

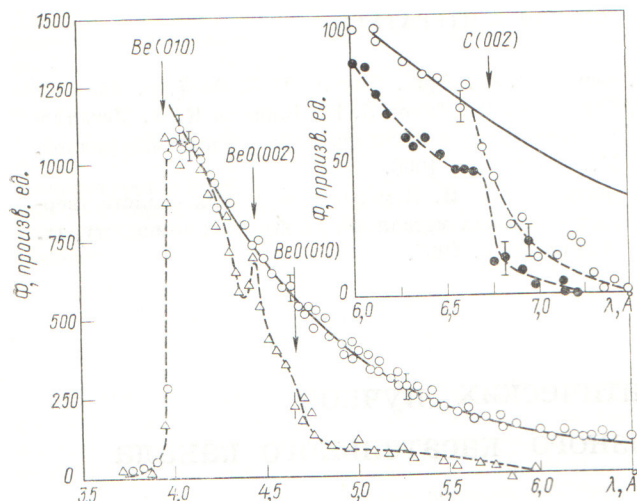


Рис. 2. Спектры нейтронов $\Phi(\lambda)$, выведенных из сквозного касательного канала. Поликристаллический фильтр — бериллий; рассеиватель:

Δ — окись бериллия; ○ — графит ($t = 120$ мм); ● — графит ($t = 25$ мм); — — максвелловское распределение при $T_0 = 320$ К; - - - — эксперимент

Для проверки и подтверждения этих соображений были выполнены специальные измерения на сквозном касательном канале реактора ИВВ-2. На рис. 1, в представлена схема эксперимента по монохроматизации пучка длинноволновых нейтронов и измерению его энергетического спектра. В качестве рассеивателей использовались порошок окиси бериллия (насыпная плотность $\sim 1,4$ г/см³; длина 120 мм; $2d'_{\text{макс}} = 4,68$ Å) и графит (плотность 1,6 г/см³, длина 120 мм и 25 мм, $2d'_{\text{макс}} = 6,76$ Å), а на выходе из канала был установлен поликристаллический бериллиевый фильтр (длина 150 мм, $2d''_{\text{макс}} = 3,96$ Å). Спектры измерялись по обычной методике времени пролета на базе 447 см (условия экспериментов, а также характеристики реактора и касательного канала изложены в работах [1, 2]).

На рис. 2 приведены спектры нейтронов, полученные в этих измерениях. Как видно, в длинноволновой области существует четко выраженный обрыв при $\lambda = 4,68$ и $6,76$ Å для рассеивателя из BeO и из графита разной длины соответственно. Там же показан равновесный спектр тепловых нейтронов в отражателе реактора, рассчитанный для температуры 320 К, который хорошо совпадает с экспериментально измеренным для рассеивателя из графита ($t = 120$ мм) в интервале пороговых длин волн от $\lambda_1 = 6,76$ Å до $\lambda_2 = 3,96$ Å. Примесь нейтронов с $\lambda > \lambda_1$ для окиси бериллия составляет примерно 10% от числа этих нейтронов в равновесном спектре. (Следует отметить, что рассеиватель из графита с $t = 120$ мм выводит практически все тепловые нейтроны из канала [2]). Некоторое отличие спектра для BeO от равновесного в области $3,96$ Å $< \lambda < 4,68$ Å обусловлено тем, что в рассеивателе из окиси бериллия с $t = 120$ мм не для всех длин волн выполняется условие $t/L_{\text{тр}} \sim 5$, необходимое для полного выведения нейтронов с данной длиной волны [1].

При установке в канал рассеивателя из графита примесь нейтронов с $\lambda > \lambda_1$ составляет $\sim 25\%$ при длине 120 мм и $\sim 5\%$ при длине 25 мм ($t \sim L_{\text{тр}}$) от числа этих нейтронов в равновесном спектре. В то же время при уменьшении длины рассеивателя из графита от 120 до 25 мм выход полезных нейтронов с $\lambda < \lambda_1$ уменьшается только примерно в 1,5 раза.

Таким образом, используя специфику геометрии рассеяния нейтронов в сквозном касательном канале, можно получить непосредственно на выходе из канала интенсивный пучок длинноволновых нейтронов с малым разбросом по энергии, что позволяет создавать экспериментальные установки с хорошей разрешающей способностью и большой светосилой.

