

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ СИММЕТРИЧНОГО И АСИММЕТРИЧНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ИЗОТОПОВ ^{235}U , ^{238}U ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ, ВЫЗЫВАЮЩИХ ДЕЛЕНИЕ

© 2012 г. В. Д. Севастьянов

ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений
Россия, 141570, Московская обл., Солнечногорский р-н, п/о Менделеево

Поступила в редакцию 29.06.2011 г.

После доработки 15.08.2011 г.

Измерены отношения выходов мгновенных нейтронов, испускаемых в процессах симметричного и асимметричного деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами и быстрыми нейтронами импульсных ядерных реакторов, а также при делении ядер ^{238}U нейтронами с энергией 14.7 МэВ. Проведено сравнение известных измеренных интегральных сечений системы дозиметрических ядерных реакций и тех же сечений, рассчитанных с использованием дифференциальных сечений из известных в мире библиотек данных, трехкомпонентного представления спектров нейтронов деления ядер ^{235}U и ^{252}Cf и программы восстановления спектров КАСКАД.

1. ВВЕДЕНИЕ

В ранних работах [1, 2] энергетические спектры мгновенных нейтронов деления ядер трансураниевых элементов представлялись в эмпирическом виде

$$F(E) = (2\alpha_f^{-3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E}e^{-\alpha_f E}, \quad (1)$$

где $F(E)$ – единичный флюенс нейтронов; E , МэВ – энергия нейтронов; α_f – константа спектра деления, связанная с температурой T делящегося ядра соотношением $\alpha_f = 1/T$.

Однако деление ядер является сложным процессом. В случае ядер урана имеет место как асимметричное, так и симметричное деление [3, 4]. Для симметричного деления ядер характерно одnogорбое распределение ядер-осколков деления. Вклад симметричного деления быстро возрастает с увеличением энергии нейтронов, бомбардирующих ядра. Асимметричное деление ядер характеризуется двугорбым массовым распределением ядер-осколков деления. Вероятность его незначительно изменяется с увеличением энергии нейтронов, бомбардирующих делящееся ядро. Вид двугорбого распределения показан на рис. 1 [5]: чем больше вклад симметричного деления, тем меньше глубина впадины двугорбого массового распределения. Асимметричное деление ядер является доминирующим процессом при делении ядер нейтронами с энергией < 2 МэВ. При асимметричном делении ядер трансураниевых элементов оболочечная структура ядер-осколков деления формируется еще до момента деления ядра, тогда как при симметричном деле-

нии оболочечная структура ядер-осколков до момента их деления не проявляется.

Исходя из сказанного выше, в работах [6, 7] впервые в мировой практике нейтронных измерений было предложено приближенное трехкомпонентное представление спектра мгновенных

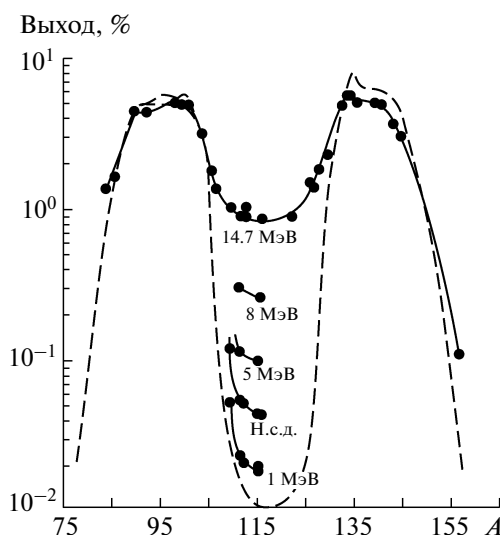


Рис. 1. Массовые распределения ядер-осколков деления при делении ^{235}U нейтронами различных энергий: штриховая кривая – тепловыми нейтронами, сплошная кривая – нейтронами с энергией 14.7 МэВ; отрезки кривых дают представление о выходе ядер-осколков деления при различных энергиях нейтронов (цифры у кривых) (н.с.д. – нейтроны спонтанного деления ^{252}Cf).

нейтронов деления ядер трансураниевых элементов. Так, априорные спектры единичного флюенса мгновенных нейтронов $F(E)$ при делении ядер нуклидов ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанном делении ядер ^{252}Cf при восстановлении спектра нейтронов были представлены в виде суперпозиции трех парциальных испарительных спектров Вайскопфа:

$$F(E) = A_1\alpha_{B1}^2 E e^{-\alpha_{B1}E} + A_2\alpha_{B2}^2 E e^{-\alpha_{B2}E} + A_3\alpha_{B3}^2 E e^{-\alpha_{B3}E}, \quad (2)$$

где E – энергия нейтронов, α_{Bi} – константа i -го испарительного спектра, A_i – вклад i -го парциального спектра в восстанавливаемый спектр нейтронов. Первый член в уравнении (2) со значением константы $\alpha_{B1} = 0.69$ описывает спектр нейтронов, излучаемых в момент деления ядра (предположительно симметричное деление). Второй член со значением константы $\alpha_{B2} = 0.97$ описывает спектр нейтронов, излучаемых после момента деления из сильно возбужденных ядер-осколков деления (предположительно асимметричное деление). Последний член со значением константы $\alpha_{B3} = 5.00$ соответствует спектру нейтронов, излучаемых из возбужденного делящегося ядра еще до момента его деления. Средняя энергия нейтронов в указанных парциальных испарительных спектрах составляет 2.9, 2.0 и 0.4 МэВ соответственно.

