядер может быть достаточно точно описано отношением двух распределений Максвелла  $M(T_M, E)$  с соответствующими параметрами формы  $T_M$ :



**Рис. 5.** (В цвете онлайн) Отношение интегрального спектра МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ , нормированного на среднее число МНД на акт деления, к распределению Максвелла ( $T_M = 1.38$  МэВ): кружки — результат измерений; черная кривая — оцененные данные (GMA-аппроксимация [4], неопределенность отмечена серым цветом); штрихпунктирная синяя кривая — параметризация (12); красная кривая — расчеты, выполненные в приближении двух осколков с параметром  $A_2 = 0.04$

$$\frac{(\Phi(E)/\bar{\nu}_p)_{\text{Pu}}}{(\Phi(E)/\bar{\nu}_p)_{\text{Cf}}} = \frac{M(1.38, E)}{M(1.42, E)}. \quad (12)$$

Поскольку распределения Максвелла с параметром формы  $T_M$  равным 1.42 МэВ и 1.38 МэВ, как было определено в работах [18, 25], наилучшим образом описывают экспериментальные интегральные спектры МНД для  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , именно эти параметры использовались при определении дополнительной поправки. В качестве известного интегрального спектра МНД  $^{252}\text{Cf}$  в выражении (12) принималась сплайн-аппроксимация оцененного спектра  $^{252}\text{Cf}$ , выполненная в работе [18]. Интегральный спектр МНД  $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$ , вычисленный при помощи выражения (12), представлен на рис. 5 вместе с результатами оценки (GMA-аппроксимация [4]), полученной при помощи обобщенного метода наименьших квадратов с использованием имеющихся в литературе экспериментальных данных. Видно, что выражение (12) может быть использовано при определении дополнительной поправки, так же как и оценка из работы [4], выполненная в безмодельной форме (GMA-аппроксимация).

На рис. 5 также представлен результат модельного расчета, выполненного в предположении, что все МНД испускаются полностью ускоренными осколками ( $A_2 = 0.04$ ). Для интегрального спектра МНД  $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$ , так же как и для

представленных на рис. 3, 4 интегральных спектров МНД  $^{252}\text{Cf}(sf)$  и  $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ , можно отметить некоторое отличие формы экспериментального (оцененного) спектра МНД от спектра, рассчитанного по описанной выше схеме (приближение двух осколков), в области энергий МНД меньших 0.6 МэВ. Наблюдаемое отличие может быть связано со следующими обстоятельствами: существование разрывных нейтронов; ошибки в процессе расчета; ограниченность использованной схемы расчета; наличие неизвестных систематических ошибок в экспериментальном (оцененном) спектре МНД, которые могут быть обусловлены как ошибками имеющихся экспериментальных данных, так и способом их оценки. Существенные ошибки в процессе расчета можно исключить, поскольку результаты расчетов (рис. 3), выполненных с использованием данных разных (методически) экспериментов и вычислительных методов [10, 11, 14], практически совпадают. Также хочется отметить почти идеальное совпадение результатов расчета интегральных спектров МНД, выполненных по описанной выше схеме в приближении двух осколков, со спектрами, полученными в рамках модели Мадланда и Никса, адаптированной для наилучшего описания имеющихся экспериментальных данных ENDF/B-VII [19]. Ограниченность описанной схемы расчета определяется лишь точностью измеренных угловых распределений МНД.

Заметим, что экспериментальный спектр МНД включает в себя все «мгновенные» нейтроны, испускаемые при делении, а рассчитанный спектр — только нейтроны, испущенные из полностью ускоренных осколков. Поэтому наблюдаемое отклонение может быть истолковано как существование разрывных нейтронов, и тогда выход таких нейтронов и их спектр может быть определен как разность экспериментального и рассчитанного интегральных спектров  $^{239}\text{Pu}(n_{th}, f)$ .

