

ных нейтронов в пучках и хорошую экранировку активной зоны от этих нейтронов.

Цель данной работы — поиск компромиссного решения, удовлетворяющего перечисленным выше требованиям. Рассмотрено влияние на эффективное среднее время жизни мгновенных нейтронов деления различных материалов отражателя с толщиной от 0 до 25 см: алюминия, железа, вольфрама, никеля, бериллия, а также влияние на выход тепловых нейтронов из замедлителя различных экранирующих прослоек, расположенных между активной зоной и замедлителем и служащих для уменьшения влияния последнего на эффективное среднее время жизни нейтронов. Расчеты проведены по двум программам: многогрупповой (18 групп) в  $P_1$ -приближении метода сферических гармоник и трехмерной многогрупповой метода Монте-Карло [2, 3].

Сделаны следующие основные выводы: 1) в качестве органов регулирования и стационарного отража-

теля для импульсного реактора на быстрых нейтронах лучше всего применить вольфрам (см. рисунок); 2) оптимальная толщина вольфрама, расположенного между активной зоной и замедлителем и служащего экраном от медленных нейтронов, составляет 6—7 см.

(№ 534/6091. Поступила в Редакцию 15/X 1970 г. Полный текст 0,5 а. л., 4 рис., 5 библиографических ссылок.)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. А н а н ь е в и др. Препринт ОИЯИ, 2372, 1965.
2. Г. И. М а р ч у к. Методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1962.
3. В. И. К о ч к и н, Е. П. Ш а б а л и н. Препринт ОИЯИ, 11—4098, 1968.

## О характере изменения температуры стенки твэла по длине при теплообмене с поверхностным псевдокипением

Н. Л. КАФЕНГАУЗ, М. И. ФЕДОРОВ

УДК 621.039.546:536.24

При теплообмене жидкости с нагретыми стенками каналов в области сверхкритических давлений может происходить псевдокипение, характеризующееся резким повышением коэффициента теплоотдачи. Псевдокипение во многих случаях сопровождается высокочастотными колебаниями жидкости.

Распределение температуры стенки по длине канала в режиме псевдокипения носит особый характер. Исследование этого вопроса проведено на твэле длиной 30 мм и внутренним диаметром 1,6 мм. В качестве рабочего тела использовалась углеводородная жидкость типа керосина, представляющая собой нефтяную фракцию с пределами выкипания 476—540° К. Критические параметры ее — давление 1,96 Мн/м<sup>2</sup>, температура 680° К. Опыты проводились при давлениях 2,94; 4,41 и 5,9 Мн/м<sup>2</sup> и скоростях течения жидкости 5, 10, 15, 25 и 30 м/сек. Температура жидкости на входе была равна 290° К, на выходе не превышала 330° К.

Установлено, что в режиме псевдокипения температура стенки падает у выходного конца твэла; по мере увеличения тепловой нагрузки это падение распростра-

няется на все большую длину в направлении, обратном течению жидкости, а распределение температуры принимает волнообразный характер. Изменение температуры по длине твэла выражено тем сильнее, чем меньше скорость течения.

О причинах, вызывающих такой характер изменения температуры стенки, можно высказать предположение, что псевдокипение начинается в первую очередь там, где выше температура жидкости и стенки, т. е. у выходного конца твэла. Возникновение псевдокипения резко интенсифицирует теплообмен и приводит к падению температуры стенки. По мере увеличения тепловой нагрузки процесс псевдокипания распространяется в направлении входного конца твэла. Волнообразный характер распределения температуры может быть обусловлен образованием на длине твэла стоячих волн давления колеблющейся жидкости.

(№ 535/5832. Статья поступила в Редакцию 23/III 1970 г., аннотация 30/VI 1971 г. Полный текст 0,3 а. л., 6 библиографических ссылок.)

## Радиационное повреждение графита в широком диапазоне температур и нейтронных потоков

В. И. КЛИМЕНКОВ, В. Р. ЗОЛОТУХИН

УДК 621.039.553:539.2

Обеспечение стабильности размеров графита в высокотемпературных реакторах вызывает в настоящее время большой практический интерес. Наряду с потребностью в радиационностойких графитах иногда достаточно знать, какие изменения в тех или иных случаях могут произойти в используемом графите, чтобы учесть их при разработках реакторов. Радиационное изменение размеров графита сложным образом зависит от температуры облучения ввиду большого многообразия процессов, протекающих в графите и связанных с радиационными дефектами, поведение которых следует

рассматривать в широком диапазоне температур и потоков.

В результате рассмотрения было получено представление об обобщенной диаграмме радиационно-термического изменения объема графита. Предлагается уточненный вариант диаграммы (см. рисунок), при построении которой используются все имеющиеся данные, в том числе полученные авторами при облучении образцов поликристаллического графита в реакторе СМ-2 с высоким нейтронным потоком. Объемное изменение, указанное на диаграмме, подсчитывалось

Обобщенная диаграмма радиационного изменения объема графита (области распухания заштрихованы). На изохорах указаны значения  $\frac{\Delta v}{v}$  (%).

