

быстрых нейтронов актиноидов и особо долгоживущих продуктов деления (I, Tc) и постепенный радиоактивный распад остальных продуктов деления открывают возможность создания трансмутационного топливного цикла, в котором после достаточно глубокого радиохимического отделения радиоактивных отходов от актиноидов и выдержки в течение ~200 лет их можно будет захоронить, не нарушая природного радиационного уровня, так как по радиационной опасности отходы становятся эквивалентными добываемому из земли урану.

Наконец, важнейшим условием крупномасштабного развития ядерной энергетикой является решение проблемы нераспространения совокупностью политических и технологических мер.

По этим критериям: безопасность реакторов, захоронение отходов, экономика, нераспространение — и следовало бы оценивать различные схемы расширенного производства.

Что касается взрывной энергетикой с большим единичным энерговыделением, то ее способность обеспечить высокие темпы воспроизводства плутония едва ли будет востребована. Разгон здесь является нормальным режимом, но поведение сотен тысяч тонн натрия в экстремальных аварийных режимах представляет проблему.

Снижение количества радиоактивных отходов в пределах одного порядка с учетом увеличения активации материалов нейтронами упрощает, но не решает проблему отходов. Правда, избыток нейтронов создает предпосылки к трансмутации радионуклидов. Но экономичная радиохимическая технология их выделения из сотен тысяч тонн натрия при низкой концентрации будет, вероятно, трудной задачей.

Одна из проблем разработки любых энергоустановок состоит в снижении неравномерности и цикличности тепловых и механических нагрузок. Во взрывных установках неравномерности максимальны, и это будет приводить к большой материалоемкости по сравнению с обычными реакторами и экономическому проигрышу.

Оптимальная мощность энергоблока, определяемая, кроме экономики, множеством факторов (надежность системы, резервирование на случай остановки блока, потребность в охлаждающей воде, влияние на окружающую территорию и т.д.), оказывается сейчас примерно равной 1 ГВт(эл). Размещение блоков в десятки ГВт столкнется с серьезными трудностями.

Наконец, наличие на АЭС предлагаемого типа производства и складов термоядерных зарядов едва ли будет приемлемым с точки зрения нераспространения.

УДК 621.039.5

КРИТИЧЕСКИЕ ФЛЮКТУАЦИИ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ

*Рязанов В.В. (Институт ядерных исследований АН Украины),
Лакоза Е.Л. (Институт биоорганической химии и нефтехимии АН Украины),
Сысоев В.М. (Киевский государственный университет им. Т.Г. Шевченко)*

Основным и наиболее важным физическим процессом в реакторе является цепная ядерная реакция. В теории флуктуаций цепной реакции деления (нейтронных шумов), разработанной, например, в исследованиях [1—10] и др., получены результаты, важные для физики реакторов и реакторной практики (корреляционный анализ нейтронных шумов для измерения физических характеристик и контроля реактора, устойчивость критического состояния и др.). В настоящей работе для исследования этих задач предлагается применить методы теории непрерывных фазовых переходов и синергетики и использовать аналогии с цепными химическими реакциями и общими закономерностями критических явлений.

Оптимальным рабочим режимом реактора является критический. Для прогнозирования поведения реактора в критическом режиме необходимо выявить те особенности нейтронных закономерностей, которые являются в некотором роде универсальными, т.е. не зависят от деталей отдельных актов движения и превращения нейтронов, происходящих в реакторах различного типа. Сходство цепных химических реакций с критическими явлениями и непрерывными фазовыми переходами было замечено давно [11]. Впоследствии была разработана универсальная теория непрерывных фазовых переходов для систем различной физической природы (см., например, работу [12]).

Характерная черта динамики критических явлений заключается в сингулярном поведении радиуса корреляции R_c и времени релаксации τ_c локальных флуктуаций соответствующего параметра порядка. Параметром порядка в нашем случае может служить средняя плотность числа нейтронов $\bar{n}(r, t)$. Аналогами τ_c и R_c являются постоянная времени размножения нейтронов в среде $T = l/(k_\infty - 1) \sim (k_\infty - 1)^{-\gamma}$, $\gamma = 1$, где l — время жизни нейтронов одного поколения, и критический размер, равный для сферического реактора [13] $R_g = \pi/\kappa = \pi M/\sqrt{k_\infty - 1} \sim (k_\infty - 1)^{-\nu}$, $\nu_c = 1/2$, где $M^2 = L_T^2 + \tau_T$ — характерная длина, длина миграции нейтронов; k_∞ — коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде. Отметим, что в настоящей работе, которая носит постановочный характер, основное внимание уделяется рассмотрению эффектов в бесконечной среде. Для реального реактора важно влияние конечного объема, размеров и формы. На условия transversальности, пересечения и корреляции различных цепочек нейтронов, которые зависят от их фрактальной размерности, существенно влияют граничные условия. Поэтому проблема ограниченности реактора является важной. Данный подход обобщается и на случай конечных объемов. Величины R_c и τ_c определяют характерное расстояние и время, на которых еще «чувствуется» локальное отклонение параметра порядка от его стационарного значения.