Основным преимуществом данного способа оценки выхода разрывных нейтронов является его зависимость только от двух параметров — формы интегрального спектра МНД в лабораторной системе координат и полного числа МНД на акт деления, оценки которых, выполненные экспертным сообществом для ядер, имеющих широкое практическое использование, могут быть использованы при сравнительном анализе. При этом нужно иметь в виду, что любые систематические ошибки интегрального спектра МНД, обусловленные как качеством экспериментальных данных, используемых при его оценке, так и способом получения этой оценки, приводят к разным выводам не только относительно вы-

**Таблица 2.** Энергетические распределения МНД  $^{252}\text{Cf}(sf)$  в зависимости от угла эмиссии в лабораторной системе координат относительно направления движения легкого осколка, 100 нейтр./ (дел.·ср·МэВ)

$E$ , МэВ	$8.8^\circ$		$19.9^\circ$		$36.8^\circ$		$54.5^\circ$		$72.2^\circ$		$90^\circ$	
	$n$	$\pm\Delta n$	$n$	$\pm\Delta n$	$n$	$\pm\Delta n$	$n$	$\pm\Delta n$	$n$	$\pm\Delta n$	$n$	$\pm\Delta n$
16.65	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13.29	0.01592	0.00287	0.03135	0.00676	0.00392	0.00120	0.00221	0.00118	0.00035	0.00036	0.00021	0.00021
10.86	0.1306	0.0081	0.1460	0.0103	0.04971	0.00723	0.00658	0.00247	0.00400	0.00202	0.00133	0.00083
9.043	0.5174	0.0381	0.4296	0.0344	0.1775	0.0227	0.05347	0.01345	0.00952	0.00578	0.00314	0.00348
7.647	1.514	0.072	1.129	0.061	0.4328	0.0389	0.1251	0.0217	0.03301	0.01229	0.00325	0.00275
6.552	2.738	0.101	2.120	0.089	0.8805	0.0593	0.2719	0.0341	0.08726	0.02026	0.03355	0.01200
5.677	4.614	0.135	3.290	0.112	1.531	0.079	0.4756	0.0452	0.1406	0.0257	0.07106	0.01741
4.967	6.665	0.163	4.753	0.138	2.222	0.096	0.8174	0.0596	0.2654	0.0348	0.1116	0.0223
4.383	9.399	0.197	6.883	0.168	3.356	0.119	1.161	0.071	0.4830	0.0467	0.2107	0.0307
3.896	11.74	0.222	8.964	0.194	4.045	0.132	1.683	0.087	0.5019	0.0481	0.3382	0.0393
3.486	14.46	0.252	10.89	0.218	5.142	0.153	2.277	0.103	0.7033	0.0582	0.4888	0.0477
3.137	16.93	0.281	12.50	0.241	6.241	0.173	2.509	0.111	1.132	0.076	0.7483	0.0600
2.839	19.44	0.314	14.66	0.272	7.228	0.195	3.035	0.128	1.188	0.080	1.014	0.073
2.581	20.77	0.334	16.22	0.295	7.989	0.211	3.524	0.141	1.534	0.094	1.230	0.082
2.357	22.99	0.365	17.67	0.319	8.744	0.229	4.044	0.157	1.920	0.109	1.423	0.092
2.161	22.84	0.378	18.75	0.342	9.453	0.248	4.506	0.172	2.232	0.122	1.880	0.110
1.988	23.82	0.400	20.05	0.366	10.09	0.264	4.783	0.184	2.459	0.132	2.114	0.120
1.835	24.15	0.422	21.20	0.394	10.72	0.285	5.595	0.208	2.766	0.146	2.224	0.129
1.699	23.48	0.432	21.24	0.408	11.70	0.308	5.690	0.217	2.855	0.154	2.650	0.146
1.524	22.54	0.619	20.47	0.584	12.42	0.461	6.266	0.313	3.449	0.246	2.989	0.164
1.328	20.83	0.636	19.89	0.628	13.00	0.496	6.908	0.367	4.071	0.279	3.530	0.182
1.167	18.95	0.659	19.06	0.662	13.36	0.560	7.561	0.418	4.349	0.308	4.033	0.212
1.034	17.02	0.652	18.34	0.702	13.38	0.605	7.584	0.436	4.881	0.349	4.385	0.251
0.922	15.87	0.700	17.46	0.743	13.36	0.629	8.026	0.504	5.610	0.416	4.671	0.269
0.8276	15.12	0.737	16.98	0.777	13.12	0.678	8.209	0.549	5.627	0.459	5.096	0.308
0.7283	14.53	0.643	15.28	0.681	13.31	0.614	8.464	0.489	6.285	0.415	5.218	0.272
0.6314	13.69	0.714	14.65	0.773	12.27	0.672	8.526	0.581	6.138	0.466	5.428	0.328
0.5527	13.80	0.876	14.87	0.939	11.83	0.751	8.371	0.653	6.352	0.576	5.663	0.372
0.4878	13.61	0.988	13.44	0.944	11.00	0.841	7.995	0.753	6.758	0.762	6.248	0.474
0.4337	13.76	1.198	13.03	1.135	10.89	1.068	8.078	0.991	6.552	0.816	5.595	0.565
0.3881	12.44	0.928	11.79	0.880	9.827	0.784	8.637	0.777	6.482	0.689	5.735	0.468
0.3061	10.58	1.699	7.691	1.218	9.835	1.326	8.405	1.150	4.509	0.895	5.922	0.947
0.2476	11.86	2.485	10.27	2.012	6.573	1.684	7.118	2.231	4.276	1.434	5.284	1.203
0.2044	7.572	2.822	3.013	2.143	8.631	2.908	4.722	3.011	7.784	3.429	4.767	2.562

