

стью контрольного образца карбида бора. Погрешность измерения составила  $\sim 15\%$  при доверительной вероятности  $\sim 0,84$ .

Исследованием механических свойств было установлено уменьшение прочности образцов карбида бора при сжатии в среднем в 2,3 раза. Кроме того, резко уменьшилась температурная стабильность изделий, что, по-видимому, явилось следствием быстрого роста микротрещин при повышении температуры. Следует отметить, что эти результаты находятся в согласии с моделью теплопроводности пористых материалов, обладающих «матричной структурой» [6], и моделью хрупкого разрушения, вызванного локальной пластической деформацией в микрообъемах неоднородного материала [7].

Таким образом, при определении работоспособности карбида бора в нейтронном поле необходимо учитывать примесь лития, которая при высоком выгорании может приводить к необратимому ухудшению физико-механических свойств материала.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Экспериментальная ядерная физика. М., Изд. иностр. лит., 1955.
2. Гольцев В. П. Действие облучения на поглощающие материалы. Минск, Наука и техника, 1975.
3. Secrist D.— J. Amer. Ceram. Soc., 1967, v. 50, N 10, p. 520.
4. Гончаров Л. А., Кервалишвили П. Д., Холодный Л. П.— Научн. труды Груз. политехн. ин-та. Сер. Физика твердого тела. 1979, № 6 (217), с. 27.
5. Полинг Л. Общая химия. М., Мир, 1974.
6. Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Л., Энергия, 1974.
7. Ковальченко М. С. и др. Радиационное повреждение тугоплавких соединений. М., Атомиздат, 1979.

Поступило в Редакцию 19.02.80

УДК 539.125.5

## Коррекция потока плутоний-бериллиевых источников нейтронов в межповерочном интервале

ХАРИТОНОВ И. А.

Радиоактивные источники нейтронов на основе смеси  $^{239}\text{Pu}$  с Ве нередко используют в качестве рабочих эталонов, образцовых мер единицы потока нейтронов и в некоторых конструкциях эталонов единицы плотности потока тепловых нейтронов [1]. Наряду с преимуществами (низкий  $\gamma$ -фон, малые габаритные размеры при сравнительно высоком удельном выходе нейтронов) источники имеют существенный недостаток — несоответствие изменения потока нейтронов во времени периоду полураспада основного изотопа  $\alpha$ -эмиттера —  $^{239}\text{Pu}$  [2, 3].

Применяемый для изготовления нейтронных источников  $\alpha$ -эмиттер может содержать различные изотопы плутония:  $^{238}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 87,77$  года);  $^{239}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 2,409 \times 10^4$  лет);  $^{240}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 6,54 \cdot 10^8$  лет);  $^{241}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 6,0 \cdot 10^5$  лет);  $^{242}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 3,76 \cdot 10^5$  лет), а также  $^{241}\text{Am}$  ( $T_{1/2} = 432,7$  года) [4].

В общем виде зависимость потока нейтронов  $\Phi(t)$  от времени можно представить в виде

$$\Phi(t) = \sum_{i=1}^4 p_i q_i \lambda_i \exp(-\lambda_i t) + q_6 D_5 \lambda_6 \frac{\lambda_5}{\lambda_6 - \lambda_5} \times \times [\exp(-\lambda_5 t) - \exp(-\lambda_6 t)], \quad (1)$$

где индексы 1—6 относятся к  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  соответственно;  $p_i$  — число ядер изотопа в  $\alpha$ -эмиттере;  $q_i$  — поток нейтронов на одну  $\alpha$ -частицу изотопа в смеси с бериллием;  $\lambda_i$  — постоянная  $\alpha$ -распада;  $\lambda_5$  — постоянная  $\beta$ -распада  $^{241}\text{Pu}$ .

### Измерение и расчет нейтронного источника

$t$ , год	$\Phi_a$ , нейтр./с	$\Phi_p$ , нейтр./с	$\frac{\Phi_a - \Phi_p}{\Phi_a}$
2, 12	6550	6533	0,25
4, 37	6790	6818	0,41
7, 62	7190	7178	0,18
8, 64	7280	7279	0,01

Выражение (1) позволяет рассчитать изменение нейтронного потока во времени при известном составе  $\alpha$ -эмиттера. Однако изотопный состав не является нормируемой характеристикой нейтронных источников.

Выделим частный случай:  $\Phi(t)$  рассматривается в таком диапазоне  $t$ , что изменение за счет распада  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  несущественно, а значение  $p_1$  настолько мало, что парциальным вкладом  $^{238}\text{Pu}$  в полный нейтронный поток можно пренебречь.

