

14. Н. Goldstein, J. Wilkins. Calculation of Penetration of Gamma-Rays. NDA Report NYO-3015, 1954.
15. Краткий справочник инженера-физика. М., Госатомиздат, 1961.
16. Б. Прайс, К. Хортон, К. Спинни. Защита от ядерных излучений. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
17. Д. Л. Бродер, Ю. П. Каюрин, А. А. Куззов. «Атомная энергия», 12, 30 (1962).
18. Д. Л. Бродер, Ю. П. Каюрин, А. А. Куззов. «Атомная энергия», 13, 593 (1962).
19. А. В. Комин, К. К. Попков, Ю. Б. Слезин. «Судостроение», № 2, 65 (1959).



УДК 921.039.53

Измерение распределения плотности тепловых нейтронов по радиусу втулочных тепловыделяющих элементов

В. Ф. Белкин, Б. П. Кочуров, О. В. Шведов

Работа посвящена экспериментальному изучению распределения плотности тепловых нейтронов по радиусу втулочных твэлов из природного урана и органического теплоносителя моноизопропилдифенила. Методом активации измерено распределение плотности тепловых нейтронов для 23 вариантов твэлов. Для этих же твэлов получены расчетные распределения плотности нейтронов путем решения односкоростного кинетического уравнения на электронной вычислительной машине. Экспериментальные и расчетные результаты приведены в виде графиков распределения плотности нейтронов, коэффициентов экранировки и скачков плотности нейтронов на наружном слое теплоносителя.

Введение

Стремление повышать температуру теплоносителя без существенного увеличения давления для создания рентабельных энергетических реакторов привело к использованию в качестве теплоносителя органических жидкостей с высокой температурой кипения.

Теплотехнические и конструктивные требования, предъявляемые к системам с природным ураном (в качестве делящегося материала) и органическим теплоносителем, приводят к созданию многослойных твэлов, к которым не применимы методы расчета, разработанные для более простых типов твэлов [1, 2]. Это приводит к необходимости использовать более сложные методы расчета, нуждающиеся в экспериментальном подтверждении.

Экспериментальное оборудование

Распределение плотности тепловых нейтронов измерялось в макетах твэлов (в кассетах) длиной 75 см. Кассета состояла из следующих

элементов (рис. 1). Втулка из естественного металлического урана 1 (плотностью $18,7 \text{ г/см}^3$) с наружной и внутренней стороны имела алюминиевые оболочки 2, 3. В центре кассеты помещался магниевый вытеснитель 4. Внутренний слой органического теплоносителя моноизопропилдифенила 5 (плотностью $0,986 \text{ г/см}^3$) заливался между наружной поверхностью магниевового вытеснителя и внутренней оболочкой урановой втулки. Наружный слой моноизопропилдифенила 6 заливался между наружной оболочкой урановой втулки и экранной авиалева трубой 7. Между наружной авиалева оболочкой кассеты 8 и экранной авиалева трубой имелся воздушный зазор 9. (В некоторых опытах моноизопропилдифенил заменялся водой.) Все кассеты имели одинаковые размеры: внутренний диаметр урановых втулок 30 мм, воздушный зазор 3 мм, толщина наружной авиалева оболочки 2 мм и толщина экранных авиалева труб и оболочек урановых втулок 1 мм.

Отличались кассеты следующими размерами: наружным диаметром урановых втулок, диаметром магниевового вытеснителя и соответственно толщиной внутреннего слоя моноизопропилдифенила, толщиной наружного слоя моноизопропилдифенила.

Каждой кассете давалось условное обозначение, в котором указывались: наружный диаметр урановой втулки, толщина наружного слоя моноизопропилдифенила и диаметр магниевового вытеснителя. Например, кассета 54-1,5-20 имела наружный диаметр урановой втулки 54 мм, толщину наружного слоя моноизопропилдифенила 1,5 мм и диаметр магниевового вытеснителя 20 мм.