Поступило в Редакцию 26/XI 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гощицкий Б. Н. и др. «Атомная энергия», 1968, т. 25, вып. 1, с. 21.
2. Гощицкий Б. Н. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 2, с. 91.

УДК 621.039.51

Упрощенное определение числа нейтронов деления

на один поглощенный в уран-водной решетке тепловой нейтрон

БАРТОЛОМЕЙ Г. Г., БАЙБАКОВ В. Д., КЛИМЕНКО А. В., СИДОРЕНКО В. Д.

Одним из основных ядерно-физических параметров тепловых реакторов является число нейтронов деления, образующихся при поглощении одного теплового нейтрона:

$$\eta = \frac{(\overline{\nu_f \Sigma_f})_0^{A3}}{(\overline{\Sigma_a})_0^{A3}} =$$

$$= \frac{E_{\text{гр}} \int_0^{E_{\text{гр}}} \nu_f \sum_{f_0}(E) \Phi_0(\mathbf{r}, E) dV dE}{\sum_i \int_0^{E_{\text{гр}}} \sum_{V_i} \sum_{a_i}(E) \Phi_i(\mathbf{r}, E) dV dE}, \quad (1)$$

где $E_{\text{гр}}$ — граничная энергия тепловой области; V_0 — объем топлива; Φ_0 — поток нейтронов в топливе.

Суммирование в знаменателе ведется по всем компонентам активной зоны. Точное вычисление параметра η представляет собой сложную и трудоемкую задачу.

Однако во многих случаях возникает необходимость отыскания более простых методов расчета η , имеющих достаточную точность и опирающихся на реперные данные, полученные точными расчетами.

В настоящей статье описывается один из таких методов.

Для элементарной ячейки, состоящей из топлива, замедлителя и покрытия твэлов (индексы 0, 1, 2 соответственно) выражение (1) можно привести к виду

$$\eta = \frac{(\overline{v_f} \sum_i \Phi_i)_0}{\sum_{a_0} + \sum_{a_1} \frac{V_1}{V_0} \frac{\overline{\Phi}_1}{\overline{\Phi}_0} + \sum_{a_2} \frac{V_2}{V_0} \frac{\overline{\Phi}_2}{\overline{\Phi}_0}}. \quad (2)$$

Точность вычисления η зависит от точности вычисления средних по зонам потоков тепловых нейтронов $\overline{\Phi}_i$, способа усреднения сечений поглощения $\sum_{a_i}$ и произведения $(\overline{v_f} \sum_i \Phi_i)_0$.

Величина отношения средних потоков, вычисленная по интегральному методу [1], хорошо согласуется с экспериментом. Поэтому точность вычисления η в основном определяется способом усреднения макроскопических сечений.

В методе усреднения сечений, учитывающем эффекты гетерогенности [2], температура нейтронного газа определяется для каждой области отдельно и сечения относятся именно к этой температуре. Считается, что в каждой зоне ячейки нейтроны распределены по спектру Максвелла.

В расчетах использована следующая методика усреднения сечения, основанная на данном методе. Температуру нейтронного газа в замедлителе $T_{н.г.}$ можно определить из выражения

$$T_{н.г.} = T_1 \left[1 + \frac{9,4}{\gamma_1} \Phi_1 \right], \quad (3)$$

где T_1 — температура замедлителя; γ_1 — плотность воды при температуре T_1 , отнесенная к плотности воды при $T = 293,6$ К;

$$\Phi_1 = \frac{1}{3,07} \left[\sum_{a_1} + \sum_{a_2} \frac{V_2}{V_1} \frac{\overline{\Phi}_2}{\overline{\Phi}_1} + \sum_{a_0} \frac{V_0}{V_1} \frac{\overline{\Phi}_0}{\overline{\Phi}_1} \right] \quad (4)$$

— фактор жесткости спектра; 3,07 — численное значение параметра, характеризующего величину среднего значения энергии обмена при столкновении нейтронов с сечением, отклоняющимся от закона $1/v$, кроме ^{235}U ;

$$\sum_{a_i}^{2200} = \sum_{a_i}^{2200} \frac{1}{v}; \quad (5)$$

$\sum_{a_i}^{2200}$ — сечение поглощения в i -й зоне, кроме топлива (UO_2), при табличной скорости нейтронов $v_T = 2200$ м/с;

$$\sum_{a_0}^{2200} = \sum_{a_5}^{2200} g_a^5 + \sum_{a_8}^{2200} + \sum_{a_{02}}^{2200}, \quad (6)$$

