

УДК 539.125.5.173.162.3

Исследование резонансного поглощения нейтронов в решетке типа РБМК

ЮРОВА Л. Н., БУШУЕВ А. В., КОЖИН А. Ф., ЕГИАЗАРОВ М. Б., КАМАНИН П. М.

Цель настоящей работы — получение экспериментальных данных, характеризующих поглощение резонансных нейтронов в решетках типа РБМК Ленинградской АЭС.

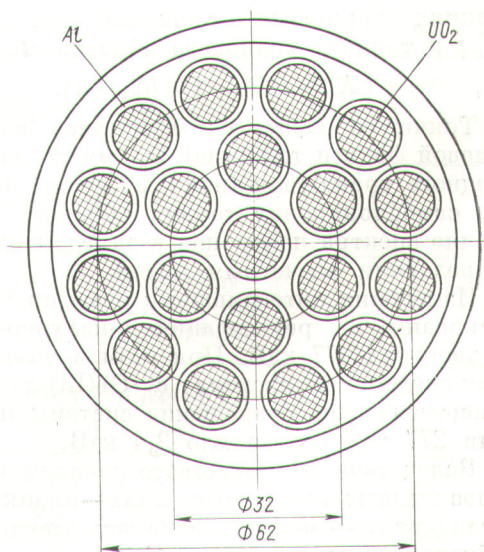
Расчет резонансного поглощения в таких сильно гетерогенных решетках представляет собой сложную задачу. Трудности связаны с учетом не только энергетического, но и пространственного распределения потока замедляющихся нейтронов. Наличие мощного внутриканального замедления приводит к заметной пространственной неоднородности поля резонансных нейтронов в ячейке. Одним из возможных направлений поиска решения этой проблемы является экспериментальное измерение этих зависимостей на моделях активной зоны реактора. Изменение концентрации водорода в гетерогенной водяной пленке может оказать влияние на физические процессы в промежуточно-тепловой области энергии нейтронов. Поэтому измерялись чувствительные к указанной области спектра нейтронов интегральные параметры ρ^{28} , $\langle \sigma_c^{28} \rangle / \langle \sigma_f^{25} \rangle$ и эффективный резонансный интеграл поглощения $I_{эфф}^{28}$.

В работе описаны опыты, выполненные двумя экспериментальными группами на решетках типа РБМК, и представлены их результаты. Размеры экспериментальных сборок, параметры топливных кассет и методики измерений несколько различались, однако результаты оказались близкими, что позволило прийти к согласованным выводам.

Высота одной экспериментальной сборки из 25 ячеек реактора типа РБМК 2 м. Кассеты цилиндрической формы размещались в графитовой кладке с шагом 25 см. Твэлы изготовлены из алюминиевых трубок $13,5 \times 0,65$ мм, заполненных таблетками из двуокси природного урана плотностью $10,2$ г/см³ и диаметром 12,15 мм (см. рисунок).

Источником для подкритической сборки служил пучок нейтронов из горизонтального экспериментального канала реактора ИРТ-2000. Пучок был направлен по полуму каналу в глубь графитовой призмы высотой 1 м, которая служила основанием сборки и использовалась для формирования пространственно-энергетического распределения нейтронов, поступающих в сборку.

Аксиальное распределение нейтронов в сборке измерялось медными фольгами и Si — ²³⁵U-полупроводниковым детектором с кадмиевым покрытием и без него. Были определены нижняя и верхняя границы области асимптотического спектра нейтронов и выбрано место по высоте для дальнейших экспериментов. На этой высоте были измерены кадмиевые отношения для реакции ²³⁸U (n, γ) в кассетах, рас-



Поперечное сечение канала с кассетой

положенных в центре сборки, во втором и крайнем рядах. Значения кадмиевых отношений совпали в пределах погрешности измерений ($\pm 1,5\%$). Это позволило сделать выводы о том, что утечка нейтронов не влияет на результаты измерений R_{Cd}^{238} ; ρ^{238} , $I_{эфф}^{238}$ в центре сборки и полученные величины в пределах указанных погрешностей соответствуют параметрам бесконечной решетки.

Параметры измерялись с помощью индикаторов толщиной около 1 мм, изготовленных из стандартных таблеток UO_2 , заполнявших твэлы. Во время опытов индикаторы помещали в разборные твэлы, которые устанавливали в экспериментальной кассете на место обычных твэлов. При измерениях скорости реакции $^{238}U (n, \gamma)$ на резонансных нейтронах использовали кадмиевый экран толщиной 0,5 мм. При выборе схемы размещения индикатора в кадмиевом экране учитывались результаты работ [1, 2], в которых указаны пути ослабления влияния кадмия на результаты измерений.