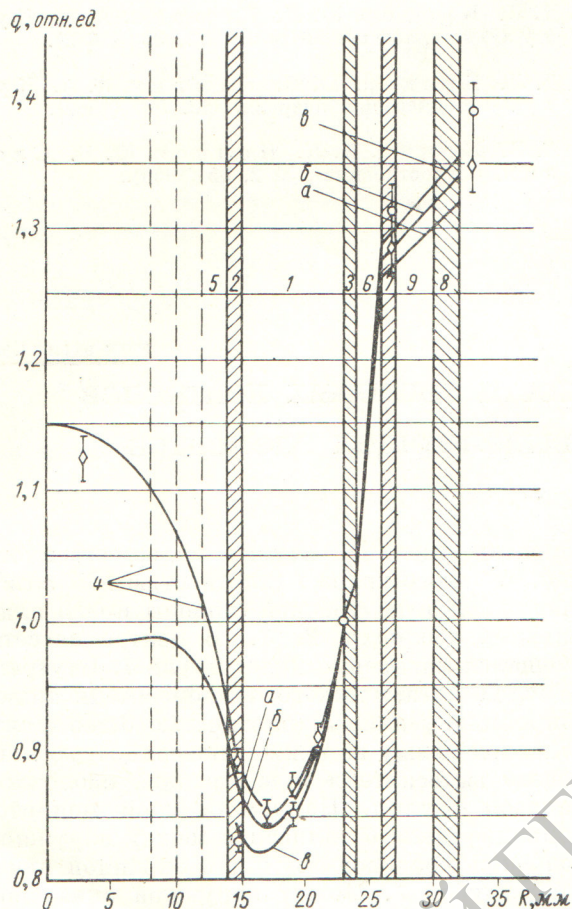


Рис. 1. Распределение плотности тепловых нейтронов q по радиусу кассет R (кривые — расчет; точки — эксперимент):

a — для кассеты 46-2-М; b — для кассеты 46-2-16; c — для кассеты 46-2-В; $\diamond, \circ$ — экспериментальные значения для кассет 46-2-М и 46-2-В соответственно.

вого вытеснителя 20 мм. Если же вытеснитель отсутствовал, то в зависимости от заполнения внутренней полости последняя цифра заменялась буквой В (воздух) или М (моноизопротилдифенил).

Распределение плотности нейтронов измерялось детекторами диаметром 4,2 и толщиной 0,4 мм, состоящими из смеси органического стекла и окиси диспрозия (плотностью $\sim 3 \text{ г/см}^3$). Для размещения детекторов в урановых втулках фрезеровались пазы, в которые во время эксперимента вставлялись урановые призмы с детекторами. Прорези в призмах, не занятые детекторами, заполнялись урановыми пластинами. Остальные детекторы располагались в углублениях алюминиевых обо-

лочек и труб, а также в пазах магниевого вытеснителя. Расстановка детекторов видна из расположения экспериментальных точек на рис. 1—3.

Активность детекторов измерялась на автоматической восьмиканальной счетной установке. Кассеты облучались в канале А—О тяжеловодного реактора [3] в потоке $10^9 \text{ нейтр/см}^2 \times \text{сек}$. Между наружной авиалаевой оболочкой кассеты и тяжелой водой имелся воздушный зазор, так как внутренний диаметр канала