хода разрывных нейтронов, но и их существования. С этой точки зрения при реализации метода сравнения, описанного выше, предпочтение следует отдавать оценке интегрального спектра МНД, выпол-

ненной в безмодельной форме. А для повышения надежности определения выхода разрывных нейтронов необходимо подтвердить наблюдающееся в области энергий нейтронов меньших 0.6 МэВ отклоне-

Таблица 2. Продолжение

$E$ , МэВ	171.2°		160.1°		143.2°		125.5°		107.8°		90°	
	$n$	$\pm\Delta n$										
16.65	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13.29	0.00426	0.00126	0.00116	0.00032	0.00080	0.00041	0.00141	0.00067	0.00076	0.00060	0.00021	0.00021
10.86	0.02691	0.00968	0.02899	0.00778	0.01226	0.00840	0.00131	0.00038	0.00195	0.00140	0.00133	0.00083
9.043	0.1199	0.0164	0.09595	0.01687	0.03668	0.01164	0.00842	0.00448	0.00060	0.00220	0.00314	0.00348
7.647	0.3601	0.0353	0.2590	0.0305	0.1268	0.0213	0.03285	0.00471	0.00558	0.00304	0.00325	0.00275
6.552	0.8808	0.0583	0.5933	0.0473	0.2863	0.0335	0.09375	0.01689	0.02640	0.01037	0.03355	0.01200
5.677	1.409	0.075	1.215	0.069	0.6293	0.0505	0.2656	0.0337	0.09387	0.02078	0.07106	0.01741
4.967	2.388	0.098	2.025	0.090	1.138	0.069	0.5028	0.0467	0.1752	0.0276	0.1116	0.0223
4.383	3.438	0.119	2.725	0.106	1.639	0.083	0.6603	0.0533	0.3612	0.0401	0.2107	0.0307
3.896	4.489	0.138	3.669	0.124	2.292	0.100	1.137	0.071	0.4755	0.0460	0.3382	0.0393
3.486	5.657	0.158	4.747	0.145	3.079	0.118	1.369	0.079	0.7022	0.0577	0.4888	0.0477
3.137	6.555	0.175	5.630	0.162	3.602	0.131	2.045	0.100	1.069	0.073	0.7483	0.0600
2.839	7.618	0.197	6.294	0.179	4.272	0.149	2.542	0.116	1.272	0.083	1.014	0.073
2.581	8.853	0.219	7.605	0.202	4.851	0.163	2.928	0.128	1.460	0.091	1.230	0.082
2.357	9.544	0.236	8.208	0.218	5.761	0.184	3.254	0.139	1.784	0.104	1.423	0.092
2.161	10.65	0.259	8.631	0.233	6.325	0.201	3.474	0.150	2.151	0.118	1.880	0.110
1.988	10.74	0.269	9.528	0.253	6.483	0.211	3.797	0.162	2.801	0.140	2.114	0.120
1.835	11.57	0.294	9.939	0.271	6.765	0.225	4.089	0.177	2.619	0.141	2.224	0.129
1.699	11.58	0.304	9.937	0.281	7.077	0.239	4.811	0.198	2.994	0.157	2.650	0.146
1.524	12.64	0.453	10.64	0.416	7.850	0.345	5.222	0.288	3.461	0.246	2.989	0.164
1.328	12.64	0.501	11.34	0.463	8.056	0.384	5.717	0.327	3.953	0.272	3.530	0.182
1.167	12.66	0.543	11.08	0.511	8.474	0.435	6.210	0.375	4.471	0.332	4.033	0.212
1.034	11.93	0.569	11.16	0.562	8.883	0.483	6.533	0.419	5.152	0.378	4.385	0.251
0.922	11.78	0.633	10.97	0.597	9.328	0.552	6.567	0.468	5.062	0.390	4.671	0.269
0.8276	11.53	0.661	10.45	0.636	9.187	0.610	6.519	0.504	5.753	0.444	5.096	0.308
0.7283	11.47	0.585	10.19	0.544	8.830	0.506	6.778	0.441	5.592	0.413	5.218	0.272
0.6314	10.20	0.624	9.759	0.599	8.590	0.540	7.000	0.499	6.046	0.445	5.428	0.328
0.5527	10.55	0.781	9.678	0.693	8.375	0.643	6.576	0.623	5.814	0.556	5.663	0.372
0.4878	9.476	0.860	8.283	0.756	8.477	0.786	6.519	0.653	5.715	0.709	6.248	0.474
0.4337	9.289	0.890	7.889	1.002	7.425	0.948	6.960	0.842	6.123	0.817	5.595	0.565
0.3881	6.801	0.581	8.089	0.840	7.699	0.760	6.976	0.665	4.230	0.483	5.735	0.468
0.3061	6.858	1.547	6.435	1.192	7.011	1.283	6.974	1.318	6.176	0.997	5.922	0.947
0.2476	5.483	1.537	6.339	1.523	9.276	3.028	6.426	1.586	5.421	1.836	5.284	1.203
0.2044	7.566	3.498	4.694	2.472	5.081	3.355	5.800	2.239	2.759	2.031	4.767	2.562

