

Таларимский А. Ю. и др.

ISSN 0205—4671

**РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”**

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

2004

ВЫПУСК

3

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР “КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 3

**ДИНАМИКА И БЕЗОПАСНОСТЬ
ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК**

ИЗДАЕТСЯ С 1971 г.

МОСКВА — 2004

Выпуски “Динамика и безопасность ядерных энергетических установок”
подготавливаются НИИ механики Нижегородского государственного университета
603950, Нижний Новгород, ГСП-1000, проспект Гагарина, 23, к. 6

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор),
С.М. Зарицкий (зам. главного редактора), В.Ф. Колесов,
С.Д. Малкин, А.Е. Крошили, Е.А. Старостина (отв. секретарь)

Редакционная коллегия выпуска:

В.В. Безлепки, С.Н. Богдан, В.Н. Васекин, А.Д. Ефанов, О.Б. Клочков, А.И. Колесников,
А.С. Коршунов, А.Е. Крошили, Э.С. Куропатенко, С.Д. Малкин (гл. редактор), В.М. Ма-
хин, О.И. Мелихов, В.В. Пчелин (отв. секретарь выпуска), Е.Ф. Сабаев, Л.В. Смирнов (зам.
гл. редактора), В.П. Соловьев, В.Ф. Стрижов, С.Б. Чебышов, Н.В. Шукин, К.И. Яковлев

В выпусках “Динамика и безопасность ядерных энергетических установок” публикуются материалы по следующим вопросам:

- математическое моделирование динамических процессов в ЯЭУ и их элементах;
- результаты экспериментов по устойчивости стационарных процессов и обоснованию математических моделей ЯЭУ;
- расчетные исследования управления, переходных и аварийных процессов;
- расчетные исследования устойчивости стационарных режимов ЯЭУ;
- диагностика систем и оборудования ЯЭУ;
- описания и аннотации программ расчетов динамики и экспериментальных исследований;
- расчетно-теоретическое обоснование работоспособности и ресурса оборудования ЯЭУ.

The issues of “Dynamics and Safety of Nuclear Power Plants” contain information on the following subjects:

- mathematical simulation of dynamic processes in NPP and their components;
- experimental results on the stability of stationary processes and substantiation of mathematical models of the NPP dynamics;
- computational analysis of controlling the transient and emergency processes;
- computational analysis of stability of NPP's stationary modes;
- diagnostics of NPP's equipment and systems;
- description and summaries of programs for dynamic analysis and experimental studies;
- computational and theoretical substantiation of serviceability and resource of the NPP equipment.

УДК 621.039.51

Некоторые вопросы классификации и оценки погрешностей метода ОРУК определения реактивности¹

Б.Д. Абрамов, ФГУП "ГНЦ РФ-ФЭИ им. А.И. Лейпунского",
249020, г. Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1

Рассматриваются актуальные вопросы математического моделирования нейтронной кинетики реактора и определения реактивности методом ОРУК (обращенного решения уравнения кинетики).

SOME ERROR CLASSIFICATION AND ESTIMATION PROBLEMS OF INVERSE KINETIC REACTIVITY DETERMINATION METHOD. B.D. ABRAMOV. Some actual theoretical problems of nuclear reactor reactivity determinations by inverse kinetics method are considered.

В работе рассматриваются методические вопросы математического моделирования распределенной нейтронной кинетики реактора и определения его реактивности методом ОРУК. Формулируются основные разновидности уравнений метода ОРУК, обсуждаются алгоритмы вычисления их коэффициентов, дается классификация погрешностей метода ОРУК, обусловленных погрешностями расчетных и экспериментальных данных. Приводится ряд новых формул теории возмущений для оценки соответствующих составляющих погрешности определения реактивности методом ОРУК. Показывается, что вклад погрешностей данных по постоянным распада предшественников запаздывающих нейтронов и внешнему источнику в определяемую методом ОРУК реактивность в первом приближении теории возмущений равен нулю.

1. Уравнения распределенной кинетики реактора

Рассмотрим, следуя [1...28], достаточно общую систему уравнений

$$(1/\nu)\partial\varphi/\partial t + M\varphi = F\varphi + \sum_j (\lambda_j R_j - F_j\varphi) + Q; \quad (1a)$$

$$\partial R_j/\partial t = -\lambda_j R_j + F_j\varphi, \quad (1b)$$

описывающих эволюцию потока нейтронов $\varphi(x, E, \Omega, t)$ в реакторе, где ν – скорость нейтрона; Q – внешний источник; $R_j = \chi_j C_j$; χ_j – спектр; C_j – концентрация предшественников запаздывающих нейтронов с постоянной распада λ_j ; β_j – их доля; $M = \Omega\nabla + \Sigma - S$ и $F = F_0 + F_d$ – операторы, описывающие процессы утечки, поглощения, рассеяния и генерации мгновенных F_0 и запаздывающих $F_d = \sum_j F_j$ нейтронов [3, 5, 8, 9].