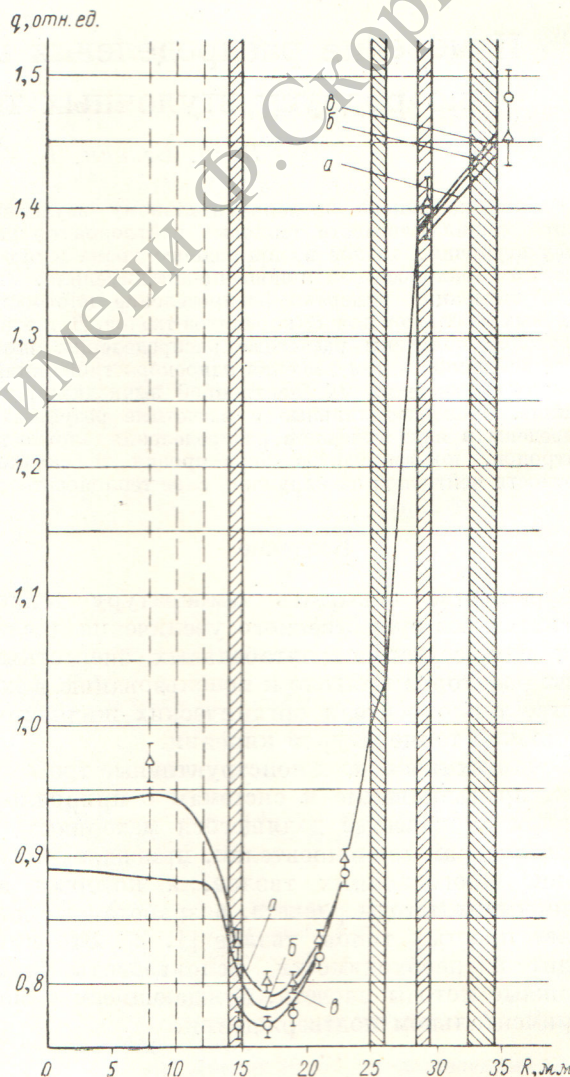


Рис. 2. Распределение плотности тепловых нейтронов по радиусу кассет (кривые — расчет; точки — эксперимент):

a — для кассеты 50-2,5-16; b — для кассеты 50-2,5-24; c — для кассеты 50-2,5-В; $\triangle, \circ$ — экспериментальные значения для кассет 50-2,5-16 и 50-2,5-В соответственно.

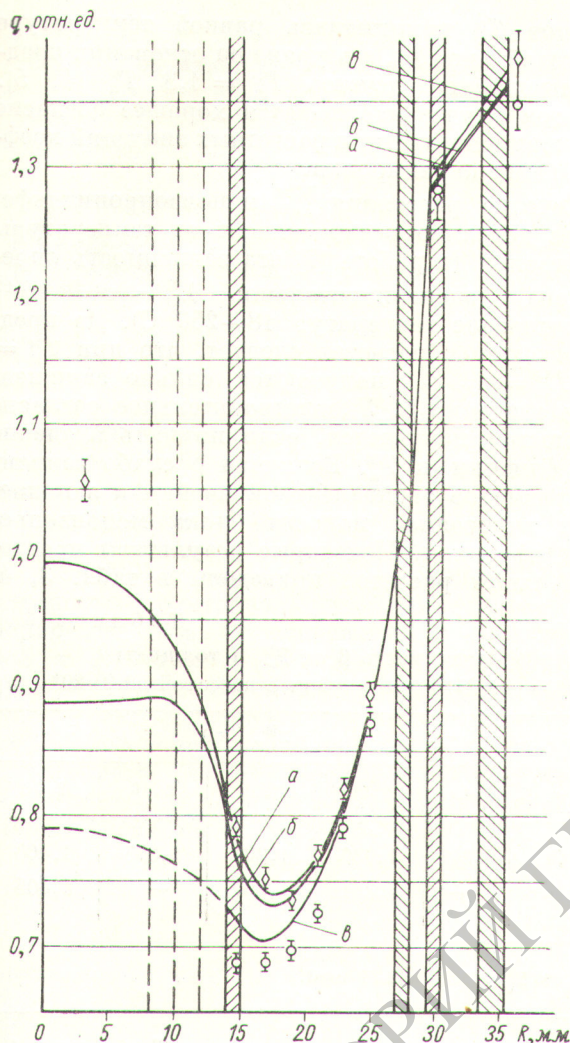


Рис. 3. Распределение плотности тепловых нейтронов по радиусу кассет (кривые — расчет; точки — эксперимент):

a — для кассеты 54-1,5-М; *b* — для кассеты 54-1,5-16; *c* — для кассеты 54-1,5-В; $\circ$, $\triangle$ — экспериментальные значения для кассет 54-1,5-М и 54-1,5-В соответственно.

