

Изучение высокообогащенных уран-водных систем в глубокой подкритичности методом импульсного нейтронного источника

Э. А. СТУМБУР, И. П. МАТВЕНКО, Г. А. КАРЧАВА,
В. И. МАТВЕНКО, А. Г. ШОКОДЬКО

УДК 621.039.51.519

Обычно при импульсных исследованиях гетерогенных размножающих систем используется зависимость декремента асимптотического затухания потока нейтронов от геометрических размеров среды, т. е. от геометрического параметра B^2 . При этом применяется «классическая» интерпретация импульсных экспериментов в размножающих средах [1,2] и определяются одногрупповые эффективные константы для гомогенизированного представления такой системы [3—5].

Для гетерогенных размножающих систем на основе высокообогащенного горючего (представляющего для тепловых нейтронов «черный» поглотитель) возможно выделение двухгрупповых параметров сравнительно простым методом. Для этого достаточно заменить стержни (или пластины) делящегося материала на идентичные по размерам и форме «черные» поглотители (кадмий, карбид бора и т. п.). Измерение зависимостей декремента затухания от B^2 для двух таких систем позволяет найти отдельно параметры для тепловой и быстрой групп нейтронов. При этом необходимо измерить кадмиевое отношение числа делений в блоках горючего хотя бы при одном значении B^2 , например в критическом состоянии.

Систему двухгрупповых уравнений без учета запаздывающих нейтронов, но с учетом деления на нейтронах обеих групп можно записать в виде

$$\frac{\alpha}{v_1} = \Sigma_{t1} + D_1 B^2 - v \Sigma_{f1} (1 - \beta) - \frac{v \Sigma_{f2} \Phi_2}{\Phi_1} (1 - \beta); \quad (1)$$

$$\frac{\alpha}{v_2} = \Sigma_{a2} + D_2 B^2 - \Sigma_{12} \frac{\Phi_1}{\Phi_2}. \quad (2)$$

Здесь Φ_1 — поток быстрых нейтронов; Φ_2 — поток тепловых нейтронов; α — декремент асимптотического затухания; величина B^2 принята одинаковой для нейтронов обеих групп; Σ_{12} — групповое сечение перехода; $\Sigma_{t1} \equiv \Sigma_{12} + \Sigma_{a1}$; остальные обозначения общепринятые.

При замене делящегося вещества на эквивалентный поглотитель асимптотическое затухание установится только для потока тепловых нейтронов, и его декремент будет удовлетворять соотношению

$$\frac{\alpha_T}{v_2} = \Sigma_{a2} + D_2 B^2. \quad (3)$$

Измерив зависимость $\alpha_B = f(B^2)$, можно определить параметры тепловой группы $\Sigma_{a2} v_2$, $D_2 v_2$ и время жизни тепловых нейтронов l_2 (в гомогенизированном представлении данной гетерогенной системы).

Для размножающей среды декремент затухания можно связать с коэффициентом размножения на мгновенных нейтронах, пользуясь результатами Иоеста [6]:

$$\alpha(B^2) = \frac{1 - K_{эфф}^p(B^2)}{l_p(B^2)} = \frac{1 - (K_1^p + K_2^p)}{l_1 + l_2(1 - K_1^p)}. \quad (4)$$

Соответствующие парциальные коэффициенты размножения имеют вид

$$K_1^p(B^2) = \frac{(1 - \beta) v \Sigma_{f1}}{\Sigma_{t1} + D_1 B^2};$$

$$K_2^p(B^2) = \frac{(1 - \beta) v \Sigma_{f2} \Sigma_{12}}{(\Sigma_{a2} + D_2 B^2)(\Sigma_{f2} + D_1 B^2)}. \quad (5)$$

Время жизни мгновенных нейтронов для двух групп определяется выражениями

$$l_1(B^2) = \frac{l_1(0)}{1 + B^2 L_1^2}; \quad l_2(B^2) = \frac{l_2(0)}{1 + B^2 L_2^2}. \quad (6)$$

Сравнение зависимостей $\alpha_T = f(B^2)$ и $\alpha = f(B^2)$ позволяет вычислить двухгрупповые параметры размножающей системы ($\Sigma_{a2} v_2$; L_2 ; L_1^2 ; $k_{\infty} B_{кр}^2$, l_p); при этом необходимо ввести поправки, обусловленные отличием асимптотического спектра от стационарного:

$$\frac{\alpha_T}{\alpha_T - \alpha} = \frac{K_1^p(B^2)}{K_2^p(B^2)} [R_{Cd}(B^2) - 1]. \quad (7)$$