Рассмотрим в качестве флуктуаций параметра порядка локальные флуктуации численной плотности нейтронов, считая n_0 стационарную среднюю плотность. Линейный отклик плотности числа нейтронов, зависящий в общем случае от пространственных r и временных переменных t ,

$$\delta n(r', t') = \int_V dr \int_{-\infty}^{t'} dt G_1(r' - r, t' - t) f(r, t), \quad (1)$$

где $f(r, t)$ — входной сигнал, функция источника, возмущение; $\delta n(r', t')$ описывает отклик системы реактора на возмущение $f(r, t)$, а

$$G_1(r' - r, t' - t) = \delta n(r', t') / \delta f(r, t) \Big|_{f(r, t)=0} \quad (2)$$

— функция отклика (функция Грина), описывающая влияние возмущения $f(r, t)$ на наблюдаемую плотность $n(r', t')$.

Можно сделать замечание относительно стационарности критического реактора [3—5]. Критическая система переходит в состояния, среди которых нет стационарных. Для области, близкой к критической, когда $k \rightarrow 1$, $k < 1$ (k — коэффициент размножения), есть стационарные состояния, для которых характерно скейлинговое поведение [14]. Можно, как в работе [5], считать, что благодаря источникам нейтронов (реальным и фиктивным) реактор находится в стационарных неравновесных состояниях, и при отсутствии источников и потоков в системе стационарности нет [14, 15]. Характеристика $\bar{n}$ как стационарного значения становится неверной в самой критической точке $k = 1$. Более правильно обсуждать поведение флуктуаций около какого-то среднего значения, которое есть и в тех областях, в которых нет стационарных состояний. Общая классификация поведения физических систем в зависимости от стационарности или нестационарности протекающих в них процессов приведена в работе

[15]. Поведение энергетических реакторов с помощью случайных ветвящихся процессов с переменным режимом в подкритической и надкритической областях рассматривалось в работе [16]. Для критической и надкритической областей получены нестационарные, зависящие от времени выражения для среднего числа нейтронов и его дисперсии.

Известно, что для бесконечной системы полюса функции отклика G_1 (2) совпадают с полюсами корреляционной функции плотности числа нейтронов

$$G(r' - r, t' - t) = \overline{n(r, t)n(r', t')} - \overline{n(r, t)}\overline{n(r', t')} + \overline{n(r', t')} \delta(r' - r) \delta(t' - t), \quad (3)$$

где чертой сверху обозначено усреднение по вероятностям того, что в реакторе в момент t находится данное количество нейтронов, распределенное определенным образом по пространственным точкам. Поэтому эти величины пропорциональны. В работе [5] в аргументе кроме пространственной зависимости учитывается распределение по энергии, «многогрупповое» приближение и вектор направления скорости нейтронов. Имея в виду возможность такого обобщения, будем рассматривать в настоящей работе только пространственные зависимости, «одногогрупповое» приближение. Будем рассматривать также корреляционную функцию только для числа нейтронов в реакторе. Чтобы строго описать влияние ядер-предшественников запаздывающих нейтронов, надо рассмотреть систему уравнений для корреляторов типа $n(r, t)c_i(r', t')$, $c_i(r, t)c_j(r', t')$, где c_i — плотность ядер-предшественников i -й группы. Будем рассматривать фон предшественников запаздывающих нейтронов как независимый источник нейтронов [5, 7].

Основное внимание в настоящей работе уделяется случаю почти критического реактора, когда [7]

$$1 - k \ll \lambda_i / \left(l^2 \sum_i \beta_i / \lambda_i \right), \quad (4)$$

где λ_i — постоянная распада i -й группы ядер-предшественников; β_i — доля запаздывающих нейтронов i -й группы; l — среднее время жизни нейтронов.

Связь корреляционной функции (3) с концепцией передаточной функции и представлением (1) рассмотрена в работе [5], где указаны приближения и ограничения этой связи. Выражения для коррелятора входного сигнала f из уравнения (1) для стационарного возмущения приводятся в работах [5], [9].

Если в уравнении (1) $f(r, t) = A \delta(r - r_0)/n_0$ (сосредоточенный источник нейтронов), то полный отклик числа нейтронов в объеме V на возмущение f

$$N(t') = \int_V \delta n(r', t') dr' = n_0^{-1} A \int_V dr' \int_{-\infty}^{t'} G_1(r' - r_0, t' - t) dt. \quad (5)$$

В критическом режиме $N(t') \rightarrow \infty$ при $V \rightarrow \infty$. Этот факт означает, что функция $G(r' - r_0, t' - t)$ является дальнодействующей в соответствии с сингулярностью радиуса корреляции. Такое же дальнодействие корреляционных функций определяет отличительную особенность непрерывных фазовых переходов.

Поскольку $G(r' - r, t' - t)$ — дальнодействующая функция, то ее фурье-образ

$$\hat{G}(q, \omega) = \int_V dr \int_{-\infty}^{\infty} dt G(r, t) \exp \{ iqr - i\omega t \} \quad (6)$$

сингулярен в критической точке при $q \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$. Это соответствует точкам особенности передаточной функции [9, 10]. Стандартные приемы вычисления $\hat{G}(q, \omega)$ или $G(r' - r_0, t' - t)$ с помощью теории возмущений в этой ситуации бесполезны. В таких случаях теорию возмущений развивают обычно для обратной величины, вычисляя поправки к ее нулевому значению в точке перехода (см., например, работы [12], [17–20]). Введем в рассмотрение функцию

$$C_1(r' - r, t' - t) = \delta f(r', t') / \delta n(r, t) \Big|_{\Delta n(r, t)=0} \quad (7)$$