Тогда выражение (1) можно преобразовать к виду

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \Phi_1 [\exp(-\lambda_6 t) - \exp(-\lambda_5 t)] = \Phi_0 t \Phi_1 x, \quad (2)$$

где  $\Phi_0$  — постоянная в указанном приближении часть потока источника;  $\Phi_1$  — переменная во времени часть потока, обусловленная процессом накопления  $^{241}\text{Am}$ , образующегося за счет  $\beta$ -распада  $^{241}\text{Pu}$ .

Как показывает анализ выражения (2), процесс накопления приводит к возрастанию потока источника до  $\Phi_{\text{макс}} = \Phi_0 + 0,875 \Phi_1$  в течение 73 лет, так как по  $\alpha$ -ветви период полураспада  $^{241}\text{Am}$  (432,7 года) существенно меньше периода полураспада  $^{241}\text{Pu}$  ( $6,0 \cdot 10^5$  лет). В таблице сопоставлены результаты измерения потока нейтронов источника в течение 8,64 года. Из выражения (2) видно, что функция возрастания является прямой линией в зависимости от  $x$ , и результаты измерения могут быть использованы для определения  $\Phi_0$  и  $\Phi_1$ . В таблице указаны значения  $\Phi_p$ , определенные методом наименьших квадратов (МНК), при этом  $\Phi_0 = 623,0$  нейтр./с,  $\Phi_1 = 320,2$  нейтр./с. Сравнение расчетных и экспериментальных значений потока нейтронов показывает, что результаты согласуются в пределах погрешности, не превышающей 0,4%.

В настоящее время при использовании плутониевых источников возрастание потока нейтронов за счет америдия не учитывается, что приводит к появлению систематической погрешности в значении потока в период между переаттестациями источника. Эту погрешность можно исключить, воспользовавшись уравнением (2). Действительно, предположим, что при очередной переаттестации источника, происходившей в момент времени  $t_a$  от изготовления источника, установлено значение потока —  $\Phi_a$ . Тогда поток  $\Phi_t$ , который источник будет иметь через промежуток времени  $\tau$  после аттестации, составит

$$\Phi_t = \Phi_a (1 + K),$$

где

$$K = (\Phi_1/\Phi) \{ \exp(-\lambda_6 t_a) [\exp(-\lambda_6 \tau) - 1] - \exp(-\lambda_5 t_a) \times \\ \times [\exp(-\lambda_5 \tau) - 1] \}.$$

При введении поправки  $K$  необходимо установить для данного источника значение  $\Phi_1$ , что можно сделать при наличии двух или более разнесенных во времени значений измерения потока нейтронов.

Погрешность определения  $\Phi_\tau$

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_a^2 + \varepsilon_K^2}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_a = \Delta\Phi_a/\Phi_a$  — погрешность аттестации источника в момент  $t_a$ ;  $\varepsilon_K = (\Delta\Phi_1/\Phi_a) \{ \exp(-\lambda_6 t_a) [\exp(-\lambda_6 \tau) - 1] - \exp(-\lambda_5 t_a) [\exp(-\lambda_5 \tau) - 1] \}$  — погрешность, связанная с введением поправки.

Для источника, результаты измерения потока которого приведены в таблице, рассчитанные обычным для МНК способом  $\Delta\Phi_1/\Phi_a = 3\%$ . В настоящее время интервал между переаттестациями (межповерочный интервал)

составляет 3 года. С учетом этого максимальная во всем интервале вплоть до пятой аттестации погрешность  $\varepsilon_K = 0,3\%$ . Полагая в соответствии с ГОСТом 8.031-74 и ГОСТом 8.032-75  $\varepsilon_a = 2\%$ , получаем согласно выражению (3) максимальную с учетом введения поправки погрешность определения потока нейтронов в межповерочном интервале:  $\varepsilon = 2,02\%$ . Таким образом, введение поправки увеличивает погрешность определения потока нейтронов на 0,02%, позволяя исключить систематическую погрешность, равную 6%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев О. Л. — Труды метрологических институтов СССР. Л., Энергия, 1974, вып. 166 (226), с. 18.
2. Jordan E. e.a. — Nucl. Sci. Engng, 1967, v. 30, N 2, p. 308.
3. Бак М. А., Шиманская Н. С. Нейтронные источники. М., Атомиздат, 1969.
4. Шиманская Н. С. Ядерные константы трансактиниевых изотопов топливного цикла. Препринт РИ-70. Л., 1978.