Для определения $I_{эфф}^{238}$ использовался метод стандарта. Искомую величину получали путем сравнения скоростей реакций в индикаторах, облучавшихся в твэлах кассеты, и в урановой металлической фольге-стандарте, облучавшейся в замедлителе на расстоянии 10 см от кассеты, где спектр надкадмиевых нейтронов близок к $1/E$. Коэффициенты самоблокировки для стандарта $K_{ст}^{бл}$ определены экспериментально в работе [3]. Метод определения основан на измерениях кадмиевых отношений для стандарта $R_{ст}$ и тонкого уранового образца R_0 :

$$K_{ст}^{бл} = (R_0 - 1) / (R_{ст} - 1). \quad (1)$$

Тонкие образцы изготовлялись из алюминиевой фольги толщиной 0,4 мм со слоем природного урана толщиной 0,25 мг/см². Поправки на самоблокировку тонких образцов и на отличие спектра нейтронов в замедлителе от $1/E$ определяли расчетным путем.

Измерения интенсивности реакции $^{238}U (n, \gamma)$ основаны на регистрации γ -излучения ^{239}Np с энергией 277 кэВ. При этом использовалась измерительная система с Ge(Li)-детектором. Энергетическое разрешение системы при энергии 277 кэВ составило 2,4 кэВ.

Вследствие неодинакового распределения радиоактивных ядер в источниках — индикаторах и стандартах — могут возникать погрешности, обусловленные различной эффективностью регистрации γ -квантов, вылетающих с разных участков источника. Для устранения этого эффекта

между источником и детектором помещали поглощающий фильтр переменной толщины, так что эффективность регистрации γ -квантов с энергией 277 кэВ выравнивалась.

В результате измерений активности облученных фольг получали $a_i/a_{ст}$ — отношение активностей индикатора, облученного в одном из твэлов кассеты, и стандарта. Эффективный резонансный интеграл твэла i -го ряда кассеты определялся из выражения

$$I_{эфф_i}^{238} = I_{\infty}^{238} K_i, \quad (2)$$

где I_{∞}^{238} — истинный резонансный интеграл поглощения ^{238}U ; K_i — коэффициенты, учитывающие самоблокировку твэла и взаимное экранирование твэлов в кассете, которые рассчитывались по формуле

$$K_i = K_{ст}^{бл} \frac{a_i}{a_{ст}} \frac{S_i}{S_{ст}} \frac{\Phi_{ст}}{\Phi_i} \frac{N_{ст}}{N_i} f(E). \quad (3)$$

Здесь $K_{ст}^{бл}$ — коэффициент самоблокировки стандарта; $\Phi_{ст}/\Phi_i$ — поправка, учитывающая различие потоков нейтронов в местах расположения i -го твэла и стандарта, обусловленная макрораспределением потока нейтронов в сборке; $N_{ст}/N_i$ — отношение числа ядер ^{238}U в стандарте и индикаторе; $f(E)$ — расчетная поправка на отличие спектра надкадмиевых нейтронов в замедлителе от $1/E$; S_i , $S_{ст}$ — поправки на самопоглощение γ -квантов с энергией 277 кэВ в индикаторе и стандарте. Коэффициент поглощения таких γ -квантов в UO_2 для данной геометрии измерений был определен экспериментально и составил 0,60 мм⁻¹. Поправочный коэффициент на самопоглощение рассчитывался по формуле из работы [4]. Значения параметров, входящих в формулы (2) и (3), даны в табл. 1.

Значения параметров из формул (2) и (3) Таблица 1

Параметр	Значение	Источник сведений
I_{∞}^{238} , б	275±5	[5]
$K_{ст}^{бл}$	0,3150±0,0054	[3]
$S_i (d=1 \text{ мм})$	1,335±0,005	Эксперимент [3]
$S_{ст} (d=0,4 \text{ мм})$	1,045±0,004	
$\Phi_{ст}/\Phi_i$	0,993±0,003	Эксперимент
	(без воды) 0,996±0,003 (с водой)	
$f(E)$	9,983 (без воды) 0,995 (с водой)	Рассчитана Н. И. Белоусовым (МИФИ)

