

Оптимальные компоновки топлива, соответствующие минимуму коэффициента неравномерности радиального энергораспределения  $K_r$ , определены для начального момента каждой кампании с сохранением 30°-ной симметрии активной зоны. Рабочая группа регулирующих кассет находилась при этом в положении 175 см, поскольку для рассматриваемых активных зон, согласно расчетам, такому исходному положению соответствует наименьшая неравномерность энергораспределения в рабочем диапазоне перемещения кассет СУЗ [3].

Полученные с помощью трехмерной программы БИПР [4] данные о глубине выгорания топлива и продолжительности последовательных кампаний реактора с минимизированным  $K_r$  приведены в табл. 1, а радиальный и объемный коэффициенты неравномерности энергораспределения реактора — в табл. 2. Радиальный коэффициент неравномерности на начало каждой из семи кампаний реактора оказывается в диапазоне значений 1,211—1,256, объемный — 1,626—1,867. Максимальные за время выгорания значения этих коэффициентов составляют:  $K_r = 1,283$ ;  $K_v = 1,905$ .

По программе БИПР также выполнены расчеты для схемы перестановки кассет при перегрузках, предложенной в работе [5] (см. табл. 1 и 2). Начальные значения радиального и объемного коэффициентов неравномерности в этом случае составляют 1,281—1,318 и 1,673—1,992 соответственно. Максимальные значения 1,325 и 1,992.

При сопоставлении данных двух серий расчетов установлено, что в результате оптимизации в рассмотренных топливных загрузках по сравнению с данными работы [5] достигается снижение на 2,6—6,7 % начальных и на 1,8—4,5 % максимальных за время выгорания значений коэффициента неравномерности энергораспределения. Наряду с этим на 4,4 % уменьшается максимальное значение коэффициента объемной неравномерности энергораспределения, увеличивается глубина выгорания топлива обогащением 3,6 % и возрастает примерно на 1 % суммарная за семь кампаний энерговыработка реактора.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Победин В. В., Симонов В. Д. «Атомная энергия», 1979, т. 46, вып. 5, с. 357.
2. Сидоренко В. А. «Атомная энергия», 1977, т. 43, вып. 5, с. 325.
3. Победин В. В., Птицын В. А., Симонов В. Д. В кн.: Проблемы эксплуатации реакторов АЭС. Труды ВТИ, вып. 19. М., изд. ВТИ им. Ф. Э. Дзержинского, 1978, с. 62.
4. Петрунин Д. М., Беляева Е. Д., Киреева И. Л. Препринт ИАЭ-2519. М., 1975.
5. Кохановская Л. В. «Kernenergie», 1977, Bd 20, N 10, S. 307.

Поступило в Редакцию 14.01.80

УДК 621.039.532.21

## Радиационное изменение коэффициента теплового расширения конструкционных графитовых материалов\*

ВИРГИЛЬЕВ Ю. С., НИКИШИНА Л. М., КАЛЯГИНА И. П., ШУРШАГОВА Т. Н.

При эксплуатации уран-графитовых реакторов [1] должна быть обеспечена возможность некоторого перемещения кладки, чтобы предотвратить разрушение вследствие теплового расширения графита [2]. Поэтому изучение

влияния облучения на тепловое расширение графитовых материалов, применяемых в реакторостроении, является весьма актуальной задачей. Для измерения коэффициента теплового расширения (КТР) использовали dilatometer с кварцевой трубкой внутренним диаметром 6,5 мм, которая оканчивается переходной металлической втулкой. Образец диаметром 6 мм или сечением 4 × 4 мм и длиной 40 мм располагался на дне трубки, а его удлинение передавалось с помощью кварцевого толкателя на прикрепленный к переходной втулке индикатор ИЧ (ГОСТ 9696—61) с ценой деления 0,001 мм. Трубку с образцом помещали в электрическую печь с защитной атмосферой или в сосуд Дьюара с жидким азотом. В последнем случае КТР определяли в интервале от -196 до +20°C, что было необходимо во избежание отжига образцов, облученных при низкой температуре. Коэффициент теплового расширения вычисляли по формуле

$$\alpha \cdot 10^{-6} = \Delta L / L \Delta T + 0,54, \quad (1)$$

где  $\Delta L$  — удлинение образца, измеренное индикатором, мм;  $L$  — длина образца, мм;  $\Delta T$  — интервал температуры измерения, град.

