

Определение критических параметров гомогенных реакторов методом компенсированных возмущений

Э. А. СТУМБУР, С. П. САЗОНОВ

УДК 621.039.522:621.039.513.5

Общий теоретический анализ зависимости между критической загрузкой G и критическим объемом V произвольного гомогенного реактора впервые был проведен в работе [1]. При этом на основе теории возмущений были введены два интегральных параметра: фактор утечки α и показатель эффективности делящегося вещества η . Было показано, что производная функции $G(V)$ для реакторов любого состава определяется отношением параметров α и η . Результаты теоретического анализа были подтверждены экспериментальными данными.

Рассмотренный в работах [2,3] функционал J — интеграл реактивности — является аналогом параметра α , приведенным в работе [1]. Например, в критическом реакторе $J = 3\alpha \cdot \text{ЦНД}$, где ЦНД — интегральная ценность нейтронов деления [4]. В многокомпонентной системе интеграл реактивности может быть представлен суммой парциальных интегралов, в числе которых будет J_f — интеграл реактивности делящегося вещества, причем $J_f = \eta \cdot \text{ЦНД}$. Таким образом, J/J_f определяет критические параметры реактора аналогично α/η [1].

Вместе с тем использование характерных свойств интегралов реактивности позволяет получить также некоторые другие формы зависимости критических параметров для гомогенных реакторов.

В работе [2] доказано, что объемный интеграл реактивности произвольного выпуклого критического реактора можно выразить через скачки коэффициентов реактивности $K(r)$ на границах всех однородных сред, составляющих реактор:

$$J \equiv \int_{V=\sum_j V_j} K(r) dV = \sum_j \oint_{S_j} (rn) [K_{\text{int}}(r) - K_{\text{ext}}(r)] dS. \quad (1)$$

Под коэффициентом реактивности $K(r)$ понимается объемная плотность изменения $k_{\text{эфф}}$ при создании малой полости вокруг точки r в критическом реакторе (с точностью до знака и некоторого постоянного множителя) [2]. Это определение позволяет, во-первых, экспериментально определять значение $K(r)$ в любой точке реактора путем измерения «статистических весов» [5] и, во-вторых, рассчитать его теоретически * по потокам

* Очевидно, $K(r)$ близко к определению функции эффективности [6].

φ , ценностям φ^+ и сечениям:

$$K(r) \equiv \int dv \varphi^+(r, v) \left\{ \int dv' \varphi(r, v') [\chi(v) v \Sigma_f \times \times (r, v') + \Sigma_s(r, v' \rightarrow v)] - \Sigma_t(r, v) \varphi(r, v) \right\}.$$

Согласно теории возмущений [7], при малых взаимно компенсированных возмущениях реактора (при $\delta k_{\text{эфф}} = 0$) интеграл реактивности не изменяется, что приводит к вариационному уравнению [3]

$$\int \delta K dV + \sum_j \oint_{S_j} [K_{\text{int}} - K_{\text{ext}}] (n \delta r_j) dS = 0. \quad (2)$$

Совместное использование уравнений (1) и (2) приводит к дифференциальным уравнениям, описывающим условия критичности для произвольных малых изменений в составе реактора, размерах или конфигурации его отдельных областей. Интегрирование таких уравнений дает общие аналитические формулы, которые в некоторых случаях могут быть распространены на достаточно широкий диапазон изменения взаимно связанных критических параметров.

Приведем несколько элементарных примеров такого метода, ограничиваясь для простоты системами со сферической симметрией.

Зависимость критического радиуса от плотностей активной зоны и отражателя. Рассмотрим сферическую однородную активную зону с плотностью $\gamma_{a,z}$ и радиусом ρ , окруженную отражателем с наружным радиусом R и с плотностью вещества γ_0 . Для сохранения критичности при малых изменениях плотности и радиуса активной зоны (при $R = \text{const}$) согласно уравнению (2) необходимо, чтобы

$$J_{a,z} \frac{\delta \gamma_{a,z}}{\gamma_{a,z}} + J_0 \frac{\delta \gamma_0}{\gamma_0} + [K_{a,z}(\rho) - K_0(\rho)] 4\pi \rho^2 \delta \rho = 0. \quad (3)$$