которая является обратной вариационной производной относительно функции (2) $G_1(r' - r, t' - t)$. Аналогично связи между функциями G_1 (2) и G (3) назовем функцию $C(r' - r, t' - t)$, обратную функции G (3) и пропорциональную C_1 (7), прямой корреляционной функцией [17, 18]. Она описывает отклик локального значения реактивности в точке (r', t') на возмущение локальной плотности нейтронов в точке (r, t) . Из определений (2), (6), (7) и теоремы о свертке вытекает соотношение, связывающее $G(q, \omega)$ и фурье-образ прямой корреляционной функции $\hat{C}(q, \omega)$

$$\sum_q \hat{G}(q, q_2; \omega) \hat{C}(q', q_2; \omega) = \delta_{qq'} \quad (V \rightarrow \infty),$$

где $\delta_{qq'}$ — символ Кронекера.

В случае изотропной бесконечной системы, когда $G(r' - r) = G(r)$, $r = r' - r$,

$$\hat{G}(q, \omega) \hat{C}(q, \omega) = 1. \quad (8)$$

Рассмотрим это уравнение, так как неоднородности могут быть выражены через поправки к C (20). Это уравнение имеет δ -образную особенность. Из выражений (5) и (8) следует, что в критической точке, когда $\hat{G}(0, 0) \rightarrow \infty$,

$$\lim_{q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0} \hat{C}(q, \omega) = 0. \quad (9)$$

Таким образом, функция $C(r' - r, t' - t)$ является короткодействующей. Для удобства дальнейшего изложения, следуя работе [18], выделим δ -образные особенности в $G(r' - r, t' - t)$ и $C(r' - r, t' - t)$, что проще провести в (q, ω) -представлении. Запишем

$$\hat{G}(q, \omega) = a [\psi \sqrt{\hat{\sigma}^2(q)} + \psi \left(\sqrt{\hat{\sigma}^2(q)} \right)^{-1} \hat{g}(q, \omega)]; \quad (10)$$

$$\hat{C}(q, \omega) = \frac{1}{a} \left[\left(\psi \sqrt{\hat{\sigma}^2(q)} \right)^{-1} - \psi \left(\sqrt{\hat{\sigma}^2(q)} \right)^{-1} \hat{u}(q, \omega) \right], \quad (11)$$

где $\sigma^2(r) = g(r, t = 0)$ — плотность дисперсии числа нейтронов. В нестационарном случае $\sigma^2(r_1, r_2; t_1) = g(r_1, r_2; t_1, t_1) = \overline{n(r_1, t_1)n(r_2, t_1)} - \overline{n(r_1, t_1)} \overline{n(r_2, t_1)}$. Выражение для a также записывается в явном виде. Функция $g(r, t)$ в работе [9] называется автокорреляционной функцией. В реакторных экспериментах исключение δ -функции по времени проводится при использовании двух детекторов одинаковой эффективности (метод взаимно корреляционного анализа [9]), что соответствует исключению постоянного фона в частотной области и позволяет проводить измерения детекторами с относительно низкой эффективностью. Формулы (10), (11) являются определением функций $\hat{g}(q, \omega)$ и $\hat{u}(q, \omega)$. Из выражений (9) и (11) следует, что в критической точке, в точке возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления выполняется условие $1 - \psi^2 \hat{u}(0, 0) = 0$. Это условие возникновения цепной реакции. Тогда по аналогии с высказанным в работе [11] утверждением для химических цепных реакций можно записать соотношение $\hat{u}(0, 0) = \nu = l = \tau^{-1}$, где $\nu = l = \tau^{-1} = (\nu \Sigma_a)^{-1} = \lambda_a / \nu$ — среднее время жизни нейтрона до поглощения; τ — вероятность обрыва цепи, вероятность поглощения нейтрона до деления; ν — скорость нейтрона; Σ_a — макроскопическое сечение поглощения нейтронов в реакторе (вероятность поглощения на единичной длине пробега); λ_a — длина свободного пробега до поглощения. Величины ν и Σ_a усреднены соответствующим образом по спектру нейтронов.

После подстановки соотношений (10), (11) в выражение (8) получаем уравнение Орнштейна—Цернике [17—19] в (q, ω) -представлении:

$$\hat{g}_1(q, \omega) = \hat{u}_1(q, \omega) + \psi^2 \hat{u}_1(q, \omega) \hat{g}_1(q, \omega); \quad (12)$$

$$\hat{u}_1(q, \omega) = \psi \sqrt{\hat{\sigma}^2(q)} \hat{u}(q, \omega); \quad g_1(q, \omega) = \hat{g}(q, \omega) \left(\psi \sqrt{\hat{\sigma}^2(q)} \right)^{-1}.$$

Можно показать, что многие явные выражения для пространственной зависимости корреляционной функции нейтронов, например, [9], совпадают с решениями уравнения (12) в различных приближениях. Уравнение (12) записывается и в (r, t) -представлении:

$$g_1(r' - r, t' - t) = u_1(r' - r, t' - t) + \psi^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt'' \int_V dr'' u_1(r'' - r, t'' - t) \times \\ \times g_1(r' - r'', t' - t'') \quad (V \rightarrow \infty). \quad (13)$$

