

8. Высоцкий В.Л., Сивинцев Ю.В. Анализ точности определения концентрации долгоживущих радионуклидов в морской среде. — Атомная энергия, 1997, т. 83, вып. 4, с. 276—290.
9. Tkalin A., Chaykovskaya E. Anthropogenic radionuclides in Peter the Great bay. — J. Environmental Radioactivity, 2000, v. 51, p. 229—238.
10. Высоцкий В.Л., Данилян В.А., Чайковская Э.Л. и др. Радиоэкологическая обстановка. — В сб.: Окружающая среда и здоровье населения Владивостока. Владивосток, ТИГ ДВО РАН, 1998, с. 82—89.
11. Галкин Л.М. Решение диффузионных задач методом Монте-Карло. М.: Наука, 1975. 96 с.
12. Руководство по контролю за радиоактивным загрязнением внешней среды и внутренним облучением личного состава кораблей с атомными энергетическими установками. М.: Воениздат, МО РФ, ВМФ, 1991. 96 с.
13. Данилян В.А., Высоцкий В.Л., Крышев И.И. и др. Дозовые нагрузки на гидробионты и население, возникающие в районах эксплуатации кораблей с атомными энергетическими установками. — Атомная энергия, 2002, т. 92, вып. 2, с. 158—168.
14. Высоцкий В.Л., Гичев Д.В., Борисов А.В. и др. Влияние техногенных нагрузок и радиационных факторов на развитие бентосных биосистем в районе ядерной аварии 1985 г. в бухте Чажма. — В кн.: Материалы научн.-метод. конф. Владивосток, ВГУЭС, 1997, с. 64—67.
15. Зубов Н.Н. Океанологические таблицы. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 406 с.

Поступила в Редакцию 11.02.02

УДК 539.125.52:621.039.55

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

Севастьянов В.Д. (ВНИИФТРИ), Кошелев А.С., Маслов Г.Н. (ВНИИЭФ)

В настоящей работе рассмотрена задача измерения характеристик энергетических спектров нейтронов в активной зоне быстрых реакторов, которые формируются преимущественно нейтронами деления и нейтронами, рождающимися в результате неупругого взаимодействия нейтронов деления (ядерные реакции (n, n') , $(n, 2n)$, (n, f) и др.) с материалом зоны (ураном, молибденом, железом). Метрологическое обеспечение нейтронных измерений на ядерно-физических установках осуществляется в соответствии с поверочной схемой государственного специального эталона единиц плотности потока и флюенса нейтронов [1].

Характеристики полей нейтронов измеряли с помощью единственно возможного вследствие ограниченных размеров экспериментальных каналов и высокой температуры в активной зоне нейтронно-активационного метода с применением стандартизованных детекторов и методик [2]. При измерении этим методом нейтронные характеристики определяют по уравнению Фредгольма первого рода, связывающего число ядерных реакций (Q_i) или их скорость в i -м активационном детекторе с дифференциальным флюенсом нейтронов в исследуемом поле $F(E)$ и сечением i -й ядерной реакции $\sigma_i(E)$:

$$Q_i = \int_0^{\infty} F(E) \sigma_i(E) dF, \quad (1)$$

где E — энергия нейтронов.

После облучения детекторов число реакций активации (a) и деления (f) рассчитывают по соотношениям

$$Q_a^i = A_i^i \lambda_0^i / \{ N_{\text{я}}^i [1 - \exp(-\lambda_0^i)] \exp(-\lambda_{\text{в}}^i) \};$$

$$Q_f^i = N_{\text{ф}}^i / (\varepsilon_f N_{\text{я}}^i).$$

Здесь A_f^i — активность i -го детектора на момент (t) времени его измерения; $N_{\text{я}}^i$ — число ядер нуклида-мишени; $t_0^i, t_{\text{в}}^i$ — эффективное время облучения и время выдержки i -го детектора с конца облучения до начала измерения; λ^i — константа распада продукта активации; $N_f^i \varepsilon_f$ — число зарегистрированных актов деления в i -м делящемся детекторе и его чувствительность.