ние экспериментально измеренного/оцененного интегрального спектра МНД от спектра, рассчитанного в предположении испускания МНД полностью ускоренными осколками. Для этого должны быть проведены дополнительные экспериментальные исследования, выполняемые разными экспериментальными группами с использованием различ-

ных детекторов нейтронов и осколков деления для широкого набора делящихся ядер, чтобы исключить систематические ошибки присущие любому экспериментальному методу исследования. Это задача ближайшего будущего, требующая скоординированной работы экспериментаторов.

**Таблица 3.** Измеренные угловые зависимости выхода и средней энергии МНД (интервал энергий нейтронов 0.2–13.3 МэВ)

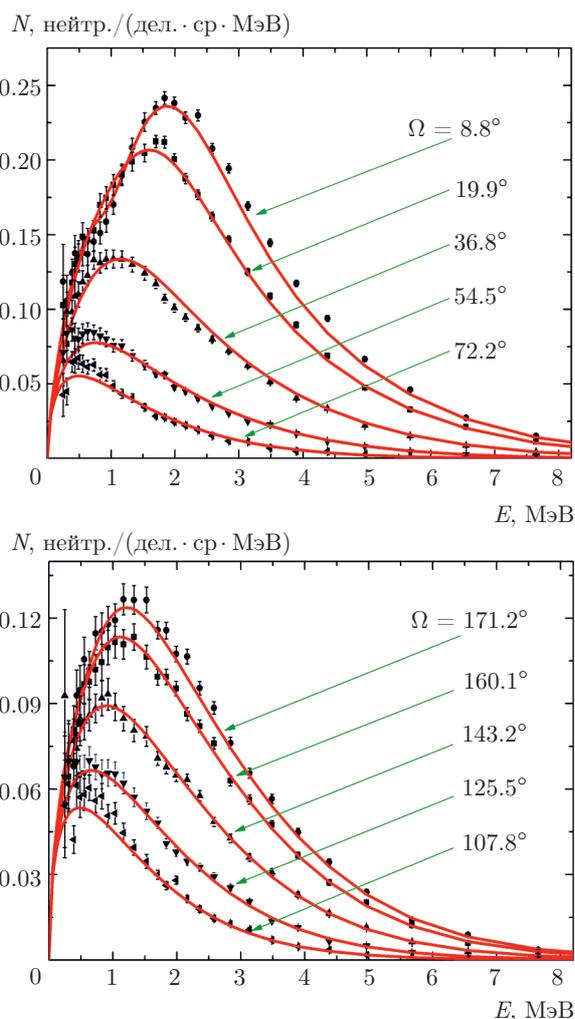
Угол $\Omega$	Выход нейтронов, нейтр./ (дел. · ср)	$\pm \Delta n$	Средняя энергия $E$ , МэВ	$\pm \Delta E$ , МэВ
8.8°	0.8876	0.0089	2.941	0.022
19.9°	0.7388	0.0085	2.760	0.026
36.8°	0.4113	0.0074	2.395	0.034
54.5°	0.2028	0.0037	2.009	0.039
72.2°	0.1085	0.0028	1.657	0.035
90°	0.0922	0.0025	1.499	0.037
107.8°	0.1108	0.0034	1.594	0.042
125.5°	0.1645	0.0027	1.842	0.040
143.2°	0.2539	0.0051	2.201	0.032
160.1°	0.3598	0.0048	2.399	0.040
170.2°	0.4134	0.0063	2.459	0.033