Значения $I_{эфф_i}^{28}$ определялись для твэлов всех рядов кассеты, а $I_{эфф_0}^{28}$ — для одиночного твэла, помещенного на границе ячейки. Отношения $I_{эфф_0}^{28}$ и $I_{эфф_i}^{28}$ определяют коэффициент резонансной блокировки сечения захвата ^{238}U в твэле, K_i и K_0 — коэффициент взаимной экранировки для твэлов в топливной кассете. Эффективный резонансный интеграл топливной кассеты определялся из соотношения

$$I_{эфф}^{28} = \frac{\sum_i n_i I_{эфф_i}^{28}}{\sum_i n_i}, \quad (4)$$

где n_i — число твэлов в i -м ряду кассеты; $I_{эфф_i}^{28}$ — эффективный резонансный интеграл твэла из i -го ряда кассеты. Результаты представлены в табл. 2.

Другая серия экспериментов проводилась на подкритической сборке из 49 ячеек, установленной на широком нейтронном пучке (150×150 см) из реактора Ф-1. Высота сборки 1,8 м. Исследовались кассеты с диаметром топливных сердечников твэлов 11,0 мм (оболочка $13,5 \times 1,0$ мм). Область асимптотического спектра определялась аксиальными и радиальными измерениями с индикаторами из ^{238}U , ^{115}In , ^{55}Mn , ^{239}Pu и ^{235}U в кадмиевых фильтрах и без них. Опыты показали, что внутри сборки область размером $120 \times 120 \times 100$ см имеет асимптотический спектр нейтронов, характерный для

данной решетки. В этих экспериментах резонансный интеграл определялся путем измерения относительной скорости поглощения надкадмиевых нейтронов в стержнях кассеты и в одиночном стержне, помещенном в замедлителе на границе ячейки. Значение резонансного интеграла для одиночного стержня рассчитывалось по формуле Хеллстранда. Для измерений использовались металлические фольги из обедненного в девять раз урана толщиной 0,09 мм. Скорость реакции захвата в ^{238}U измерялась на NaI(Tl)-спектрометре по γ -излучению ^{239}U с энергией 74 кэВ. В процессе обработки результатов вводились поправки, учитывающие небольшую фон от излучения продуктов деления. Эффективный резонансный интеграл для различных твэлов кассеты определялся по формуле, аналогичной (3):

$$\frac{I_{эфф_i}^{28}}{I_{эфф_ст}^{28}} = \frac{a_i}{a_{ст}} \frac{\Phi_{ст}}{\Phi_i}, \quad (5)$$

где $I_{эфф_ст}^{28} = 21,1 \pm 0,8$ б для стержня диаметром 11 мм (вычислен по формуле Хеллстранда).

Резонансный интеграл кассеты определялся по формуле (4). Результаты приведены в табл. 3. Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Эффективные резонансные интегралы для двух исследованных типов кассет различаются незначительно. Несколько большее значение

Результаты экспериментов

Таблица 2

Среда вокруг твэла	Расположение твэла	$K_i, 10^2$	$I_{эфф_i}^{28}, \text{б}$	$K_{\partial i} = \frac{K_i}{K_0}$	$\frac{K_{\partial i} (\text{с водой})}{K_{\partial i} (\text{без воды})}$
Графит	Одиночный твэл	$7,50 \pm 0,22$	$20,6 \pm 0,7$	1,0	—
Воздух	Ряд 1	$5,52 \pm 0,16$	$15,2 \pm 0,5$	$0,736 \pm 0,007$	—
	Ряд 2	$4,51 \pm 0,13$	$12,4 \pm 0,4$	$0,601 \pm 0,014$	
	Ряд 3	$4,60 \pm 0,12$	$12,7 \pm 0,4$	$0,613 \pm 0,020$	
	Среднее по кассете значение	$5,16 \pm 0,15$	$14,2 \pm 0,5$	$0,688 \pm 0,010$	—
Вода	Ряд 1	$5,65 \pm 0,13$	$15,5 \pm 0,5$	$0,753 \pm 0,028$	$1,02 \pm 0,04$
	Ряд 2	$4,90 \pm 0,13$	$13,5 \pm 0,4$	$0,653 \pm 0,026$	$1,09 \pm 0,04$
	Ряд 3	$4,93 \pm 0,12$	$13,5 \pm 0,4$	$0,657 \pm 0,025$	$1,07 \pm 0,04$
	Среднее по кассете значение	$5,37 \pm 0,13$	$14,8 \pm 0,4$	$0,716 \pm 0,027$	$1,04 \pm 0,04$

