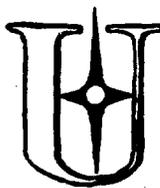


207708247



Ордена Ленина

ИАЭ-2497

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

*И. Н. Аборина, Г. Л. Лунин*

**Спектры нейтронов  
в решетках ВВЭР**

E32

Москва 1975

ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

И. Н. Аборина, Г. Л. Лунии

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ  
В РЕШЕТКАХ ВВЭР

Москва

1975

Ключевые слова: спектр, нейтрон, распределение, поток, спектральный индекс.

Проводится анализ надтепловой и тепловой частей энергетического спектра нейтронов в решетках ВВЭР, основанный на экспериментально определенных спектральных индексах восьми изотопов. Полученные значения тепловых спектральных индексов сравниваются с рассчитанными по программам ЯМКА (метод Монте-Карло), *THERMOS* и вариантной программе POP. Совпадение данных, полученных по первым двум программам, между собой и с экспериментальными результатами хорошее (исключение составляют решетки с наиболее жестким спектром нейтронов); программа POP предсказывает слишком жесткие спектры.

Экспериментально получено, что поток нейтронов в надтепловой области энергий спадает медленнее, чем  $1/E$ -зависимость.

## I. ОБЩИЕ ФОРМУЛЫ

Результаты измерений спектральных индексов детекторами из диспрозия, лутетия, плутония, европия, индия, золота и марганца в решетках ВВЭР приведены в работе [1]. Используя их, сделана попытка представить энергетический спектр нейтронов в виде ряда по степеням  $E^n$ ,  $E^n e^{-dE}$  или полиномов Лагерра. Однако для восстановления спектра, не прибегая к какой-либо теоретической модели, восьми изотопов недостаточно - точность реконструкции слишком мала. Поэтому проведен отдельный анализ и сравнение с результатами расчетов тепловой и надтепловой частей спектра.

Использованные изотопы можно разделить на две группы: чувствительные к тепловым нейтронам с энергией от 0 до 0,55 эВ - диспрозий-164, лутетий-176, плутоний-239, европий-151 и индий-115, золото-197, лутетий-175, марганец-55, имеющие резонансы в надтепловой области энергий. Последние имеют сечения активации в тепловой области энергий, близкие к  $1/v$ -зависимости, а преобладающую чувствительность в энергетических группах 0,55 - 3,3; 3,3 - 8; 8 - 60 и более 60 эВ. Это позволяет выделить надтепловую часть спектральных индексов и определить соответствующие четыре группы спектра нейтронов.

В каждой энергетической группе спектр нейтронов представим  $1/E$ -распределением:

$$\Phi_n(E) = \lambda_n / E,$$

где  $\lambda_n = \text{const}$  характеризует спектр в группе ( $n = 1, 2, 3, 4$ ). Для спектра Ферми во всем энергетическом интервале от 0,55 до бесконечности  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = \text{const}$ . Спектральный индекс  $S_i'$ , нормированный на тепловую активность марганца-55, можно представить в виде

$$S_i' = \frac{S_i}{1 - 1/R_{Cd}^{Mn}} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{ai}(E)}{\sigma_{ai}(2200)} \phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{aMn}(E)}{\sigma_{aMn}(2200)} \phi(E) dE} \cdot \frac{1}{g_i(T_0)} =$$

$$= \frac{A_i^{th} + \sum_{n=1}^4 \lambda_n I_{in}}{A_{Mn}^{th}} \cdot \frac{1}{g_i(T_0)} = S_i^{th} + \frac{1}{g_i(T_0)} \sum_{n=1}^4 \varphi_n I_{in}. \quad (1)$$

Здесь  $S_i = \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{ai}(E)}{\sigma_{ai}(2200)} \phi(E) dE / \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{aMn}(E)}{\sigma_{aMn}(2200)} \phi(E) dE$  - полный спектральный индекс  $i$ -го изотопа (непосредственно измеряемая величина);  $R_{Cd}^{Mn}$  - кадмиевое отношение марганца;  $\sigma_{ai}(E)$  - сечение активации  $i$ -го изотопа;

$A_i^{th} = \int_0^{0,55} \frac{\sigma_{ai}(E)}{\sigma_{ai}(2200)} \phi(E) dE$  - активация  $i$ -го изотопа тепловыми нейтронами до энергии 0,55 эВ - граничной энергии кадмия для тонкого  $1/v$ -детектора;

$S_i^{th} = \frac{1}{g_i} \cdot \frac{A_i^{th}}{A_{Mn}^{th}}$  - тепловой спектральный индекс;  $\varphi_n = \lambda_n / \lambda_{Mn}^{th}$ ;  $I_{in}$  - относительный резонансный интеграл  $i$ -го детектора в  $n$ -й энергетической группе:

$$I_n = \int_{E_{n-1}}^{E_n} \frac{\sigma_{ai}(E)}{\sigma_{ai}(2200)} \cdot \frac{dE}{E}.$$

Разделяя тепловую и надтепловую активность изотопов второй группы, можно определить  $\varphi_n$ , а затем и  $S_i^{th}$  изотопов первой группы.

## II. НАДТЕПЛОВАЯ ЧАСТЬ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ

### 1. Решение системы уравнений

Формулу (1) для изотопов второй группы ( $^{115}In$ ,  $^{197}Au$ ,  $^{175}Lu$ ,  $^{55}Mn$ ) можно переписать в виде

$$\sum_{n=1}^4 \varphi_n I_{in} = g_i (S_i' - S_i^{th}) = B_i. \quad (2)$$

Вследствие того, что сечение активации этих изотопов в тепловой области энергий очень близко к закону  $1/v$ , значения тепловых спектральных индексов можно оценить из расчетов по какой-либо программе или из измерений кадмиевого отношения, а в мягких спектрах нейтронов принять их равными 1. Использовались значения  $S_{In, Au}^{th}$  рассчитанные по программе ЯМКА,  $S_{Lu}^{th} = 1$ , а для марганца  $B_{Mn} = 1/(R_{Cd}^{Mn} - 1)$  - экспериментально определенная величина.

Таким образом, имеется система из  $n$  линейных уравнений с неизвестными  $\varphi_n$ . Значения  $I_{in}$  рассчитывались из известных энергетических зависимостей сечений активации. Энергетические группы выбраны с таким расчетом, чтобы в каждой был основной резонанс (резонансная группа) одного изотопа из набора.

Групповые относительные резонансные интегралы вычислялись: для индия и лутеция-175 по формулам и данным работы [2]; для золота - интегрированием данных ENDF/B-II; для марганца в первых двух группах из условия, что сечение активации пропорционально  $1/v$ , в третьей - постоянно, а в четвертой группе, как разность полного относительного резонансного интеграла и суммы значений в первых трех группах. Полученные групповые значения нормированы так, чтобы полный относительный резонансный интеграл каждого изотопа был равен значению, оцененному в работе [3] (табл. 1).