Поскольку точного решения уравнения (1) нет, предварительно формируют априорный спектр нейтронов, который при дальнейших расчетах деформируют с учетом измеренных ядерных реакций в облученных детекторах.

Из уравнения (1) следует, что необходимыми условиями корректного определения характеристик измеряемого поля нейтронов являются измерение с минимальной погрешностью числа ядерных реакций (Q_f) в детекторах; применение для измерений набора детекторов с энергетической чувствительностью, перекрывающей энергетический диапазон исследуемого поля; применение при восстановлении спектра достоверных сечений ядерных реакций. Поэтому при измерениях на реакторах в каждом случае формируют оптимальный набор активационных и делящихся детекторов [2, 3].

Достаточным условием корректного определения нейтронных характеристик поля является формирование физически обоснованного априорного спектра. Известны некоторые методы его формирования. Так, в работе [4] в качестве априорного использовали рассчитанный методом Монте-Карло спектр в исследуемой точке с учетом конкретной конструкции ядерного реактора. Хотя такой метод перспективен, но требует детальной информации о конструкции ядерного реактора, трудоемок в исполнении. В работе [5] предложено многократно восстанавливать спектр нейтронов в исследуемой точке реактора с предварительной деформацией априорного спектра в пределах реалистической оценки различия, возможного для данного класса спектров.

Авторы настоящей работы на начальной стадии исследований формировали спектр $F(E)$ в активной зоне быстрых реакторов в аналитической форме в виде суперпозиции спектра нейтронов деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами (f) и испарительного спектра нейтронов ядер урана (n):

$$F(E) = A_f (2\alpha_f^{3/2}/\sqrt{\pi}) \sqrt{E} \exp(-\alpha_f E) + A_n \alpha_n^2 E \exp(-\alpha_n E), \quad (2)$$

где A_f, A_n и α_f, α_n — вклад и константы этих спектров [6].

Нейтроны деления в активной зоне реактора генерируются в результате деления ядер ^{235}U . Нейтроны испарительных спектров образуются в результате неупругих взаимодействий нейтронов деления с ядрами урана по реакциям (n, n') и $(n, 2n)$. Сечение первой реакции является значительным (~ 300 мб) уже при энергии нейтронов 0,1 МэВ, что обусловлено большой плотностью низкоэнергетических уровней возбуждения для ядер урана [7]. Сечение реакции $(n, 2n)$ на уране достигает 1000 мб только при энергии 6 МэВ [7]. Влияние второй ядерной реакции на формирование спектра нейтронов в центре активной зоны, имеющей массу менее 150 кг, не является определяющим, так как доля нейтронов энергий выше 6 МэВ даже в спектре нейтронов деления ^{235}U не превышает 2,5%. Нейтроны деления к тому же испытывают в материале активной зоны преимущественно однократные акты ядерных взаимодействий.

Спектры нейтронов в активной зоне быстрых реакторов восстанавливали по программе КАСКАД [8], позволяющей формировать априорный спектр в виде суперпозиции различных парциальных спектров. Важная особенность этой программы — сравнение измеренных интегральных сечений ядерных реакций в активационных и делящихся детекторах с рассчитанными теми же сечениями, исходя из восстановленного спектра нейтронов и дифференциальных сечений ядерных реакций, имеющих в библиотеке программы.

Это позволяет учитывать последние измерения дифференциальных сечений ядерных реакций, что, в свою очередь, приводит к снижению погрешности определения характеристик полей нейтронов на ядерных установках.

Для оптимизации восстановления спектра нейтронов в активной зоне ядерных реакторов в работе [2] потребовалось изменить значения константы α_f в формуле (2).