Известно, что энергетические спектры нейтронов в центре металлических активных зон (м.а.з.) быстрых импульсных реакторов [8] могут быть представлены в виде суперпозиции парциальных делительных и испарительных спектров [7, 9]:

$$F(E) = A_f(2\alpha_f^{3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E}e^{-\alpha_f E} + \\ + A_{f1}(2\alpha_{f1}^{3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E}e^{-\alpha_{f1} E} + \\ + A_{f2}(2\alpha_{f2}^{3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E}e^{-\alpha_{f2} E} + A_B\alpha_B^2 E e^{-\alpha_B E}, \quad (3)$$

где $F(E)$ – единичный флюенс нейтронов; E – энергия нейтронов; A_f , A_{f1} , A_{f2} и α_f , α_{f1} , α_{f2} – соответственно вклады и константы парциальных спектров нейтронов деления; A_B и α_B – вклад и константа парциального испарительного спектра нейтронов Вайскопфа, излучаемых ядрами урана при неупругом рассеянии мгновенных нейтронов деления, образующихся в м.а.з. реактора в результате управляемой цепной ядерной реакции. В формуле (3) первый парциальный спектр нейтронов деления соответствует мгновенным нейтронам деления ядер ^{235}U , попадающим в центр м.а.з. реактора без ядерных взаимодействий с ядрами урана и молибдена, содержащимися в материале м.а.з. Второй и третий парциальные спектры нейтронов деления ядер ^{235}U соответствуют мгновенным нейтронам деления, предварительно упруго рассеянными на ядрах урана и молибдена соответственно.

Такое представление спектров нейтронов в центре м.а.з. реакторов наглядно показывает со-

отношение мгновенных нейтронов деления и нейтронов неупругого рассеяния в восстанавливаемом спектре нейтронов в центре м.а.з. импульсного реактора. Заметим, что спектры нейтронов в центре м.а.з. импульсных быстрых реакторов могут быть также достаточно корректно представлены в виде суперпозиции тех же трех парциальных спектров Вайскопфа [7] (см. формулу (2)). Однако вклад третьего парциального спектра с константой $\alpha_{B3} = 5$ для них значительно больше из-за неупругого рассеяния мгновенных нейтронов деления на ядрах ^{235}U и ядрах конструкционных материалов м.а.з. реакторов. Представление спектра мгновенных нейтронов деления ядер и нейтронов в центре м.а.з. быстрых импульсных реакторов в трехкомпонентном виде (см. формулу (2)) позволяет установить закономерности изменения выходов каждого из трех парциальных испарительных спектров в восстанавливаемых спектрах ядерно-физических установок (я.ф.у.) в зависимости от энергии нейтронов, вызывающих деление ядер. Указанное представление использовалось автором для анализа спектров мгновенных нейтронов, вылетающих из легких и тяжелых осколков при делении ядер ^{235}U и ^{252}Cf [10], а также при исследовании асимметричного деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами и быстрыми нейтронами импульсных ядерных реакторов [11].

В данной работе 3-компонентное представление используется для определения зависимости отношения выходов мгновенных нейтронов симметричного и асимметричного деления ядер изотопов ^{235}U , ^{238}U от энергии нейтронов, вызывающих деление ядер.

Предложенный метод определения отношения выходов симметричного и асимметричного деления ядер нейтронами различных энергий с целью дополнительной проверки достоверности был применен для анализа известных оцененных интегральных сечений ядерных реакций в наиболее изученных в мировой практике нейтронных измерений стандартных полях мгновенных нейтронов деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанного деления ядер ^{252}Cf .

Для анализа использовались как экспериментальные данные по сечениям ядерных реакций, так и расчетные сечения [12–14], полученные с использованием дифференциальных сечений из библиотек ENDF B/VI, JENDL и IRDF-85 [15].

Согласно результатам проведенного сравнения, отклонение значений указанных выше известных сечений дозиметрических ядерных реакций от “оцененных” автором статьи по описанной выше методике значений в основном не превышает 2–4%. Это свидетельствует о прецизионном уровне их измерения и корректности оценки сечений ядерных реакций, кроме того, можно говорить, что предложенное в работах [6, 7] трех-

компонентное представление спектров мгновенных нейтронов деления ядер трансурановых элементов и нейтронов в центре м.а.з. быстрых импульсных реакторов физически обоснованно.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследование энергетической зависимости отношения выходов нейтронов симметричного и асимметричного деления изотопов ^{235}U , ^{238}U проводилось в полях тепловых нейтронов и нейтронов в центре м.а.з. в центральных каналах (ц.к.) быстрых импульсных реакторов, а также в полях нейтронов за специальными, трансформирующими нейтронное излучение сборками, установленными вблизи источника моноэнергетических нейтронов с энергией 14.7 МэВ. Отношение выходов нейтронов асимметричного и симметричного деления ядер в работе определено также и для нейтронов спонтанного деления ядер ^{252}Cf .

Спектры мгновенных нейтронов деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf были выбраны в качестве объекта исследований, поскольку в мировой практике нейтронных измерений они используются как первичные стандартные поля нейтронов, измеренные и оцененные с наивысшей точностью.

Выбор полей нейтронов в центре открытой м.а.з. быстрых реакторов связан с тем, что: 1) материал м.а.з. отечественных и зарубежных реакторов практически идентичен по составу и, как правило, включает в себя сплав высокообогащенного по ^{235}U урана и молибдена; 2) механизм формирования спектра нейтронов в них практически один и тот же; 3) поля нейтронов в центре м.а.з. экранированы от нейтронов, рассеянных на окружающих м.а.з. предметах (пол, стены, потолок экспериментального зала и т.д.), самой зоной; 4) в их спектрах нейтронов отсутствуют тепловые и эпитепловые нейтроны; 5) средняя энергия нейтронов в спектрах находится в широком диапазоне энергии 0.7–1.5 МэВ [7].