¹Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ и правительства Калужской области (проект № 04-01-97207).

Эквивалентная форма записи этих уравнений имеет вид

$$(1/v)\partial\varphi/\partial t + M\varphi = F_0\varphi + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} F_j \varphi_{t'} + Q, \quad (2)$$

где $\varphi_{t'} = \varphi(x, E, \Omega, t')$.

Отметим, что уравнения (1), (2) не самые общие в том смысле, что не учитывают, например, возможную зависимость эффективных групповых постоянных распада предшественников от спектра энергии нейтронов в реакторе и т.п. Различные обобщения см., например, в [22...26].

Заметим также, что при рассмотрении медленных по сравнению со скоростью распространения нейтронов процессов, связанных с распадом предшественников, уравнение (2) часто упрощают, полагая в приближении "мгновенного скачка" [3, 5, 8, 9]

$$M\varphi = F_0\varphi + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} F_j \varphi_{t'} + Q. \quad (3)$$

2. Обратные уравнения кинетики

Если прямые уравнения кинетики (1)...(3) предназначены для определения потока нейтронов по известным значениям сечений или реактивности, то обратные уравнения кинетики (или ОРУК) служат для определения реактивности по известным значениям потока. Напомним некоторые из них.

Пусть $\psi, \psi^* \geq 0$ – решения условно-критических уравнений [3, 5, 8, 9]:

$$M\psi = F\psi / k_{эфф}; \quad (4a)$$

$$M^*\psi^* = F^*\psi^* / k_{эфф}, \quad (4б)$$

где M^*, F^* – сопряженные с M, F операторы; $k_{эфф}$ – эффективный коэффициент размножения. Тогда, умножая уравнение (2) на ψ^* , уравнение (4б) – на φ , интегрируя по всем рассматриваемым значениям переменных x, E, Ω и вычитая результаты друг из друга, нетрудно записать тождество

$$\left(\psi^*, \left[\rho F - F_d - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right] \varphi \right) = - \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} (\psi^*, F_j \varphi_{t'}) - (\psi^*, Q), \quad (5)$$

справедливое для всяких решений уравнений (1), (4б), где $(,)$ – обозначение интеграла по рассматриваемым значениям x, E, Ω , а $\rho = 1 - 1/k_{эфф}$ – реактивность, зависимость которой от времени определяется соответствующей зависимостью сечений (свойств реактора) в уравнениях (4).

Из (5), в свою очередь, следует ОРУК

$$\frac{\rho}{\beta} = 1 + \frac{\alpha\Lambda}{\beta} - \left[\bar{Q} + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} (\psi^*, F_j \varphi_{t'}) \right] / (\psi^*, F_d \varphi_t) \quad (6)$$

для определения реактивности по известным значениям потока, где

$$\alpha = \frac{(\psi^*, v^{-1} \partial \varphi / \partial t)}{(\psi^*, v^{-1} \varphi)}, \quad \Lambda = \frac{(\psi^*, v^{-1} \varphi)}{(\psi^*, F \varphi)}, \quad \bar{\beta} = \frac{(\psi^*, F_d \varphi)}{(\psi^*, F \varphi)}, \quad \bar{Q} = (\psi^*, Q). \quad (7)$$

ОРУК (6) является точным уравнением (дает точное значение реактивности), если в качестве φ в (6), (7) используется точное решение уравнения (2).

В аналогичном смысле точным является и упрощенное ОРУК вида

$$\frac{\rho}{\bar{\beta}} = 1 - \left[\bar{Q} + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} (\psi^*, F_j \varphi_{t'}) \right] / (\psi^*, F_d \varphi_t), \quad (8)$$

вытекающее из (6) при $\alpha \Lambda \ll \bar{\beta}$ (или непосредственно из (3), (4б)), которое также дает точное значение ρ , если в качестве φ в (7), (8) используется точное решение уравнения (3).

Приближенные ОРУК обычно получают, используя в (6)...(8) аппроксимации типа

$$\varphi(x, E, \Omega, t) \approx P(t) \xi(x, E, \Omega, t), \quad \xi = \tilde{\psi} / (p, \tilde{\psi}); \quad (9)$$

$$\varphi(x, E, \Omega, t) \approx \sum_j P_k(t) \xi_k(x, E, \Omega, t), \quad \xi_k = \theta_k \tilde{\psi}_k / (p_k, \theta_k \tilde{\psi}_k), \quad (10)$$

и т.д., где $P = (p, \varphi)$, $P_k = (p_k, \theta_k \varphi)$ – показания датчиков нейтронного поля в реакторе, характеризуемых “сечениями” $p(x, E)$, $p_k(x, E)$, соответственно; $\theta_k(x)$ – характеристическая функция подобласти $G_k \subset G$ реактора, в которой локализован k -й датчик; G – область пространства, занимаемая реактором; $\tilde{\psi}(x, E, \Omega, t)$, $\tilde{\psi}_k(x, E, \Omega, t)$ – функции формы нейтронного поля в G, G_k , соответственно, выбираемые из тех или иных соображений аппроксимации потока $\varphi(x, E, \Omega, t)$. Например, в адиабатическом приближении полагают $\tilde{\psi} = \psi$ и т.п. [3, 8, 9]. При выборе $\tilde{\psi} = \varphi$ соотношения (9), (10) обращаются в тождества.