Здесь $J_{a,z}$ и J_0 — составляющие интеграла реактивности соответственно по объемам активной зоны и отражателя; $K_{a,z}$ и K_0 — коэффициенты реактивности материалов активной зоны и отражателя. Вместе с тем соотношение (1) для данной системы имеет вид

$$J \equiv J_{a,z} + J_0 = 4\pi \rho^3 [K_{a,z}(\rho) - K_0(\rho)] + 4\pi R^3 K_0(R). \quad (4)$$

Равенства (3) и (4) приводят к дифференциальному уравнению

$$p d \ln \gamma_{a.z} + w d \ln \gamma_0 + d \ln \rho = 0, \quad (5)$$

где *

$$p \equiv \frac{J_{a.z}}{J - 4\pi R^3 K_0(R)}; \quad w \equiv \frac{J_0}{J - 4\pi R^3 K_0(R)}. \quad (6)$$

В результате интегрирования уравнения получается соотношение, являющееся некоторым обобщением степенного закона Хансена — Пакстона [8, 9]:

$$\rho(\gamma_{a.z}, \gamma_0) = \rho_{1,1} \left(\frac{\gamma_{a.z}}{\gamma_{a.z}^{(c)}} \right)^{-p} \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_0^{(c)}} \right)^{-w}. \quad (7)$$

Здесь $\rho_{1,1}$ — критический радиус при номинальных плотностях материалов $\gamma_{a.z}^{(c)}$ и $\gamma_0^{(c)}$. В предельных случаях «голой» сферы, а также при бесконечном отражателе, когда $K_0(R) R^3 \rightarrow 0$ $p + w = 1$, в остальных случаях $p + w > 1$. Расчет p и w по формулам (6) дает значения, близкие к известным экспериментальным данным [9]. Так, для системы «Топси» [8] получены следующие значения: расчетные $p = 0,71$; $w = 0,29$; экспериментальные $p = 0,73$; $w = 0,27$. Для быстрых реакторов p и w сохраняют постоянные значения вплоть до разбавлений $\sim 50\%$ [8].

Зависимость критического радиуса от толщины отражателя. Изменим толщину отражателя (неразмножающего) путем малой вариации наружного радиуса δR и вариации радиуса активной зоны δr сферической системы так, чтобы реактор остался критическим. При неизменных плотностях и составах, согласно выражению (2), имеем

$$4\pi r^2 [K_{a.z}(r) - K_0(r)] \delta r + 4\pi R^2 K_0(R) \delta R = 0. \quad (8)$$

С помощью соотношения (4) получим уравнение

$$\frac{d \ln \rho}{dR} = - \frac{4\pi K_0(R) R^2}{J - 4\pi K_0(R) R^3} \equiv f(R) = F \left(\frac{q - \rho}{q} \right) \quad (9)$$

(так как каждому R однозначно соответствует значение ρ). При выбранном аргументе $\left(0 \leq \frac{q - \rho}{q} \leq \frac{1}{2} \right)$, где q — критический радиус «голой» сферы, монотонную функцию F можно аппроксимировать двумя первыми членами разложения в ряд Тейлора. Практически более удобной является зависимость $\rho(\Delta)$, где $\Delta \equiv R - \rho$, т.е. толщина отражателя. В этом случае интеграл уравнения (9) можно записать в виде

$$\rho = \frac{q}{1 + \Gamma(1 - e^{-\mu\Delta})}, \quad (10)$$

где

$$\Gamma \equiv \frac{q - \rho_\infty}{\rho_\infty}; \quad \mu \equiv \frac{K_0(q)}{q\Gamma K_{a.z}(q)}. \quad (11)$$

Здесь ρ_∞ — критический радиус сферы с бесконечным отражателем; $K_{a.z}(q)$ и $K_0(q)$ — коэффициенты реактивности, определенные на границе «голой» критической сферы. При небольших толщинах отражателей ($\mu\Delta \ll 1$) из выражения (10) следует, в частности, эмпирическая формула [10]: $\frac{\rho - \rho_\infty}{q - \rho_\infty} = \frac{1 - a\Delta}{1 + b\Delta}$, хорошо описывающая известные экспериментальные данные

* Аналогичное выражение для ρ (при неизменной плотности отражателя) было получено В. Я. Пупко в 1963 г.

[9]. Формула (10) пригодна для любых толщин Δ (ее погрешность $\sim 1,5\%$).