Уравнение (12) при $q = 0, \omega = 0$ с учетом того, что $\hat{u}(0, 0) = l = v$, превращается в уравнение [11]

$$v' = \frac{\psi^2 \sigma^2 v}{1 - \psi^2 v}, \quad (14)$$

определяющее время жизни (длину) разветвленной цепи $v' = \hat{g}(0, 0)$. Соотношение (14) интерпретируется как уравнение размножения $N = \psi^2 \sigma^2 [1 - k(1 - \beta)]^{-1}$, где $\beta = \sum_i \beta_i$; $N = v'/v = v'\tau$ — полное число нейтронов в сборке, рожденное одним нейтроном; $k(1 - \beta) = \psi^2 v = \psi^2 \tau$; $\psi^2 = \tau k(1 - \beta) = k(1 - \beta) \Sigma_a v = k(1 - \beta)/l$. Функция $g_1(r' - r, t' - t)$ в уравнении (13) описывает корреляцию между флуктуациями числа нейтронов в точках (r', t') и (r, t) без δ -образного слагаемого. Эта функция представляется в виде суммы прямого вклада $g_1(r' - r, t' - t) = u_1(r' - r, t' - t)$ при $\psi^2 = 0$ (поэтому $u_1(r' - r, t' - t) \sim u(r' - r, t' - t)$ и называется прямой корреляционной функцией) и косвенного, возникающего через разветвления, деления ядер в промежуточной точке r'', t'' . Аналогичный подход, основанный на уравнении Ланжевена, проводился в работе [8], где рассматривались вклад в корреляционную функцию от прямых корреляций и цепные реакции с множественным испусканием вторичных нейтронов. Нелинейные уравнения ланжевенского типа записываются с помощью результатов работ [14, 15].

Уравнение Орнштейна—Цернике описывает временную эволюцию и пространственное распределение численной плотности числа нейтронов, так как согласно соотношениям (1) и (10) при $f = \delta(r) \delta(t)$ $\delta n \sim \delta(r) \delta(t) + \psi^2 g_1(r, t)$. При этом прямая корреляционная функция описывает близкие корреляции, которые непосредственно зависят от вида взаимодействий между нейтронами и делящимися ядрами. Задание конкретного вида функции $u(r, t)$ приводит к уравнению для парной корреляционной функции $g(r, t)$. Дальние корреляции, определяемые этой функцией (особенно асимптотическое поведение $g(r, t)$ при $r \rightarrow \infty$ и $t \rightarrow \infty$), имеют статистический и универсальный характер и не зависят от конкретных свойств взаимодействия. Покажем, что в гидродинамическом приближении $q \rightarrow 0, \omega \rightarrow 0$ уравнение (13) превращается в уравнение диффузии нейтронов с размножением

$$\frac{\partial g(r, t)}{\partial t} = D g(r, t) + D v \nabla^2 g(r, t) \quad (r \neq 0, t \neq 0), \quad (15)$$

где D — коэффициент диффузии нейтронов; $d = \psi^2 - \tau = \frac{k(\rho - \beta)}{l}$, $\rho = (k - 1)/k$ — разность констант скоростей процессов разветвления и обрыва цепей. Уравнение (8) в (r, t) -пространстве принимает вид

$$\int_V dr' \int_0^t dt' C(r - r', t - t') G(r', t') = \delta(r) \delta(t). \quad (16)$$

Функция $G(r, t)$ имеет максимум в области $r = 0$ и нерегулярно меняется в области $r \approx 0$. При больших r она меняется монотонно. Используя то, что $r \gg 0$, $t \gg 0$, разложим функцию $G(r', t')$ в уравнении (16) в ряд около $r' = r$, $t' = t$:

$$G(r', t') = G(r, t) + (r' - r) \nabla G(r, t) + (t' - t) \frac{\partial G(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{2} (r' - r)^2 \nabla^2 G(r, t) + \dots \quad (17)$$

Подстановка уравнения (17) в формулу (16) с учетом того, что $\int_V (r' - r) C(r - r', t - t') dr' = 0$ из-за пространственной изотропности $C(r)$, приводит к уравнению

$$C_{00} G(r, t) + \frac{1}{2} C_{20} \nabla^2 G(r, t) - C_{01} \frac{\partial G(r, t)}{\partial t} = \delta(r) \delta(t), \quad (18)$$

где $C_{nm} = \int_V dr \int_0^t dt C(r, t) |r|^n t^m$. Эти моменты существуют, если вероятность обрыва

цепи τ в цепном разветвленном процессе отлична от нуля и функция $C(r, t)$ финитна. Мы рассматриваем случай $r \rightarrow \infty$, $t \rightarrow \infty$, $r \neq 0$, $t \neq 0$. Поэтому $\delta(r) = \delta(t) = 0$. В стационарном случае из уравнения (10) получаем, что $G(r, t) = a[\psi \sqrt{\sigma^2(r)} \delta(t) + \psi(\sqrt{\sigma^2(r)})^{-1} g(r, t)]$, и первое слагаемое, пропорциональное $\delta(t)$, обращается в нуль. Уравнение (18) записывается также при разложении в уравнении (8) величины $\hat{C}(q, \omega)$ в ряд $\hat{C}(q, \omega) \approx C_{00} - i\omega C_{01} - \frac{1}{2} C_{20} q^2 + \dots$, т.е. при ограничении первыми неисчезающими членами при малых q и ω .