Таблица 1

Групповые относительные резонансные интегралы

Изотоп	Энергетический интервал, эВ				
	0,55 - 3,3	3,3 - 8,0	8,0 - 60	> 60	0,55 - $\infty$
	$I_{i1}$	$I_{i2}$	$I_{i3}$	$I_{i4}$	$\sum_{k=1}^4 I_{in}$
$^{115}\text{In}$	16,7725	0,2334	0,2851	0,0590	17,35 $\pm$ 0,45
$^{197}\text{Au}$	0,4976	14,3540	0,1062	0,7422	15,70 $\pm$ 0,04
$^{175}\text{Lu}$	3,4430	7,9279	17,3616	2,3643	31,10 $\pm$ 1,70
$^{55}\text{Mn}$	0,2482	0,0632	0,1218	0,6198	1,053 $\pm$ 0,00

Запишем систему уравнений (2) в матричной форме

$$\varphi \cdot I = B, \quad (3)$$

где

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \\ \varphi_4 \end{pmatrix}; \quad B = \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \\ B_4 \end{pmatrix},$$

а матрица  $I$  приведена в табл. 1. Так как матрица  $I$  - неособенная ( $|I| \neq 0$ ), то решение системы (3) запишется в виде:

$$\varphi = BI^{-1},$$

где  $I^{-1}$  - матрица, обратная матрице  $I$ :

$$I^{-1} = \begin{vmatrix} 0,05985 & -0,00043 & -0,00097 & -0,00148 \\ -0,00086 & 0,06895 & -0,00017 & -0,08439 \\ -0,00845 & -0,03176 & 0,05924 & -0,18714 \\ -0,02221 & -0,00072 & -0,01127 & 1,65841 \end{vmatrix} \quad (4)$$

При отыскании решения системы (3) встает вопрос о точности решения, так как элементы матриц коэффициентов и свободных членов известны лишь с какой-то неопределенностью. Для того чтобы решение системы мало изменялось при малых изменениях коэффициентов и свободных членов, необходимо, чтобы матрица  $I^{-1}$  была устойчивой. Определитель матрицы достаточно велик,  $I = 2520$ , что дает основание предположить, что  $I^{-1}$  будет устойчивой. Были рассчитаны отклонения элементов обратной матрицы в зависимости от отклонений  $\Delta I_{in}$  исходной матрицы  $I$  [4]

$$\Delta I_{kl}^{-1} = \sum_{in} I_{ki}^{-1} I_{nl}^{-1} \Delta I_{in} \quad (5)$$

В основном  $\Delta I_{kl}^{-1} \approx \Delta I_{in}$ ; максимальное отклонение  $\Delta I_{kl}^{-1} = 1,5 \Delta I_{in}$ . Таким образом, малым отклонениям элементов исходной матрицы соответствуют малые отклонения элементов обратной матрицы и, следовательно, погрешность решения системы (3) того же порядка, что и погрешность коэффициентов.

## 2. Результаты

Кроме поправок при измерении активности, описанных в работе [1], исследовалось самоэкранирование резонансов. Детекторы из золота и марганца (индиевые детекторы очень тонкие [5]) облучались в кадмиевом чехле пакетом по 2 и 3 одновременно, при этом определялось также кадмиевое отношение этих детекторов. В пределах погрешности измерения  $\pm 1\%$  самоэкранирование резонансов не обнаружено.

Полученные значения  $\varphi_n$  приведены в табл. 2. Погрешности вычислены как средние квадратические погрешности сумм, определяющих значения  $\varphi_n$ . Учтена неопределенность свободных членов и элементов обратной матрицы. Установлено, что основной вклад в погрешность  $\varphi_n$  вносят самые большие по абсолютной величине диагональные элементы матрицы  $I^{-1}$ ;  $I_{23}^{-1}$  в погрешность  $\varphi_2$ ;  $I_{32}^{-1}$  и  $I_{34}^{-1}$  в погрешность  $\varphi_3$ ;  $I_{41}^{-1}$  и  $I_{43}^{-1}$  в погрешность  $\varphi_4$ .

Погрешности элементов обратной матрицы определены по формуле

$$\Delta I_{kl}^{-1} = \sqrt{\sum_{in} (I_{ki}^{-1} I_{nl}^{-1} \Delta I_{in})^2}$$

Таблица 2

Значения  $\varphi_{1,2}$ 

Решетка, место измерения	$\varphi_1$	$\varphi_2$	$\varphi_3$	$\varphi_4$	$\varphi$ (ЯМКА)	$\varphi$ (THERMOS)
4,4-11	T 0,536 $\pm$ 0,018	0,503 $\pm$ 0,010	0,838 $\pm$ 0,077	0,825 $\pm$ 0,044	0,6580	0,6388
4,4-12,7	T 0,301 $\pm$ 0,009	0,2917 $\pm$ 0,0086	0,443 $\pm$ 0,037	0,408 $\pm$ 0,034	0,3613	0,3542
	B 0,245 $\pm$ 0,008	0,2454 $\pm$ 0,0069	0,384 $\pm$ 0,031	0,352 $\pm$ 0,023	0,2831	0,2783
3,5-11	T 0,377 $\pm$ 0,014	0,386 $\pm$ 0,010	0,618 $\pm$ 0,070*	0,621 $\pm$ 0,040	0,5451	0,5255
3,5-12,7	T 0,226 $\pm$ 0,009	0,221 $\pm$ 0,0076	0,335 $\pm$ 0,030	0,372 $\pm$ 0,036	0,2970	0,2924
	B 0,1950 $\pm$ 0,0081	0,214 $\pm$ 0,0065	0,302 $\pm$ 0,024	0,335 $\pm$ 0,0280	0,2421	0,2382
3,5-13,6	T 0,1675 $\pm$ 0,0070	0,1557 $\pm$ 0,0061	0,291 $\pm$ 0,027*	0,282 $\pm$ 0,025	0,2394	0,2346
	B 0,1514 $\pm$ 0,0060	0,1380 $\pm$ 0,0058	0,256 $\pm$ 0,024*	0,244 $\pm$ 0,023	0,1936	0,1896
3,5-16	T 0,1092 $\pm$ 0,0052	0,1017 $\pm$ 0,0058	0,185 $\pm$ 0,018*	0,185 $\pm$ 0,015	0,1507	0,1518
	B 0,1000 $\pm$ 0,0051	0,0958 $\pm$ 0,0057	0,169 $\pm$ 0,016*	0,157 $\pm$ 0,012	0,1175	0,1189
3,5-19	T 0,0797 $\pm$ 0,0034	0,0736 $\pm$ 0,0022	0,130 $\pm$ 0,011*	0,127 $\pm$ 0,008	0,1048	0,1046
	B 0,0694 $\pm$ 0,0026	0,0631 $\pm$ 0,0022	0,115 $\pm$ 0,010	0,114 $\pm$ 0,010	0,0840	0,0797
2-11	T 0,291 $\pm$ 0,010	0,266 $\pm$ 0,010	0,416 $\pm$ 0,043	0,439 $\pm$ 0,025	0,3365	0,3341
2-12,7	T 0,1569 $\pm$ 0,0057	0,1533 $\pm$ 0,0080	0,239 $\pm$ 0,029	0,220 $\pm$ 0,018	0,1892	0,1882
	B 0,1387 $\pm$ 0,0053	0,1357 $\pm$ 0,0062	0,236 $\pm$ 0,029	0,195 $\pm$ 0,014	0,1663	0,1564
2-16	T 0,0534 $\pm$ 0,0033	0,0744 $\pm$ 0,0034*	0,153 $\pm$ 0,014	0,1183 $\pm$ 0,0051	0,1010	0,1005
	B 0,0726 $\pm$ 0,0024	0,0637 $\pm$ 0,0021	0,112 $\pm$ 0,010	0,1097 $\pm$ 0,0052	0,0872	0,0854
2-19	T 0,0578 $\pm$ 0,0023	0,0529 $\pm$ 0,0013	0,0866 $\pm$ 0,0090	0,0830 $\pm$ 0,0038	0,0717	0,0712
	B 0,0514 $\pm$ 0,0017	0,0478 $\pm$ 0,0013	0,0895 $\pm$ 0,0084	0,0739 $\pm$ 0,0036	0,0587	0,0594
0,7-13,6	T 0,0590 $\pm$ 0,0033	0,0553 $\pm$ 0,0017*	0,0799 $\pm$ 0,0174	0,0994 $\pm$ 0,0092	0,0795	0,0806
	B 0,0498 $\pm$ 0,0026	0,0413 $\pm$ 0,0014	0,0823 $\pm$ 0,0075	0,0861 $\pm$ 0,0068	0,0736	0,0751

\* Значения получены по экстраполированным величинам спектральных индексов, поскольку последние не измерялись. Соответственно увеличена погрешность.