Значения $\frac{\rho - \rho^*}{\rho^*} \times 100\%$

Отражатель	$\gamma, z/\text{см}^3$	$\Delta = 2,54 \text{ см}$	$\Delta = 5,08 \text{ см}$	$\Delta = 10,16 \text{ см}$	$\Delta = 15,24 \text{ см}$	$\Delta = 20,3 \text{ см}$
Бериллий	1,84	-0,5	-0,3	< 0,1	1,2	-0,5
Никель	8,88	0,5	-0,5	-0,2	-0,4	< 0,1
U ²³⁵	19,0	1,5	< 0,1	< 0,1	0,5	< 0,1

В таблице для сравнения приведены значения ρ , рассчитанные по формуле (10) и экспериментальные ρ^* [9, 11] для систем на U²³⁵ при разных отражателях $\left[\frac{\rho - \rho^*}{\rho^*} \times 100\% \right]$.

Зависимость критического радиуса гомогенной сферы от ее состава. Пусть «голая» критическая сфера радиуса q состоит из гомогенной смеси атомов: делящегося на нейтронах всех энергий вещества (U²³⁵, Pu²³⁹ и т. п.) с концентрацией N_f атом/см³ и некоторого неделящегося разбавителя N_x атом/см³. Согласно выражению (2), при малых изменениях состава сферы и ее критического радиуса:

$$I_f \delta N_f + I_x \delta N_x + 4\pi K(q) q^2 \delta q = 0. \quad (12)$$

Здесь I_f и I_x — парциальные интегралы реактивности, отнесенные к одному атому соответствующих компонент: $J_f \equiv I_f N_f$, $J_x \equiv I_x N_x$.

Используя условие (1) для «голой» сферы, т. е.

$$J \equiv J_f + J_x = 4\pi K(q) q^3, \quad (13)$$

получим дифференциальное уравнение Пфаффа:

$$dN_f + \frac{I_x}{I_f} dN_x + \left(N_f + \frac{I_x}{I_f} N_x \right) \frac{dq}{q} = 0. \quad (14)$$

Коэффициент (I_x/I_f) является функцией спектра нейтронов, который зависит от соотношения концентраций $\alpha_x \equiv \frac{N_x}{N_f}$. Однако спектр будет меняться сравнительно

медленно, и величину $\frac{I_x}{I_f} \equiv C(\alpha_x)$ можно считать постоянной в каждом небольшом диапазоне значений α_x . Поэтому общий интеграл уравнения (14) примет вид

$$q(N_f, N_x) = \frac{q_0 N_f^0}{N_f + N_x C(\alpha_x)}. \quad (15)$$

Здесь q_0 — критический радиус неразбавленной «голой» сферы с номинальной плотностью делящегося вещества N_f^0 . Явный вид $C(\alpha_x)$ можно построить для наиболее типичных случаев, например для разбавления делящегося вещества замедлителем (H₂O, Be, ZrH и т.п.). Функцию $C(\alpha_x)$ более удобно выразить в форме зависимости от $\ln \alpha_x$, так как определяющую роль будет играть относительное изменение разбавления $\frac{\delta \alpha_x}{\alpha_x}$.

Аппроксимируя $C(\alpha_x)$ первыми членами ряда Тэйлора при аргументе $(\ln \alpha_x / \alpha_\infty \ln \alpha_\infty)$ в окрестности $\alpha_x = 1$, получаем

$$C(\alpha_x) \approx C_x(1 - \varepsilon_x \ln \alpha_x) \approx C_x \alpha_x^{-\varepsilon_x}, \text{ где } \varepsilon_x \approx \frac{1}{\ln \alpha_\infty}. \quad (16)$$

Здесь под C_x понимается значение $(I_x/I_f)_{\alpha_x=1}$, т. е. при $N_f = N_x$. Величина α_∞ соответствует такому разбавлению горючего, когда $k_\infty = 1$, поэтому ε_x достаточно мало (0,05—0,07). Очевидно, C_x и ε_x могут быть рассчитаны или измерены. Теперь формула (15) примет вид

$$q(N_f, \alpha_x) = \frac{q_0 N_f^0}{N_f(1 + C_x \alpha_x^{1-\varepsilon_x})}. \quad (17)$$

К аналогичному виду можно привести эмпирические корреляционные соотношения [10], хорошо согласующиеся с результатами многогрупповых численных расчетов [7] и обобщающие многочисленные экспериментальные данные по гомогенным реакторам на U^{235} с такими разбавителями, как H_2O , Be , C и др. в диапазоне $\alpha_x = 0 \div 10^3$. При этом расчетные значения C_x [по формуле (17)] и эмпирические константы [10] хорошо согласуются (не хуже 1,6%); расчетные значения $C_{H_2O} = 0,500$; $C_{Be} = 0,145$; $C_C = 0,117$; эмпирические константы $C_{H_2O} = 0,508$; $C_{Be} = 0,146$; $C_C = 0,117$.

