

Резонансное поглощение нейтронов в трубчатых твэлах

ОРЛОВ В. В., ШАРАПОВ В. Н., ВАЙМУГИН А. А., ГАЛАНИН А. Н., КИСИЛЬ И. М.

УДК 621.039.512.26

В ряде действующих у нас уран-графитовых реакторов [1—3], в том числе и на Первой АЭС в Обнинске, используются трубчатые твэлы, группируемые по несколько штук в один топливный канал (рис. 1).

При физических разработках таких реакторов большое внимание уделяется исследованию резонансного поглощения нейтронов в ^{238}U . Эта задача по сравнению с исследованием резонансного поглощения в одиночных стержнях требует учета дополнительных факторов, главные из которых — наличие воды внутри твэлов и их взаимная экранировка.

Вероятность избежать резонансного поглощения в решетке топливных каналов может быть рассчитана по формуле

$$\varphi = \exp \left\langle - \frac{n \rho_8 (I_{\text{эф}} g + 1,35)}{V \xi \Sigma_s} \right\rangle, \quad (1)$$

где n — число твэлов в канале; ρ_8 — количество ядер ^{238}U в одном твэле на 1 см высоты; $I_{\text{эф}}$ — эффективный резонансный интеграл, определяемый для одного твэла, но с учетом экранировки другими твэлами; g — коэффициент депрессии потока резонансных нейтронов на наружной поверхности топливного канала; $V \xi \Sigma_s$ — замедляющая способность ячейки топливного канала; 1,35 — вклад в резонансный интеграл нерезонансных нейтронов за счет поглощения по закону $1/v$.

Наиболее сложно для рассматриваемой конструкции канала вычисление величины $I_{\text{эф}}$. В основе ее расчета лежит формула, рекомендуемая для одиночного блока из металлического урана [4]:

$$I_{\text{эф}} = 2,95 + \frac{11,9}{\sqrt{D}}, \quad (2)$$

где D — диаметр блока, см.

Взаимная экранировка твэлов

При тесном расположении твэлов в канале их поверхность экранируется для потока резонансных нейтронов. Для учета этого эффекта необходимо в формуле (2) второе слагаемое умножить на некоторый коэффициент экранировки. Вычислим его для системы из двух одинаковых цилиндрических блоков, находящихся в однородном замедлителе с сечением рассеяния Σ_s (рис. 2). В расчете примем, что потенциальное рассеяние нейтронов в блоке мало ($D \Sigma_{sn} \ll 1$), а резонансы сильные ($D \Sigma^0 \gg 1$).

Полное поглощение резонансных нейтронов в блоке определяется тремя составляющими: 1) поглощением незаэкранированного потока нейтронов

$$N_c^{(1)} \propto \int V \bar{I}_1 \sin^2 \theta \cos \varphi d\theta d\varphi d\psi; \quad (3)$$

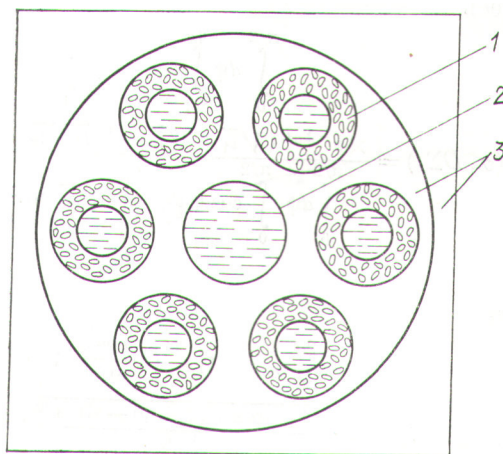
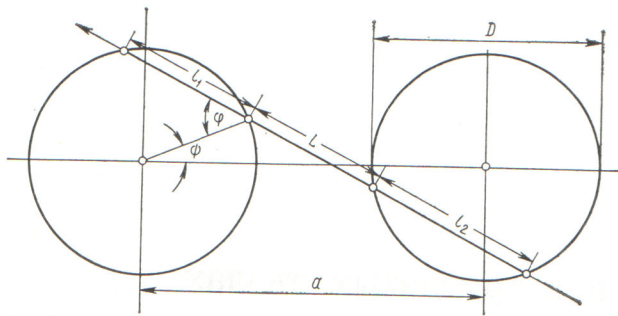


Рис. 1. Ячейка топливного канала:

1 — трубчатый твэл; 2 — центральная трубка; 3 — графит.