Поступило в Редакцию 15.04.80

УДК 621.039.51:621.039.667.9

Нейтронное излучение отработавшего уран-ториевого топлива

ШИМАНСКАЯ Н. С.

В последнее время значительный интерес проявляется к ториевому топливному циклу. Применение тория в высокотемпературных и других энергетических реакторах привлекательно прежде всего с точки зрения долговременного обеспечения ядерной энергетики относительно дешевым топливом. Кроме того, в этом случае в топливе накапливается  $^{233}\text{U}$ , который после регенерации можно использовать наряду с  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в качестве делящегося компонента. Экономические оценки также свидетельствуют о перспективности ториевого цикла [1].

При регенерации отработавшего уран-ториевого топлива и дальнейшем использовании полученного регенерата одним из осложняющих факторов может быть высокий уровень жесткого  $\gamma$ -излучения, обусловленный накоплением  $^{232}\text{U}$  и продуктов его распада [2]. С точки зрения прогнозирования ожидаемой радиационной обстановки интересно располагать и данными о нейтронном излучении этого топлива — его интенсивности и энергетическом спектре. Соответствующих экспериментальных данных, насколько нам известно, пока нет.

В настоящей работе сделана попытка получить расчетным путем необходимые оценки для начальной стадии ториевого цикла, когда в уран-ториевом топливе происходит наработка  $^{233}\text{U}$ . При этом использованы результаты количественного анализа облученных сферических твэлов типа AVR [3]. Исходное содержание  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$

в твэле составляло соответственно 81,9; 16,8 и 1,3%. Глубина выгорания топлива менялась от 0,29 до 1,02 fifa\*. При анализе определяли содержание  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{Ac}$ ,  $^{232}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Cm}$ .

Выход нейтронного излучения и его энергетический спектр рассчитывались аналогично тому, как это делалось в работах [4, 5] для отработавшего  $\text{UO}_2$ -топлива. На основании интерполяции значений содержания отдельных нуклидов для выбранных четырех значений выгорания  $w$  ( $w = 0,3; 0,5; 0,8$  и  $1,0\%$  fifa) определялись парциальные выходы нейтронов спонтанного деления и нейтронов ( $\alpha n$ )-реакции на кислороде. Значения суммарного нейтронного выхода  $Y_n$  даны в таблице. На рис. 1 приведены кривые, характеризующие соотношение вкладов наиболее важных нейтронных излучателей для ( $\text{UO}_2 - \text{ThO}_2$ )-топлива с выгоранием 0,5 и 1,0 fifa, и изменение этих вкладов по мере возрастания выдержки после облучения.

Увеличение  $Y_n$  с выгоранием для только что выгруженного топлива ( $t_{\text{выд}} = 0$ ) соответствует зависимости  $Y_n \approx w^{3,3}$ , практически совпадающей с зависимостью, полу-

\* Отношение полного числа делений в топливе к первоначальному числу делящихся ядер. (Прим. ред.).

Выход нейтронного излучения отработавшего ( $\text{UO}_2 - \text{ThO}_2$ )-топлива при разном выгорании и разном времени выдержки после выгрузки из реактора,  $10^3$  нейтр./с·кг U — Th

Выгорание, fifa	$t_{\text{выд}}$ , год					
	0	1	2	3	5	10
0,3	0,505	0,453	0,442	0,439	0,437	0,433
0,5	1,22	1,11	1,10	1,09	1,09	1,09
0,8	10,6	8,47	7,90	7,67	7,36	6,73
1,0	25,4	21,0	19,7	19,0	18,1	16,2

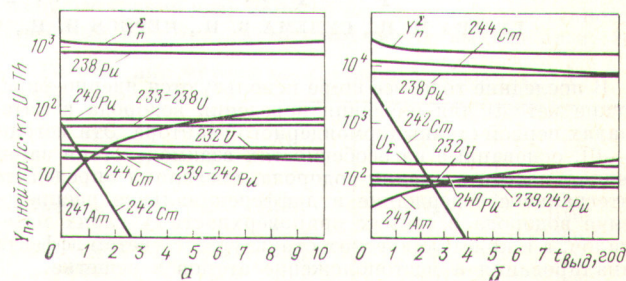


Рис. 1. Парциальные вклады отдельных нуклидов в выход нейтронов отработавшего ( $\text{UO}_2 - \text{ThO}_2$ )-топлива с выгоранием 0,5 (а) и 1,0 fifa (б) и их зависимость от времени выдержки после облучения. Первоначальный массовый состав топлива: 81,9%  $^{232}\text{Th}$ ; 16,8%  $^{235}\text{U}$  и 1,3%  $^{238}\text{U}$