А—О был равен ~ 400 мм. Положение детекторов во время активации приблизительно совпадало с центром активной зоны реактора. Кадмиевое отношение для диспрозия было не менее 100, так что детекторы регистрировали только тепловые нейтроны. Температура замедлителя составляла 293° К.

Результаты экспериментов

На рис. 1—3 приведены типичные распределения плотности тепловых нейтронов по радиусу кассет, полученные экспериментально и

при решении кинетического уравнения на вычислительной машине. Кассеты, распределение плотности нейтронов для которых представлено на одном рисунке, отличались только размером внутреннего слоя моноизопропилдифенила. При этом в некоторых вариантах магнелий вытеснитель отсутствовал и внутренняя полость урановой втулки заполнялась моноизопропилдифенилом или воздухом.

Таблица 1

Коэффициенты экранировки

Тип кассеты	Q^*		
	эксперимент	расчет	по данным работы [1, 2]
54-1,5-В	1,279	1,261	1,271
54-1,5-24	1,251	1,248	—
54-1,5-20	1,239	1,242	—
54-1,5-16	1,227	1,238	—
54-1,5-М	1,218	1,231	—
50-2,5-В	1,199	1,197	1,216
50-2,5-24	1,187	1,188	—
50-2,5-20	1,176	1,183	—
50-2,5-16	1,166	1,179	—
50-2,5-М	1,162	—	—
46-2,0-В	1,135	1,147	1,164
46-2,0-24	1,130	1,137	—
46-2,0-20	1,125	1,134	—
46-2,0-16	1,120	1,131	—
46-2,0-М	1,113	1,119	—

В табл. 1 приведены значения коэффициентов экранировки Q^* , полученные различными способами: 1) обработкой экспериментальных результатов настоящей работы; 2) обработкой результатов численного решения кинетического уравнения; 3) на основании данных работ [1—2].

В табл. 2 приведены скачки плотности нейтронов β , определенные как отношения плотности нейтронов на внешней поверхности наружного слоя моноизопропилдифенила или воды к плотности нейтронов на поверхности урановой втулки. Так как по условиям эксперимента на внешней поверхности наружного слоя моноизопропилдифенила детекторы не могли быть установлены, то для определения β в экспериментальные значения вносились поправки в

$$R_H \int_{R_B} q(r) r dr$$

$$* \text{ Значение } Q^{-1} = \frac{R_H}{q(R_H) \int_{R_B} r dr}, \text{ где } R_H, R_B — \text{ на-}$$

ружный и внутренний радиусы урановой втулки.