Р и с. 2. Взаимная экранировка твэлов.

Значения функции $w(\alpha, D\Sigma_s)$

Таблица 1

α	$D\Sigma_s$					
	0	0,2	0,4	0,8	1,5	3,0
2,0	0,1015	0,0988	0,0964	0,0920	0,0856	0,0752
2,2	0,0898	0,0848	0,0802	0,0722	0,0608	0,0433
2,6	0,0736	0,0656	0,0588	0,0476	0,0334	0,0165
3,0	0,0627	0,0530	0,0450	0,0330	0,0196	0,0069
5,0	0,0366	0,0238	0,0159	0,0073	0,0020	0,0001
10,0	0,0181	0,0064	0,0024	0,0004	0,0000	0,0000

2) поглощением потока нейтронов, падающего из замедлителя между блоками

$$N_c^{(2)} \sim \int V \bar{l}_1 (1 - e^{-\Sigma_s L}) \sin^2 \theta \cos \varphi d\theta d\varphi d\psi; \quad (4)$$

3) поглощением потока нейтронов, уже прошедшего соседний блок и поэтому поглощаемого в $\sqrt{1 + \frac{l_2}{l_1}} - \sqrt{\frac{l_2}{l_1}}$ раз менее эффективно,

$$N_c^{(3)} \sim \int V \bar{l}_1 \left(\sqrt{1 + \frac{l_2}{l_1}} - \sqrt{\frac{l_2}{l_1}} \right) \times e^{-\Sigma_s L} \sin^2 \theta \cos \varphi d\theta d\varphi d\psi. \quad (5)$$

Определяя коэффициент экранировки как отношение $N_c(a)/N_c(a \rightarrow \infty)$, получим для него (с учетом экранировки каждого твэла всеми остальными) выражение

$$K_H = 1 - \sum_i w(\alpha_i, D\Sigma_s). \quad (6)$$

Здесь

$$w(\alpha, D\Sigma_s) = \frac{\int_0^{\pi/2} d\psi \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos \varphi d\varphi \int_0^{\pi/2} \times e^{-\Sigma_s L} (\sqrt{l_1} + \sqrt{l_2} - \sqrt{l_1 + l_2}) \sin^2 \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} d\psi \int_0^{\pi/2} \cos \varphi d\varphi \int_0^{\pi/2} V \bar{l}_1 \sin^2 \theta d\theta}, \quad (7)$$

где

$$\alpha = \frac{2a}{D}; \quad l_1 = D \frac{\cos \varphi}{\sin \theta}; \quad (8)$$

$$l_2 = D \frac{\sqrt{1 - [\alpha \sin(\varphi - \psi) - \sin \varphi]^2}}{\sin \theta}; \quad (9)$$

$$L = \frac{D}{2} \frac{\alpha \cos(\varphi - \psi) - \cos \varphi - \sqrt{1 - [\alpha \sin(\varphi - \psi) - \sin \varphi]^2}}{\sin \theta}; \quad (10)$$

$$\varphi_1 \arcsin \frac{(1 - \alpha \cos \psi) + \alpha \sin \psi \sqrt{\alpha^2 - 2\alpha \cos \psi}}{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos \psi} \quad (11)$$

(для $0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}$);

$$\varphi_2 = \begin{cases} \arcsin \frac{(1 - \alpha \cos \psi) + \alpha \sin \psi \sqrt{\alpha^2 - 2\alpha \cos \psi}}{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos \psi} \\ \pi/2 \end{cases} \quad (12)$$

(для $0 \leq \psi \leq \arccos \frac{2}{\alpha}$)
(для $\arccos \frac{2}{\alpha} \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}$).