Изложенный метод позволяет определять критические радиусы ($\pm 1,5\%$) для гомогенных реакторов на основе минимума исходной информации. Наряду с обоснованием корреляционных формул работ [8, 10] приведенный метод расширяет границы их применения и позволяет выразить эмпирические коэффициенты в явном виде, допуская их прямой расчет или изменение на простых критических сборках. Данный метод и решение аналогичных задач подробно описаны в работе [12].

Некоторые результаты изучения поведения облученного сплава Zr—В при отжиге

Е. Ф. ДАВЫДОВ, В. В. КОЛЕСОВ

УДК 621.039.5

Для изучения влияния добавок бора на некоторые свойства облученного циркония при отжиге проводилось облучение тонких прокатанных пластинчатых образцов с содержанием $\sim 0,002 \text{ г/см}^3$ ($\sim 0,03 \text{ вес.}\%$) изотопа B^{10} .

Образцы облучались в непосредственном контакте с водой при $300\text{--}350^\circ \text{C}$ до накопления за счет $(n \rightarrow \alpha)$ -реакции $\sim 3,4 \text{ нсм}^3 \text{ He}$ на 1 см^3 объема циркония. Интегральный поток и суммарное выгорание бора оценивалось расчетным путем. После окончания облучения проводилось исследование структуры и измерение плотности образцов до и после отжига при $600, 700, 800$ и 1000°C , а также определялось распределение газа между закрытыми и открытыми порами путем изучения процесса газовыделения при нагревании в вакууме.

Результаты экспериментов. До отжига (рис. 1) обнаруживаются многочисленные включения интерметаллида ZrB_2 в цирконии. Эти включения различны по форме и величине и ориентированы преимущественно в направлении прокатки. Пор и трещин при данном увеличении не наблюдалось.

В микроструктуре образцов, отожженных при 800°C (рис. 2), заметны существенные изменения: увеличилось

Авторы письма признательны А. И. Лейпунскому, В. В. Орлову, В. А. Кузнецову, В. Я. Пупко и В. М. Дмитриеву за ценные замечания.

Поступило в Редакцию 20/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

- В. Я. Пупко. В сб. «Физика и теплотехника реакторов». М., Атомиздат, 1958, стр. 44.
- Э. А. Стумбур. «Атомная энергия», **23**, 255 (1967).
- Э. А. Стумбур. «Атомная энергия», **25**, 522 (1968).
- Л. Н. Усачев. В сб. «Реакторостроение и теория реакторов». М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 251.
- А. И. Могильнер и др. «Атомная энергия», **24**, 42 (1968).
- А. А. Абагян и др. Доклад № 364, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
- Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1962.
- Дж. Хансен. Доклад № 592, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
- G. A. Graves, H. C. Raхton. Nucleonics, **15**, 90 (1957).
- В. А. Кузнецов. В сб. «Физика ядерных реакторов». Т. III. М., Изд. ФЭИ, 1966, стр. 137.
- Б. Г. Дубовский и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность. М., Атомиздат, 1966.
- Э. А. Стумбур. Препринт ФЭИ-142, 1968.

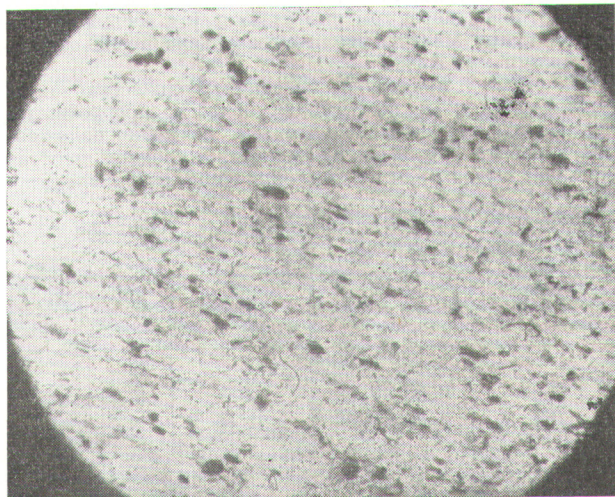


Рис. 1. Микроструктура образца облученного сплава Zr—В до отжига ($\times 200$).