Здесь $R_{Cd}(B^2)$ — кадмиевое отношение числа делений, которое может быть найдено, например, путем сравнения γ -активности закадмированных и открытых урановых сердечников в критической системе; при этом

$$R_{Cd}(B^2) = \frac{v \Sigma_{f1} \Phi_1 + v \Sigma_{f2} \Phi_2}{v \Sigma_{f1} \Phi_1} =$$

$$= R_{Cd}(B_{кр}^2) \frac{1 + L_1^2 B^2}{1 + L_1^2 B_{кр}^2}. \quad (8)$$

Используя соотношения (1) — (8), можно найти параметры двухгруппового гомогенизированного представления исследуемой размножающей системы.

Исследованные подкритические сборки располагались в цилиндрическом баке (диаметр 250 мм, высота 500 мм). Сборки имели правильную гексагональную решетку с шагом 25,5; 28,0 и 32,0 мм. Твэлы были разборными: их высота могла меняться в пределах 100—300 мм. Содержание U^{235} в материале сердечника твэла составляло $1,98 \cdot 10^{22}$ атом/см³. Наружный диаметр сердечника был равен 9,0 мм, толщина оболочки сердечника 0,2 мм. Трубки-поглотители, которые имитировали поглощение тепловых нейтронов в твэлах, имели такие же геометрические размеры. Подкритичность системы изменялась за счет уменьшения уровня в сборках в пределах 100—300 мм. Температура, при которой проводились измерения, составляла $(13 \pm 1)^\circ\text{C}$. Подкритические сборки вместе с детекторами нейтронов (счетчик СМ-13 и датчик УСД-3 со сцинтиллятором Т-1) располагались в специальном ящике — защите

от рассеянных нейтронов. Защита состояла из последовательно расположенных слоев парафина (70 мм), карбида бора (30 мм) и листового кадмия (1,0 мм). Влияние защиты на измеряемые декрементыборок проверялось экспериментально и оказалось незначительным. В экспериментах использовались анализатор АИ-256 и импульсный нейтронный генератор, имеющий интегральный выход $5 \cdot 10^7$ нейтр/сек (энергия нейтронов равна 14 Мэв). Выбор взаимного расположения детекторов и импульсного нейтронного источника определялся условием наименьшего влияния высших гармоник.

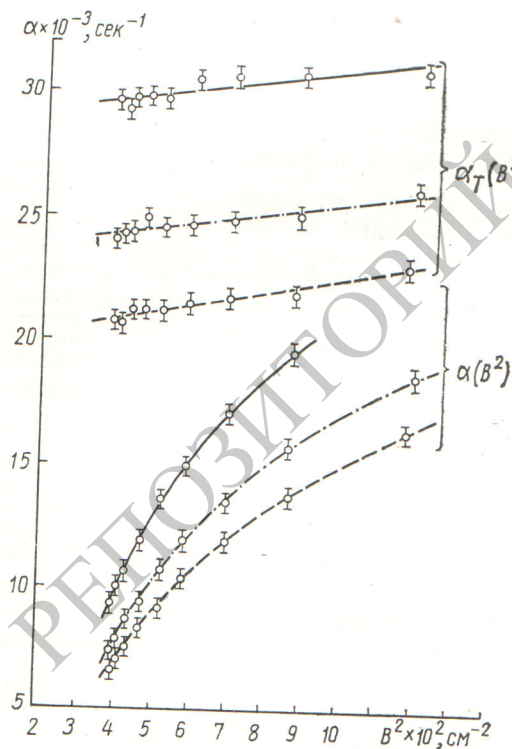
Время набора информации обычно составляло около 1 ч, что соответствовало среднеквадратичной ошибке в величине α , равной $\sim 1\%$.

Значения R_{ca} определялись в специальном эксперименте на критическом реакторе по остаточной γ -активности осколков деления. Экспериментально определенные зависимости $\alpha = \alpha(B^2)$ и $\alpha_T = \alpha_T(B^2)$ приведены на рисунке.

Точность расчетных результатов, полученных в малогрупповом приближении, определяется в значительной степени усреднением групповых констант. В данном случае константы активной зоны надтепловой группы усреднялись по девяти группам, на которые разбивался спектр замедляющихся нейтронов, рассчитанный для голого гомогенизированного критического реактора с заданным составом зоны. Константы тепловой группы усреднялись в интервале от 0 до E_{gr} по спектру Максвелла. При расчете констант тепловой группы учитывалась гетерогенность активной зоны. Расчет пространственного распределения потока нейтронов по элементарной ячейке (рассматривалась цилиндрическая ячейка, состоящая из пяти зон) был приведен в P_3 -приближении метода сферических гармоник. При расчете L_2^2 сечение захвата уточнялось путем вычисления пространственного энергетического распределения потока нейтронов в ячейке в 15-групповом представлении с учетом эффектов термализации в P_3 -приближении.