Выбор полей нейтронов за двумя специальными трансформирующими сборками, установленными вблизи высокоинтенсивного источника моноэнергетических нейтронов с энергией 14.7 МэВ, обусловлен тем, что средняя энергия нейтронов в их спектрах существенно отличается от средней энергии нейтронных реакторных спектров. В качестве источника моноэнергетических нейтронов использовался мощный нейтронный генератор СНЕГ-13 [16]. На рис. 2 приведена геометрия измерений спектра нейтронов в одном из полей нейтронов за специальной сборкой (ПГНИМ-3), установленной на этом генераторе. Трансформирующая нейтронное излучение с энергией 14.7 МэВ сборка состоит из слоев природного урана (содержание изотопов: ^{235}U – 0.7200%; ^{234}U – 0.0054%;

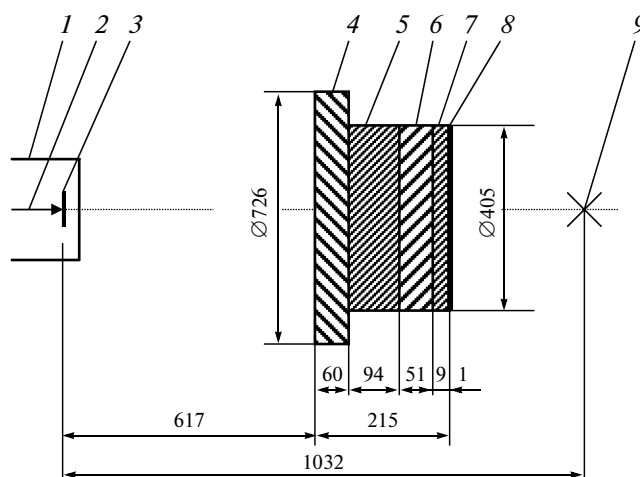


Рис. 2. Геометрия измерений спектра нейтронов в моделирующем опорном поле ПГНИМ-3 генератора нейтронов СНЕГ-13: 1 – мишенный блок нейтронного генератора; 2 – ускоренные до энергии 270 кэВ дейтроны, бомбардирующие тритиевую мишень; 3 – тритий-титановая мишень; 4 – слой из металлического природного урана; 5 – слой из графита; 6 – слой из карбида бора; 7 – слой из алюминия; 8 – слой из кадмия толщиной 1 мм; 9 – место размещения активационных и делительных детекторов при облучении их нейтронами.

^{238}U – 99.2746%), графита, карбида бора, алюминия и кадмия. Замедляющая сборка другого поля нейтронов (ПГНИМ-4), установленная на генераторе, отличается от сборки ПГНИМ-3 только тем, что она имеет еще один дополнительный слой железа толщиной 100 мм.

3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Характеристики полей нейтронов на ядерно-физических установках (я.ф.у.) измеряли нейтронно-активационным методом, обеспечивающим измерения энергетического спектра в диапазоне энергии нейтронов 10^{-10} –18 МэВ при флюенсах нейтронов до 10^{15} нейтронов \cdot см $^{-2}$. В работе использовали стандартные активационные и делительные детекторы, стандартизированные методики выполнения измерений [17, 18].

Измерение наведенной активности в активационных и делительных детекторах, используемых на я.ф.у., осуществлялось преимущественно на эталонных спектрометрических установках фотонного излучения с полупроводниковыми Ge-детекторами с погрешностью ≤ 2 –4% при доверительной вероятности 0.95. Ядерно-физические характеристики радиоактивных продуктов активации детекторов взяты из работ [12, 19].

Приведенные в табл. 1 (графы 2–12) значения нормированных на одно ядро нуклида-мишени скоростей (или чисел) ядерных реакций для каждого типа активационного детектора, облучаемо-

Таблица 1. Нормированные значения скоростей (или числа) дозиметрических ядерных реакций при облучении детекторов в исследуемых полях нейтронов