где g_a^5 — коэффициент, учитывающий отклонение от закона $1/v$ в сечении поглощения для ^{235}U , взятый при средней скорости нейтронного газа в топливе $\overline{v}_0$ [2] (предполагаем, что в системе отсутствуют поглотители с сечением, отклоняющимся от закона $1/v$, кроме ^{235}U); $\overline{v}_i = \overline{v}_i/v_T$ — средняя скорость нейтронного газа в i -й зоне, отнесенная к табличной скорости, $v_T = 2200$ м/с; $\overline{\Phi}_i$ — средний поток нейтронов в i -й зоне.

Скорость нейтронного газа в замедлителе, отнесенная к скорости $v_T = 2200$ м/с:

$$\overline{v}_1 = 1,128 \sqrt{\frac{T_{н.г.}}{293,6}}. \quad (7)$$

Величина $(\overline{v}_0 - \overline{v}_1)$, учитывающая ужесточение спектра нейтронов в топливе, определялась по формулам [2]

$$(\overline{v}_0 - \overline{v}_1) = 0,3\beta; \quad (8)$$

$$\beta = \frac{d_0 \sum_{a_0} (1 - P_c)}{\left(1 - \frac{\sum_{s_0} P_c}{\sum_{s_0}}\right)}, \quad (9)$$

где d_0 — диаметр топливного блока, см; $\sum_{a_0} = \sum_{a_0} + \sum_{s_0}$ — полное сечение взаимодействия в зоне «0», см⁻¹; P_c — вероятность того, что нейтрон, рожденный в топливе, испытывает в нем свое первое столкновение.

Для расчета P_c использовалась формула [3]

$$P_c = \frac{2d_0 \sum_{a_0}}{2 + d_0 \sum_{a_0}} - \frac{d_0 \sum_{s_0}}{3 + d \sum_{s_0}}. \quad (10)$$

Величина $\overline{v}_2$ определяется как среднееарифметическое из значений скорости нейтронов в топливе $\overline{v}_0$ и замедлителе $\overline{v}_1$.

Метод — итеративный. В первом приближении принимаем

$$\frac{\overline{\Phi}_2}{\overline{\Phi}_1} = \frac{\overline{\Phi}_0}{\overline{\Phi}_1} = 1; \quad \overline{v}_1 = 1,128 \sqrt{\frac{T_1}{293,6}};$$

$$g_a^5 = g_a^5(kT_1).$$

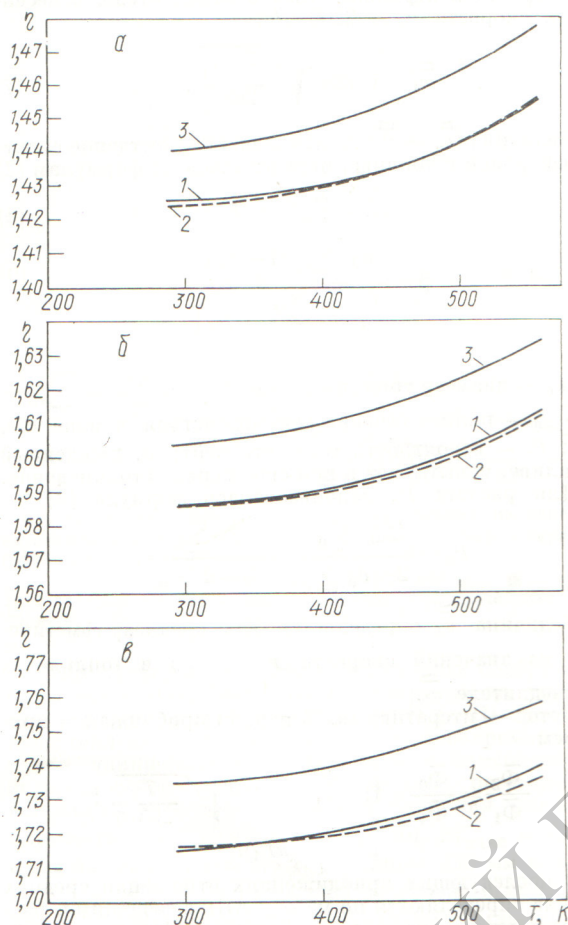
В последующих приближениях отношения средних потоков определяются по методу АБГ с сечениями, рассчитанными по формуле (5). Расчет повторяется до тех пор, пока $(m+1)$ -приближение для $\overline{\Phi}_i/\overline{\Phi}_1$ не будет достаточно мало отличаться от предыдущего m -го приближения. Обычно для этого достаточно двух-трех итераций.