Результаты расчетов даны в таблице; там же приведены экспериментально определенные параметрыборок. При определении этих параметров использовались известные данные по величине l_1 [5]. Кроме того, представилась возможность сравнить величину l_p , рассчитанную по формуле (4), с величиной, полученной из критических экспериментов (см. таблицу).

Из приведенных данных видно, что результаты импульсных измерений на подкритических



Зависимость $\alpha(B^2)$ и $\alpha_T(B^2)$ для различныхборок с шагом решетки:

— — — — — 25,5 мм; — — — — — 28,0 мм; — — — — — 32,0 мм.

Значения параметров решеток

Параметры	Шаг решетки, мм					
	25,5		28,0		32,0	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
$\Sigma a_2 v \times 10^3, \text{сек}^{-1}$	28,9±0,2	29,12	23,4±0,1	24,63	19,7±0,2	20,05
$L_2, \text{см}$	0,84±0,08	0,915	0,98±0,06	1,01	1,20±0,07	1,14
$L_1^2, \text{см}^2$	46,2±3,6	44,2	39,8±2,2	40,5	32,9±1,6	36,3
K_∞	1,77±0,06	1,72	1,71±0,06	1,68	1,68±0,05	1,66
$B_{кр}^2 \times 10^2, \text{см}^{-2}$	1,62±0,09	1,66	1,73±0,09	1,70	1,79±0,09	1,82
$l_D, \text{мксек}^*$	20,3±1,0	—	25,8±1,3	—	34,0±1,8	—
$l_D, \text{мксек}^{**}$	18,8±0,6	—	23,5±0,7	—	34,8±1,0	—

* Расчет по формуле (4).
 ** Данные, полученные из критических экспериментов.

сборках хорошо согласуются с теоретическими значениями и параметрами, полученными из критических экспериментов (за исключением расхождения в величине L_1^2 для шага решетки 32,0 мм, которое трудно объяснить).

Известные в настоящее время аналогичные работы (например, [2—5]) были проведены на системах, в которых размножение нейтронов можно было учитывать только в тепловой группе. Очевидно, что подобные методы определения параметров систем в малогрупповых приближениях по результатам глубоко подкритических экспериментов ($K_{эфф} = 0,3 \div 0,7$) могут быть применены и к системам, в которых значительное число делений происходит в над-

тепловой группе (в данной работе приблизительно до 50%).

Поступила в Редакцию 17/X 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Dardel, N. Sjöstrand. Progr. Nucl. Energy, Ser. I, 2, 183 (1958).
2. А. В. Антонов. «Труды ФИАН им. Лебедева», 14, 146 (1962).
3. Л. Г. Андреев и др. Доклад № 358, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
4. И. Ф. Жежерун. Препринт ИАЭ № 844, 1965.
5. B. Joshi et al. Pulsed Neutron Research. Vienna, IAEA, 1965, vol. 2, p. 231.
6. K. Joest. Nukleonik, 6, 8 (1964).

Влияние поверхностного кипения на скорость отложения продуктов разложения газойля

Ф. Ф. БОГДАНОВ, О. И. УТКИН

УДК 621.039.534

В реакторах с органическими теплоносителями всегда происходит их радиационно-термическое разложение с одновременным образованием легкокипящих фракций и полимеров. В этом случае в полимерной пленке пристенного слоя при высоких температурах греющей стенки появляются мельчайшие частицы кокса. Последние при некоторых условиях накапливаются на греющей поверхности и образуют слой отложений. По этой причине была приостановлена эксплуатация реактора «Арбус», описанного в работе [1].

В литературе опубликованы всего две работы по изучению механизма и условий отложений

[2, 3]. Эти работы относятся к терфенильным смесям. В работе [2] рассмотрен механизм процесса отложений, в основе которого лежит хлорная или кислородная коррозия, характерная для высокотемпературных терфенильных смесей. Авторы работы [3] считают, что основная причина отложений — химически активные высококипящие продукты разложения теплоносителя и взвеси, которые в присутствии воды и воздуха образуют агрессивные в отношении коррозии составляющие: СО, оксиды и др. Последние в силу своих полярных свойств коагулируют со взвесями в органическом теплоносителе, принимая вид мельчайших час-