Константу α_f увеличивали с 0,78, характерных для нейтронов спектра деления ^{235}U , до 0,81 по мере роста массы активной зоны и уменьшения содержания ^{235}U . Это свидетельствует о необходимости учета других процессов взаимодействия нейтронов деления с ядрами элементов, содержащихся в материале активной зоны. Поэтому в настоящей работе априорный спектр нейтронов формировали с учетом упругого и неупругого рассеяния нейтронов деления ядер ^{235}U на ядрах не только урана, но и молибдена, содержащегося в сплаве металлического урана. Некоторые характеристики активной зоны наиболее известных быстрых реакторов приведены в табл. 1. Априорный спектр при восстановлении спектра в центре активной зоны был представлен в виде

$$F(E) = A_f (2\alpha_f^{3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E} \exp(-\alpha_f E) + A_{f_1} (2\alpha_{f_1}^{3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E} \exp(-\alpha_{f_1} E) + \\ + A_{f_2} (2\alpha_{f_2}^{3/2}/\sqrt{\pi})\sqrt{E} \exp(-\alpha_{f_2} E) + A_{n_1} \alpha_{n_1}^2 E \exp(-\alpha_{n_1} E) + A_{n_2} \alpha_{n_2}^2 E \exp(-\alpha_{n_2} E), \quad (3)$$

где $F(E)$ — единичный флюенс нейтронов; E — энергия нейтронов; A_f , A_{f_1} , A_{f_2} — вклад парциальных спектров нейтронов деления; α_f , α_{f_1} , α_{f_2} — константы деления в парциальных спектрах деления; A_{n_1} , A_{n_2} и α_{n_1} , α_{n_2} — вклад и константа парциальных испарительных спектров нейтронов, излучаемых ядрами урана и молибдена.

Следует отметить, что первый парциальный спектр нейтронов деления соответствует доле нейтронов деления ядер ^{235}U , попадающих в центр активной зоны реактора без упругого рассеяния на ядрах урана и молибдена. Второй и третий парциальные спектры нейтронов деления ядер ^{235}U соответствуют нейтронам, предварительно упругорассеянными на ядрах урана и молибдена.

Результаты восстановления спектра нейтронов в центре активной зоны наиболее изученных быстрых реакторов с помощью формул (2), (3) показали, что при 5-компонентном представлении априорного спектра среднеквадратичное отклонение при согласовании всей совокупности измеренных и рассчитанных интегральных сечений ядерных реакций системно меньше. Отличие достигает 2,5% при восстановлении спектра нейтронов в центре активной зоны реактора БР-К1, имеющей большую массу. Такое отличие становится существенным при аттестации эталонных полей нейтронов в активной зоне реактора, когда требуемая погрешность измерения флюенса нейтронов составляет 2—3%.

Из данных табл. 1 также можно видеть, что флюенс нейтронов в исследуемых полях отличается не более чем на 1% при восстановлении спектра с применением 2- и 5-компонентного априорного спектра. Это означает, что каждый априорный спектр достаточно физически обоснован. По нашему мнению, получаемое при восстановлении спектра среднеквадратичное отклонение для оптимальной системы измеренных и рассчитанных интегральных сечений ядерных реакций является верхней границей погрешности измерения флюенса нейтронов в активной зоне быстрых реакторов. Это заключение было подтверждено измерением флюенса нейтронов в реакторе БИР-2 двумя независимыми методами: с применением источника ^{252}Cf , поверенного по потоку, с погрешностью не более 2% и известного с высокой точностью сечения ядерной реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$ в поле нейтронов источника ^{252}Cf и в центре металлической активной зоны реакторов с массой ядерного топлива не более 150 кг [9].