Как видно из табл. 2,  $\varphi \neq const$ ; в интервале энергий 8 эВ  $-\infty$   $\varphi$  больше, чем для энергий 0,55 - 8 эВ.

Был поставлен контрольный эксперимент по определению значений  $\varphi_n$  теми же детекторами в чистой воде. Получены следующие значения:

$$\varphi_1 = 0,01041 \pm 0,00055$$

$$\varphi_2 = 0,00956 \pm 0,00062$$

$$\varphi_3 = 0,00953 \pm 0,00076$$

$$\varphi_4 = 0,00841 \pm 0,00084$$

Таким образом, в чистой воде значения  $\varphi_3$  и  $\varphi_4$  не возрастают по сравнению с  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , и, следовательно, рост  $\varphi_3$  и  $\varphi_4$  в исследуемых решетках нельзя объяснить несоответствием исходных данных или неучтенными систематическими погрешностями. Кроме того, были проведены контрольные эксперименты в полномасштабной критической сборке для проверки, не является ли рост  $\varphi$  следствием неасимптотического потока нейтронов в высокоэнергетической области из-за малых габаритов подкритической сборки [7]. Измерения спектральных индексов выполнены в решетке 4,4 - 12,7, полученные значения приведены в табл. 3.

Таблица 3

Сравнение спектральных индексов  $S_i$ , измеренных в полномасштабной и подкритической сборках

Спектральный индекс	Подкритическая сборка		Полномасштабная сборка	
	твэл	вода	твэл	вода
$S(In/Mn)$	4,572 ± 0,049	4,028 ± 0,032	4,66 ± 0,14	4,092 ± 0,038
$S(^{175}Lu/Mn)$	9,287 ± 0,098	8,41 ± 0,11	9,27 ± 0,13	8,52 ± 0,20
$S(In/Dy)$	6,395 ± 0,087	5,394 ± 0,049	6,47 ± 0,12	5,48 ± 0,10
$S(^{175}Lu/Dy)$	12,99 ± 0,18	11,26 ± 0,14	12,63 ± 0,20	11,46 ± 0,24
$S(Mn/Dy)$	1,378 ± 0,011	1,306 ± 0,011	1,341 ± 0,02	1,32 ± 0,15
$R_{Cd}^{Mn}$	3,507 ± 0,073	3,947 ± 0,040	3,47 ± 0,12	3,89 ± 0,10

Как видно из табл. 3, совпадение спектральных индексов, измеренных в подкритической и критической сборках, хорошее. Вероятно, рост  $\varphi$  объясняется тем, что эпителиевой поток нейтронов спадает медленнее, чем зависимость  $1/E$ . Отсутствие монотонного роста  $\varphi$  можно объяснить поглощением нейтронов ураном-238 в области основного резонанса.

В табл. 2 приведены также значения  $\Psi$ , полученные в результате расчета тепловой части спектра по программам ЯМКА и THERMOS и представления надтепловой части в виде  $1/E$ :

$$\Psi = \frac{\lambda}{\int_{0.025}^{0.35} [\sigma_{0, Mn}(E) / \sigma_{0, Mn}(2200)] \cdot \Phi(E) dE},$$

где  $\lambda = \frac{1}{f \xi_s} \cdot \frac{V_i}{V_H}$ ;  $V_i$  - объем соответствующей зоны ячейки;  $V_H$  - объем воды.

Расчетные величины  $\Psi$  имеют некоторое среднее значение по сравнению с экспериментальными  $\Psi_n$ , чем, по-видимому, и объясняется хорошее совпадение экспериментальных и расчетных значений полных спектральных индексов [1].

### III. ТЕПЛОВАЯ ЧАСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ

Тепловые спектральные индексы изотопов, чувствительных к нейтронам тепловых энергий, можно определить, зная  $\Psi_n$  в четырех энергетических группах, по формуле

$$S_i^{th} = S_i' - \frac{1}{g_i} \sum_{n=1}^4 \Psi_n I_{in}.$$

Групповые относительные резонансные интегралы вычислены для  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{151}\text{Eu}$  по формулам и данным работы [2], для  $^{239}\text{Pu}(r, f)$  по данным работы [8] и представлены в табл. 4.

Таблица 4

Групповые относительные резонансные интегралы детекторов, чувствительных к тепловым нейтронам

Детектор	$I_{i1}$	$I_{i2}$	$I_{i3}$	$I_{i4}$	$I$
$^{176}\text{Lu}$	0,2438	0,0832	0,1500	0,0070	0,488
$^{239}\text{Pu}$	0,0876	0,0175	0,2102	0,0867	0,402
$^{151}\text{Eu}$	0,1794	0,1028	0,0867	0,0371	0,406

Полученные значения тепловых спектральных индексов сравниваются с рассчитанными в табл. 5-7. Расчет по программам ЯМКА (метод Монте-Карло), THERMOS и вариантной программе POP описан в работе [3].

Спектральный индекс лютетий-176/марганец. Значения тепловых спектральных индексов  $S^{th} (^{176}\text{Lu/Mn})$ , рассчитанных по программам ЯМКА и THERMOS, в пределах погрешности  $\sigma$  совпадают с результатами эксперимента. Спектральные индексы, рассчитанные по программе POP, в среднем на 3,5%