Второе слагаемое в формуле (1) учитывает нескомпенсированное удлинение кварцевой трубки вдоль длины образца. Погрешность измерения длины образца составляет  $\pm 0,001$  мм, температуры  $\pm 5^\circ\text{C}$ . Результаты измерения КТР в интервале от -196 до +20°C могут быть пересчитаны [3] для интервала 20—200°C в соответствии с эмпирическим уравнением

$$\alpha_{-196+20} = 0,875\alpha_{20-200} - 0,7 \cdot 10^{-6}. \quad (2)$$

Экспериментальная проверка показала справедливость соотношения (2) для углеродных материалов, облученных

\* В работе принимали участие Р. Н. Иванова и Г. Г. Киреева.

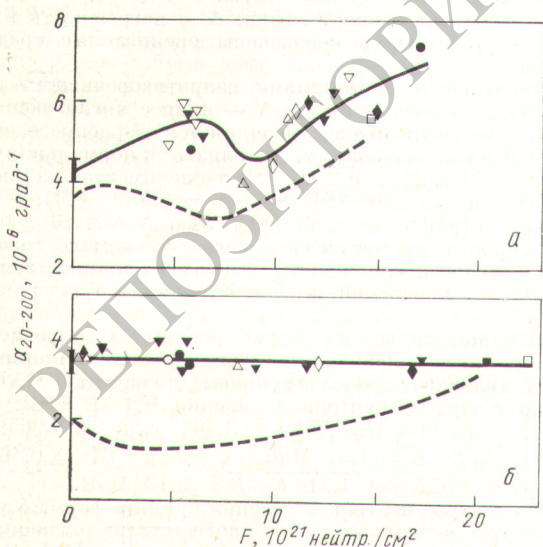


Рис. 1. Зависимость от флюенса нейтронов КТР образцов графита ГМЗ (светлые точки) и его уплотненных вариантов, графитированных при 2300°C (темные точки), а также графита CSF (— — —) при температуре облучения 130—180 (Δ, ▲); 450 (▽, ▼); 600 (○, ●); 700—800 (□, ■) и 950°C (◇, ◆). Вырезка образцов перпендикулярно (а) и параллельно (б) оси продавливания

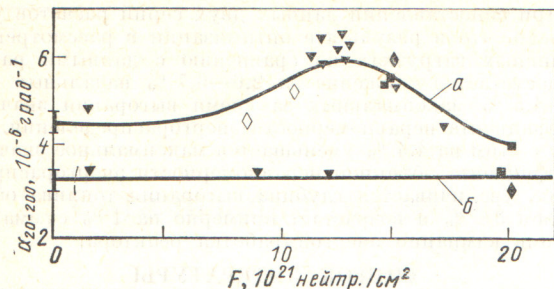


Рис. 2. Зависимость от флюенса нейтронов КТР исследованных образцов графита ГМЗ, графитированных при 2800°С (обозначения те же, что на рис. 1)

нейтронами при различных режимах. Это позволило все измерения проводить в интервале от  $-196$  до  $+20^\circ\text{C}$ , что обеспечивало, кроме того, высокую производительность экспериментов.

Для исследования был взят графит ГМЗ, в том числе с одно-, двух- и трехкратным уплотнением пеком полуфабриката с последующим обжигом и графитацией при  $2300$  и  $2800^\circ\text{C}$ . Вариация КТР у образцов таких типов графита достигала  $10\%$ .

Образцы облучали при температуре  $130-950^\circ\text{C}$  до флюенса  $2,5 \cdot 10^{22}$  нейтр./см<sup>2</sup> ( $E > 0,18$  МэВ). Обработка результатов измерений показала, что для образцов, графитованных при  $2300^\circ\text{C}$  и вырезанных параллельно направлению продавливания, облучение не влияет на КТР в пределах разброса экспериментальных данных. Уплотняю-

щие пропитки полуфабриката также не повлияли на значение КТР и его радиационное изменение (рис. 1).

Последовательность расположения экспериментальных точек для перпендикулярно ориентированных образцов позволила провести на рис. 1, а одну общую кривую, имеющую немонотонный характер. Подобным же образом после облучения при  $500-1175^\circ\text{C}$  [4] изменяется КТР реакторного графита CSF, получаемого путем однократного уплотнения пеком и графитации при  $2800^\circ\text{C}$ . Для графитированного при  $2800^\circ\text{C}$  графита ГМЗ, в том числе подвергнутого уплотнению, радиационные изменения  $\alpha_{\perp}$  также отсутствуют при флюенсе до  $2,5 \cdot 10^{22}$  нейтр./см<sup>2</sup>. Изменение  $\alpha_{\perp}$  носит немонотонный характер, однако по сравнению с кривой на рис. 1, а первый максимум сдвинут в область более высоких значений флюенса (рис. 2).