Т а б л и ц а 1. Результаты восстановления спектра нейтронов в центре металлической активной зоны реакторов с применением 2- и 5-компонентного априорного спектра

Источник нейтронов, тип ядерного реактора	Флюенс нейтронов, см ⁻² ; средняя энергия нейтронов в спектре, МэВ; среднеквадратичное отклонение, %; число ядерных реакций	Константы спектра					Характеристики активной зоны
		Константы парциального спектра деления (вклад компонента в спектр, %)			Константы парциального испарительного спектра (вклад компонента в спектр, %)		Содержание ²³⁵ U, %; молибдена, % по массе; масса топлива, кг
		$\alpha_f(A_f)$	$\alpha_{f1}(A_{f1})$	$\alpha_{f2}(A_{f2})$	$\alpha_{i1}(A_{i1})$	$\alpha_{i2}(A_{i2})$	
Деление ²³⁵ U тепловыми нейтронами Godiva (США)	1,70·10 ¹⁴ ; 1,92; 3,1; 18	0,780 (100)					93,5; 1,5; 66
	3,39·10 ¹⁰ ; 1,49; 3,3; 13	0,780 (71,9)			5 (28,1)		
	3,36·10 ¹⁰ ; 1,50; 3,0; 13	0,780 (17,3)	0,786 (17,3)	0,815 (17,6)	5 (31,2)	0,850 (16,6)	
YAYOI (Япония)	3,40·10 ¹⁵ ; 1,35; 3,5; 14	0,794 (63,9)			5 (36,7)		93,0; 28
	3,95·10 ¹⁵ ; 1,38; 3,3; 14	0,780 (15,8)	0,786 (15,8)	0,815 (16,0)	5 (37,3)	0,920 (15,2)	
	3,86·10 ¹⁵ ; 1,40; 3,0; 7	0,780 (15,9)	0,786 (16,0)	0,815 (16,4)	5 (36,2)	0,920 (15,5)	
	3,92·10 ¹⁵ ; 1,38; 3,0; 7	0,780 (15,7)	0,786 (15,8)	0,815 (16,3)	5 (37,0)	0,920 (15,3)	
	1,40·10 ¹⁴ ; 1,34; 3,0; 12	0,786 (62,5)			5 (37,5)		
БАРС-1 (Россия)	1,39·10 ¹⁴ ; 1,35; 3,0; 12	0,780 (15,1)	0,786 (15,3)	0,815 (15,9)	5 (40,5)	0,850 (13,3)	90,5; 3; 88,5
	1,71·10 ¹⁴ ; 1,23; 3,2; 1,5	0,786 (54,7)			5 (45,3)		
	1,70·10 ¹⁴ ; 1,23; 3,0; 15	0,780 (13,3)	0,786 (13,4)	0,815 (12,1)	5 (41,4)	0,880 (12,1)	
БАРС-5 (Россия)	1,68·10 ¹⁴ ; 1,20; 2,8; 16	0,786 (53,2)			5 (46,8)		85,0; 6; 121
	1,64·10 ¹⁴ ; 1,24; 2,8; 16	0,780 (13,4)	0,786 (13,5)	0,815 (14,1)	5 (47,1)	0,870 (11,9)	
	1,60·10 ¹⁴ ; 1,26; 2,9; 7	0,780 (13,6)	0,786 (13,8)	0,815 (14,5)	5 (45,7)	0,870 (12,5)	
	1,62·10 ¹⁴ ; 1,25; 2,9; 7	0,780 (13,4)	0,786 (13,6)	0,815 (14,2)	5 (46,6)	0,870 (12,2)	
	2,73·10 ¹⁴ ; 1,18; 2,9; 15	0,786 (51,5)			5 (48,5)		
БР-1 (Россия)	2,72·10 ¹⁴ ; 1,22; 2,5; 16	0,780 (13,2)	0,786 (13,3)	0,815 (14,2)	5 (48,1)	0,885 (11,3)	90,0; 9; 176
	2,64·10 ¹⁴ ; 1,25; 2,7; 7	0,780 (13,3)	0,786 (13,5)	0,815 (14,2)	5 (46,5)	0,888 (12,6)	
	2,65·10 ¹⁴ ; 1,24; 2,9; 7	0,780 (13,2)	0,786 (13,4)	0,815 (14,1)	5 (47,0)	0,888 (12,4)	
	1,39·10 ¹³ ; 1,23; 3,4; 11	0,803 (56,3)			5 (43,7)		
	1,39·10 ¹³ ; 1,23; 3,4; 11	0,780 (13,3)	0,786 (13,4)	0,815 (13,8)	5 (46,5)	0,94 (13,1)	
SPR-3 (США)	4,61·10 ¹⁴ ; 0,80; 5,1; 10	0,830 (28,6)			5 (71,4)		36,0; 9; 1511
БР-К1 (Россия)	4,67·10 ¹⁴ ; 0,79; 3,6; 10	0,780 (6,11)	0,786 (6,23)	0,815 (6,77)	5 (75,0)	0,960 (5,57)	