Для сравнения рассматриваемого метода с другими были рассчитаны значения η при обогащении урана 1,6; 2,4 и 3,6% и температуре воды 293, 373, 423, 558 К (оптическая толщина блока $d_0 \sum_{a_0}^{2200}$ равна соответственно 0,489; 0,579; 0,713).

Топливом служила двуокись урана плотностью 10,4 г/см³. Наружный диаметр твэла составлял 9,1 мм, диаметр по топливу 7,75 мм, покрытие — сплав циркония. Водо-урановое отношение равно 1,79. На рисунке сопоставляются значения η , полученные при использовании различных моделей.

Кривая 1 соответствует следующему способу вычисления η : термализация в воде описывается моделью тяжелого газа, а пространственное распределение потока нейтронов при каждой энергии вычисляется с использованием метода вероятностей первого столкновения. Этот способ проверен сравнением с расчетами по программе THERMOS [2] для типичных решеток с легководным замедлителем. Результаты расчетов хорошо согласуются.

Кривая 2 отвечает результатам расчетов по предлагаемому методу.



Сопоставление расчетных значений η , полученных при использовании разных моделей, для трех обогащений урана, %:
а — 1,6; б — 2,4; в — 3,6

Для сравнения представлены значения η (кривая 3), рассчитанные следующим образом.

Сечения всех компонентов активной зоны усреднялись по спектру Максвелла для гомогенизированной ячейки с единой по всей ячейке температурой нейтронного газа [4].

$$T_{н.г} = T_1 \left[1 + C \frac{\sum_i \bar{\sigma}_a(kT_1)}{\xi \sum_i S} \right], \quad (11)$$

где T_1 — средняя температура замедлителя;

$$\sum_i \bar{\sigma}_a(kT_1) = \frac{\sum_i V_i \sum_{a_i}^{2200} \sqrt{\frac{293,6}{T_1}} \bar{\Phi}_i}{\sum_i V_i \bar{\Phi}_i}$$

— среднее сечение поглощения при энергии kT_1 ;

$$\xi \sum_i S = \frac{\sum_i V_i (\xi \sum_i S)_i \bar{\Phi}_i}{\sum_i V_i \bar{\Phi}_i}$$

— средняя замедляющая способность, отнесенная к энергии 1 эВ; C — константа, зависящая от вида замедлителя, и равная 1,88. Отношение потоков $\Phi_1/\Phi_0 = 1,1$. Из сопоставления результатов, полученных по различным методикам, видно, что по отношению к кривой 1, соответствующей наиболее точному способу вычисления η , точки кривой 2 при обогащениях 1,6 и 2,4% и всех значениях температуры отклоняются не более чем на 0,097%. При обогащении 3,6% максимальное расхождение кривых составляет $\sim 0,23\%$. Очевидно, это объясняется тем, что при такой оптической толщине блока реальный спектр нейтронов в ячейке (в первую очередь в топливе) уже значительно отличается от максвелловского, поэтому метод [2] становится не вполне корректным.

Отличие кривой 3 от кривой 1 составляет $\sim 1,5\%$.

Из них $\sim 1\%$ обусловлен различием $\sum_{a_i}$ и $\sim 0,5\%$ различием отношений потоков $\bar{\Phi}_i/\bar{\Phi}_0$. Такая большая разница недопустима.

Следовательно, сопоставление значений η , полученных различными способами, позволяет рекомендовать предлагаемый метод для проведения инженерных расчетов уран-водных решеток.

Поступило в Редакцию 7/І 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галанин А. Д. Нейтронная физика. Под ред. П. А. Крупчицкого. М., Госатомиздат, 1961.
2. Honeck H. «Nucl. Sci. and Engng», 1964, v. 18, p. 49.
3. Pershagen B. In: Proc. IAEA Simp. «Heavy Water Lattice Calculation». Vienna, 1963.
4. Ломакин С. С. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 3, с. 211.