Учитывая вероятностный смысл функции $C(r, t)$, можно связать ее моменты с характеристиками изучаемой системы. Так, $C_{00} = k(\rho - \beta)$, $C_{20} = B \langle \Delta x^2 \rangle$, где B — нормировочная постоянная; $\langle \Delta x^2 \rangle$ — средний квадрат смещения нейтрона в отсутствие разветвлений; $C_{01} = B \langle \Delta t \rangle = l$, где $\langle \Delta t \rangle$ — среднее время, в течение которого нейтрон смещается на расстояние $\sqrt{\langle \Delta x^2 \rangle}$. Известно (см., например, работу [13]), что

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \bar{r}^2 = 6/\kappa^2; L^2 = 1/\kappa^2 = D/\Sigma_a; D = \bar{r}^2 \Sigma_a/6 = \bar{r}^2/6lv; vD = \bar{r}^2/6l,$$

где L — длина диффузии нейтронов; $\kappa^2 = \Sigma_a/D$ — параметр, определяющий свойства среды. Записывая $D = C_{20}/6vC_{01}$, получим уравнение (15) из формулы (17). Отметим, что уравнение (15) совпадает с уравнением для потока нейтронов в диффузионно-возрастном приближении [13].

Более подробный учет пространственно-временной дисперсии (эффектов нелокальности и памяти) и влияния внешних воздействий можно осуществить, учитывая в разложении (17) дальнейшие члены по степеням r' и t' (или q и ω) и добавляя слагаемые, описывающие наличие возмущающих факторов. При изучении критических явлений в присутствии внешних полей необходимо к переменной $f(r, t)$ из соотношения (1) добавить слагаемое $\Delta f = f_f(r, t)$, зависящее от типа воздействия. Роль Δf играет дополнительная реактивность, вносимая воздействием.

Уравнение (15), справедливое в отсутствие внешних полей, легко решается и приводит при $d > 0$ к существованию граничного значения модуля волнового вектора $q_{\text{гр}}$, такого, что при $q < q_{\text{гр}}$ обратный фурье-образ $\hat{g}(q, \omega)$ по частоте $\tilde{g}(q, t)$ неограниченно растет со временем, а при $q > q_{\text{гр}}$ экспоненциально затухает. Такая же ситуация при решении диффузионно-возрастного приближения [13]: критическое состояние реактора достигается при $q_{\text{гр}}^2 = B_0^2$, где B_0^2 — наименьшее собственное число собственной функции из разложения по полной системе ортогональных собственных функций. Таким образом, одна часть гармоник $\tilde{g}(q, t)$ является неустойчивой, другая — устойчивой. Критическое значение волнового вектора $q_{\text{гр}}$ связано с эффективным коэффициентом размножения k . Так, из уравнения (15) получаем, что

$$q_{\text{гр}} = \frac{\sqrt{k(\rho - \beta)}}{D \sqrt{l}}. \quad (19)$$

Следуя теории критических флуктуаций в неоднородных средах, развитой в работе [20], исходим из того, что для учета влияния внешних воздействий на корреляционную функцию $G(q, q'; \omega)$, которая в этом случае становится зависящей от двух волновых векторов q и q' , необходимо пользоваться обобщенным уравнением типа (8), а именно

$$\sum_{q_1} \hat{G}(q, q_1; \omega) [\hat{C}_0(q_1, q'; \omega) \delta_{q, q'} + \varphi(q_1 - q'; \omega)] = \delta_{qq'}, \quad (20)$$

где $\hat{C}_0(q_1, q'; \omega)$ — невозмущенное значение прямой корреляционной функции; $\varphi(q_1 - q'; \omega)$ — фурье-образ функции $\varphi(r - r') = \delta f(r) / \delta n(r')|_{\Delta n(r, t)=0}$. Таким образом, если в изотропном случае в гидродинамическом приближении каждый фурье-компонент флуктуаций численной плотности нейтронов развивается независимо от других при $q \neq \pm q'$, что видно из формул (8) и (15), то в присутствии внешнего воздействия эти фурье-компоненты $n_q(t)$ и $n_{-q}(t)$ с $q \neq \pm q'$ взаимодействуют с амплитудой $\varphi(q - q')$. Используя для первого слагаемого в уравнении (20) приближения (17), (18), получим уравнение для $g(r, t)$ в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial g(r, t)}{\partial t} &= \frac{k(\rho - \beta)}{l} g(r, t) + D \nabla^2 g(r, t) + \\ &+ \int_V dr' \int_0^t dt' [\sigma^2(r') \delta(t') + g(r', t')] 1/l \varphi(r - r', t - t'), \end{aligned} \quad (21)$$

где $\varphi(r - r', t - t') = \delta \rho(r, t) / \delta \Delta n(r', t')|_{\Delta n=0}$; ρ_l — дополнительная реактивность, обусловленная возмущением. При $\varphi = 0$ получаем из уравнения (21) выражение (15). Рассмотрим в качестве возмущения запаздывающие нейтроны. Зададим $\varphi(r - r', t - t') = \sum_i k \lambda_i \beta_i \exp[-\lambda_i(t - t')] \delta(r - r')$. Для стационарных процессов единичный множитель при $\hat{\sigma}^2(q)$ в $\hat{G}(q, q'; \omega)$ во втором слагаемом уравнения (20) получим не в виде $\delta(t')$, как в уравнении (21), а в виде обратного финитного преобразования Фурье по t' : $\Delta_i(t')$, где $\Delta_i(t') \simeq 1$ при $t' \leq \lambda_i^{-1}$ и $\Delta_i(t') \simeq 0$ при $t' > \lambda_i^{-1}$. Для $t' > \lambda_i^{-1}$