Дальнейшее повышение точности измерения флюенса нейтронов в центре металлической активной зоны быстрых реакторов может быть достигнуто следующим образом. После того как на первом этапе измерений экспериментально подтверждена физическая обоснованность сформированного априорного спектра, например, 5-компонентного представления в виде парциальных делительных и испарительных спектров, следует ограничить число ядерных реакций, используемых для восстановления спектра. Этот минимизированный набор ядерных реакций должен быть сформирован из реакций, которые используют как эталоны сечения взаимодействия с нейтронами (реакции $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ и $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$) и для целей мониторингирования потоков нейтронов на ядерных установках (реакции $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$). Они также должны иметь эффективные пороги регистрации нейтронов в диапазоне наибольшей представительности нейтронов в исследуемом спектре (реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{103}\text{Rh}(n, n')$ и др.). Кроме того, область энергетической чувствительности к нейтронам такой минимизированной системы детекторов должна по возможности перекрывать весь энергетический диапазон исследуемого поля нейтронов.

В табл. 1 приведены результаты восстановления спектра нейтронов на реакторах БИР-2, YAYOI и БР-1 с применением такого минимизированного числа ядерных реакций (третья и четвертая строчки) в двух следующих вариантах:

вариант 1 — $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{103}\text{Rh}(n, n')$, $^{115}\text{In}(n, n')$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$;

вариант 2 — $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$, $^{237}\text{Np}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{58}\text{Ni}(n, p)$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$.

Из табл. 1 видно, что среднеквадратичное отклонение измеренных и рассчитанных интегральных сечений для набора из семи детекторов нейтронов согласуется в пределах тех же значений, что и при использовании 16 типов активационных и делящихся детекторов. Это означает, что участвующие в восстановлении ядерные реакции полностью удовлетворяют указанным критериям их отбора. Для согласования интегральных сечений этих семи ядерных реакций (при восстановлении исследуемого спектра нейтронов с среднеквадратичным отклонением 1—2%) необходимо на завершающем этапе измерений определить число ядерных реакций в них с погрешностью 0,5—1,5% [10].

Таким образом, можно констатировать, что минимальная погрешность измерения флюенса нейтронов в центре активной зоны быстрых реакторов предлагаемым модифицированным нейтронно-активационным методом может быть сопоставима с погрешностью измерения потока нейтронов источников, достигаемой классическими методами (марганцевой ванны, водяного бака и др.).

Погрешности измерения энергетического спектра нейтронов в первичном стандартном поле (поле нейтронов деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами) и центре активной зоны быстрых реакторов Godiva и YAYOI оценены в работе [11]. Установленные для них погрешности измерений спектра в зависимости от диапазона энергии нейтронов приведены в табл. 2. Спектр нейтронов измеряли нейтронно-активационным методом, а также путем измерения дифференциального спектра с применением водородных и гелиевых счетчиков. Кроме того, спектр нейтронов в этих полях был получен расчетными методами. В табл. 3 приведены результаты восстановления с помощью программы КАСКАД спектра первичного стандартного поля нейтронов деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами (однокомпонентное представление спектра) и полей нейтронов в центре активной зоны наиболее исследованных ядерных реакторов Godiva, YAYOI, БИР-2 и БАРС-5 (5-компонентное представление спектра). Из этих данных можно сделать вывод, что погрешности измерения спектра в активной зоне быстрых реакторов в различных диапазонах энергии более соответствуют значениям, указан-