Таблица 2

 Скачок плотности нейтронов β на наружных слоях моноизопропилдифенила и воды

Тип кассеты	β		Толщина слоя, мм
	эксперимент	расчет	
54-1,5-B	1,270	1,288	$1,45 \pm 0,05$
54-1,5-24	1,292	1,284	$1,45 \pm 0,05$
54-1,5-20	1,284	1,282	$1,45 \pm 0,05$
54-1,5-16	1,262	1,280	$1,45 \pm 0,05$
54-1,5-M	1,268	1,276	$1,45 \pm 0,05$
50-1,5-B	1,300	—	$1,55 \pm 0,05$
50-1,5-24	1,275	1,272	$1,55 \pm 0,05$
50-2,5-B	1,391	1,383	$2,55 \pm 0,10$
50-2,5-24	1,411	1,378	$2,55 \pm 0,10$
50-2,5-20	1,402	1,375	$2,55 \pm 0,10$
50-2,5-16	1,398	1,372	$2,55 \pm 0,10$
50-3,5-B	1,470	—	$3,50 \pm 0,10$
50-3,5-24	1,464	1,483	$3,50 \pm 0,10$
50-3,5-M	1,473	—	$3,50 \pm 0,10$
50-3,5-B*	1,527	—	$3,50 \pm 0,10$
50-3,5-M*	1,535	—	$3,50 \pm 0,10$
46-2-B	1,306	1,288	$2,00 \pm 0,10$
46-2-24	1,305	1,283	$2,00 \pm 0,10$
46-2-20	1,282	1,279	$2,00 \pm 0,10$
46-2-16	1,290	1,277	$2,00 \pm 0,10$
46-2-M	1,280	1,262	$2,00 \pm 0,10$
46-2-B*	1,349	—	$2,00 \pm 0,10$
46-2-M*	1,294	—	$2,00 \pm 0,10$

* Наружный слой моноизопропилдифенила заменен водой.

соответствии с ходом плотности нейтронов, полученным при решении кинетического уравнения. Ошибки в измерении распределений и скачков плотности нейтронов с учетом неточности постановки детекторов составляли 1—1,5%.

Расчетные распределения плотности нейтронов получали при решении односкоростного кинетического уравнения для многозонной ячейки Вигнера — Зейтца. Расчет проводился по программе, составленной Ф. М. Филлер и Т. Д. Богдановой. Из предварительных расчетов определяли размеры эквивалентных ячеек для каждой кассеты из условия, чтобы распределение нейтронов во внутреннем слое моноизопропилдифенила было близким к экспериментальному. При этом источники тепловых нейтронов в моноизопропилдифениле задавались в 4,77 раза большими, чем в D_2O .

Предполагалось, что нейтроны имеют максвелловское распределение, средняя эффективная температура T_n которого может зависеть от координат. В замедлителе температура ней-

тронов T_n^M принималась равной температуре тяжелой воды T_n^0 , а в уране на основании предварительных расчетов $T_n^U = 1,3 T_n^0$ [4, 5]. В этом случае наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений коэффициента экранировки.

Сечение рассеяния Σ_{tr}^M моноизопропилдифенила довольно резко зависит от температуры нейтронов (в работе [7] эта зависимость определена экспериментально: $\lambda_{tr}^M \sim v^{1,58 \pm 0,12}$ в интервале температур 18—250° С). Из предварительных расчетов следует, что при $T_n^M = T_n^U = 1,3 T_n^0$ получаются сильно заниженные значения β . Удовлетворительное согласие с опытом получается, если принять значение T_n^M близким к T_n^0 . Величина β слабо зависит от размеров эквивалентной ячейки и заполнения внутренней полости блока моноизопропилдифенилом. Некоторые результаты предварительных расчетов приведены в табл. 3, 4.

Таблица 3

 Зависимость β от Σ_{tr}^M и толщины t слоя D_2O для ячейки с кассетой 50-25-20*

$t, \text{см}$	$\Sigma_{tr}^M, \text{см}^{-1}$				
	1,81	2,00	2,20	2,26	2,50
5	1,311	1,336	1,361	1,375	1,400
6	—	1,341	1,367	—	1,405

 * $\Sigma_{tr}^M (293^\circ K) = 2,32 \text{ см}^{-1}$.

Таблица 4

 Зависимость Q и β от T_n^U для ячейки с кассетой 50-2,5-B

Q			β		
$T_n^U = T_n^0$	$T_n^U = 1,3 T_n^0$	Эксперимент	$T_n^U = T_n^0$	$T_n^U = 1,3 T_n^0$	Эксперимент
1,230	1,197	1,199	1,424	1,383	1,391

Для определения влияния слоя алюминия между ураном и наружным слоем теплоносителя было проведено несколько расчетов для случаев, когда слой моноизопропилдифенила вплотную прилегал к урану и когда алюминий заменялся воздушным зазором. Как видно из табл. 5, в первом случае β несколько возрастает, а во втором уменьшается.