Ядерные реакции в активационных детекторах	Источник нейтронов, тип ядерного реактора											Деление ядер ^{235}U тепловыми нейтронами
	Генератор СНЕГ-13		Спонтанное деление ядер ^{252}Cf	GODIVA (ц.к.)	БАРС-1 (ц.к.)	БАРС-5 (ц.к.)	БИР-2 (ц.к.)	SPR-3 (ц.к.)	БР-1 (ц.к.)	БР-К1 (ц.к.)	12	
	ПГНИМ-3 Деление ядер ^{238}U 14 МэВ-нейтронами	ПГНИМ-4 Деление ядер ^{238}U 14 МэВ-нейтронами										
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
$^{240}\text{Pu}(n, f)$							$1.50 \cdot 10^{-10}$					
$^{236}\text{U}(n, f)$					$4.93 \cdot 10^{-11}$							
$^{24}\text{Mg}(n, p)$			$3.97 \cdot 10^{-13}$	$3.37 \cdot 10^{-17}$		$2.57 \cdot 10^{-13}$		$9.65 \cdot 10^{-15}$			$2.42 \cdot 10^{-13}$	
$^{27}\text{Al}(n, p)$	$1.01 \cdot 10^{-23}$	$2.89 \cdot 10^{-24}$	$8.31 \cdot 10^{-13}$	$9.23 \cdot 10^{-17}$		$9.36 \cdot 10^{-13}$			$9.07 \cdot 10^{-14}$		$6.50 \cdot 10^{-13}$	
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	$1.50 \cdot 10^{-23}$	$4.14 \cdot 10^{-24}$	$1.76 \cdot 10^{-13}$	$1.60 \cdot 10^{-17}$	$5.84 \cdot 10^{-14}$	$1.73 \cdot 10^{-13}$	$5.96 \cdot 10^{-14}$	$4.77 \cdot 10^{-15}$	$9.07 \cdot 10^{-14}$	$7.24 \cdot 10^{-14}$	$1.15 \cdot 10^{-13}$	
$^{32}\text{S}(n, p)$			$1.21 \cdot 10^{-11}$	$1.54 \cdot 10^{-15}$	$5.21 \cdot 10^{-12}$	$1.55 \cdot 10^{-11}$	$5.42 \cdot 10^{-12}$	$4.47 \cdot 10^{-13}$	$8.51 \cdot 10^{-12}$	$7.10 \cdot 10^{-12}$	$1.09 \cdot 10^{-11}$	
$^{54}\text{Fe}(n, p)$			$1.51 \cdot 10^{-11}$	$1.78 \cdot 10^{-15}$	$6.44 \cdot 10^{-12}$	$1.90 \cdot 10^{-11}$		$5.45 \cdot 10^{-13}$	$1.03 \cdot 10^{-11}$		$1.33 \cdot 10^{-11}$	
$^{56}\text{Fe}(n, p)$			$2.50 \cdot 10^{-13}$	$2.63 \cdot 10^{-17}$		$2.51 \cdot 10^{-14}$	$8.85 \cdot 10^{-14}$	$7.24 \cdot 10^{-15}$	$1.34 \cdot 10^{-13}$		$1.70 \cdot 10^{-13}$	
$^{56}\text{Fe}(n, p)^*$	$1.35 \cdot 10^{-23}$	$3.72 \cdot 10^{-24}$										
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	$6.30 \cdot 10^{-23}$		$1.97 \cdot 10^{-11}$	$2.33 \cdot 10^{-15}$	$8.55 \cdot 10^{-12}$	$2.55 \cdot 10^{-11}$	$8.80 \cdot 10^{-12}$	$7.72 \cdot 10^{-13}$	$1.38 \cdot 10^{-11}$	$1.15 \cdot 10^{-11}$	$1.75 \cdot 10^{-11}$	
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)$	$5.60 \cdot 10^{-23}$	$1.54 \cdot 10^{-23}$	$1.39 \cdot 10^{-13}$		$3.66 \cdot 10^{-14}$	$1.06 \cdot 10^{-13}$	$3.75 \cdot 10^{-14}$		$5.55 \cdot 10^{-14}$	$4.80 \cdot 10^{-14}$	$7.50 \cdot 10^{-14}$	
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{**}$												
$^{19}\text{F}(n, 2n)$			$3.40 \cdot 10^{-15}$			$2.40 \cdot 10^{-15}$					$1.55 \cdot 10^{-14}$	
$^{115}\text{In}(n, n')$			$3.20 \cdot 10^{-11}$	$4.40 \cdot 10^{-15}$		$4.90 \cdot 10^{-11}$	$1.70 \cdot 10^{-11}$	$1.45 \cdot 10^{-12}$	$2.72 \cdot 10^{-11}$	$2.45 \cdot 10^{-11}$	$3.15 \cdot 10^{-11}$	
$^{115}\text{In}(n, n')^{**}$	$3.01 \cdot 10^{-23}$	$1.29 \cdot 10^{-23}$										
$^{199}\text{Hg}(n, n')$			$4.11 \cdot 10^{-11}$								$3.88 \cdot 10^{-11}$	
$^{199}\text{Hg}(n, n')^{**}$						$5.82 \cdot 10^{-11}$						
$^{204}\text{Pb}(n, n')$			$4.05 \cdot 10^{-12}$		$1.56 \cdot 10^{-12}$	$4.79 \cdot 10^{-12}$	$2.85 \cdot 10^{-10}$				$3.26 \cdot 10^{-12}$	
$^{237}\text{Np}(n, f)$			$2.28 \cdot 10^{-10}$	$3.43 \cdot 10^{-14}$	$1.34 \cdot 10^{-10}$	$4.14 \cdot 10^{-10}$	$1.47 \cdot 10^{-10}$	$1.23 \cdot 10^{-11}$	$2.37 \cdot 10^{-10}$	$2.77 \cdot 10^{-10}$	$2.25 \cdot 10^{-10}$	
$^{237}\text{Np}(n, f)^*$	$4.12 \cdot 10^{-22}$	$1.50 \cdot 10^{-22}$										