Таблица 5

Спектральные индексы  $S^{th} (Lu/Mn)$ 

Решетка, место измерения	Экспериментальное значение	Расчетное значение по программе			Отношение расчетного значения к экспериментальному		
		ЯМКА	THERMOS	POP	ЯМКА	THERMOS	POP
4,4-11	Т 1,738 ± 0,032	1,770 ± 0,021	1,760 ± 0,018	1,884 ± 0,019	1,018 ± 0,032	1,013 ± 0,028	1,073 ± 0,036
	В -	1,667 ± 0,019	1,653 ± 0,016	1,778 ± 0,018	-	-	-
4,4-12,7	Т 1,584 ± 0,021	1,583 ± 0,019	1,584 ± 0,016	1,621 ± 0,016	1,012 ± 0,024	1,000 ± 0,023	1,036 ± 0,024
	В 1,435 ± 0,016	1,458 ± 0,017	1,443 ± 0,014	1,484 ± 0,015	1,016 ± 0,024	1,005 ± 0,024	1,041 ± 0,025
4,4-13,6	Т -	1,497 ± 0,017	1,499 ± 0,015	-	-	-	-
	В -	1,382 ± 0,016	1,375 ± 0,014	-	-	-	-
4,4-16	Т -	1,400 ± 0,016	1,386 ± 0,014	1,400 ± 0,014	-	-	-
	В -	1,269 ± 0,016	1,259 ± 0,012	1,280 ± 0,013	-	-	-
4,4-19	Т -	1,308 ± 0,015	1,314 ± 0,013	1,312 ± 0,013	-	-	-
	В -	1,189 ± 0,014	1,185 ± 0,012	1,207 ± 0,012	-	-	-
3,5-11	Т 1,674 ± 0,041	1,714 ± 0,020	1,694 ± 0,017	1,833 ± 0,018	1,023 ± 0,038	1,012 ± 0,035	1,085 ± 0,038
	В -	1,604 ± 0,019	1,598 ± 0,016	1,757 ± 0,018	-	-	-
3,5-12,7	Т 1,482 ± 0,033	1,498 ± 0,017	1,497 ± 0,015	1,543 ± 0,015	1,011 ± 0,035	1,010 ± 0,033	1,041 ± 0,034
	В 1,372 ± 0,028	1,402 ± 0,016	1,401 ± 0,014	1,461 ± 0,015	1,022 ± 0,033	1,022 ± 0,031	1,065 ± 0,032
3,5-13,6	Т 1,401 ± 0,031	1,452 ± 0,016	1,441 ± 0,014	-	1,037 ± 0,035	1,028 ± 0,033	-
	В 1,281 ± 0,027	1,355 ± 0,016	1,336 ± 0,013	-	1,058 ± 0,034	1,043 ± 0,033	-
3,5-16	Т 1,269 ± 0,029	1,316 ± 0,015	1,339 ± 0,013	1,348 ± 0,013	1,037 ± 0,036	1,055 ± 0,035	1,063 ± 0,035
	В 1,208 ± 0,031	1,213 ± 0,014	1,234 ± 0,012	1,258 ± 0,012	1,003 ± 0,038	1,022 ± 0,037	1,041 ± 0,038
3,5-19	Т 1,206 ± 0,026	-	1,255 ± 0,012	1,262 ± 0,013	-	1,040 ± 0,033	1,046 ± 0,034
	В 1,156 ± 0,035	-	1,168 ± 0,012	1,185 ± 0,012	-	1,011 ± 0,040	1,026 ± 0,041

2 - 11	T	1,508 ± 0,018	1,533 ± 0,018	1,536 ± 0,015	1,588 ± 0,016	1,017 ± 0,024	1,019 ± 0,022	1,060 ± 0,023
	B	-	1,472 ± 0,017	1,474 ± 0,015	1,545 ± 0,015	-	-	-
2 - 12,7	T	1,360 ± 0,018	1,373 ± 0,016	1,371 ± 0,014	1,380 ± 0,014	1,017 ± 0,026	1,016 ± 0,024	1,022 ± 0,024
	B	1,275 ± 0,019	1,313 ± 0,015	1,308 ± 0,013	1,342 ± 0,013	1,030 ± 0,028	1,026 ± 0,026	1,053 ± 0,026
2 - 16	T	1,249 ± 0,019	1,259 ± 0,015	1,247 ± 0,012	1,249 ± 0,012	1,015 ± 0,028	1,006 ± 0,025	1,000 ± 0,024
	B	1,165 ± 0,012	1,188 ± 0,014	1,181 ± 0,012	1,192 ± 0,011	1,025 ± 0,023	1,013 ± 0,020	1,022 ± 0,020
2 - 19	T	1,191 ± 0,017	1,218 ± 0,014	1,202 ± 0,012	1,196 ± 0,012	1,023 ± 0,028	1,009 ± 0,025	1,004 ± 0,025
	B	1,120 ± 0,020	1,138 ± 0,013	1,133 ± 0,011	1,139 ± 0,011	1,016 ± 0,030	1,012 ± 0,028	1,017 ± 0,029
0,7 - 13,6	T	1,215 ± 0,021	1,198 ± 0,014	1,183 ± 0,012	1,187 ± 0,012	0,984 ± 0,029	0,982 ± 0,027	0,977 ± 0,027
	B	1,152 ± 0,023	1,160 ± 0,013	1,164 ± 0,011	1,173 ± 0,012	1,006 ± 0,032	1,010 ± 0,030	1,018 ± 0,031

Таблица 6

Спектральные индексы  $S^{th}(Pu/Mn)$ 

Решетка, место измерения		Эксперименталь- ное значение	Расчетное значение по программе		Отношение расчетного значения к экспериментальному	
			ЯМКА	POP	ЯМКА	POP
4,4-11	T	1,998±0,046	1,925±0,019	2,034±0,020	0,963±0,031	1,018±0,034
	B	-	1,804±0,018	1,941±0,019	-	-
4,4-12,7	T	1,606±0,029	1,611±0,016	1,615±0,016	1,003±0,028	1,006±0,028
	B	1,538±0,023	1,517±0,015	1,530±0,015	0,986±0,024	0,995±0,024
4,4-13,6	T	-	1,493±0,015	-	-	-
	B	-	1,408±0,014	-	-	-
4,4-16	T	-	1,342±0,013	1,330±0,013	-	-
	B	-	1,275±0,013	1,274±0,013	-	-
4,4-19	T	-	1,232±0,012	1,226±0,012	-	-
	B	-	1,193±0,012	1,182±0,012	-	-
3,5-11	T	1,791±0,033	1,794±0,018	1,952±0,020	1,002±0,028	1,090±0,031
	B	-	1,724±0,017	1,915±0,019	-	-
3,5-12,7	T	1,533±0,028	1,504±0,015	1,531±0,015	0,981±0,028	0,999±0,028
	B	1,478±0,025	1,442±0,014	1,467±0,015	0,976±0,026	0,992±0,027
3,5-13,6	T	1,433±0,029	1,411±0,014	-	0,984±0,029	-
	B	-	1,361±0,014	-	-	-
3,5-16	T	1,294±0,022	1,278±0,013	1,279±0,013	0,986±0,027	0,988±0,027
	B	1,244±0,025	1,225±0,012	1,238±0,012	0,985±0,030	0,995±0,030
3,5-19	T	1,214±0,018	-	1,182±0,012	-	0,974±0,023
	B	1,184±0,019	-	1,158±0,012	-	0,976±0,025
2 - 11	T	1,584±0,032	1,576±0,016	1,610±0,016	0,995±0,030	1,016±0,030
	B	-	1,526±0,015	1,568±0,016	-	-
2 - 12,7	T	1,394±0,019	1,355±0,014	1,367±0,014	0,972±0,024	0,981±0,024
	B	1,350±0,019	1,319±0,013	1,324±0,013	0,977±0,023	0,981±0,024
2 - 16	T	1,208±0,017	1,208±0,012	1,193±0,012	1,000±0,024	0,984±0,023
	B	1,185±0,017	1,192±0,012	1,174±0,011	0,997±0,024	0,982±0,023
2 - 19	T	1,173±0,016	1,152±0,012	1,132±0,011	0,982±0,023	0,965±0,023
	B	1,153±0,014	1,134±0,011	1,113±0,011	0,984±0,022	0,965±0,021
0,7-13,6	T	-	1,172±0,012	1,154±0,012	-	-
	B	-	1,122±0,012	1,144±0,011	-	-