Таблица 5
 Влияние слоя алюминия на β

Расчет	Кассета		
	46-2-В	50-2,5-В	54-2,5-В
С алюминием	1,288	1,383	1,290
Без алюминия	1,301	1,401	1,306
Воздушный зазор	1,276	—	—

Отметим, что в случае полых втулок наблюдается некоторое увеличение расчетной плотности нейтронов к центру кассеты. Например, расчет ячейки с кассетой 54-1,5-В, в которой вместо пустоты внутри урановой втулки помещалось вещество с весьма малым сечением ($\Sigma = 0,0025$), показал, что около оси кассеты плотность нейтронов увеличивается примерно на 12% по сравнению с минимальной плотностью нейтронов (см. пунктирную кривую на рис. 3). Можно предположить, что этот эффект обусловлен анизотропией углового распределения нейтронов [8].

Для кассет без теплоносителя внутри урановой втулки коэффициент экранировки Q определяется также по формуле [1, 2]

$$Q = 1 + \frac{\Sigma_a}{\Sigma} A \left[1 + \alpha \frac{\Sigma_s}{\Sigma} + \gamma \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma} \right)^2 \right].$$

Здесь A , α , γ — табулированные функции от $\frac{2V^U}{S_{\text{нар}}^U} \Sigma^U$.

Расчеты проводились при следующих сечениях (см^{-1}):

$$\begin{aligned} \Sigma_s^U &= 0,392; & \Sigma_a^U &= 0,275; \\ \Sigma_s^{Al} &= 0,0842; & \Sigma_a^{Al} &= 0,0108; \\ \Sigma_s^{Mg} &= 0,1546; & \Sigma_a^{Mg} &= 0,0021; \\ \Sigma_s^M &= 2,26; & \Sigma_a^M &= 0,011; \\ \Sigma_s^{D_2O} &= 0,397; & \Sigma_a^{D_2O} &= 0,001. \end{aligned}$$

При этом сечения поглощения брались усредненными по спектру Максвелла

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\int \sigma_a(x) x e^{-x} dx}{\int x e^{-x} dx},$$

где $x = E/kT_n$.

Отметим, что в измерениях (см., например, [6]) так же, как и в расчетах с принятым усреднением, определяется распределение плотности нейтронов, т. е. величины $\int n(E) dE$. Поэтому при использовании полученных результатов для расчета коэффициента использования тепловых нейтронов следует брать сечения поглощения при постоянной температуре, например T_n^U , внося, однако, температурные поправки на отклонение от закона $1/v$.

Для кассет с урановыми втулками внешним диаметром 4,6; 5,0 и 5,4 см толщина слоя тяжелой воды составляла соответственно 5; 5,5 и 6 см. Таким образом проведенные измерения и сравнение их с расчетом показали, что экспериментальное распределение плотности нейтронов в тепловыделяющих элементах тяжеловодных реакторов с органическим теплоносителем находится в согласии с результатами расчета по односкоростной модели $T_n^U = 1,3 T_n^0$, $T_n^M = T_n^0$.

Поступила в Редакцию 14/III 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Галанин. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 125.
2. A. Amouyal, P. Benoist, J. Horowitz. J. Nucl. Energy, 6, 79 (1957).
3. В. В. Гончаров и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Докл. сов. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 243.
4. П. П. Благоволн. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 56.
5. В. И. Мостовой и др. См. [3], 546.
6. R. Deutsch. Nucl. Sci. and Engng, 10, 400 (1961).
7. Л. Н. Юрова и др. «Атомная энергия», 12, 331 (1962).
8. K. Case, F. de Hoffman, G. Placzek. Introduction to the Theory of Neutron Diffusion, I. Los Alamos, 1953.