Таблица 1. Окончание

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$^{238}\text{U}(n, f)$			$5.39 \cdot 10^{-11}$	$6.77 \cdot 10^{-15}$	$2.47 \cdot 10^{-11}$	$7.47 \cdot 10^{-11}$	$2.60 \cdot 10^{-11}$	$2.32 \cdot 10^{-12}$	$4.23 \cdot 10^{-11}$	$3.58 \cdot 10^{-11}$	$5.11 \cdot 10^{-11}$
$^{238}\text{U}(n, f)^*$	$1.58 \cdot 10^{-22}$	$5.10 \cdot 10^{-23}$									
$^{197}\text{Au}(n, g)$	$4.40 \cdot 10^{-21}$	$8.30 \cdot 10^{-21}$	$1.27 \cdot 10^{-11}$		$1.78 \cdot 10^{-11}$		$2.20 \cdot 10^{-11}$		$3.78 \cdot 10^{-11}$		$1.38 \cdot 10^{-11}$
$^{197}\text{Au}(n, g)^{**}$	$3.02 \cdot 10^{-21}$								$3.78 \cdot 10^{-11}$		
$^{235}\text{U}(n, f)$		$7.80 \cdot 10^{-21}$	$2.10 \cdot 10^{-10}$	$4.19 \cdot 10^{-14}$	$1.69 \cdot 10^{-10}$		$2.05 \cdot 10^{-10}$	$1.76 \cdot 10^{-11}$	$3.45 \cdot 10^{-10}$	$6.12 \cdot 10^{-10}$	$2.14 \cdot 10^{-10}$
$^{235}\text{U}(n, f)^{**}$	$6.30 \cdot 10^{-22}$	$3.76 \cdot 10^{-22}$				$5.56 \cdot 10^{-10}$				$6.12 \cdot 10^{-10}$	
$^{239}\text{Pu}(n, f)$			$3.06 \cdot 10^{-10}$	$6.19 \cdot 10^{-14}$	$2.43 \cdot 10^{-10}$		$2.94 \cdot 10^{-10}$		$4.91 \cdot 10^{-10}$	$7.90 \cdot 10^{-10}$	$3.15 \cdot 10^{-10}$
$^{239}\text{Pu}(n, f)^{**}$						$7.92 \cdot 10^{-10}$			$4.91 \cdot 10^{-10}$	$7.90 \cdot 10^{-10}$	
$^{103}\text{Rh}(n, n')$			$1.21 \cdot 10^{-10}$		$6.91 \cdot 10^{-11}$	$2.15 \cdot 10^{-10}$	$7.52 \cdot 10^{-11}$		$1.22 \cdot 10^{-10}$		$1.22 \cdot 10^{-10}$
$^{103}\text{Rh}(n, n)^*$	$1.41 \cdot 10^{-22}$										
$^{139}\text{La}(n, g)$						$4.74 \cdot 10^{-12}$					
$^{241}\text{Am}(n, f)$			$2.36 \cdot 10^{-10}$				$1.43 \cdot 10^{-10}$				$2.42 \cdot 10^{-10}$
$^{241}\text{Am}(n, f)^{**}$						$4.06 \cdot 10^{-10}$					
$^{63}\text{Cu}(n, g)$			$1.66 \cdot 10^{-12}$	$4.68 \cdot 10^{-16}$	$2.03 \cdot 10^{-12}$	$7.07 \cdot 10^{-12}$	$2.60 \cdot 10^{-12}$		$4.38 \cdot 10^{-12}$		
$^{63}\text{Cu}(n, g)^{***}$						$6.91 \cdot 10^{-12}$		$2.18 \cdot 10^{-13}$	$4.38 \cdot 10^{-12}$		
$^{63}\text{Cu}(n, g)^{**}$											
$^{238}\text{Pu}(n, f)$					$2.40 \cdot 10^{-10}$		$2.78 \cdot 10^{-10}$				
$^{176}\text{Lu}(n, g)$											
$^{176}\text{Lu}(n, g)^{**}$											
$^{64}\text{Zn}(n, p)$		$6.31 \cdot 10^{-12}$									$6.11 \cdot 10^{-12}$
$^{90}\text{Zr}(n, 2n)$		$4.16 \cdot 10^{-14}$									$2.10 \cdot 10^{-14}$
$^{46}\text{Ti}(n, p)$		$2.25 \cdot 10^{-12}$									$1.95 \cdot 10^{-12}$
$^{47}\text{Ti}(n, p)$		$4.04 \cdot 10^{-12}$									$4.07 \cdot 10^{-12}$
$^{48}\text{Ti}(n, p)$		$6.90 \cdot 10^{-14}$									$4.95 \cdot 10^{-14}$

* Облучение нейтронами активационного детектора в сферическом экране из бора с толщиной стенки 1.0 г см^{-2} .** Облучение нейтронами активационного детектора в цилиндрическом полом экране из кадмия с толщиной стенки 1 мм .*** Облучение нейтронами активационного детектора в цилиндрическом полом экране из кадмия с толщиной стенки 0.55 мм .

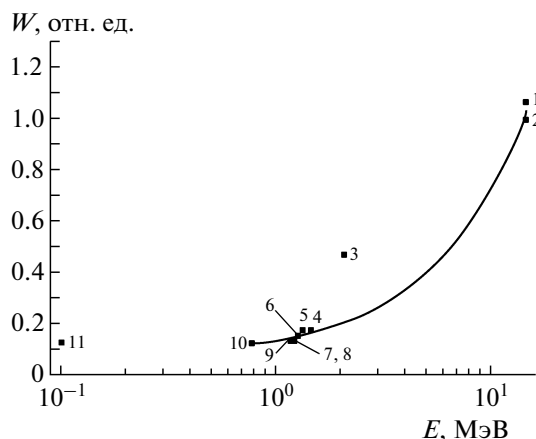


Рис. 3. Зависимость отношения W выходов симметричного и асимметричного деления ядер от энергии нейтронов (цифры на рисунке соответствуют номеру позиции в табл. 2).

го нейтронами, получены либо автором статьи, либо другими авторами ранее опубликованных работ [7, 20–23].

4. МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ

Восстановление спектров нейтронов на я.ф.у. осуществлялось по методике МИ 2804–2003 [24, 25], реализованной в программе КАСКАД. К отличительным особенностям программы можно отнести следующее.

1. При восстановлении спектра в исследуемых в работе полях нейтронов априорный спектр нейтронов может формироваться (по желанию пользователя программы) не только в групповом энергетическом формате, но и в виде суперпозиции ряда хорошо известных физически обоснованных парциальных спектров нейтронов: спектра мгновенных нейтронов деления в форме Максвелла, испарительных спектров Вайскопфа, спектра тепловых нейтронов в форме Ферми, спектра Максвелловских тепловых нейтронов и спектра быстрых моноэнергетических нейтронов в форме распределения Гаусса. Единичный флюенс нейтронов $F(E)$ представлялся в виде:

$$\begin{aligned}
 F(E) = & A_f(2\alpha_f^{3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E}e^{-\alpha_f E} + \\
 & + \sum_{i=1}^k A_{B_i}(\alpha_{B_i})^2 E e^{-\alpha_{B_i} E} + A_M \alpha_M^2 E e^{-\alpha_M E} + \\
 & + A_\Phi(1/E^{\alpha_\Phi}) \left[1 + (10^7/E)^7\right]^{-1} \left[1 + (E/0.2)^2\right]^{-1} + \\
 & + \sum_{i=1}^1 A_{\Gamma_i} \sigma_{\Gamma_i}^{-1} \sqrt{2\pi} e^{-[(E_{\Gamma_i} - \alpha_{\Gamma_i})^2 / 2\sigma_{\Gamma_i}^2]},
 \end{aligned} \quad (4)$$

где α_f , α_B , α_M , α_Φ , α_Γ есть константы, а A_f , A_B , A_M , A_Φ , A_Γ — вклады указанных выше парциальных спектров в измеряемый спектр. Вклады A_i парциальных спектров рассчитывали из условия нормировки

$$\int_0^\infty F(E) dE = 1, \quad (5)$$

где E , МэВ — энергия нейтронов.