$\int_0^t \Delta_i(t') \exp[-\lambda_i(t - t')] dt' \simeq \lambda_i^{-1} \exp[-\lambda_i t]$, и из уравнения (21) получаем, что

$$\frac{\partial g(r, t)}{\partial t} = \frac{k(\rho - \beta)}{l} g(r, t) + D \nabla^2 g(r, t) +$$

$$+ \sum_i \frac{k\beta_i}{l} \sigma^2(r) \exp[-\lambda_i t] + \sum_i \frac{k\beta_i \lambda_i}{l} \int_0^t dt' \exp[-\lambda_i(t-t')] g(r, t').$$

Это уравнение в случае (4), когда $\mu_i = \langle (n - \bar{n})(c - c_i) \rangle \approx \beta_i \sigma^2(r) / \lambda_i l$ [7], совпадает с результатом, полученным в работе [5]. При $\omega \gg \lambda_i$ влиянием запаздывающих нейтронов можно пренебречь. Спектральную плотность мощности нейтронных шумов, отнесенную к частотному интервалу шириной 1 Гц, можно найти по соотношению

$$4 \int_0^\infty dt g(r, t) \cos(2\pi \chi t), \text{ где } \chi — \text{частота, Гц [7].}$$

Кроме запаздывающих нейтронов в возмущении $\varphi(r - r', t - t')$ может учитываться влияние управляющих стержней, обратных связей, различных воздействий со стороны теплоносителя, оборудования, внешних сил и т.д. Следует задать аналитическое выражение для этих возмущений в уравнениях

(20)–(22), записав $\varphi = \sum_{j=1}^n \varphi_j$, где φ_j — влияние j -го возмущения. Преобразование

Фурье уравнения (21) приводит к соотношению

$$\begin{aligned} \hat{g}(q, \omega) \left[i\omega + D\nu q^2 - \frac{k(\rho - \beta)}{l} \right] - \frac{1}{l} \sum_{q_1} \hat{g}(q, q_1; \omega) \varphi(q - q'; \omega) = \\ = \frac{1}{l} \sum_{q_1} \hat{\sigma}^2(q, q_1) \varphi(q_1 - q'; \omega), \end{aligned} \quad (22)$$

явное решение которого легко записывается для однородной системы, когда $\hat{g}(q, q_1; \omega) = \hat{g}(q; \omega) \delta_{qq'}$:

$$\hat{g}(q, \omega) = \frac{l^{-1} \hat{\sigma}^2(q) \varphi(q - q'; \omega)}{i\omega - \frac{k(\rho - \beta)}{l} + D\nu q^2 - l^{-1} \varphi(q - q'; \omega)}.$$

Но пространственные эффекты в общем случае могут играть важную роль в поведении реактора.

В работе [1] рассмотрена связь различных диапазонов времени корреляции и различных частот с задачами эксперимента. Там же отмечается важность практического развития статистических методов для исследования энергетических реакторов. Полученные общие соотношения (21), (22) позволяют рассматривать в качестве возмущений такие нелинейные обратные связи, которые возникают при работе энергетических реакторов и могут играть важную роль в корреляциях и пространственно-временном поведении нейтронов, например, температурные колебания, шумы неоднородностей теплоносителя и другие эффекты [1]. Так как для второго слагаемого в уравнении (20) не проводилось приближение (17), а использовалось точное выражение для $G(r', t')$, то для возмущающих воздействий их влияние может рассматриваться в любой области частот ω , а не только в гидродинамическом приближении $\omega \rightarrow 0$, как при выводе формулы (15). Связь корреляционной функции с экспериментальными результатами описана в работах [1–10] и других. Например, связь корреляционной функции $k(t', t)$ детектора эффективностью ϵ , помещенного в реактор, с нейтронно-корреляционной функцией $g(t', t)$ имеет вид [7]

$$k(t', t) = c(t) \delta(t - t') + (\epsilon/l)^2 g(t', t); \quad k(t) = c\delta(t) + (\epsilon/l)^2 g(t),$$

где $c = \epsilon \bar{n} / l$ — скорость счета детектора. Последнее равенство справедливо для стационарного случая. В работе [7] записаны также выражения для спектральной плотности мощности импульсов детектора, помещенного в реактор, вероятности экспери-

мента α -Росси т.д. Для линейных обратных связей, когда

$$\rho_I = \int_{-\infty}^t h(t-t') [n(t') - n_0] dt', \text{ функция } \varphi \text{ в уравнениях (21), (22) равна } h(t-t').$$