Качественный шаг в вопросе определения существования разрывных нейтронов и механизма их образования может быть сделан при помощи изучения угловых и энергетических распределений МНД. Полученные в данной работе спектры МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ , выход нейтронов и их средняя энергия для одиннадцати углов регистрации относительно направления движения легкого осколка в л. с. к. приведены в табл. 2 и 3.

На рис. 6, 7 полученные спектры МНД  $^{239}\text{Pu}$  представлены вместе с результатами модельных расчетов, выполненных в предположении, что МНД испускаются только из полностью ускоренных осколков. Выход нейтронов, их средняя энергия для фиксированного угла в л. с. к., полученные в эксперименте и рассчитанные в рамках исследуемой модели, показаны на рис. 8, 9. В целом наблюдается хорошее согласие между расчетом и экспериментом. Наилучшего описания интегрального спектра и спектров МНД для выделенных углов относительно направления движения легкого осколка удастся добиться, если в процессе модельных расчетов предположить, что МНД в с. ц. м. осколка испускаются вдоль оси деления с большей вероятностью, чем в перпендикулярном направлении (табл. 1,  $A_2 = 0.04 \pm 0.02$ ).

#### 4.2. Выход и энергетический спектр «разрывных» нейтронов

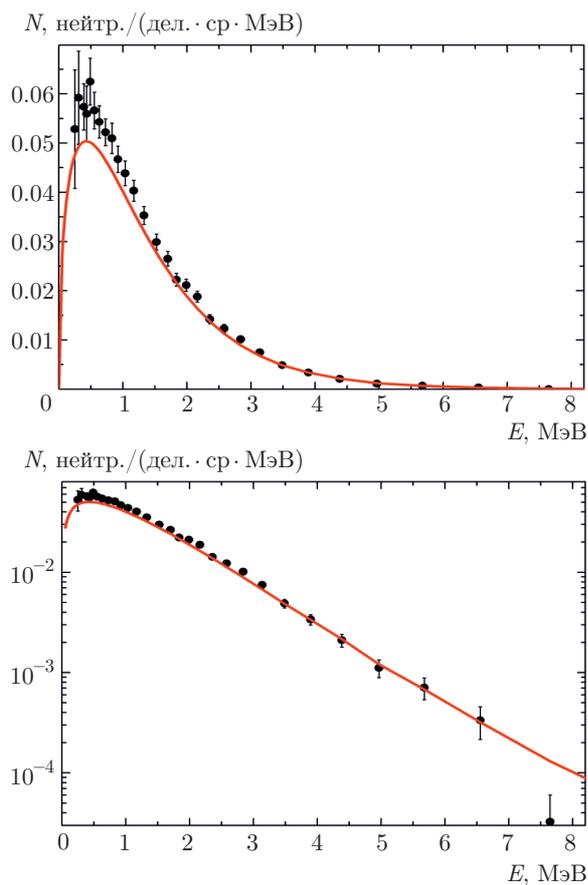
Как видно из представленной на рис. 10 зависимости, которая была получена как отношение по-



**Рис. 6.** Энергетические спектры МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  в л. с. к. для фиксированных углов вылета нейтрона относительно направления движения легкого осколка, указанных около кривых. Указанные ошибки — статистические. Кривые — результаты расчета ( $A_2 = 0.04$ )

казанных на рис. 8 экспериментального и модельного угловых распределений, для углов регистрации нейтронов относительно оси деления, близких к  $\Omega = 90^\circ$ , наблюдается избыток нейтронов  $8.5 \pm 3.2\%$  в сравнении с модельными расчетами. Как говорилось выше, избыток нейтронов относительно расчетных значений также наблюдается в интегральном спектре МНД в области энергий нейтронов меньших 0.6 МэВ–1 МэВ (см. рис. 5), а наблюдаемое отклонение может быть истолковано как существование «разрывных» нейтронов. Тогда выход таких нейтронов и их спектр может быть определен.

