

Опыт создания образцового источника (поля) нейтронов на реакторе МР ИАЭ им. И. В. Курчатова

ВАСИЛЬЕВ Р. Д., ГАЛИЕВ Н. Б., ЯРЫНА В. П., БАБУЛЕВИЧ Е. Н., КОНОНОВИЧ А. А., МИТЕЛЬМАН М. Г., РОЗЕНБЛУМ Н. Д., ШИПОВСКИХ Ю. М., ИНИХОВ А. Г., ПЕТРОВ В. И. УДК 621.384.6

Общесоюзная поверочная схема для средств измерений плотности потока нейтронов на ядерно-физических установках предусматривает создание образцовых источников (полей) нейтронов на ядерных реакторах для градуировки внутрореакторных детекторов.

Образцовый источник — это некоторый детально исследованный участок поля нейтронов внутри реактора вместе со средствами мониторинга, приспособленный для метрологических работ и утвержденный метрологическими органами в качестве образцовой меры.

В настоящей работе изложены результаты создания образцового источника (поля) нейтронов для градуировки детекторов прямого заряда (ДПЗ) на материаловедческом реакторе (МР) Института атомной энергии им. И. В. Курчатова. Для этого использовался вертикальный канал в бериллиевом отражателе. В канал помещали градуировочное устройство, состоящее из графитового цилиндра диаметром 74 мм. На боковой поверхности цилиндра устанавливалось восемь детекторов ДПЗ-1П для мониторинга поля нейтронов, а в центре в четырех каналах размещались градуируемые детекторы. Мониторы располагались в шахматном порядке сверху и снизу от рабочего участка поля. При таком расположении вносимое мониторами искажение поля нейтронов на рабочем участке градуировочных каналов незначительно. Рабочий участок поля выбран на уровне середины активной зоны реактора, где градиент плотности потока нейтронов по высоте канала наименьший.

Детекторы ДПЗ градуировались по чувствительности к тепловым нейтронам. Для этого в заранее выбранной точке пустого градуировочного канала определяли эффективную плотность потока тепловых нейтронов φ_T . Одновременно регистрировали суммарный ток мониторов I_M . Затем в канал помещали градуируемый детектор, регистрировали его ток i и показание мониторов $I_M^{\text{град}}$. Чувствительность детектора рассчитывали по формуле

$$\alpha = \frac{\varphi_T^{\text{град}}}{i_T} f[\varphi_T(x)], \quad (1)$$

где $\varphi_T^{\text{град}}$ — эффективная плотность потока тепловых нейтронов в канале реактора в момент градуировки, определяемая по соотношению

$$\varphi_T^{\text{град}} = \frac{\varphi_T}{I_M} I_M^{\text{град}} \quad (2)$$

Здесь i_T — составляющая тока ДПЗ, обусловленная тепловыми нейтронами; $\varphi_T(x)$ — распределение эффективной плотности потока тепловых нейтронов по длине канала x , отн. ед.; $f[\varphi_T(x)]$ — поправочный коэффициент, учитывающий градиент эффективной плотности потока тепловых нейтронов по длине L градуируемого ДПЗ. Значение коэффициента $f[\varphi_T(x)]$, усредненное по длине ДПЗ, оценивали следующим образом:

$$f[\varphi_T(x)] = \frac{\int_{x_1}^{x_2} \varphi_T(x) dx}{L}, \quad (3)$$

где x_1 и x_2 — координаты расположения концов эмиттера градуируемого ДПЗ в канале, отсчитанные от дна канала.

Для выделения составляющей тока i_T из полного тока i предварительно находили кадмиевое отношение ($r_{\text{Cd}}^{\text{ДПЗ}}$) для ДПЗ, равное отношению тока открытого ДПЗ к току того же или идентичного ДПЗ, экранированного кадмием:

$$r_{\text{Cd}}^{\text{ДПЗ}} = i_{\text{откр}}/i_{\text{Cd}}. \quad (4)$$

Тогда

$$i_T = i \left(1 - \frac{1}{r_{\text{Cd}}^{\text{ДПЗ}} f_{\text{Cd}}} \right), \quad (5)$$

где f_{Cd} — поправочный коэффициент, учитывающий влияние кадмиевого экрана на показания ДПЗ в результате ослабления поля надтепловых нейтронов.

Таким образом, формула для определения α с учетом соотношений (2) — (5) принимает вид

$$\alpha = \frac{\varphi_T}{I_M} \frac{I_M^{\text{град}}}{i \left(1 - \frac{1}{r_{\text{Cd}}^{\text{ДПЗ}} f_{\text{Cd}}} \right)} f[\varphi_T(x)]. \quad (6)$$

Входящие в эту формулу величина φ_T/I_M и зависимость $\varphi_T(x)$ устанавливались при аттестации образцового источника (поля) нейтро-

нов. Величины $I_M^{\text{град}}$, i и $f[\varphi_T(x)]$ определялись при градуировке ДПЗ; $r_{\text{Cd}}^{\text{ДПЗ}}$ и f_{Cd} — характеристики, устанавливаемые для конкретных условий его применения. Кроме φ_T/I_M и $\varphi_T(x)$, при аттестации источника (поля) определяли эпитепловой параметр r , характеризующий соотношение теплового и надтеплового компонентов поля нейтронов.