Тройной интеграл в формуле (7) вычислен на ЭВМ по программе, составленной Р. А. Земцевой. Результаты расчета приводятся в табл. 1.

С учетом полученного коэффициента экранировки и в соответствии с работой [5] долю поглощенных в трубчатом твэле (рис. 3) резонансных нейтронов из числа падающих на наружную поверхность можно представить в виде

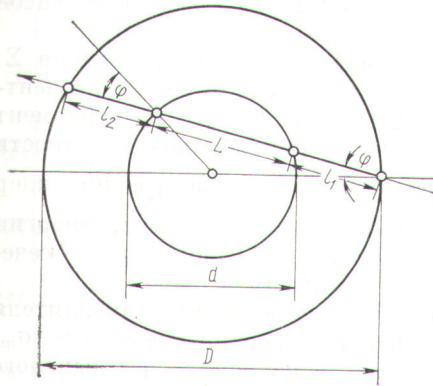
$$N_H \sim K_H D \langle V \bar{l}_1 \rangle = K_H D \sqrt{D - d} f_1(\beta), \quad (13)$$

где $\beta = \frac{d}{D}$, а значения функции $f_1(\beta)$ приведены в табл. 2.

Значения функций $f_1(\beta)$ и $f_2(\beta)$

Таблица 2

Функция	β					
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$f_1(\beta)$	0,973	1,000	1,018	1,024	1,013	0,943
$f_2(\beta)$	0,787	0,804	0,824	0,846	0,877	0,943



Р и с. 3. Трубчатый твэл.

Экранировка внутренней поверхности твэла

Резонансное поглощение нейтронов для одиночного блока трубчатой формы рассмотрено в работе [5]. Приведем основные результаты этой работы с учетом введенного коэффициента взаимной экранировки наружной поверхности K_n .

Поток резонансных нейтронов на внутреннюю поверхность твэла складывается из потоков нейтронов из внутреннего и внешнего замедлителей. Вторая часть потока уже была заэкранирована и прошла такой же путь в поглотителе, поэтому она поглощается в $K_n (\sqrt{2} - 1)$ раз менее эффективно. В целом доля поглощаемых нейтронов из числа падающих на внутреннюю поверхность твэла равна (рис. 3)

$$N_{вн} \sim d \int [V \bar{l}_2 (1 - e^{-\Sigma_s L}) + K_n (\sqrt{2} - 1) V \bar{l}_2 e^{-\Sigma_s L}] \sin^2 \theta \cos \varphi d\theta d\varphi = K_{вн} d \sqrt{D - d} f_2(\beta). \quad (14)$$

Внутренний коэффициент экранировки

$$K_{вн} = \frac{N_{вн}(L)}{N_{вн}(L \rightarrow \infty)} = 1 - [1 - K_n (\sqrt{2} - 1)] f(\beta, \Sigma_s d). \quad (15)$$

Значения функции $f(\beta, \Sigma_s d)$

Таблица 3

β	$\Sigma_s d$					
	0	0,2	0,4	0,8	1,5	3,0
0	1	0,814	0,668	0,463	0,261	0,090
0,6	1	0,817	0,675	0,474	0,270	0,099
1,0	1	0,830	0,698	0,507	0,310	0,131

Значения функции

$$f(\beta, \Sigma_s d) = \frac{\int V \bar{l}_2 e^{-\Sigma_s L} \sin^2 \theta \cos \varphi d\theta d\varphi}{\int V \bar{l}_2 \sin^2 \theta \cos \varphi d\theta d\varphi} \quad (16)$$

приводятся в табл. 3.