Сравнение спектральных  $S^{th}(Eu/Mn)$ 

Решетка, место измерения	Эксперименталь- ное значение	Расчетное значение по программе				Отношение расчетного значения к экспериментальному			
		ЯМКА		THERMOS		ЯМКА		THERMOS	
		3	4	5	6	7	8		
4,4-11	T 1,197±0,047	0,987±0,010	0,982±0,010	0,830±0,009	0,824±0,041	0,820±0,041	0,777±0,039		
	B -	0,987±0,010	0,996±0,010	0,951±0,010	-	-	-		
4,4-12,7	T 1,077±0,026	0,959±0,010	0,956±0,010	0,935±0,009	0,890±0,032	0,888±0,032	0,868±0,031		
	B 1,060±0,021	0,985±0,010	0,984±0,010	0,968±0,010	0,928±0,028	0,928±0,028	0,913±0,027		
4,4-13,6	T -	0,955±0,010	0,952±0,010	-	-	-	-		
	B -	0,987±0,010	0,984±0,010	-	-	-	-		
4,4-16	T -	0,942±0,009	0,947±0,009	0,942±0,008	-	-	-		
	B -	0,992±0,010	0,987±0,010	0,974±0,010	-	-	-		
4,4-19	T -	0,934±0,009	0,946±0,009	0,943±0,009	-	-	-		
	B -	0,985±0,010	0,991±0,010	0,980±0,010	-	-	-		
3,5-11	T 1,153±0,039	0,975±0,010	0,972±0,010	0,926±0,009	0,846±0,037	0,843±0,037	0,803±0,035		
	B -	0,993±0,010	0,988±0,010	0,941±0,009	-	-	-		
3,5-12,7	T 1,051±0,021	0,960±0,010	0,956±0,010	0,935±0,009	0,913±0,027	0,910±0,027	0,890±0,027		
	B 1,044±0,020	0,988±0,010	0,982±0,010	0,964±0,010	0,846±0,027	0,841±0,027	0,823±0,027		
3,5-13,6	T 1,028±0,023	0,956±0,010	0,954±0,010	-	0,890±0,030	0,828±0,030	-		
	B 1,090±0,018	0,986±0,010	0,983±0,010	-	0,957±0,026	0,954±0,026	-		
3,5-16	T 1,011±0,022	0,966±0,010	0,952±0,010	0,947±0,009	0,955±0,031	0,942±0,030	0,937±0,030		
	B 1,016±0,020	0,997±0,010	0,988±0,010	0,976±0,010	0,981±0,029	0,972±0,029	0,961±0,029		

Продолжение табл. 7

1	2	3	4	5	6	7	8
3,5-19	T 1,018±0,014	-	0,951±0,010	0,949±0,009	-	0,934±0,023	0,932±0,023
	B 1,032±0,014	-	0,988±0,010	0,982±0,010	-	0,957±0,022	0,952±0,022
2-11	T 1,080±0,028	0,968±0,010	0,964±0,010	0,950±0,010	0,896±0,033	0,892±0,033	0,880±0,033
	B -	0,982±0,010	0,978±0,010	0,982±0,010	-	-	-
2-12,7	T 1,040±0,019	0,968±0,010	0,968±0,010	0,954±0,010	0,932±0,026	0,931±0,026	0,917±0,026
	B 1,037±0,023	0,988±0,010	0,988±0,010	0,969±0,010	0,953±0,030	0,953±0,030	0,934±0,030
2-16	T 0,986±0,008	0,973±0,010	0,964±0,010	0,959±0,010	0,987±0,014	0,978±0,014	0,973±0,014
	B 1,003±0,011	0,986±0,010	0,990±0,010	0,985±0,010	0,993±0,021	0,987±0,021	0,982±0,021
2-19	T 0,991±0,016	0,961±0,010	0,961±0,010	0,962±0,010	0,970±0,025	0,970±0,025	0,971±0,025
	B 1,014±0,010	0,988±0,010	0,994±0,010	0,983±0,010	0,984±0,020	0,980±0,020	0,969±0,019
0,7-13,6	T 1,001±0,020	0,963±0,010	0,978±0,010	0,971±0,010	0,982±0,030	0,977±0,026	0,970±0,029
	B 0,998±0,018	0,986±0,010	0,960±0,010	0,982±0,010	1,000±0,028	0,994±0,028	0,986±0,028

выше экспериментальных значений. Расхождение увеличивается в плотных решетках, а в решетках с мягким спектром нейтронов их можно считать совпадающими. Зависимость  $S^{th}(^{176}\text{Lu}/\text{Mn})$  от шага решетки спадает круче, чем следует из эксперимента и расчетов по остальным программам (рис. 1).

**Спектральный индекс плутоний-239/марганец.** Рассчитанные значения тепловых спектральных индексов плутония по обоим программам в основном совпадают с экспериментальными величинами (см. табл. 6). Зависимость спектрального индекса от шага решетки, предсказанная по программе POP (рис. 2), спадает круче экспериментальной. В решетках 2-12,7+2-19 спектральные индексы, рассчитанные по программе POP, примерно на 25% ниже экспериментальных.

**Спектральный индекс европий-151/марганец.** Экспериментально полученные значения тепловых спектральных индексов европия в среднем на 6% выше рассчитанных по программам ЯМКА и THERMOS и примерно на 8%, чем по программе POP (см. табл. 7). Расхождение становится еще больше в плотных решетках. Вероятно, это результат неопределенности в резонансных данных [3]. Так, по данным различных авторов относительный резонансный интеграл европия меняется от 0,2 до 0,9. Поэтому были проведены измерения кадмиевого отношения европия [3]. Тепловые спектральные индексы, определенные двумя способами, приведены в табл. 8. Граничная энергия кадмия принята 0,475 эВ, как в работе [9], и результаты пересчитаны на энергию 0,55 эВ.

Таблица 8

Спектральные индексы  $S^{th}$  европия, полученные двумя способами

Решетка, место измерения		Вычитанием $\sum_{n=1}^4 \nu_n I_n$	По $R_{Cd}^{Eu}$
4,4 - 11	Т	1,197 ± 0,047	1,132 ± 0,015
4,4 - 12,7	Т	1,077 ± 0,026	1,020 ± 0,024
	В	1,060 ± 0,021	1,014 ± 0,009
2 - 11	Т	1,08 ± 0,029	1,049 ± 0,017
2 - 12,7	Т	1,040 ± 0,019	1,022 ± 0,010
	В	1,037 ± 0,023	1,018 ± 0,019
2 - 16	Т	0,986 ± 0,008	0,971 ± 0,010
	В	1,003 ± 0,011	0,984 ± 0,010
2 - 19	Т	0,991 ± 0,016	0,978 ± 0,014
	В	1,014 ± 0,010	0,995 ± 0,010