Эффективная плотность потока тепловых нейтронов в выбранной точке измерялась при аттестации образцового источника методом кадмевой разности и методом двух детекторов с помощью активационных детекторов из ^{59}Co и ^{197}Au .

Используя метод кадмевой разности, плотность потока тепловых нейтронов рассчитывали по соотношению

$$\varphi_T = \frac{R_{\text{откр}}}{\sigma_0 g G_T} \left(1 - \frac{1}{r_{\text{Cd}} F_{\text{Cd}}} \right), \quad (7)$$

где $R_{\text{откр}}$ — активационный интеграл открытого детектора; σ_0 — сечение активации при скорости тепловых нейтронов 2200 м/с; g — параметр Весткотта, учитывающий отклонение энергетической зависимости сечения активации от закона $1/v$ в тепловой области энергии нейтронов; G_T — коэффициент, учитывающий самоэкранирование детектора и возмущение поля нейтронов детектором в тепловой области энергии нейтронов; r_{Cd} — кадмиевое отношение, равное отношению активационных интегралов открытого и экранированного кадмием детекторов; F_{Cd} — коэффициент, учитывающий ослабление поля надтепловых нейтронов кадмиевым экраном.

При использовании метода двух детекторов плотность потока тепловых нейтронов вычисляли по формуле

$$\varphi_T = \varphi_{\text{усл}} \left(1 - \frac{1}{K_{\text{Cd}}} \right) r \sqrt{\frac{T}{T_0}}, \quad (8)$$

где $\varphi_{\text{усл}}$ — условная (весткоттовская) плотность потока тепловых нейтронов; K_{Cd} — коэффициент, зависящий от эффективной граничной энергии кадмия, равный 2,29 для использованного при аттестации кадмиевого экрана толщиной 1 мм; T_0 и T — температура тепловых нейтронов при скорости v_0 и скорости, отличающейся от v_0 .

Входящую в формулу (8) условную плотность потока находили по формуле

$$\varphi_{\text{усл}} = \frac{R_{\text{Co}}}{(\sigma_0 g G_T)_{\text{Co}}} \frac{1}{1 + \left(\frac{G_p S_0}{G_T g} \right)_{\text{Co}} r \sqrt{\frac{T}{T_0}}}, \quad (9)$$

где R_{Co} — активационный интеграл детектора из ^{59}Co ; G_p — коэффициент, учитывающий самоэкранирование детектора и возмущение поля нейтронов детектором в надтепловой области энергии нейтронов; S_0 — параметр Весткотта, учитывающий отклонение энергетической зависимости сечения активации от закона $1/v$ в надтепловой области.

Эпитепловой параметр вычисляли из уравнения

$$r \sqrt{\frac{T}{T_0}} = \left(\frac{G_T g}{G_p S_0} \right)_{\text{Au}} \frac{a - R_{\text{Co}}/R_{\text{Au}}}{R_{\text{Co}}/R_{\text{Au}} - b}, \quad (10)$$

где

$$a = (\sigma_0 g G_T)_{\text{Co}} / (\sigma_0 g G_T)_{\text{Au}} \quad (11)$$

и

$$b = (\sigma_0 g G_T)_{\text{Co}} / (\sigma_0 g G_p)_{\text{Au}} \quad (12)$$

(здесь R_{Au} — активационный интеграл детектора из ^{197}Au).

Активационный интеграл определяли по измеренным значениям наведенной активности детектора A , числу ядер изотопа-мишени в детекторе N и величинам λ , t_0 и t_b с помощью уравнения

$$R = \frac{A}{N(1 - e^{-\lambda t_0}) e^{-\lambda t_b}}, \quad (13)$$

где λ — постоянная распада продукта реакции активации; t_0 — промежуток времени облучения; t_b — промежуток времени от конца облучения до начала измерения активности.

Входящие в формулы (7) — (13) величины σ_0 , N и λ определяли при аттестации активационных детекторов. Величины $R_{\text{откр}}$, R_{Co} , R_{Au} , r_{Cd} , A , t_0 , t_b находили экспериментально.

Сечение активации тепловыми нейтронами σ_0 принимали равным $37,3 \pm 0,2$ и $98,7 \pm 0,2$ б для ^{59}Co и ^{197}Au соответственно.

Число ядер N в детекторах из ^{59}Co и ^{197}Au определяли весовым методом с помощью весов первого класса точности и методом активационного взвешивания образцов в нейтронном поле тепловой колонны тяжеловодного реактора Института экспериментальной и теоретической физики.