2. В процессе восстановления спектров нейтронов постоянно осуществлялось сравнение измеренных интегральных сечений ядерных реакций (сечений, усредненных по восстановленному спектру нейтронов) в используемых в эксперименте активационных детекторах с теми же сечениями, рассчитанными с использованием дифференциальных сечений, имеющих в библиотеке программы [12], и восстановленного спектра нейтронов. Измеренные интегральные сечения для восстановленного спектра нейтронов я.ф.у. для исключения возможных систематических погрешностей измерений сравнивались с интегральными сечениями тех же ядерных реакций в хорошо изученных полях нейтронов я.ф.у., широко используемых в мировой практике нейтронных измерений.

Программа КАСКАД обеспечивает восстановление спектра в 176-, в 200- и 620-групповом энергетическом формате, совместимых с форматом ENDF [26].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Обобщенные результаты восстановления спектров нейтронов в исследуемых полях нейтронов приведены в табл. 2 и на рис. 3. Для повышения достоверности измерений и обеспечения возможности физической интерпретации полученных результатов каждый спектр восстанавливался как минимум двумя методами с применением априорных спектров в аналитическом виде (см. разд. 1) по формулам (1)–(3) (табл. 2, графа 3). Восстановление спектров в полях нейтронов в центре м.а.з. импульсных реакторов (поз. 4–10 табл. 2) с применением априорных спектров по формуле (3) позволяет определить отношение выходов парциальных делительных и испарительных спектров Вайскопфа (спектров неупругого рассеяния мгновенных нейтронов деления на ядрах материала м.а.з.). Восстановление спектров нейтронов в тех же полях с формированием априорного спектра по формуле (2) позволило найти отношение выходов мгновенных нейтронов асимметричного ($\alpha = 0.97$) и симметричного деления ($\alpha = 0.69$) для каждого поля нейтронов (см. табл. 2, графа 8).

Восстановление спектров в полях нейтронов за трансформирующими сборками, установленными вблизи источника моноэнергетических

Таблица 2. Обобщенные результаты восстановления спектров мгновенных нейтронов при делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами, быстрыми нейтронами импульсных ядерных реакторов с металлической активной зоной и нейтронами с энергиями ~ 14.7 МэВ

№ п/п	Нейтронный источник; тип ядерного реактора	Тип априорного спектра (номер формулы)	Флюенс нейтронов, см^{-2} ; (плотность потока, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$)	С.к.о., % (число реакций)	Средняя энергия нейтронов в спектре, МэВ	Константы парциальных спектров (выходы нейтронов в восстановленном спектре, %)				Выход нейтронов деления, %			Характеристики активной зоны: содержание ^{235}U в уране; содержание Mo , %; масса активной зоны, кг	
						Ватта	Вайскопфа	Максвелла	Ферми	Гаусса	Симметричного	Асимметричного		Сим./Асим.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	Деление ядер ^{238}U 14 МэВ-нейтронами; генератор СНЕГ-13 (ПГНИМ-3)	(3), (4) (2), (4)	$4.88 \cdot 10^2$ $4.91 \cdot 10^2$	0.96 (12) 0.41 (12)	3.84 3.82	0.780 (8.04) 0.786 (8.03) 0.815 (7.99)	8.0 (35.4) 0.69 (9.43) 0.97 (8.85) 5.0 (17.5) 8.0 (24.3)	3.30 (2.92) 3.30 (2.92)	0.930 (13.2) 0.930 (13.1)	13.5 (24.4) 13.5 (24.0)	9.43	8.85	1.07	
2	Деление ядер ^{238}U 14 МэВ-нейтронами; генератор СНЕГ-13 (ПГНИМ-4)	(3), (4) (2), (4)	$3.44 \cdot 10^2$ $3.47 \cdot 10^2$	1.18 (10) 0.67 (10)	1.66 1.66	0.780 (5.63) 0.786 (5.63) 0.815 (5.62)	8.0 (10.7) 20.0 (11.6) 0.69 (6.45) 0.97 (6.43) 5.0 (9.83) 8.0 (9.11) 20.0 (7.86)	3.30 (1.77) 3.30 (1.74)	0.930 (49.5) 0.930 (49.3)	13.5 (9.51) 13.5 (9.31)	6.45	6.43	1.00	
3	Спонтанное деление ядер ^{252}Cf	(1) (2)	$1.67 \cdot 10^{14}$ $1.71 \cdot 10^{14}$	3.45 (24) 0.88 (23)	2.12 2.08	0.707 (100)	0.69 (26.2) 0.97 (61.8) 5.0 (12.1)				27.5	58.5	0.470	
4	GODIVA (ш.к.) (^{235}U)	(3) (2)	$3.36 \cdot 10^{10}$ $3.36 \cdot 10^{10}$	2.98 (11) 1.55 (11)	1.49 1.45	0.780 (27.5) 0.786 (58.5) 0.815 (14.1)	5.0 (26.7) 0.690 (8.71) 0.970 (50.2) 5.0 (41.1)				8.71	50.2	0.174	93.5; 1.5; 66
5	БАРС-1 (ш.к.) (^{235}U)	(3) (2)	$1.37 \cdot 10^{14}$ $1.37 \cdot 10^{14}$	2.29 (14) 1.84 (14)	1.36 1.34	0.780 (21.5) 0.786 (21.5) 0.815 (21.6)	5.0 (35.5) 0.69 (7.85) 0.97 (44.8) 5.0 (47.4)				7.85	44.8	0.175	90.5; 3; 88.5