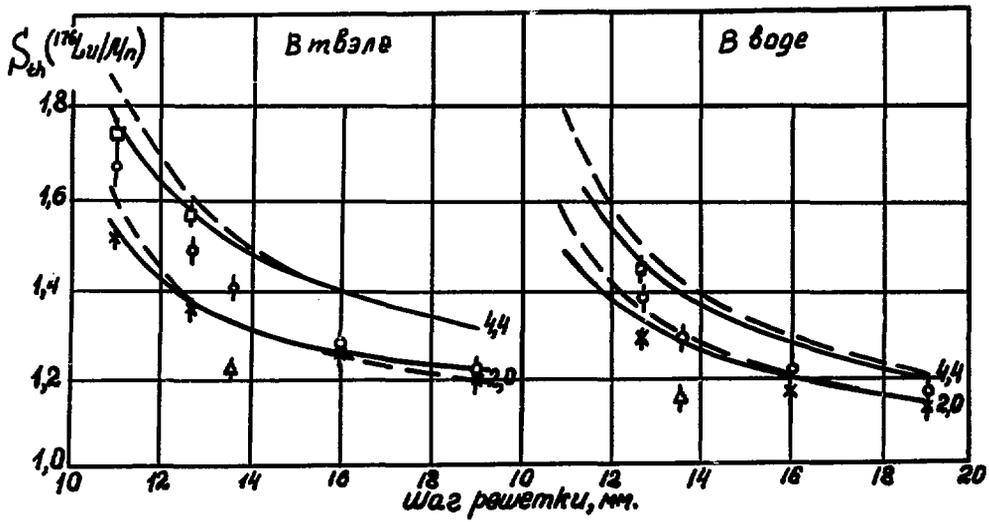


Рис. 1. Зависимость  $S^{th} ({}^{175}\text{Lu}/\text{Mn})$  от шага решетки: — — расчет по программе ЯМКА; — — по программе POP, числа у кривых — обогащение топлива, %; значки — экспериментальные точки, обогащение топлива 4,4 (□), 3,5 (○), 2 (×) и 0,7% (△).

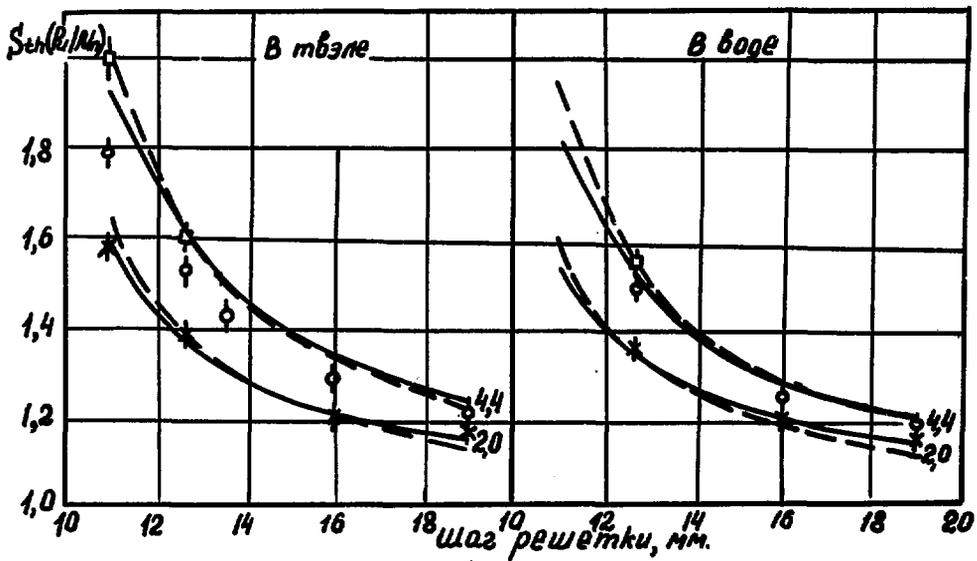


Рис. 2. Зависимость  $S^{th} (\text{Pu}/\text{Mn})$  от шага решетки. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Из сравнения значений  $S_{Eu}^{th}$ , приведенных в табл. 8, следует, что резонансный интеграл европия мал.

Данные разных авторов по энергетической зависимости сечения активации европия-151 в тепловой области энергий также различны. В работе [10] приводятся две зависимости  $\sigma_a(E)$ , рассчитанные с постоянной и зависимой от энергии изомерной долей активации  $\alpha_0 = \sigma_{акт}(E) / \sigma_{погл}(E)$ . В настоящей работе использованы сечения, полученные при  $\alpha_0 \neq Const$  [3]. Возможно, если использовать данные Кейша, полученные с  $\alpha_0 = 0,36$ , согласие расчета с экспериментом будет лучше. Однако в работе [12] для измерений в гомогенных растворах бора и европия согласие с расчетом лучше при  $\alpha_0 \neq const$ . Данные по сечению активации европия настолько противоречивы, что даже при  $\alpha_0 \neq const$  значения  $\alpha_0$  для первых четырех резонансов, приведенные в работах [12] и [13], различаются в полтора раза. Это приводит к тому, что трудно делать выводы о спектре нейтронов по спектральному индексу европия.

Характер изменения определенных экспериментально и рассчитанных по программам ЯМКА и THERMOS значений тепловых спектральных индексов европия от шага решетки одинаковый. Они уменьшаются с увеличением шага в плотных решетках, т.е. имеется минимум, причем  $S_{Eu}^{th}$  в воде становится больше, чем в твэле. Такое изменение спектрального индекса объясняется отрицательным резонансом в сечении активации европия. Программа POP предсказывает рост спектрального индекса европия с увеличением шага решетки и обогащения топлива.

#### IV. ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поток нейтронов в надтепловой области энергий был представлен в виде  $C/E^\alpha$ , так как он спадает медленнее, чем  $1/E$ -зависимость. Параметры  $C$  и  $\alpha$  определены методом наименьших квадратов. Для этого значениям  $\varphi_n$  ставились в соответствие следующие энергии:

Группа	$E$ , эВ
1 . . . . .	1,456
2 . . . . .	4,906
3 . . . . .	34
4 . . . . .	404

В первой и второй группах – энергии основных резонансов индия и золота, в третьей группе – средняя энергия интервала 8 – 60 эВ, где расположены основные резонансы лотечия-175, и в четвертой – средневзвешенное значение энергии для резонансов марганца [14].

Таблица 9

Параметры спектра  $\sigma = C_1/E^\alpha$

Решетка, место измерения	Без нормировки		С нормировкой	
	$C_1$	$\alpha$	$C_1'$	$\alpha'$
4,4 - 11 Т	0,4874±0,0078	0,908 ± 0,015	46,81±0,56	0,873 ± 0,011
4,4 - 12,7 Т	0,2823±0,0037	0,929 ± 0,012	27,77±0,25	0,896 ± 0,009
В	0,2344±0,0031	0,923 ± 0,013	22,18±0,20	0,885 ± 0,009
3,5 - 11 Т	0,3557±0,0043	0,891 ± 0,012	34,14±0,24	0,862 ± 0,007
3,5 - 12,7 Т	0,2065±0,0025	0,901 ± 0,011	19,86±0,15	0,867 ± 0,007
В	0,1860±0,0014	0,895 ± 0,007	17,86±0,10	0,861 ± 0,004
3,5 - 13,6 Т	0,1494±0,0028	0,888 ± 0,019	14,32±0,20	0,853 ± 0,014
В	0,1345±0,0027	0,897 ± 0,020	12,90±0,19	0,861 ± 0,015
3,5 - 13,6 Т	0,0973±0,0019	0,889 ± 0,018	9,36±0,12	0,855 ± 0,013
В	0,0910±0,0016	0,902 ± 0,018	8,73±0,11	0,867 ± 0,013
3,5 - 19 Т	0,0715±0,0013	0,900 ± 0,018	6,86±0,09	0,865 ± 0,013
В	0,0614±0,0010	0,894 ± 0,016	5,34±0,06	0,863 ± 0,011
2 - 11 Т	0,2623±0,0039	0,916 ± 0,015	24,60±0,27	0,868 ± 0,011
2 - 12,7 Т	0,1471±0,0019	0,925 ± 0,013	14,11±0,13	0,890 ± 0,009
В	0,1300±0,0023	0,918 ± 0,017	12,47±0,16	0,882 ± 0,013
2 - 16 Т	0,0751±0,0018	0,910 ± 0,023	7,19±0,14	0,873 ± 0,019
В	0,0638±0,0013	0,912 ± 0,020	6,14±0,08	0,876 ± 0,013
2 - 19 Т	0,0525±0,0008	0,921 ± 0,016	5,06±0,06	0,886 ± 0,011
В	0,0466±0,0007	0,928 ± 0,014	4,48±0,04	0,894 ± 0,009
0,7 - 13,6 Т	0,0527±0,0007	0,902 ± 0,012	5,07±0,06	0,868 ± 0,011
В	0,0408±0,0010	0,875 ± 0,023	4,02±0,08	0,849 ± 0,020
	Среднее	0,9067±0,0039		0,8715±0,0030