Результаты измерений на второй сборке

Таблица 3

Среда вокруг твэла	Расположение твэла	$I_{эфф}^{28}/I_{эффСт}^{28}$	$I_{эфф}, б$
Воздух	Ряд 1	0,770±0,015	16,2±0,7
	Ряд 2	0,667±0,015	14,4±0,6
	Ряд 3	0,648±0,014	13,7±0,6
	Среднее по кас- сете значе- ние	0,731±0,015	15,4±0,7
Вода	Ряд 1	0,828±0,016	17,5±0,7
	Ряд 2	0,717±0,014	15,1±0,7
	Ряд 3	0,703±0,015	14,8±0,7
	Среднее по кас- сете значе- ние	0,786±0,016	16,6±0,7

резонансного интеграла в табл. 3 обусловлено меньшим диаметром урановых сердечников твэлов.

2. Заполнение водой топливных каналов слабо влияет на эффективный резонансный интеграл кассеты.

В опытах по определению ρ^{28} и $\langle\sigma_c^{28}\rangle/\langle\sigma_f^{25}\rangle$ в сборке на реакторе ИРТ использовались описанные индикаторы из UO_2 и $Ge(Li)$ -спектрометр. Величина ρ^{28} определялась по результатам измерений кадмиевого отношения R_{Cd}^{28} для реакции $^{238}U(n, \gamma)$ в твэлах:

$$\rho^{28} = 1/(1 - R_{Cd}^{28}) \quad (6)$$

Определение R_{Cd}^{28} основано на измерении γ -излучения ^{239}Np с энергией 277 кэВ из индикаторов, облученных в кадмиевом экране и без кадмия. Облучение проводилось в двух диаметрально противоположных экспериментальных твэлах кассеты.

Параметр $\langle\sigma_c^{28}\rangle/\langle\sigma_f^{25}\rangle$ определялся по измерениям γ -излучения ^{239}Np с энергией 277 кэВ и продукта деления ^{143}Ce с энергией 293 кэВ (методика описана в работе [6]).

$$\frac{\langle\sigma_c^{28}\rangle}{\langle\sigma_f^{25}\rangle} = \frac{\sigma_{c_{th}}^{28}}{\sigma_{f_{th}}^{25} g_{25}} \frac{a_{Np}}{a_{Ce} C_{28}} \frac{a_{Ce}^{T.K}}{a_{Np}^{T.K}} \quad (7)$$

где $\sigma_{c_{th}}^{28}$, $\sigma_{f_{th}}^{25}$ — сечения радиационного захвата в ^{238}U и деления ^{235}U для тепловых нейтронов; g_{25} — фактор Вескотта; a_{Np} , a_{Ce} — интен-

сивности излучения ^{239}Np - и ^{143}Ce -индикаторов, облученных в твэле; $a_{Np}^{T.K}$, $a_{Ce}^{T.K}$ — интенсивности излучения ^{239}Np - и ^{143}Ce -индикаторов, облученных в тепловой колонне; $C_{28} = \frac{1}{1 + \delta^{28} Y_{Ce}^{28}/Y_{Ce}^{25}}$ —

поправка, учитывающая вклад делений ^{238}U в активность ^{143}Ce ; Y_{Ce}^{28} , Y_{Ce}^{25} — выходы ^{143}Ce при делении ^{238}U и ^{235}U . Индикаторы были прокалиброваны в тепловой колонне реактора Ф-1 ИАЭ им. И. В. Курчатова.

Значения параметров, входящих в формулу (6), приведены в табл. 4.

Измерения отношения $\langle\sigma_c^{28}\rangle/\langle\sigma_f^{25}\rangle$ проводились также в сборке на реакторе Ф-1. Скорость реакции захвата в ^{238}U измерялась обедненными металлическими урановыми фольгами толщиной 0,09 мм, причем с помощью $NaI(Tl)$ -спектрометра регистрировалось γ -излучение ^{239}U с энергией 74 кэВ.

Фон продуктов деления под пиком 74 кэВ учитывался в соответствии с работой [9] и составлял не более 2% в топливе и в тепловой колонне. Скорость реакции деления ^{235}U измерялась фольгами из дисперсионного сплава, алюминия и урана, обогащенного до 90% по ^{235}U (массовое содержание урана 17%), толщиной 0,07 мм. Регистрировалась интегральная активность продуктов деления. Средние по кассете значения $\langle\sigma_c^{28}\rangle/\langle\sigma_f^{25}\rangle$ и ρ^{28} показаны в табл. 5.