Рассмотрим применение полученных результатов к описанию управления поведения цепной реакции с помощью введения борного поглотителя в надкритический реактор. Эта задача существенно зависит от пространственных координат и не может быть решена в рамках точечной модели реактора. Обрыв цепочек деления происходит в этом случае из-за поглощения нейтронов на поверхности частиц бора. Действие последних на критические явления в реакторе рассматриваем как влияние случайно распределенных примесей. Предположим равномерность по пространству и стационарность во времени распределения этих примесей в объеме системы реактора. Тогда дополнительная реактивность $\rho_{\text{б}} = f_{\text{б}}(r)$, вносимая борной кислотой, и слагаемое $\varphi_{\text{б}}(r-r') = \delta f_{\text{б}}(r)/\delta n(r') \big|_{\Delta n(r,t)=0}$ в уравнении (20) не зависит от времени. Величину $f_{\text{б}}(r)$ можно считать периодической функцией с периодом Z порядка среднего расстояния H между частицами бора. Функция $\varphi(q-q')$ в уравнении (20), которая, как отмечалось, представляет собой амплитуду взаимодействия фурье-компонентов флюктуаций численной плотности нейтронов с q и q' , может связывать экспоненциально растущие во времени длинноволновые фурье-гармоники с устойчивыми коротковолновыми гармониками. Наиболее эффективна связь при $H < 2\pi/q_{\text{гр}}$, где $q_{\text{гр}}$ — критическое значение волнового вектора уравнения (19). В этом случае разложение $\varphi_{\text{б}}(r-r')$ в интеграл Фурье вследствие предполагаемой периодичности содержит кроме нулевой гармоники $\varphi_0 = \int \varphi(r) dr$ амплитуду с волновыми векторами $q > q_{\text{гр}}$. Так как происходит обрыв цепей на поверхности частиц бора, связь между гармониками с $q < q_{\text{гр}}$ и $q > q_{\text{гр}}$ отрицательная (знак и дополнительная реактивность на поверхности частиц бора приводят к гибели (поглощению) нейтронов и обрыву цепочек деления). Неустойчивые моды (гармоники) при этом стабилизируются, и фурье-компоненты $n_q(t)$ с $q < q_{\text{гр}}$ могут иметь стационарное значение [21]. Предположим, что других воздействий нет, и значение $q_{\text{гр}}$ равно (19). Тогда необходимое условие подавления цепной

реакции борным поглотителем имеет вид $2\pi/H > \sqrt{k(\rho - \beta)/lDv}$. Отсюда можно оценить численную концентрацию частиц бора $c_{\text{б}}$, необходимую для подавления цепной реакции; должно быть $c_{\text{б}} > (8\pi)^{-3} \sqrt{[k(\rho - \beta)/lDv]^3}$. Следует отметить, что полученная концентрация бора теоретически возможна, но на практике следует учитывать существенную неустойчивость борного регулирования реакторов. Достаточно, например, половине частиц бора (через одну частицу) сместиться в одну сторону на незначительное расстояние $\xi \ll H$, как сразу же Z увеличивается в 2 раза, что приводит к скачкообразному росту $c_{\text{б}}$ в 8 раз. Появление подобной неустойчивости в опыте, по-видимому, указывает на близость теоретически возможного предельного расхода бора.

Проиллюстрируем полученный результат с помощью модельного примера. Так, если в уравнении (20) рассматривать возмущение φ в виде строго гармонического компонента с волновым вектором и записать уравнение (20) для $\tilde{G}_q$ в виде $d\tilde{G}_q/dt = (d_0 - Dvq^2) \tilde{G}_q + d_{q-p} \tilde{G}_{p-q}$, то получаем систему уравнений для двух компонентов:

$$d\tilde{G}_0/dt = d_0 \tilde{G}_0 + d_{-p} \tilde{G}_p; \quad (23)$$

$$d\tilde{G}_p/dt = (d_0 - Dvp^2) \tilde{G}_p + d_0 \tilde{G}_0.$$

Так как $\tilde{G}_0$ — управляющая мода параметра порядка, а $\tilde{G}_p$ — быстро релаксирующая мода [21], то $\tilde{G}_p$ затухает намного быстрее $\tilde{G}_0$, и в уравнении (23) можно положить $d\tilde{G}_p/dt \approx 0$. Тогда из второго уравнения (23) получаем $\tilde{G}_p = d_0\tilde{G}_0/D\nu p^2 - d_0$. Подставим это значение $\tilde{G}_p$ в первое уравнение (23) и получим

$$\tilde{G}_0 \approx \exp\left\{\left[d_0 + \frac{d_0 d_{-p}}{D\nu p^2 - d_0}\right]t\right\},$$

т.е. изменением p при $d_0 > 0$ всегда можно получить затухание процесса. Изложенный подход позволяет получать и более общие зависимости для корреляционных функций.

В заключение укажем на положительные, на наш взгляд, стороны предлагаемого подхода к описанию теории шумов реактора:

возможность уточнения диффузионно-возрастного приближения (15), например, введение слагаемого, пропорционального g^3 , учет пространственно-временной дисперсии, эффектов неслочальности и памяти;

возможность задания явных моделей для прямой корреляционной функции $C(r, t)$, исходя из физических особенностей нейтронных взаимодействий, решение уравнения (13) в явном виде и получение выражений для корреляционной функции, спектральной плотности мощности;

явный учет пространственных зависимостей, возможность учета нейтронов различной энергии;

возможность учета произвольных возмущений на работу реактора;

детальное исследование окрестности критического состояния, выяснение условий существования нейтронных волн и других возможных структур, рассмотрение ограничений, накладываемых на локальные надкритические состояния;

существование групп нейтронов [6], разнесенных одна от другой на различное расстояние и меняющих свои координаты внутри реактора, вытекающее из общей теории стохастических процессов с диффузией;