Решалась избыточная система уравнений [15]

$$\ln \varphi_n = \ln C_1 + (1-\alpha) \ln E,$$

где  $C_1 = C/A_{\text{th}}$ .

Вес  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  принимался в четыре раза больше, чем вес  $\varphi_3$  и  $\varphi_4$ , так как погрешности последних примерно в два раза больше. Полученные значения  $C_1$  и  $\alpha$  приведены в табл. 9. Там же приведены значения  $C_1'$  и  $\alpha'$ , полученные после нормировки  $\varphi_n$  на соответствующие значения  $\varphi_n$  для воды (см. выше). Такая нормировка позволяет учесть систематические погрешности и неопределенность исходных данных.

Как видно из табл. 9, степень  $\alpha$  в пределах погрешности единичного измерения  $\pm 1,8\%$  можно считать постоянной. Отношения  $\varphi_2/\varphi_1$ ;  $\varphi_3/\varphi_1$  и  $\varphi_4/\varphi_1$  также постоянны в пределах погрешности единичного измерения. По-видимому, изменение формы спектра нейтронов в исследованных решетках незначительно (не более 10% в эпитепловой области). Изменения тепловых и надтепловых параметров спектра имеют также общий характер (см. рис. 1-4).

На рис. 5 приведена зависимость  $C_1$  от теплового спектрального индекса лютеция-176, характеризующего жесткость спектра нейтронов. Прямые линии получены методом наименьших квадратов по экспериментальным точкам:

$$\begin{aligned} \text{в воде } C_1(\text{H}_2\text{O}) &= -(0,657 \pm 0,028) + (0,618 \pm 0,022) S^{\text{th}}(^{176}\text{Lu/Mn}) \\ \text{в твэле } C_1(\text{твэл}) &= -(0,697 \pm 0,069) + (0,624 \pm 0,050) S^{\text{th}}(^{176}\text{Lu/Mn}) \end{aligned}$$

Значение  $C_1$  в твэле для решетки 4,4-11 выпало из общей зависимости. По-видимому, в плотных решетках с большим обогащением топлива линейность нарушается. Так как не может быть  $C_1 < 0$ , линейность должна нарушаться и в очень теплых спектрах нейтронов. Как показал подробный анализ данных, включая расчетные зависимости  $\varphi$  от теплового спектрального индекса лютеция, общая зависимость более сложна, по крайней мере, имеет вид параболы третьей степени.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенного анализа спектров нейтронов в решетках ВВЭР можно сделать следующие выводы:

1. В тепловой области энергий спектры нейтронов, рассчитанные по программам ЯМКА и THERMOS, близки между собой и к истинным, устанавливающимся в решетках ВВЭР. Программа POP предсказывает более жесткие спектры.

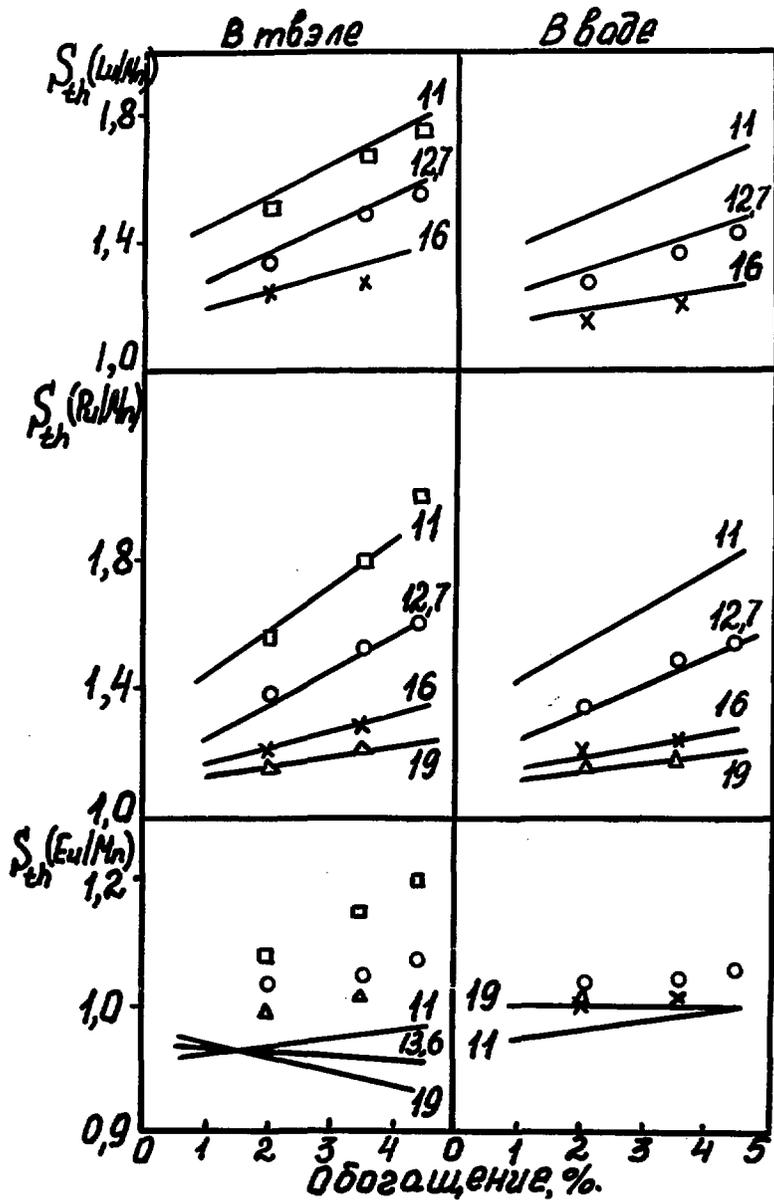


Рис. 3. Зависимость тепловых спектральных индексов от обогащения топлива; — — расчет по программе ЯМКА; значки — экспериментальные значения, шаг решетки 11 (□), 12,7 (○), 16 мм (×). Числа у кривых — шаг решетки, мм.

