

(это означает, что расчет теплофизических свойств материала проводится независимо от R). Измеренные тепло-, температуропроводность и теплоемкость урана (рис. 2) довольно хорошо согласуются с данными работы [2], по которой теплофизические свойства урана практически не зависят от технологии получения и предварительной термообработки материала.

Проведенная проверка дает основания считать, что предлагаемый метод может быть использован для измерения теплофизических свойств реакторных материалов.

Поступило в Редакцию 14/XI 1975 г.

УДК 539.125.5.171

Получение интенсивных монохроматических пучков длинноволновых нейтронов из сквозного касательного канала ядерного реактора

гощицкий Б. Н., чудинов В. Г.

Во многих физических экспериментах на нейтронных пучках необходимо использовать достаточно интенсивные монохроматические пучки длинноволновых нейтронов ($E_n \leq 0,005$ эВ). Такие монохроматические пучки длинноволновых нейтронов можно получить в различных интервалах длин волн с помощью поликристаллических рассеивателя и фильтра, установленных в сквозном касательном канале реактора.

Использование сквозного касательного канала реактора дает возможность монохроматизации пучков длинноволновых нейтронов практически без потери интенсивности. В сквозном касательном канале, где установлен рассеиватель, реализуется специфическая геометрия рассеяния, при которой отсутствует прямой «прострел» нейтронов со стенок в выходное сечение канала. Из отражателя на рассеиватель падают нейтроны с различным направлением движения, а рассеянный пучок выводится в заданном направлении, практически совпадающем из-за выбранной коллимации с направлением оси канала. Исходные нейтроны, падающие на рассеиватель, не могут иметь направления движения вдоль оси канала. Такое направление появляется только в процессе рассеяния. При выполнении соотношения $t/L_{тр}(E_n) \sim 5$ [t — длина рассеивателя; $L_{тр}(E_n)$ — транспортная длина рассеяния нейтронов] практически все нейтроны заданной энергии, падающие на слабопоглощающий рассеиватель, выводятся из канала.

При использовании в качестве рассеивателя поликристаллических материалов с малыми сечениями поглощения, упругого некогерентного и неупругого рассеяния и большим сечением упругого когерентного рассеяния условие $t/L_{тр} \sim 5$ не будет выполняться одновременно для нейтронов всех энергий даже при достаточно больших t . Нейтроны с длиной волны $\lambda_1 \geq 2\lambda_{\max}$ не смогут изменить направление движения таким образом, чтобы двигаться в направлении близком к оси канала. Таким образом, энергетический спектр нейтронов на выходе из канала будет обрезан со стороны больших длин волн ($\lambda \geq \lambda_1$), тогда как нейтроны с $\lambda < \lambda_1$, как указывалось, могут быть выведены практически без потерь (рис. 1, а).

Если теперь пропустить такой пучок нейтронов через установленный на выходе из канала обычный

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cowan R. «J. Appl. Phys.», 1963, № 7, p. 32.
2. Сергеев Г. Я., Титов В. В., Борисов К. А. Металловедение урана и некоторых реакторных материалов. М., Атомиздат, 1960.
3. Филиппов Л. П. Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. Изд-во МГУ, 1967.

поликристаллический фильтр с $d''_{\max} < d'_{\max}$, то после него спектр нейтронов $\Phi(\lambda)$ будет обрезан со стороны больших энергий, так как нейтроны с $\lambda_2 \leq 2d''_{\max}$, для которых сечение упругого некогерентного рассеяния отлично от нуля, будут удалены из пучка (рис. 1, б). Подбирая пары рассеиватель — фильтр, можно получать монохроматические пучки длинноволновых нейтронов в различных интервалах длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$. Естественно, что для уменьшения в полученном таким образом монохроматическом пучке примеси нейтронов с $\lambda > \lambda_1$, обусловленной главным образом процессом неупругого рассеяния, следует охлаждать рассеиватель. Далее будет показано, что долю примесных нейтронов также можно сократить, используя рассеиватели относительно малой длины $t \sim L_{тр}$, но несколько проигрывая при этом в интенсивности полезного пучка.

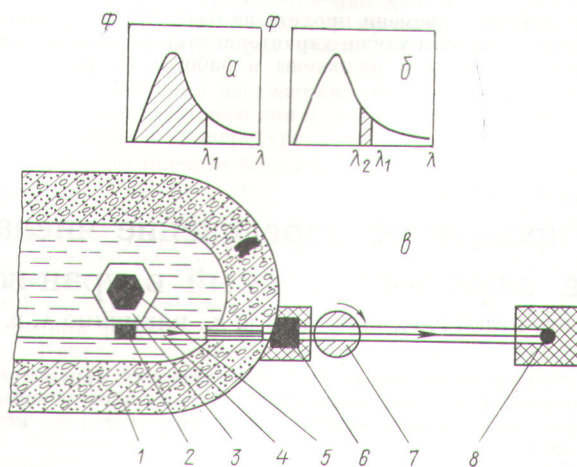


Рис. 1. Спектры нейтронов на выходе из сквозного касательного канала, в котором установлен рассеиватель (а), и после поликристаллического фильтра (б); схема эксперимента (в): 1 — защита реактора; 2 — рассеиватель; 3 — отражатель; 4 — касательный канал; 5 — активная зона; 6 — поликристаллический фильтр; 7 — механический прерыватель; 8 — детектор

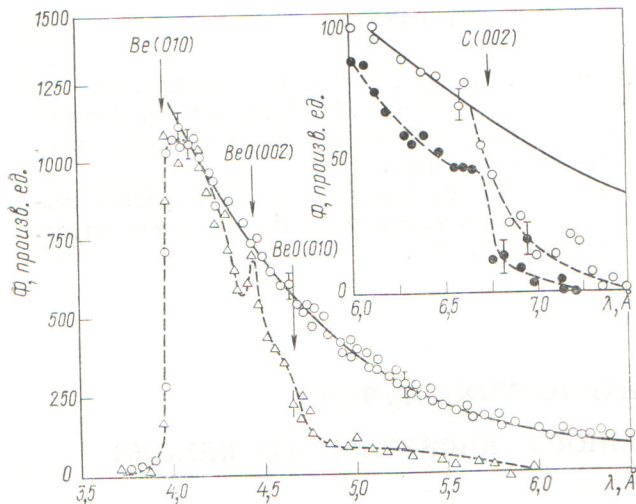


Рис. 2. Спектры нейтронов $\Phi(\lambda)$, выведенных из сквозного касательного канала. Поликристаллический фильтр — бериллий; рассеиватель:

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, а 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 417 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 экспериментальным 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. 24.
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:

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

$$= \frac{E_{\text{rp}} \int_0^{E_{\text{rp}}} \int_{V_0} \nu_f \sum_{f_0}(E) \Phi_0(\mathbf{r}, E) dV dE}{\sum_i \int_0^{E_{\text{rp}}} \int_{V_i} \sum_{a_i}(E) \Phi_i(\mathbf{r}, E) dV dE}, \quad (1)$$

где E_{rp} — граничная энергия тепловой области; V_0 — объем топлива; Φ_0 — поток нейтронов в топливе.