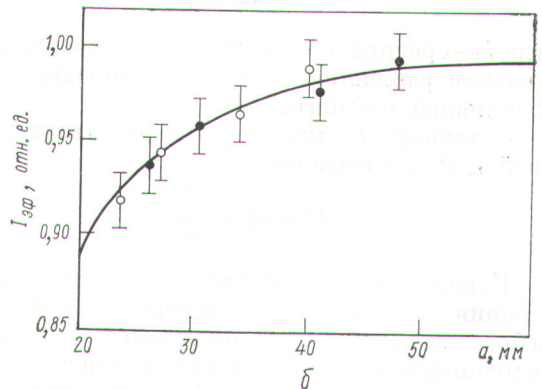
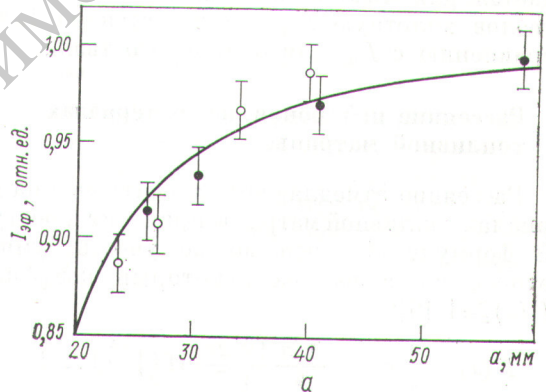
Эффективный резонансный интеграл

Поглощение нейтронов на сильных резонансах определяется суммой величин N_n и $N_{вн}$. В соответствии с этим выражение для эффективного резонансного интеграла имеет вид

$$I_{эф} = 2,95 + \frac{12,2 \sqrt{4 - \beta}}{\sqrt{\varepsilon} \sqrt{D} (1 - \beta^2)} \times [f_1(\beta) K_n + \beta f_2(\beta) K_{вн}], \quad (17)$$

где ε — объемная доля ^{238}U в твэле.

Для сплошного одиночного блока из металлического урана $\beta = 0$, $K_n = \varepsilon = 1$, $f_1 = 0,973$ и формула (17) переходит в (2).

Р и с. 4. Зависимость $I_{эф}$ от расстояния между твэлами без воды (а) и с водой (б) соответственно:

○, ● — экспериментальные данные для шести и трех твэлов в канале соответственно; — расчет.

В практике расчетов для топливных каналов, изображенных на рис. 1, обычно ограничиваются учетом взаимной экранировки лишь двух соседних твэлов.

На рис. 4, а, б представлены результаты расчетного и экспериментального определений относительной зависимости $I_{эф}$ от расстояния a между твэлами, расположенными в графитовом замедлителе. Твэлы трубчатого типа имели стальные оболочки размером $20 \times 0,2$ и $12 \times 0,6$ мм. Топливные частицы из сплава урана с 9% молибдена диспергированы в магниевой матрице и занимают 50% межтрубного объема. Расчеты выполнены для трех твэлов, равномерно расположенных по одной окружности, эксперименты — для трех и шести твэлов в канале. Как следует из рис. 4, а, б, экспериментальные данные подтверждают расчетную зависимость $I_{эф}$ от расстояния между твэлами и не показывают существенного различия в экранировке трех и шести твэлов. Максимальный эффект экранировки наблюдается для твэлов без воды. При сближении твэлов вплотную $I_{эф}$ уменьшается на 15% по сравнению с $I_{эф}$ для одиночного твэла.

Рассеяние нейтронов на материалах топливной матрицы

Рассеяние замедляющихся нейтронов на материалах топливной матрицы приводит к росту $I_{эф}$. В формуле (17) это можно учесть, умножая второе слагаемое на некоторый коэффициент $F(x) \geq 1$ [6]:

$$F(x) = \frac{1}{2} e^{-x} + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{1+2x}{\sqrt{x}} \operatorname{erf}(\sqrt{x}) \approx 1 + \frac{x}{3},$$

$$x \equiv l \Sigma_s, \quad (18)$$

где l — средний пробег нейтрона в блоке, а Σ_s — сечение рассеяния в блоке за счет материалов топливной матрицы.