Таблица 2. Окончание

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
6	БАРС-5 (ш.к.) (²³⁵ U)	(3)	$4.50 \cdot 10^{14}$	2.62 (20)	1.29	0.780 (19.8) 0.786 (19.8) 0.815 (19.9)	5.0 (40.5)							90.96; 10; 14.6
		(2)	$4.50 \cdot 10^{14}$	1.62 (20)	1.26		0.69 (6.37) 0.97 (42.2) 5.0 (51.5)				6.37	42.2	0.151	
7	БИР-2 (ш.к.) (²³⁵ U)	(3)	$1.64 \cdot 10^{14}$	2.04 (16)	1.24	0.780 (18.7) 0.786 (18.7) 0.815 (18.8)	5.0 (43.9)							85.0; 6; 121
		(2)	$1.65 \cdot 10^{14}$	1.71 (16)	1.22		0.69 (5.70) 0.97 (40.8) 5.0 (53.5)				5.70	40.8	0.140	
8	SPR-3 (ш.к.) (²³⁵ U)	(3)	$1.39 \cdot 10^{13}$	2.62 (11)	1.23	0.780 (18.3) 0.786 (18.4) 0.815 (18.8)	5.0 (44.5)							93.2; 10; 252
		(2)	$1.39 \cdot 10^{13}$	2.74 (11)	1.22		0.69 (5.38) 0.97 (40.9) 5.0 (53.7)				5.38	40.9	0.132	
9	БР-1 (ш.к.) (²³⁵ U)	(3)	$2.75 \cdot 10^{14}$	1.30 (18)	1.19	0.780 (17.3) 0.786 (17.4) 0.815 (18.0)	5.0 (47.4)							90.0; 9; 176
		(2)	$2.74 \cdot 10^{14}$	1.30 (18)	1.17		0.69 (5.16) 0.97 (38.8) 5.0 (56.1)				5.16	38.8	0.133	
10	БР-К1 (ш.к.) (²³⁵ U)	(3)	$4.63 \cdot 10^{14}$	2.87 (11)	0.784	0.780 (8.23) 0.786 (8.38) 0.815 (9.13)	5.0 (74.3)							36.0; 9; 1511
		(2)	$4.65 \cdot 10^{14}$	2.17 (11)	0.773		0.69 (2.44) 0.97 (18.8) 5.0 (78.9)				2.44	18.8	0.130	
11	Деление ядер ²³⁵ U тепловы- ми нейтрона- ми, $2.53 \cdot 10^{-8}$ МэВ	(1)	$1.53 \cdot 10^{14}$	3.63 (24)	1.93	0.780 (100)								93.0; -; -
		(2)	$1.94 \cdot 10^{14}$	0.33 (24)	1.94		0.69 (10.0) 0.97 (77.8) 5.0 (12.2)				10.0	77.8	0.128	

нейтронов с энергией 14.7 МэВ, проводилось также двумя методами (поз. 1 и 2 табл. 2): с использованием априорных спектров по формулам (3), (4) и (2), (4). Отличие заключалось только в том, что в случае использования спектров (2), (4) для идентификации асимметричного и симметричного деления ядер ^{238}U делительная компонента представлялась в трехкомпонентном виде. При восстановлении этих спектров определялись также выходы тепловых и эпитепловых нейтронов, неучет воздействия которых на результаты измерений мог бы привести к систематическим погрешностям измерения отношения выходов асимметричного и симметричного деления на ядрах ^{238}U . Анализ данных табл. 2 (графы 12–14, априорный спектр (2), (4), поз. 1 и 2) показывает, что найденные отношения выходов асимметричного и симметричного деления ядер ^{238}U для указанных полей изменились всего на 7%, несмотря на то что вклады в спектр эпитепловых нейтронов для них сильно различаются: 13.1 и 49.3% (см. табл. 2, поз. 1 и 2, графа 10). Сравнение измеренных интегральных сечений ядерных реакций в исследуемых полях нейтронов с рассчитанными показывает высокий уровень согласования полученных интегральных сечений ядерных реакций. Малые значения среднеквадратического отклонения (с.к.о.) для всей совокупности сечений ядерных реакций (табл. 2, графа 5), используемых при восстановлении каждого исследуемого спектра нейтронов, свидетельствуют о высокой достоверности восстановленных спектров.

Из приведенных в работе экспериментальных и расчетных данных по исследованию полей нейтронов на я.ф.у. в РФ и за рубежом можно сделать следующие выводы.

1. Нейтроны симметричного деления излучаются из делящихся ядер при делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами и быстрыми нейтронами импульсных ядерных реакторов, при делении ядер ^{238}U моноэнергетическими нейтронами с энергией 14.7 МэВ, а также при спонтанном делении ядер ^{252}Cf . Анализ данных табл. 2 (графы 12–14) и рис. 3 показывают, что отношение выходов нейтронов симметричного и асимметричного деления ядер ^{235}U увеличивается с ростом средней энергии нейтронов, вызывающих деление ядер. Так, при делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами отношение выходов составляет 0.128 (графа 14, поз. 11, табл. 2), а при делении ядер ^{235}U (в центре м.а.з. реактора GODIVA) нейтронами со средней энергией 1.5 МэВ – 0.174 (поз. 4, табл. 2), т.е. отношение выходов увеличилось в 1.36 раза. Отношение выходов нейтронов симметричного и асимметричного деления для нейтронов спонтанного деления ядер ^{252}Cf составляет 0.470, а при делении ядер ^{238}U моноэнергетическими нейтрона-

ми с энергией 14.7 МэВ значительно больше – 1.07 (см. табл. 2, соответственно поз. 3 и 1, графы 12–14).