ным для первичного стандартного поля нейтронов деления ядер ^{235}U . Об этом свидетельствует максимальное отличие измеренных и рассчитанных интегральных сечений ядерных реакций, имеющих преимущественно чувствительность в указанных для спектра нейтронов деления диапазонах энергии. Так, максимум чувствительности к нейтронам ядерных реакций $^{56}\text{Fe}(n, p)$ и $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$ лежит в диапазонах $8 < E < 12$ и $10 < E < 18$ МэВ соответственно, отличие измеренных и рассчитанных интегральных сечений в полях нейтронов (приведены в табл. 3) не превышает 3,3 и 5% соответственно, что значительно меньше погрешностей в указанных диапазонах для спектра нейтронов деления ядер ^{235}U (5 и 10% соответственно).

Т а б л и ц а 2. Погрешность определения спектра нейтронов в центре активной зоны быстрых реакторов

Стандартное поле нейтронов					Поля-аналоги	
Поле нейтронов	Средняя энергия, МэВ	Диапазон энергии, МэВ	Погрешность, %	Метод измерения	В реакторах	Средняя энергия, МэВ
Деление ^{235}U тепловыми нейтронами	1,92	$E < 0,25$	± 15	Счетчики водородные, гелиевые		
Godiva	1,50	$0,25 < E < 8$	$\pm 2-5$	Нейтронно-активационный Счетчики водородные, гелиевые, расчетные	БАРС-1	1,35
		$8 < E < 12$	± 5			
		$12 < E < 18$	± 10			
		$0,01 < E < 10$	$\pm 5-20$			
YAYOI	1,36	$0,01 < E < 18$	$\pm 5-20$	Нейтронно-активационный, расчетный	БАРС-5 БИР-2	1,23 1,22
		$0,01 < E < 10$	$\pm 5-20$			
		$0,01 < E < 18$	$\pm 5-20$			
		$0,01 < E < 18$	$\pm 5-20$			

По результатам исследований можно сделать несколько выводов.

1. Представление априорного спектра нейтронов в центре металлической активной зоны быстрых реакторов в виде суперпозиции трех парциальных спектров нейтронов деления и двух парциальных испарительных спектров ядер урана и молибдена является более физически обоснованным по сравнению с 2-компонентным. Такое представление обеспечило возможность измерения флюенса нейтронов в центре активной зоны быстрых реакторов с погрешностью, близкой к погрешности воспроизведения единицы флюенса на Государственном специальном эталоне вне зависимости от массы активной зоны при содержании в ней ^{235}U до 36%.

2. Верхней границей погрешности определения флюенса нейтронов в центре металлической активной зоны быстрых реакторов нейтронно-активационным методом является среднеквадратичное отклонение для измеренных и рассчитанных интегральных сечений ядерных реакций в оптимальной системе активационных и делящихся детекторов.

3. Нахождение минимального среднеквадратичного отклонения при согласовании измеренных и рассчитанных интегральных сечений ядерных реакций в активационных и делящихся детекторах с применением программы КАСКАД свидетельствует о достижении оптимальной корреляции в суммировании погрешностей скоростей ядерных реакций и дифференциальных сечений тех же реакций, имеющих в библиотеке про-

Т а б л и ц а 3. Согласование измеренных и рассчитанных интегральных сечений ядерных реакций в наиболее изученных полях нейтронов