Величину l для трубчатого твэла можно найти из выражения

$$l = (D-d) \frac{D+d}{DK_H + dK_{BH}}. \quad (19)$$

Использование в формуле (18) сечения рассеяния справедливо, вообще говоря, когда сброс энергии нейтроном при рассеивающих столкновениях αE_r намного больше эффективной ширины резонанса $\Delta E_{эф}$, что имеет место при рассеянии на легких ядрах. Однако в твэлах часто есть ядра с различным атомным весом, в том числе со средним, при рассеянии

на которых для ряда сильных резонансов ^{238}U $\alpha E_r \approx \Delta E_{эф}$.

В этом случае вместо сечения рассеяния Σ необходимо использовать некоторое эквивалентное сечение $\Sigma_s^*(\lambda) = K(\lambda) \Sigma_s$. Коэффициент $K(\lambda) \leq 1$ — функция параметра промежуточности $\lambda = \frac{\alpha E_r}{\Delta \Sigma_{эф}}$ и зависит от концентрации ядер поглотителя в блоке, размеров блока, энергии и параметров резонанса, атомного веса и сечения рассеяния замедлителя в блоке.

Зависимость K от атомного веса замедлителя и его «эквивалентного» сечения рассеяния σ_m , приходящегося на одно ядро резонансного поглотителя, можно приближенно оценить как

$$K(\lambda_0) \approx \begin{cases} \frac{1}{2} \sqrt{\lambda_0} & \text{при } \lambda_0 < 1 \\ \frac{\lambda_0}{1+\lambda_0} & \text{при } \lambda_0 > 1, \end{cases} \quad (20)$$

где $\lambda_0 = \frac{74 \sqrt{\sigma_m}}{(1+A)^2}$ — значение λ для резонанса ^{238}U при 6,7 эв. Следует отметить, что учет рассеяния нейтронов приводит к поправке, увеличивающей $I_{эф}$ для ^{238}U на несколько процентов. В действующих реакторах АЭС с трубчатыми твэлами основным рассеивающим материалом является топливная матрица — магний. В этом случае $l \Sigma_s \approx (1 \times 0,1) = 0,1$; $F(l \Sigma_s) = 1,03$.

Температурная зависимость $I_{эф}$

При вычислении $I_{эф}$ для нагретого блока урана обычно используют полуэмпирические формулы. В работе [4] температурная зависимость $I_{эф}$ для металлического урана описывается выражением

$$\frac{I_{эф}(T)}{I_{эф}(T_0)} = 1 + \beta (\sqrt{T} - \sqrt{T_0}), \quad (21)$$

где T — температура урана, °К,

$$\beta = (0,51 + 0,5 \frac{S}{M}) \cdot 10^{-2} \quad (22)$$

(здесь S/M — отношение поверхности к массе блока, $\text{см}^2/\text{г}$). Формула (22) справедлива при $300 < T < 900$ и $0,07 < S/M < 0,27$.

В работе [7] для учета температуры урана предлагается второе слагаемое формулы

$$I_{эф} = 3,85 + 21,5 \sqrt{S/M}$$

умножать на коэффициент

$$K(T) = 0,775 (1 + 17,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{T}). \quad (23)$$

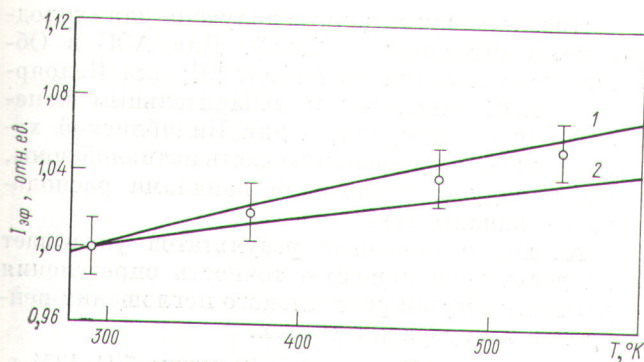


Рис. 5. Зависимость $I_{\text{эф}}$ от температуры урана T :

1 — расчет по формуле (23), 2 — расчет по формуле (24); $\circ$ — эксперимент.