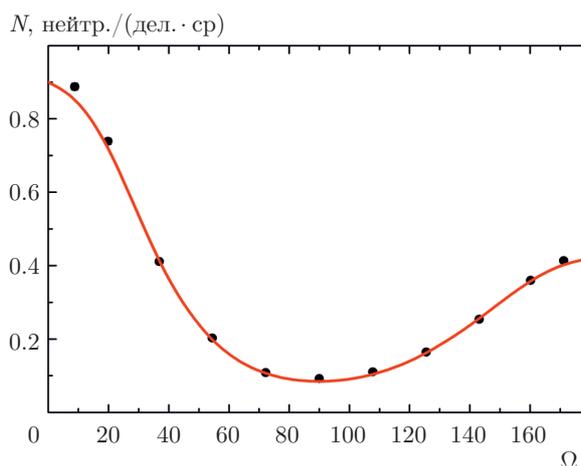
На рис. 11 приведен спектр «разрывных» нейтронов  $^{239}\text{Pu}$ , полученный двумя разными способа-



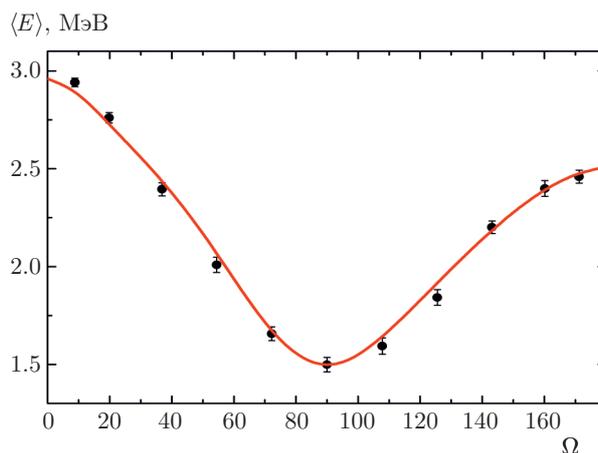
**Рис. 7.** Энергетические спектры МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  в л. с. к. (в линейном и логарифмическом масштабах), измеренные под углом  $90^\circ$  относительно направления движения осколков. Указанные ошибки — статистические. Кривые — результаты расчета ( $A_2 = 0.04$ )

ми. В первом способе искомый спектр получен как разность между измеренным и модельным спектрами нейтронов для углов  $\Omega$ , близких к  $90^\circ$  ( $\Omega = 72.2^\circ, 90^\circ, 108.8^\circ$ ). Во втором способе интегральный спектр «разрывных» нейтронов получен как разность между оцененным и модельным интегральными спектрами нейтронов деления. Для сравнения двух оценок спектр «разрывных» нейтронов, полученный первым способом, был умножен на  $4\pi$  (предполагается, что распределение «разрывных» нейтронов в л. с. к. является изотропным). Сравнение полученных спектров демонстрирует согласие в пределах ошибок экспериментальных данных между результатами оценок, выполненных разными способами.

Оценка выхода «разрывных» нейтронов была выполнена с использованием найденного первым способом спектра, который при помощи метода наи-



**Рис. 8.** Зависимость выхода МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  от угла между направлением вылета нейтрона и направлением движения легкого осколка в л. с. к. Ошибки данных соизмеримы с размерами точек. Кривая — результаты расчета ( $A_2 = 0.04$ )



**Рис. 9.** Угловая зависимость средней энергии МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  в л. с. к. Кривая — результаты расчета ( $A_2 = 0.04$ )

меньших квадратов аппроксимировался функцией

$$p_s(E) = p_0 \frac{E}{T_0^2} \exp\left(-\frac{E}{T_0}\right). \quad (13)$$

Определенные таким образом выход «разрывных» нейтронов от полного числа МНД на акт деления,  $p_0$ , и их средняя энергия,  $\langle E_s \rangle = 2T_s$ , составили  $3.6 \pm 0.5\%$  и  $0.91 \pm 0.19$  МэВ соответственно.