Реакция	Деление ^{235}U тепловыми нейтронами			Godiva [12]			YAYOI [13]			БИР-2 [9]			БАРС-5 [4]		
	Однокомпонентное представление спектра			5-компонентное представление спектра											
	Сечение реакции, мб		Отличие, %	Сечение реакции, мб		Отличие, %	Сечение реакции, мб		Отличие, %	Сечение реакции, мб		Отличие, %	Сечение реакции, мб		Отличие, %
	Эксперимент	Расчет		Эксперимент	Расчет		Эксперимент	Расчет		Эксперимент	Расчет		Эксперимент	Расчет	
$^{19}\text{F}(n, 2n)$	$7,81 \cdot 10^{-3}$	$7,96 \cdot 10^{-3}$	2,0												
$^{24}\text{Mg}(n, p)$	1,44	1,43	-0,6	1,0	1,04	3,0							$7,61 \cdot 10^{-1}$	$7,45 \cdot 10^{-1}$	-2,2
$^{27}\text{Al}(n, p)$	3,78	3,65	-3,6	2,75	2,69	-2,4	2,41	2,26	-6,4				2,03	1,98	-2,7
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	$6,85 \cdot 10^{-1}$	$6,86 \cdot 10^{-1}$	0,2	$4,86 \cdot 10^{-1}$	$4,96 \cdot 10^{-1}$	2,0				$3,37 \cdot 10^{-1}$	$3,64 \cdot 10^{-1}$	7,5	$3,38 \cdot 10^{-1}$	$3,56 \cdot 10^{-1}$	4,9
$^{32}\text{S}(n, p)$	62,5	60,4	-3,5	45,9	44,4	-3,4	39,2	38,9	-0,7	33,4	33,7	0,7	32,8	33,3	1,5
$^{54}\text{Fe}(n, p)$	76,8	75,1	-2,4	53,1	55,3	4,0	45,5	48,1	5,5				41,7	41,3	-1,1
$^{56}\text{Fe}(n, p)$	$9,93 \cdot 10^{-1}$	1,01	1,5	$8,55 \cdot 10^{-1}$	$8,28 \cdot 10^{-1}$	-3,3	$6,59 \cdot 10^{-1}$	$6,77 \cdot 10^{-1}$	2,6	$5,40 \cdot 10^{-1}$	$9,45 \cdot 10^{-1}$	0,9	$5,44 \cdot 10^{-1}$	$5,33 \cdot 10^{-1}$	-2,1
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	99,8	98,1	-1,7	71,5	72,2	0,9	60,9	63,1	3,5	53,7	54,5	1,9	52,8	54,1	2,3
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$				14,0	13,9	-0,3				16,0	15,6	-2,7	15,6	15,7	0,6
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)$	$4,23 \cdot 10^{-1}$	$4,45 \cdot 10^{-1}$	4,9							$2,16 \cdot 10^{-1}$	$2,09 \cdot 10^{-1}$	-3,3			
$^{103}\text{Rh}(n, n')$	720	717	-0,4				516	518	0,5	464	463	-0,1	456	461	1,1
$^{115}\text{In}(n, n')$	177	183	3,1	140	134	-4,3	119	122	2,3	107	105	-1,6	107	104	-2,4
$^{197}\text{Au}(n, g)$	79,9	79,6	0,4				122	121	-0,7	140	136	-2,9	138	133	-3,9
$^{199}\text{Hg}(n, n')$	228	217	-5,0				149	143	-3,9						
$^{204}\text{Pb}(n, n')$	19,5	18,5	-5,0												
$^{235}\text{U}(n, f)$	1220	1219	-0,1	1249	1238	-0,9	1277	1243	-2,8	1244	1247	0,20	1231	1250	1,6
$^{237}\text{Np}(n, f)$	1305	1316	0,8	1022	1047	2,3	1021	985	-3,6	909	893	-1,8	935	890	-5,1
$^{238}\text{U}(n, f)$	291	293	0,7	204	213	4,5	190	191	0,8	159	164	3,3	156	163	3,8
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	1763	1846	4,5	1845	1806	-2,2	1746	1797	-2,9	1751	1780	1,7	1717	1784	3,8
$^{240}\text{Pu}(n, f)$										915	925	1,1			
$^{241}\text{Am}(n, f)$	1364	1437	5,0				1000	1000	0	897	879	-2,0			

граммы, и является необходимым условием точного определения характеристик полей нейтронов на ядерных реакторах.