Таким образом, в графите ГМЗ и его уплотненных вариантах, графитированных при  $2300$  и  $2800^\circ\text{C}$ , при облучении нейтронами до  $F = 2,5 \cdot 10^{22}$  нейтр./см<sup>2</sup> при температуре от  $130$  до  $950^\circ\text{C}$  практически не изменяется  $\alpha_{\perp}$ , а  $\alpha_{\parallel}$  изменяется не более чем в 2 раза.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 10 лет Первой в мире атомной электростанции СССР. М., Атомиздат, 1964.
- Крамер А. Я. Вопросы конструирования ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1971.
- Лукина Э. Ю., Рагозин В. В. В кн.: Конструкционные материалы на основе графита. Вып. VII. М., «Металлургия», 1972, с. 58.
- Cox I., Helm I. «Carbon», 1969, v. 7, N 2, p. 319.

Поступило в Редакцию 09.01.80

УДК 621.039.5

## Оценка результатов измерений средних сечений деления $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ и $^{239}\text{Pu}$ на спектрах нейтронов деления $^{235}\text{U}$ и $^{252}\text{Cf}$

ГОРБАЧЕВА Л. В., МАНТУРОВ Г. Н., ЦИБУЛЯ А. М.

Спектр нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами и спектр нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  являются основными стандартными спектрами нейтронов. Эксперименты, выполненные в этих спектрах, отличаются сравнительной простотой постановки и возможностью надежного воспроизведения. В настоящее время имеется много данных об измерении средних сечений деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и их отношений на спектрах нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$  [1-16]. Оценка этих данных представляет интерес с точки зрения их использования для проверки и, возможно, корректировки оцененных по результатам дифференциальных измерений сечений деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в области энергии выше  $\sim 0,1$  МэВ.

В таблице приведены экспериментальные данные о средних сечениях деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , измеренных на спектрах нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$ , а также оцененные значения этих сечений. Последние получены путем минимизации квадратичной формы

$$S = \sum_{i=1}^I \left( \frac{\bar{\sigma}_i^5 - \sigma_i^5}{\Delta_i^5} \right)^2 + \sum_{j=1}^J \left( \frac{\bar{\sigma}_j^8 - \sigma_j^8}{\Delta_j^8} \right)^2 + \sum_{k=1}^K \left( \frac{\bar{\sigma}_k^9 - \sigma_k^9}{\Delta_k^9} \right)^2 + \sum_{l=1}^L \left[ \frac{\bar{\sigma}_l^8 / \bar{\sigma}_l^5 - (\sigma_l^8 / \sigma_l^5)}{\Delta_{85}^l} \right]^2 + \sum_{m=1}^M \left[ \frac{\bar{\sigma}_m^9 / \bar{\sigma}_m^5 - (\sigma_m^9 / \sigma_m^5)}{\Delta_{95}^m} \right]^2,$$

где индексы 5, 8, 9 соответствуют  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ ;  $i, j, k, l, m$  — номера экспериментов;  $\Delta$  — погрешность измерений; чертой сверху обозначены оцениваемые средние сечения.

Интегральными критериями непротиворечивости данных служат отношения  $S_{\text{мин}}/N$  — полное число экспериментов. Это отношение подчиняется  $\chi^2$ -распределению с  $N$  степенями свободы, т. е. близко к нормальному со средним  $I$  и дисперсией  $2/N$ . Для экспериментов на спектре нейтронов деления  $^{235}\text{U}$   $S_{\text{мин}}/N = 0,98 \pm 0,34$ , а для спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$   $S_{\text{мин}}/N = 1,16 \pm 0,39$ . Столь хорошее статистическое согласие данных говорит о реалистичности полученных авторами и принятых нами погрешностей измерений, а следовательно, и о надежности оценки.

В таблице приведены также результаты усреднения энергетических зависимостей сечений деления, принятых при составлении системы групповых констант БНАБ-78 [17], по спектрам нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$ , для которых считали  $\varphi(E, ^{235}\text{U}) = 0,462 \exp(-E/0,965) \times \text{sh} \sqrt{2,243 E}$ ,  $\bar{E} = 1,97$  МэВ,  $\varphi(E, ^{252}\text{Cf}) = 0,463 \times \exp(-E/1,072) \text{sh} \sqrt{1,819 E}$ ,  $\bar{E} = 2,13$  МэВ.

Для спектров нейтронов деления принята форма Уатта, так как она несколько лучше соответствует экспериментальным данным, чем максвелловский спектр [18]. Параметры подобраны по условиям описания оцененных значений средней энергии [19] с учетом связи формы спектра нейтронов деления и  $\bar{v}$  [20].

В БНАБ-78  $\sigma_j^5(E)$  оценено по данным, опубликованным до 1976 г. Более поздние прецизионные измерения [21]