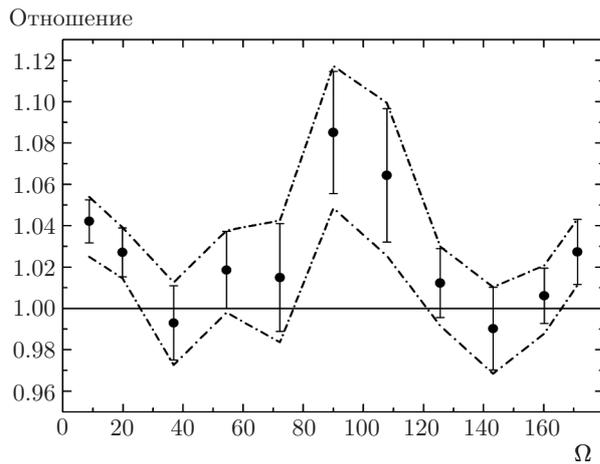


Рис. 10. Угловая зависимость отношения экспериментального и расчетного выходов МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  в л. с. к. (коридор ошибок, обусловленных неопределенностью пролетной базы и различием используемых для описания спектров МНД, ограничен штрихпунктирными линиями)

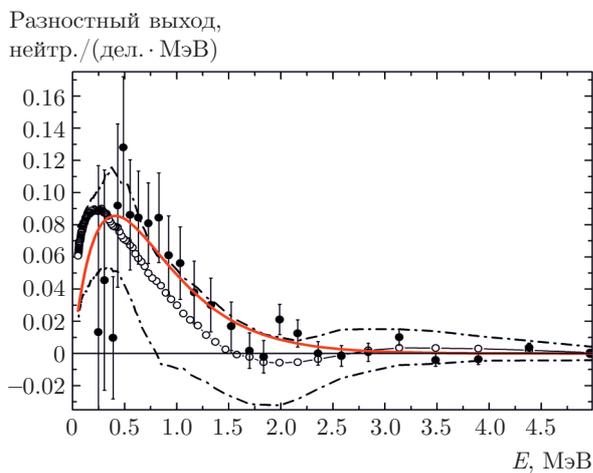


Рис. 11. Спектр разрывных нейтронов  $^{239}\text{Pu}(n, f)$  в л. с. к.: ○ — разность оцененного [4] и рассчитанного интегральных спектров МНД (штрихпунктирными линиями показан коридор ошибок, обусловленных неопределенностью оцененного спектра МНД  $^{239}\text{Pu}(n, f)$ ), ● — разностный спектр, полученный при совместном анализе спектров, измеренных под углами  $72.8^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $108.2^\circ$  относительно направления движения осколка. Указанные ошибки — статистические ошибки. Сплошная кривая — результат аппроксимации при помощи функции (13)

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение полученных данных с результатами модельных расчетов показывает, что основные характеристики эмиссии МНД  $^{239}\text{Pu}$  описываются в рамках модели эмиссии нейтронов из полностью ускоренных осколков с точностью лучшей 10%.

При этом в модельных расчетах необходимо учитывать анизотропию эмиссии мгновенных нейтронов в с. п. м. осколка деления ( $\psi(0^\circ)/\psi(90^\circ) \approx 1.07 \div 1.09$ , что соответствует параметру  $A_2 = 0.04$ ).

Интегральный спектр мгновенных нейтронов, рассчитанный в предположении эмиссии нейтронов из полностью ускоренных осколков, совпадает с измеренным спектром в пределах ошибок экспериментальных данных в области энергий нейтронов 0.6–10 МэВ, а среднее полное число нейтронов на акт деления  $2.85 \pm 0.03$  близко к рекомендованному значению  $2.8840 \pm 0.0050$  [4]. Найденное среднее число нейтронов, испускаемых из легкого и тяжелого осколков, составило  $1.62 \pm 0.02$  и  $1.23 \pm 0.02$  соответственно. Средняя энергия нейтронов деления в с. п. м. легкого и тяжелого осколков, найденная при помощи аппроксимации опорных спектров функцией вида (10), равна  $1.28 \pm 0.02$  МэВ и  $1.35 \pm 0.02$  МэВ соответственно.

Угловые и энергетические распределения мгновенных нейтронов в лабораторной системе координат согласуются с результатами модельных расчетов для всех углов, за исключением углов, близких к  $90^\circ$  относительно направления движения осколков. Для этих углов наблюдается избыток нейтронов  $8.5 \pm 3.2\%$ . Данное различие может быть устранено, если предположить существование около 3% «разрывных» нейтронов. Вывод о природе обнаруженного избытка нейтронов можно будет сделать после детального сравнения полученных экспериментальных данных с результатами теоретических моделей, учитывающих возможные механизмы эмиссии МНД в делении.