2. Из массового распределения ядер-осколков деления (рис. 1) видно, что выход симметричного деления (с уменьшением глубины впадины распределения) возрастает в ~1.6 раза при делении ^{235}U нейтронами с энергией ~1 МэВ по сравнению с выходом при делении ядер тепловыми нейтронами (штриховая линия). Измеренное в данной работе отношение выходов симметричного и асимметричного деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами (табл. 2, поз. 11, графа 14) и нейтронами со средней энергией 1.17 МэВ (близкой к энергии нейтронов 1 МэВ) в поле нейтронов реактора БР-1 (табл. 2, поз. 9, графа 14) составляет 0.128 и 0.132 соответственно. Отношение выходов изменилось всего на 3.9%, тогда как вклад симметричного деления в массовое распределение ядер осколков-деления, приведенное выше, изменился существенно, в 1.6 раза. Это может быть обусловлено различием механизмов генерации мгновенных нейтронов симметричного деления ядер ^{235}U при делении их нейтронами разных энергий, что также следует из экспериментальных данных, приведенных на рис. 3.

Можно предположить, что испускание мгновенных нейтронов симметричного деления при делении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами происходит из сильно возбужденного ядра ^{236}U только в случае, если направления спинов теплового нейтрона и ядра близки (“медленный” процесс с образованием оболочечной структуры ядер-осколков деления до момента деления ядра).

При делении ядер ^{235}U и ^{238}U быстрыми нейтронами испускание мгновенных нейтронов происходит, если только они имеют энергию, достаточную для локального разогрева ядра вблизи его поверхности с последующим нарушением равновесных обменных и необменных ядерных процессов между нуклонами и квантами мезонного поля ядра, π^+ , π^- и π^0 -мезонами (“быстрый” процесс без образования оболочечной структуры ядер-осколков до момента деления ядра). При этом интенсивность выхода нейтронов симметричного деления определяется преимущественно только энергией нейтронов, бомбардирующих делящееся ядро.

В заключение необходимо отметить, что механизм эмиссии мгновенных нейтронов симметричного деления ядер трансурановых элементов в обоих вариантах деления ядер, по-видимому, связан с разрушением оболочечной структуры сильно возбужденных делящихся ядер ^{236}U , ^{239}U , так как парциальный компонент, обусловленный симметричным делением ядер (с константой $\alpha = 0.69$ и соответствующей ей средней энергией нейтронов 2.9 МэВ), присутствует в спектрах деления ядер

^{235}U и ^{238}U нейтронами разных энергий (см. табл. 2, графа 8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физический энциклопедический словарь. Главный ред. А.М. Прохоров, М.: Советская энциклопедия, 1984.
2. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деления ядер. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. С. 382.
3. Протопопов А.Н. Асимметрия деления. Физика деления атомных ядер. Сб. статей / Под ред. Н.А. Перфилова и В.П. Эйсмонта. М.: Атомиздат, 1962. С. 29.
4. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М.: Атомиздат, 1965. С. 391.
5. Хеммендингер А. // Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избр. докл. иностранных ученых. Т. 2. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1959. С. 89.
6. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. // Атом. энергия. 2001. Т. 91. Вып. 3. С. 206.
7. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. // ПТЭ. 2003. № 4. С. 5.
8. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1998.
9. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. // Атом. энергия. 1995. Т. 79. Вып. 2. С. 107.
10. Севастьянов В.Д. // ПТЭ. 2010. № 6. С. 11.
11. Севастьянов В.Д. // ПТЭ. 2011 № 3. С. 22.
12. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Таблицы рекомендуемых справочных данных ГСССД Р475-2010. Справочник. Менделеево: Изд-во ФГУП ВНИИФТРИ, 2007.
13. Mannhart W. // IAEA Cobsultans. 13-15 October 2008. PTB Braunschweig. P. 1.
14. Таблицы стандартных справочных данных ГСССД 131-89 "Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Сечения реакций взаимодействия нейтронов с ядрами". М.: Изд-во стандартов, 1989.
15. JAERI 1325. JENDL Dosimetry File. JAERI. 1992. P. 24.
16. Ковальчук В.Д., Красильников А.В., Багаев В.М. и др. // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. Вып. 8. С. 2577.
17. Рекомендация МИ 2071-90 "Реакторные нейтронные поля. Методика выполнения измерений с делющимися нейтронно-активационными детекторами с трековыми регистраторами осколков деления". М.: Госстандарт СССР, 1989.
18. Методы нейтронно-активационных измерений МИ 1393-86. М.: ГНМЦ "ВНИИФТРИ", 1986.
19. Голашвили Т.В., Чечев В.П., Лбов А.А. и др. Справочник нуклидов. 2. Издание 2-е дополн. и переработ / Под ред. В.Н. Михайлова. М.: ФГУП "ЦНИИАтоминформ", 2002.
20. Grundl J., Eisenhauer C. // IAEA-208. Neutron Cross Sections For Reactor Dosimetry. Vienna: IAEA, 1978. V. 1. P. 53.
21. Kelly J., Griffin P., Fan W. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1993. V. 40. № 6. P. 1418.
22. Литвин В.И. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2001. Вып. 1/2. С. 44.
23. McElroy W., Armani R., Tochilin E. // Nucl. Sci. Eng. 1972. V. 48. P. 51.
24. МИ 2804-2003. Метод расчета спектра нейтронов по результатам измерений с интегральными детекторами. М.: Изд-во ФГУП "ВНИИФТРИ", 2003.
25. Маслов Г.Н., Севастьянов В.Д., Кошелев А.С. // Измерительная техника. 2003. № 5. С. 58.
26. Garber D., Dunford C., Perlstein S. ENDF-102 Data Format and Procedures for Evaluated Nuclear Data File ENDF-BNL-NDS-50496. 1975.