Выражение (23) по сравнению с (24) дает более сильную зависимость $I_{\text{эф}}$ от температуры урана. На рис. 5 показаны расчетная и экспериментальная зависимости $I_{\text{эф}}$ от температуры для канала из шести трубчатых твэлов с уран-молибденовым горючим ($S/M = 0,25$). Измерения проводились на «сухих» твэлах в диапазоне температур $290-540^\circ\text{K}$. Полученные экспериментальные значения $I_{\text{эф}}$ лежат между расчетными кривыми, вычисленными двумя описанными выше методами.

Депрессия потока резонансных нейтронов на поверхности канала

Депрессия потока резонансных нейтронов g на наружной поверхности канала может быть найдена из решения обычного односкоростного

диффузионного уравнения [8]

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + q = 0;$$

$$g = \Phi(r_0)/\bar{\Phi}_{\text{яч.}} \quad (24)$$

Для этого на наружной поверхности S канала радиусом r_0 необходимо выполнить условие

$$\frac{n\rho_s I_{\text{эф}}}{DSU_R} = \frac{1}{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial r} \Big|_{r=r_0}, \quad (25)$$

где U_R — интервал латергии резонансных нейтронов.

Выражение (25), строго говоря, справедливо лишь для каналов, не содержащих внутреннего замедлителя. В нашем случае такое условие не выполняется. Чтобы это учесть, под S необходимо понимать полную поверхность кольцевого блока, образованную окружностями, касательными к твэлам. Кроме того, для канала с водой при расчете $I_{\text{эф}}$ нужно учитывать поглощение нейтронов только из графита. Последнее можно сделать, приняв в формуле (17)

$$K_{\text{вн}} = K_{\text{н}} (\sqrt{2} - 1) f(\beta, \Sigma_s d). \quad (26)$$

В качестве примера на рис. 6 приводятся расчетные и экспериментальные распределения резонансных нейтронов в графите квадратной ячейки $20 \times 20 \text{ см}$, в центре которой располагался канал, содержащий шесть трубчатых твэлов. Расчеты выполнены с использованием следующих констант:

$$D = 0,88 \text{ см}; \Sigma_a = 0,020 \text{ см}^{-1}; U_R = 3.$$

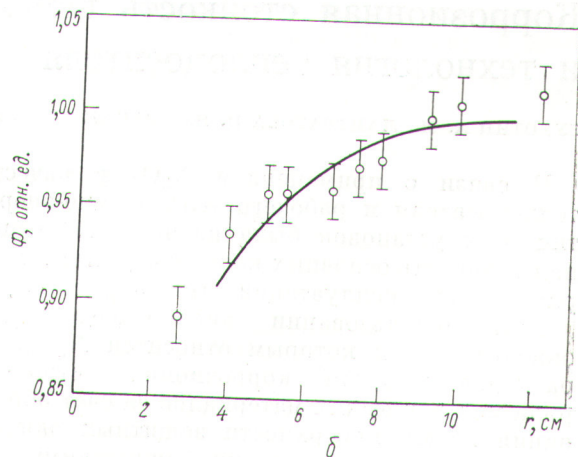
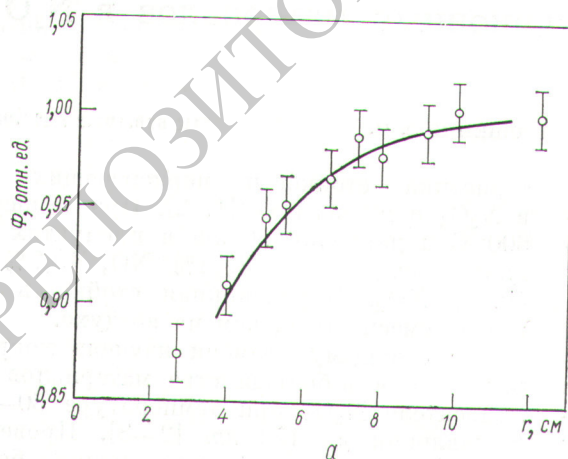


Рис. 6. Распределение резонансных нейтронов в графите ячейки канала без воды (а) и с водой (б):

$\circ$ — эксперимент (крайняя слева точка — в графите между твэлами); — — расчет.