Из результатов измерений следует, что заполнение топливных каналов водой приводит к уменьшению $\langle\sigma_c^{28}\rangle/\langle\sigma_f^{25}\rangle$ и особенно ρ^{28} вследствие смягчения спектра нейтронов.

Значения некоторых параметров формулы (7)

Таблица 4

Параметр	Значение	Источник сведений
$\sigma_{c_{th}}^{28}, б$	2,72±0,02	[5]
$\sigma_{f_{th}}^{25}, б$	582,2±1,3	[5]
g_{25}	0,976±0,002	[7]
Y_{Ce}^{28}/Y_{Ce}^{25}	0,816±0,010	[8]
$\delta^{28} *$	0,034±0,02 (с водой) 0,045±0,02 (без воды)	Эксперимент

* δ^{28} — отношение числа делений в ^{238}U к ^{235}U .

Значения $\langle \sigma_c^{28} \rangle / \langle \sigma_f^{25} \rangle$ и ρ^{28}

Таблица 5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Параметр	Экспериментальная система	Без воды	С водой
$\langle \sigma_c^{28} \rangle / \langle \sigma_f^{25} \rangle$	Сборка на ИРТ	$(7,50 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$	$(6,16 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$
	Сборка на Ф-1	$(7,23 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(6,04 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$
ρ^{28}	Сборка на ИРТ	$0,670 \pm 0,025$	$0,441 \pm 0,009$

В заключение следует отметить повышенную достоверность представленных в настоящей работе результатов, поскольку они получены на системах разных размеров с использованием отличающихся методик и аппаратуры.

Поступила в Редакцию 16/VII 1975 г.
В окончательной редакции 30/IV 1976 г.

1. Бушуев А. В., Юрова Л. Н. «Атомная энергия», 1969, т. 27, вып. 4, с. 334.
2. Nachya Y. «J. Nucl. Sci and Techn.», 1973, v. 9, p. 629.
3. Юрова Л. Н. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 4, с. 245.
4. Watt D., Ramsden D. High Sensitivity Counting Techniques. Pergamon Press, 1964, p. 277.
5. BNL-325. 3 Ed. V. I. N. Y., 1973.
6. Юрова Л. Н. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 5, с. 412.
7. Сухоручкин С. И. «Атомная техника за рубежом», 1976, № 8, с. 34.
8. Юрова Л. Н. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 1, с. 51.
9. Юрова Л. Н. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 6, с. 628.

ЭДК 621.039.51.12

Двумерный кинетический расчет ядерного реактора методом конечных элементов

ИСАЕВ Н. В., СЛЕСАРЕВ И. С., ГОРБАТОВ Н. Е., ИВАНОВ А. П.

В практике расчетных исследований ядерных реакторов часто ставится задача о расчете нейтронно-физических характеристик для сред, состоящих из разнотипных областей сложной пространственной конфигурации. Известными расчетными моделями такого типа являются, в частности, двумерные системы, включающие в себя нерегулярный набор гексагональных кассет с различными физическими свойствами.

В последние годы разработаны методы и программы расчета ядерных реакторов, состоящих из шестигранных кассет, в диффузионном [1, 2] и кинетическом [3] приближении. Использование «кассетного» подхода чрезвычайно удобно для проектировщиков ядерных реакторов, так как позволяет получать необходимую информацию по каждой кассете в реакторе. Естественным путем уточнения расчета кассетных моделей реактора является усложнение представления функций потока нейтронов внутри кассеты (например, в виде разложения в ряд по некоторой системе полиномов) или переход к бо-

лее универсальной треугольной сетке, которая допускает дробление ячеек сетки.

В настоящей работе рассмотрен приближенный метод многогруппового кинетического расчета ядерных реакторов с использованием правильной треугольной сетки. В основу расчетной схемы положены идеи метода конечных элементов [4, 5]. Использование кинетического уравнения позволяет точно реализовать условия на внешней границе реактора. В отличие от работы [5] в настоящей статье рассмотрена несамосопряженная форма оператора уравнения Больцмана, которая является более удобной для реализации на ЭВМ. Использование правильной треугольной сетки позволяет получить простую трехточечную схему решения уравнения для реактора, состоящего из шестигранных кассет. Предложенный метод позволяет находить решение не только в узлах расчетной сетки, как это обычно делается в численных методах, но и в любой точке внутри кассеты, так как известна аппроксимирующая функция нейтронного потока внутри ячейки