Коллектив авторов считает своим приятным долгом поблагодарить Л. С. Фалёва за помощь в проведении эксперимента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Terrell, Phys. Rev. **127**, 880 (1962).
2. H. Nifenecker, C. Signarbieux, R. Babinet, and J. Poutou, in *Proc. of the Third IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission «Physics and Chemistry of Fission 1973»*, Rochester, New York, 1973, IAEA, Vienna, STI/PUB/347 (1974), Vol. II, p. 117.
3. *The Nuclear Fission Process*, ed. by C. Wagemans, CRC Press (1991), p. 497.
4. R. Capote, Y.-J. Chen, F.-J. Hambsch, N. V. Koronilov, J. P. Lestone, O. Litaize, B. Morillon,

- D. Neudecker, S. Oberstedt, T. Ohsawa, N. Otuka, V. G. Pronyaev, A. Saxena, O. Serot, O. A. Shcherbakov, N.-C. Shu, D. L. Smith, P. Talou, A. Trkov, A. C. Tudora, R. Vogt, and A. S. Vorobyev, *Nucl. Data Sheets* **131**, 1 (2016).
5. J. S. Fraser and J. C. D. Milton, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **16**, 379 (1966).
6. Ю. С. Замятнин, Д. К. Рязанов, Б. Г. Басова, А. Д. Рабинович, В. А. Коростылев, *ЯФ* **29**, 595 (1979).
7. I. S. Guseva, A. M. Gagarski, V. E. Sokolov, G. A. Petrov, and T. A. Zavarukhina, in *Proc. XXIV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei «Fundamental Interaction & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics»*, ISINN-24, Dubna, 2016, ed. by L. V. Mitsyna, JINR, Dubna, E3-2017-8 (2017), p. 387.
8. H. R. Bowman, S. G. Thompson, J. C. D. Milton, and W. J. Swiatecki, *Phys. Rev.* **126**, 2120 (1962).
9. В. М. Пиксайкин, П. П. Дьяченко, Л. С. Куцаева, *ЯФ* **25**, 723 (1977).
10. O. I. Batenkov, A. B. Blinov, M. V. Blinov, and S. N. Smirnov, in *Proc. IAEA Consulting Meeting, INDC(NDS)-220, Vienna (1989)*, p. 207.
11. U. Brosa and H. H. Knitter, *Z. Phys. A* **343**, 39 (1992).
12. M. S. Samant, R. P. Anand, R. K. Chouhury, S. S. Kapoor, and D. M. Nadkarni, *Phys. Rev. C* **51**, 3127 (1995).
13. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski, G. V. Val'ski, and G. A. Petrov, *Eur. Phys. J. Web Conf.* **8**, 03004 (2010), DOI: 10.1051/epjconf/20100803004.
14. А. С. Воробьев, О. А. Щербаков, А. М. Гагарский, Г. А. Петров, Г. В. Вальский, *ЖЭТФ* **152**, 730 (2017).
15. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, Yu. S. Pleva, A. M. Gagarski, G. V. Val'ski, G. A. Petrov, V. I. Petrova, and T. A. Zavarukhina, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **598**, 795 (2009).
16. А. С. Воробьев, О. А. Щербаков, ВАНТ, сер. Ядерные константы, вып. 1-2, 37 (2011-2012) [report INDC(CCP)-0455, IAEA, Vienna, 2014].
17. А. С. Воробьев, О. А. Щербаков, ВАНТ, сер. Ядерно-реакторные константы, вып. 2, 52 (2016).
18. W. Mannhart, in *Proc. IAEA Consulting Meeting, INDC(NDS)-220, Vienna (1989)*, p. 305.
19. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski, G. V. Val'ski, and G. A. Petrov, in *Proc. XXIII Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei «Fundamental Interaction & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics»*, ISINN-23, Dubna, 2015, ed. by L. V. Mitsyna, JINR, Dubna, E3-2016-12 (2016), p. 102.
20. J. C. D. Milton and J. S. Fraser, *Phys. Rev.* **111**, 877 (1958).
21. T. Haninger, F.-J. Hartmann, P. Hofmann, Y. S. Kim, M. S. Lotfranaei, T. von Egidy, H. Märten, and A. Ruben, *Nucl. Phys. A* **572**, 294 (1994).
22. C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, *Nucl. Phys. A* **490**, 307 (1988).
23. A. Göök, F.-J. Hamsch, and M. Vadali, *Phys. Rev. C* **90**, 064611 (2014).
24. D. G. Madland and A. C. Kahler, *Nucl. Phys. A* **957**, 289 (2017).
25. Б. И. Старостов, В. Н. Нефёдов, А. А. Бойцов, ВАНТ, сер. Ядерные константы, вып. 3, 16 (1985).