Постоянная распада для ^{60}Co и ^{198}Au получена из значений периодов полураспада $5,265 \pm 0,005$ лет и $2,695 \pm 0,002$ суток соответственно.

Наведенная активность детекторов измерялась с помощью аппаратуры, входящей в состав Государственного специального эталона единицы плотности потока нейтронов ВНИИФТРИ: установки $4\lambda\beta, \gamma$ -совпадений, сцинтилляционного гамма-спектрометра и сцинтилляцион-

Основные источники погрешности при определении Φ_T

Таблица 1

Величина	⁶⁰ Со		¹⁹⁸ Au	
	Погрешность, %			
	случайная	неисключенная систематическая	случайная	неисключенная систематическая
r_{Cd}	0,42	—	—	—
σ_0	—	0,54	—	0,20
A	0,3	1,5	0,3	0,3
N	—	0,1	—	0,1
λ	—	0,095	—	0,074
t_0	—	0,0001	—	0,001
t_b	—	0,008	—	0,09
R	0,3	1,51	0,3	0,34

ной счетной установки с дифференциальным дискриминатором, настраиваемым на пик полного поглощения. Установки сличены с рабочим эталоном единицы активности нуклидов ВНИИ-ФТРИ.¹

В табл. 1 приведены погрешности экспериментальных величин и констант, входящих в формулы (7) — (13), использованных при определении Φ_T . Вклад погрешностей поправочных коэффициентов G_T , G_p , S_0 и F_{Cd} в погрешность величины Φ_T составляет 1%.

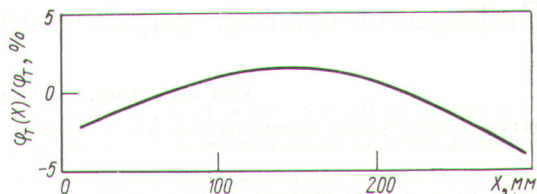
Полная погрешность измерения (по результатам одного облучения) при 95% -ной доверительной вероятности вычислялась по формуле

$$\delta_{\Phi_T} = t^{95} \sigma_{\Phi_T} + 1,1 \theta_{\Phi_T}, \quad (14)$$

где t^{95} — коэффициент Стьюдента; σ_{Φ_T} и θ_{Φ_T} — случайная и систематическая погрешности определения Φ_T . Получено $\sigma_{\Phi_T} = 0,8\%$, $\theta_{\Phi_T} = 2,5\%$ и $\delta_{\Phi_T} = 3,6\%$.

Эффективная плотность потока тепловых нейтронов в аттестуемой точке поля определялась по результатам многократных измерений. При этом погрешность, вычисленная как среднеквадратическое отклонение для ряда измерений, проведенных в течение года, не превысила 4%. Следует отметить, что различие значений Φ_T , полученных при измерениях методом кадмевой разности и методом двух детекторов, составило не более 0,8%.

Ток мониторов I_M , а также $I_M^{град}$ и i измеряли с помощью мостовой схемы, содержащей потенциометр Р-306 с образцовым сопротивлением. Погрешность измерения тока не превысила 0,5%.



Распределение эффективной плотности потока тепловых нейтронов по высоте канала реактора

Аттестуемая величина Φ_T/I_M была определена по результатам измерения Φ_T и I_M с погрешностью 4,5%.

Распределение эффективной плотности потока тепловых нейтронов по длине градуировочного канала определялось методом относитель-

Погрешности градуировки ДПЗ

Таблица 2

Величина	Условия определения	Погрешность, %	
		случайная	неисключенная систематическая
Φ_T	При аттестации образцового источника	0,8	2,5
I_M	То же	—	0,5
$I_M^{град}$	При градуировке ДПЗ	—	0,5
i	То же	—	0,5
$f[\Phi_T(x)]$	При градуировке ДПЗ (по результатам аттестации образцового источника)	0,3	—
$r_{Cd}^{ДПЗ}$	До градуировки ДПЗ (при его выпуске)	0,3	—
f_{Cd}	То же	0,3	—

ных измерений с помощью детекторов из ⁵⁹Со. При этом погрешность измерения в каждой точке равнялась 0,3%. На рисунке представлено измеренное в относительных единицах распределение $\Phi_T(x)$ по высоте канала реактора (расстояние x отложено от дна канала); за единицу принято значение Φ_T в аттестуемой точке ($x = 64$ мм). Из рисунка видно, что на рабочем участке поля длиной около 300 мм градиент эффективной плотности потока тепловых нейтронов не превышает 2,5%.

В табл. 2 приведены составляющие погрешности градуировки некоторых образцов ДПЗ.

Полная погрешность определения чувствительности ДПЗ к тепловым нейтронам составила 5%.

Поступила в Редакцию 13/VIII 1974 г.