4. Для измерения флюенса нейтронов в центре металлической активной зоны быстрых реакторов с погрешностью 1—2% необходимо использовать на завершающем этапе измерений минимизированный набор детекторов нейтронов (семь типов детекторов), сечения ядерных реакций для которых известны с минимальной погрешностью, а энергетическая чувствительность перекрывает энергетический спектр исследуемого поля нейтронов. Определение активности облученных детекторов при этом должно проводиться с погрешностью не более 0,5—1,5%.

5. Изложенные в настоящей статье методы измерения флюенса нейтронов в активной зоне быстрых реакторов можно применять для измерения флюенса и на реакторах других типов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ 8.105-80. Государственный специальный эталон и государственная поверочная схема для средств измерения плотности потока и флюенса нейтронов на ядерно-физических установках. Постановление Госкомитета СССР по стандартам 19 декабря 1980 г. № 5892.
2. Севастьянов В.Д. Система моделирующих опорных полей нейтронов на исследовательских реакторах. — Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 5, с. 378—387.
3. Борисов Г.А., Севастьянов В.Д., Вершинин В.Г. и др. Прецизионные измерения с делющимися детекторами нейтронов в реакторе БИР-2. Тезисы докл. V Всес. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. М., НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 131—133.
4. Литвин В.И. Метрологическое обеспечение нейтронных измерений на ЯФУ ВНИИТФ. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2001, вып. 1/2, с. 44—48.
5. Григорьев Е.И., Трошин В.С., Ярына В.П. Подход к оценке неопределенности восстановления спектра нейтронов. — Измерительная техника, 2002, № 1, с. 66—68.
6. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Одинцов Ю.М. Двухкомпонентное представление спектра нейтронов на быстрых исследовательских реакторах. — Атомная энергия, 1995, т. 79, вып. 2, с. 107—117.
7. Compilation of Actinide Neutron Nuclear Data. — In: KDK-35, Stockholm, 1979, p. 80.
8. Кошелев А.С., Маслов Г.Н., Петров Ю.В. КАСКАД — комплексная вычислительная программа для метода интегральных нейтронных детекторов. Тезисы докл. V Всес. сов. по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. 3—7 декабря 1990 г. М., НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 116—118.
9. Севастьянов В.Д., Кошелев А.С., Маслов Г.Н. Стандартное поле нейтронов в центре активной зоны БИР-2. — Атомная энергия, 1994, т. 76, вып. 1, с. 55—61.
10. Караваев Ф.М. Измерение активности пуклидов. М.: Изд-во стандартов, 1972.
11. Neutron Cross sections for Reactor Dosimetry. IAEA-208, Vienna, 1978, v. 2, p. 1—15.
12. McElroy W., Armani R., Tochilin E. The spectral distribution of neutron reaction cross section in an unreflected Uranium-235 critical assembly and the fission neutron spectrum. — Nucl. Sci. Engng, 1972, v. 48, p. 51—71.
13. Nakazawa M., Kobayashi K., Iwasaki S. et al. Integral tests for fission reactors. — In: Dosimetry Fily, JAERI 1325, p. 21—42.

Поступила в Редакцию 5.12.01

УДК 539.1.074

ПРИМЕНЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ CdTe, CdZnTe и GaAs ДЛЯ КОНТРОЛЯ БЕЗОПАСНОСТИ АЭС

*Ажажа В.М., Кутний В.Е., Рыбка А.В., Шляхов И.Н.,
Кутний Д.В., Захарченко А.А. (ННЦ ХФТИ)*

В последние 10 лет резко возрос интерес к широкозонным полупроводниковым соединениям CdTe, CdZnTe, GaAs в связи с возможностью создания на основе этих кристаллов детекторов ионизирующего излучения, которые имеют небольшой объем, не требуют охлаждения жидким азотом и обеспечивают высокую эффективность ре-