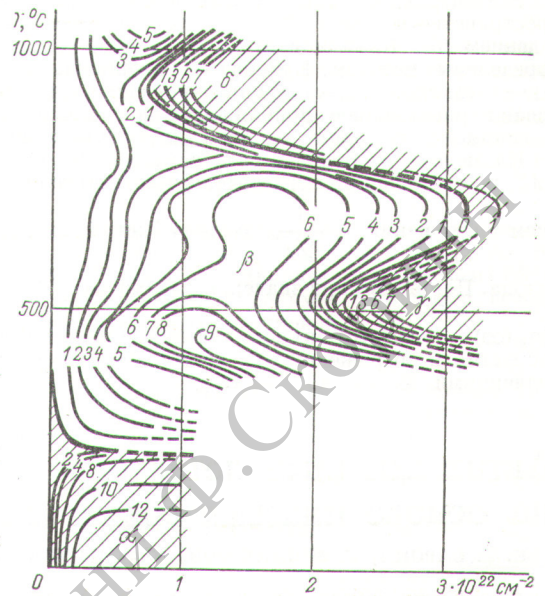
по известным изменениям линейных размеров в направлении, перпендикулярном и параллельном оси формирования  $\frac{\Delta v}{v} = 2 \left( \frac{\Delta l}{l} \right)_{\perp} + \left( \frac{\Delta l}{l} \right)_{\parallel}$ , что вполне применимо для таких марок изотропного графита, как отечественный графит ГМЗ, ЗОПГ, ПГГ и зарубежный «Гилскаarbon» и пр.

На диаграмме нулевой изохорой  $\frac{\Delta v}{v} = 0$  разделены области, в которых графит претерпевает либо распухание, либо усадку. Обсуждаются возможные механизмы явлений, протекающих в разных областях. Отмечается, что диаграмма не носит строго количественный характер ввиду сложности и неполной изученности явлений. Однако она позволяет получать общее представление о радиационной стойкости и с учетом некоторых предположений ориентировочно оценивать изменения линейных размеров графита в параллельном и перпендикулярном направлениях при потоках  $10^{13} - 10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек. ( $E_n \geq 0,18$  Мэв).

В работе предлагается простой метод расчета, основанный на использовании эмпирических соотношений анизотропии (для случаев распухания и усадки)

$$\text{в формулы } \frac{\Delta l}{l} = n \frac{\Delta v}{v}.$$

Были получены следующие значения коэффициента  $n$  соответственно в параллельном и перпендикуляр-



ном направлениях: для усадки 1/2 и 1/4, в случае распухания 1/5 и 2/5. При этом погрешность не превышала 15%.

(№ 536/6291. Статья поступила в Редакцию 15/II 1971 г., аннотация — 2/VIII 1971 г. Полный текст 0,3 а. л., 1 рис., 16 библиографических ссылок.)

## Термализация нейтронов в бесконечных однородных средах

В. А. БАЙКУЛОВ

УДК 539.125.52

Рассмотрен метод расчета спектра медленных нейтронов в бесконечной однородной среде с постоянной температурой  $T$  и равномерно распределенными в ней источниками быстрых нейтронов. В термализационных задачах энергию нейтронов источника можно считать бесконечной. Энергетическое распределение нейтронов в такой среде описывается интегральным уравнением

$$\sigma_a(z) \Phi(z) + \int_0^{\infty} [\sigma_s(z \rightarrow z') \Phi(z) - \sigma_s(z' \rightarrow z) \Phi(z')] dz' = 0, \quad (1)$$

где  $z = \frac{E}{kT}$  ( $E$  — энергия нейтрона,  $k$  — постоянная Больцмана);  $\Phi(z)$  — поток нейтронов с относительной энергией  $z$ .

На сечение поглощения нейтронов  $\sigma_a(z)$  в области термализации не наложено никаких ограничений. Для дифференциального сечения рассеяния  $\sigma_s(z - z')$  использовано некогерентное приближение. Энергетическое распределение нейтронов представлено в виде линейной комбинации функций двух различных классов, дающих в совокупности правильное поведение потока нейтронов во всей области энергий:

$$\Phi(z) = ze^{-z} \left[ \sum_{i=0}^K a_i L_i^{(1)}(z) + \sum_{n=0}^N b_n \varphi(\lambda_n, z) \right], \quad (2)$$

где  $K + 1$  — число обобщенных полиномов Лагерра первого порядка  $L_i^{(1)}(z)$ ;  $N + 1$  — число присоединенных функций  $\varphi(\lambda_n, z)$  с индексами  $\lambda_n$ . Эффективность системы полиномов Лагерра и присоединенных к ним функций с целым индексом  $\lambda_n = n$  при решении подобного рода задач в средах с поглощением  $\sim \frac{1}{Vz}$  показана в работах [1, 2].

Расширение системы присоединенных функций за счет введения в рассмотрение функций с полужелтым индексом позволило существенно ускорить сходимость метода [1, 2]. Предложенная система функций эффективна и в случае сечений поглощения резонансного типа. Введено скалярное произведение двух функций

$$\{X(\beta_l, z), X(\beta_m, z)\} = \int_0^{\infty} \frac{1+z+\frac{z^2}{2}}{z} X(\beta_l, z) X(\beta_m, z) dz, \quad (3)$$

где  $l, m = 0, \dots, K, K+1; \dots, K+N+1$ ;  $X(\beta_l, z) \equiv z l^{-z} L_l^{(1)}(z)$  при  $l \leq K$ ,  $X(\beta_l, z) \equiv z l^{-z} \varphi(\lambda_{l-K-1}, z)$  при  $l > K$ .