Вероятность избежать резонансного поглощения в ^{238}U

Таблица 4

АЭС		Наличие воды в каналах	Эксперимент	Расчет
Первая в мире (Обнинск)		С водой Без воды	$0,900 \pm 0,015$	$0,892$ $0,866$
Белоярская им. И. В. Курчатова	I блок	С водой Без воды	$0,849 \pm 0,010$ $0,831 \pm 0,010$	$0,848$ $0,828$
	II блок	С водой Без воды	$0,878 \pm 0,010$ $0,854 \pm 0,010$	$0,874$ $0,847$
Билибинская		С водой Без воды	$0,895 \pm 0,010$ $0,881 \pm 0,010$	$0,902$ $0,882$

Представленные данные получены для «холодного» состояния ($t = 20^\circ \text{C}$). Для АЭС в Обнинске они взяты из работы [9]; для Белоярской АЭС относятся к испарительным каналам первой загрузки, а для Билибинской характеризуют центральную часть активной зоны, где наряду с топливными каналами расположены каналы СУЗ.

Анализ изложенных результатов указывает на достаточно хорошую точность определения расчетным путем резонансного поглощения нейтронов в трубчатых твэлах.

Поступила в Редакцию 7/II 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блохинцев Д. И., Доллежал Н. А., Красин А. К. «Атомная энергия», 1956, № 1, с. 10.
2. Доллежал Н. А. и др. «Атомная энергия», 1969, т. 27, с. 379.
3. Абрамов В. М. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, с. 299.
4. Hellstrand E. Reactor Physics in the Resonance and Thermal Regions. V. II. Cambridge, The MIT Press, 1966, p. 151.
5. Орлов В. В. «Атомная энергия», 1958, т. 4, с. 531.
6. Орлов В. В. и др. В сб.: Нейтронная физика. М., Госатомиздат, 1961, с. 116.
7. Егизаров М. Б., Дикарев В. С., Мадеев В. Г. В сб.: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Засед. отд. физ.-мат. наук. М., Изд-во АН СССР, 1955, с. 53.
8. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
9. Громова З. И. и др. «Атомная энергия», 1957, т. 2, с. 411.

Экспериментальные значения получены путем активации марганцевых индикаторов в кадмиевых чехлах. Как показывают приведенные результаты, депрессия резонансных нейтронов составляет $\sim 10\%$ и слабо зависит от наличия воды в канале.

В заключение приведем данные о величине резонансного поглощения в уран-графитовых реакторах с трубчатыми твэлами (табл. 4).

Коррозионная стойкость конструкционных материалов в N_2O_4 и технология теплоносителя

СУХОТИН А. М., ЛАНТРАТОВА Н. Я., ТРУБНИКОВ В. П., АТРОШЕНКО Э. И.

УДК 620.193.2 : 621.039.5.001

В связи с применением N_2O_4 в качестве теплоносителя и рабочего тела атомно-энергетических установок была изучена коррозионная стойкость основных конструкционных материалов при эксплуатации этих установок.

При использовании кислородсодержащих окислителей, к которым относится N_2O_4 , характерна высокая коррозионная стойкость ряда металлических материалов за счет образования на их поверхности защитных окисных пленок. В этом отношении ближайшими аналогами N_2O_4 являются кислород и воздух. На рис. 1 представлена сравнительная харак-

теристика стойкости нержавеющих сталей в N_2O_4 и на воздухе [1, 2]. При температуре 600°C и давлении 50 ат в продуктах диссоциации содержится 39,4% NO , 19,7% O_2 и 40,9% NO_2 . Коррозионная стойкость сталей в этой смеси выше, чем на воздухе.

К настоящему времени изучена коррозионная стойкость большинства материалов в теплоносителе N_2O_4 при температуре $50\text{--}700^\circ \text{C}$ и давлении до 150 ат [2–8]. Проведенные исследования позволили выделить большую группу конструкционных материалов, стойких в равновесной смеси окислов азота при