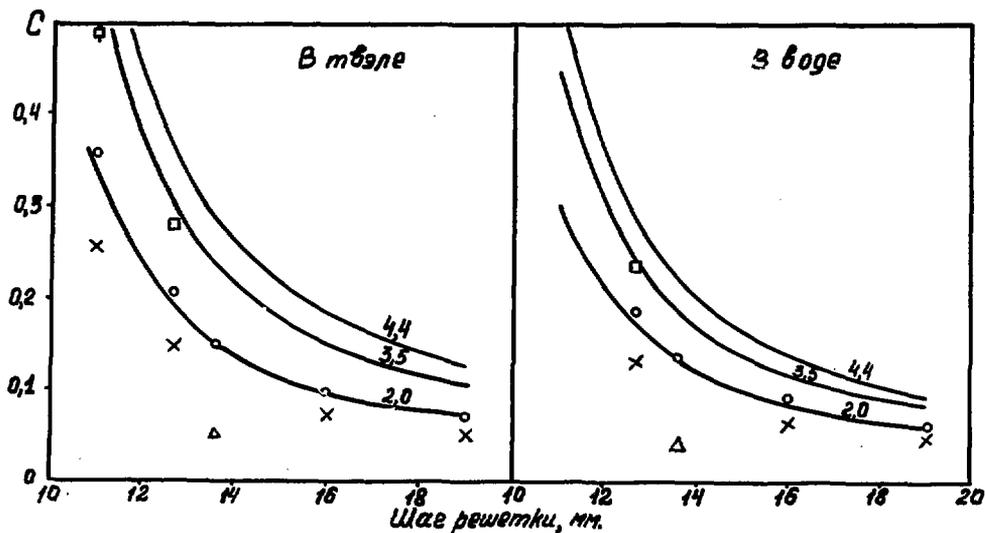


Рис. 4. Зависимость параметра  $C_{70}$  от шага решетки; значки - экспериментальные точки, обозначения те же, что и на рис. 1; — - расчетные зависимости (ЯМКА), числа у кривых - обогащение топлива, %.

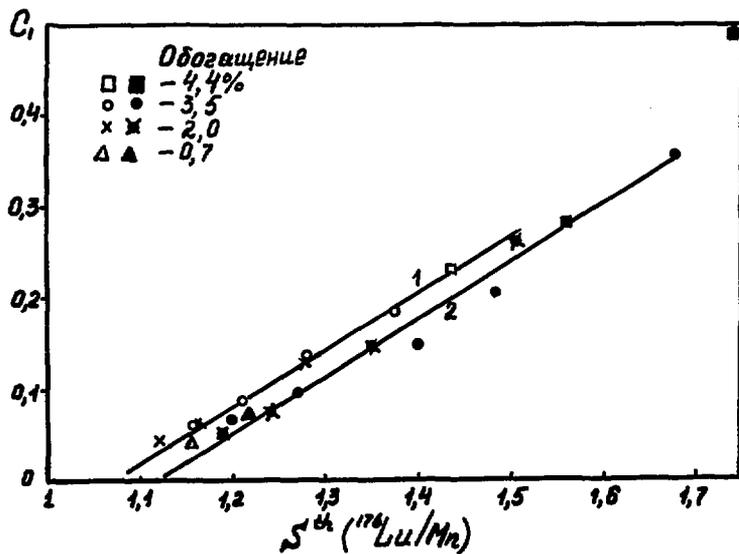


Рис. 5. Зависимость  $C_7$  от теплового спектрального индекса лютеция: значки - экспериментальные данные (светлые - в воде; черные - в твэле); 1 - зависимость  $C_7(H_2O) = -0,657 + 0,618 \times S^{th} (^{176}Lu/Mn)$ ; 2 - зависимость  $C_7(твэл) = -0,697 + 0,624 S^{th} (^{176}Lu/Mn)$ .

2. В надтепловой области энергий поток нейтронов имеет вид  $\Phi = C/E^{0,872}$ , причем в исследованных решетках ВВЭР параметр  $C$  линейно зависит от теплового спектрального индекса лютеция-176, характеризующего жесткость спектра. В работе [16] также отмечается, что поток нейтронов для тяжеловодного реактора спадает медленнее, чем  $1/E$ -зависимость.

3. Предлагаемый метод анализа энергетического спектра нейтронов с разделением на тепловую и надтепловую части:

- довольно прост;
- имеет большую экспрессность, что особенно важно при обработке большого объема данных;
- не вносит погрешности из-за неопределенности граничной энергии кадмия;
- использует относительные измерения и относительные данные по сечениям активации, что повышает точность результатов.

4. Данные по сечению активации европия-151 нуждаются в уточнении.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аборина И.Н., Лунин Г.Л. Измерение спектральных индексов в однородных водо-водяных решетках.—Препринт ИАЭ-2456, М., 1974.
2. Damle P.P., Fabry A., Van den Broeck H. An Evaluation of Nuclear Data for some Activation Detectors Useful in Thermal and Epithermal Spectral Indices Measurements, ВLG-421, 1967.
3. Аборина И.Н., Лунин Г.Л. Расчеты спектральных индексов в уран-водных решетках с твэлами ВВЭР. Сравнение с экспериментом.—Препринт ИАЭ-2480, М., 1974.
4. Фаддеев Д.К., Фаддеева В.Н. Вычислительные методы линейной алгебры. Изд. 2-е, М.—Л., Физматгиз, 1963.
5. Аборина И.Н., Лунин Г.Л., Комиссаров Л.В. Экспериментальное исследование некоторых нейтроннофизических параметров решеток типа ВВЭР.—Препринт ИАЭ-2212, М., 1972.
6. Бекуртц К., Виртц К. Нейтронная физика. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1968.
7. Аборина И.Н., Комиссаров Л.В., Лунин Г.Л. Подкритическая сборка малого размера для измерения нейтронно-физических параметров решеток реактора типа ВВЭР. — Препринт ИАЭ-2189, М., 1972.
8. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы. М., Атомиздат, 1963.
9. Воули Дж. Интегральные измерения и расчеты спектров тепловых нейтронов в уран-водных решетках.— В сб. "Спектры медленных нейтронов". Пер. с англ. М., Атомиздат, 1971, с. 408.
10. Orestano F.V., Pistella F. An Evaluation of the Activation Cross Section of  $^{151}\text{Eu}$ . — Nucl. Sci. Engng., 1969, v. 37, p. 478.
11. Keisch B. Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 769.
12. Gibello A., Orestano F.V., Pistella F., Santandrea E. Evaluation of Neutron Spectral Effects in Systems with Thermal Resonance Absorbers by Applying a Correlation Method of Measured Spectral Indexes. — Nucl. Sci. Engng, 1970, v. 40, p. 51.
13. Wood R.E. Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 453.
14. Ryves T.B. The Construction and Calibration of a Standard Thermal Neutron Flux Facility. — J. Instrum. Nucl. Eng., 1972, v. 13, No3, p. 74.
15. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. М., Физматгиз, 1958.
16. Spencer J.D., Baumann N.P. A Resonance Spectrum Irradiation Assembly for Evaluation of  $^{252}\text{Cf}$  production Cross Section. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, v. 14, No1, p.380.



Технический редактор Е. Д. Маркова

Т-02767. 28. 02. 75 г.      Формат 60 x 90/8  
Уч.-изд. л. 1,52.      Тираж 200.      Заказ 335  
Цена 15 коп.      ОНТИ. ИАЭ

15 коп.