связь с общими стохастическими подходами, позволяющая использовать известные общие закономерности поведения стохастических систем и общность поведения систем различной физической природы в окрестности критического состояния и применять на этом основании соотношения, полученные в синергетике, химической кинетике, теории полимеров, статистической физике, теории жидкостей и т.д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Могильнер А.И., Швецов Д.М. Развитие статистических методов исследования реакторов в ФЭИ. — Труды ФЭИ, 1974, с. 131—138.
2. Могильнер А.И., Швецов Д.М. Статистические методы измерения абсолютной мощности реактора. — Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 2, с. 117—123.
3. Daffles A. The correlation function and power spectre density of nuclear reactors. — Nukleonik, 1964, v. 6, p. 53—58.
4. Bennet E. The rice formulation of pile noise. — Nucl. Sci. Engng, 1961, v. 8, p. 53—61.
5. Козик Б. Корреляционная теория нейтронов в ядерных реакторах и концепция передаточной функции: Препринт ОИЯИ, Р-2391, 1965. Козик Б. Корреляция нейтронов в ядерном реакторе с учетом их пространственно-энергетического распределения: Препринт ОИЯИ, Р-2216, 1965.
6. Babala D. On the theory of Rossi-alpha experiment in reactor noise studies. — Nucl. Sci. Engng, 1966, v. 26, p. 418—419. Interval distributions in neutron counting statistics. — Ibid., 1967, v. 28, p. 243—246.
7. Козик Б. Статистическое обоснование применения динамической модели к стационарным ядерным реакторам. — Атомная энергия. 1966, т. 20, вып. 1, с. 21—26.
8. Saito K. Markoffian description of A1-power reactor noise. — J. Nucl. Sci. Technol., 1969, v. 6, p. 261—272.
9. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1984. 400 с.
10. Кипин Дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1967. 394 с.

11. Семснoв Н.Н. Цепные реакции. Л.: Гостеххимиздат, 1934. 556 с.
12. Ма Ш. Современная теория критических явлений. Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 374 с.
13. Основы теории и методы расчета ядерных реакторов. Под ред. Г.А. Батя. М.: Энергоиздат, 1982. 512 с.
14. Рязанов В.В. Стохастическая неравновесная термодинамика и время. — Украинский физ. журн., 1993, т. 38, № 4, с. 615—631.
15. Ryazanov V.V. General classification of physical systems states and ways of their evolution. — In: Physics in Ukraine. Intern. Conf., Kiev, 22—27 June, 1993. Proc. Contr. Pap. Statistical Physics and Phase Transitions. Kiev. Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, 1993, p. 115—118.
16. Бойко Р.В., Рязанов В.В. Стохастическое моделирование околокритического и критического поведения ядерных реакторов. — Вестн АН БССР, сер. физ.-эн., 1990, № 3, с. 10—16.
17. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика, т. 1. Пер. с англ. М.: Мир, 1978, 406 с.
18. Зубарев Д.Н., Тищенко С.В. Нелокальные уравнения гидродинамики с памятью: Препринт ОИЯИ, 1971. 30 с.
19. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 416 с.
20. Лакоза Е.Л., Сысоев В.М., Чалый А.В. Критические флуктуации во внешних полях. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 2, с. 605—615.
21. Хакен Г. Синергетика. Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 404 с.

Поступила в Редакцию 6.05.93

УДК 621.039.5

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛОЙ ВОДЫ В КОНТУРЕ СУЗ РБМК

Балыгин А.А., Краюшкин А.В., Тишкин Ю.А., Федосов А.М.

(РНЦ «Курчатовский ин-т»)

После аварии на 4-м энергоблоке Чернобыльской АЭС на всех РБМК были выполнены мероприятия по повышению безопасности, основная цель которых заключалась в снижении парового коэффициента реактивности и устранении конструкционных недостатков стержней СУЗ типа РР (ручной регулятор).

Неустраненным недостатком является большой положительный эффект реактивности от обезвоживания контура охлаждения СУЗ в рабочем состоянии ($\rho \approx 4\beta^*$), обусловленный тем, что обычная вода, заполняющая контур охлаждения СУЗ, имеет относительно большое сечение поглощения нейтронов, поэтому при обезвоживании таких элементов стержней, как телескопические звенья (фактически это столбы воды) и вытеснители, выделяется значительная положительная реактивность. При обезвоживании эффективность поглотителей СУЗ увеличивается. Однако ввиду относительно небольшого числа погруженных стержней в рабочем состоянии (43—48 РР) отрицательный эффект по абсолютному значению значительно уступает положительному эффекту. В подкритическом состоянии при большом числе погруженных стержней эти противоположные по знаку эффекты уравниваются.

Возможности устранения такого недостатка СУЗ за счет изменения их конструкции ограничены. В связи с этим рассмотрен вариант замены в контуре СУЗ обычной воды на D_2O , сечение поглощения нейтронов которой значительно ниже.

По программе WIMS-D4 были рассчитаны нейтронно-физические константы элементов СУЗ с контуром охлаждения СУЗ, заполненным D_2O , для различных состояний активной зоны. Затем по программе POLY (версия программы STEPAN) были рассчитаны характеристики ядерной безопасности РБМК-1000 с контуром СУЗ, заполненным D_2O , в сравнении со штатным. Состав полиацетилена соответствует загрузке действующих РБМК-1000. При замене легкой воды на тяжелую положение стержней СУЗ не менялось, объемное распределение глубины выгорания топлива для обоих случаев определялось в результате итерационных расчетов в программе POLY. Результаты расчетов приведены в табл. 1.

* β — доля запаздывающих нейтронов.