Дальнейшие уточнения можно получить, переходя в (6)...(8) к аппроксимациям типа

$$\varphi(x, E, \Omega, t) \approx \sum_{k,i} P_k^i(t) \xi_k^i(x, E, \Omega, t), \quad \xi_k^i = \theta_k^i \tilde{\psi}_k^i / (p_k^i, \theta_k^i \tilde{\psi}_k^i), \quad (11)$$

нацеленным на дифференциацию детекторов как по пространству, так и по энергии, где $\theta_k^i(x, E) = \theta_k(x) \theta^i(E)$, $\theta^i(E)$ – характеристическая функция i -го интервала энергии.

В частности, подставляя (9) в (8), приходим к традиционного типа ОРУК

$$\rho / \bar{\beta} = 1 - \left[\bar{Q} + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' \varepsilon_j(t, t') P(t') e^{-\lambda_j(t-t')} \right] / [\varepsilon(t) P(t)] \quad (12)$$

для определения $\rho / \bar{\beta}$ по заданным $P(t)$ с коэффициентами

$$\varepsilon_j(t, t') = (\psi_t^*, F_j \xi_{t'}), \quad \varepsilon(t) = (\psi_t^*, F_d \xi_t), \quad (13)$$

вычисляемыми с весом известных функций ψ^* , $\xi = \tilde{\psi} / (p, \tilde{\psi})$. Аналогичным образом могут быть выписаны и явные выражения для ОРУК в приближениях (10), (11).

3. Разновидности ОРУК

Помимо указанных известно и множество иных разновидностей ОРУК, обзор которых можно найти, например, в [1...28]. Отметим, следуя [22...25], некоторые из них.

Так, ряд разновидностей ОРУК возникает при использовании вместо (46) некоторых иных, отличных от (46) сопряженных уравнений, однородных или неоднородных. Скажем, если в качестве весовой функции ψ^* выбирается положительное решение уравнения $M^*\psi^* = F_0^*\psi^*/k_0$, то ОРУК (12), (13) переходит в уравнение для определения “реактивности на мгновенных нейтронах” ρ_0 , вытекающее из ОРУК (12), (13) при замене в последнем $\rho/\bar{\beta}, F_d \rightarrow \rho_0 = 1 - 1/k_0, F_0$. Использование же в качестве $\psi^* > 0$ положительного решения уравнения $M^*\psi_d^* = F_d^*\psi_d^*/k_d$ приводит, в свою очередь, к ОРУК для определения “реактивности на запаздывающих нейтронах” $\rho_d = 1 - 1/k_d$, вытекающему из ОРУК (12), (13) при замене в последнем $\rho/\bar{\beta} \rightarrow (\psi^*, F_0\phi)/(\psi^*, F_d\phi) - 1/k_d$, и т.д. (другие примеры см. в [23]). Искомая нормативная реактивность $\rho = 1 - 1/k_{эфф}$ определяется затем расчетным путем с помощью соотношений типа $k_{эфф} = k_0(\psi^*, F\psi)/(\psi^*, F_0\psi) \approx k_0/(1 - \bar{\beta}), \dots$

Характерные разновидности ОРУК другого рода можно получить, рассматривая уравнение (3) в текущий момент времени, а уравнение (46) и его решение $\psi^* = \psi_{t_0}^*$ в некоторый фиксированный момент t_0 . Пусть также $F_{t_0}, F_{d,t_0}, \dots$ – операторы F, F_d, \dots при $t = t_0$. Тогда из уравнений (3), (46) вытекает некоторое ОРУК вида [8, 23]

$$\rho/\bar{\beta} = 1 - \left[\bar{Q}_0 + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' \varepsilon_j(t_0, t') P(t') e^{-\lambda_j(t-t')} \right] / [\varepsilon_0(t) P(t)] \quad (14)$$

с коэффициентами

$$\varepsilon_j(t_0, t') = (\psi_{t_0}^*, F_j \xi_{t'}), \quad \varepsilon_0(t) = (\psi_{t_0}^*, F_d \xi_t), \quad \bar{Q}_0 = (\psi_{t_0}^*, Q) \quad (15)$$

для определения так называемой [8, 18] динамической реактивности ρ :

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho, \quad \delta F = F - F_{t_0}, \quad \delta C = C - C_{t_0}; \quad (16a)$$

$$\delta\rho = \frac{(\psi^*, (\delta F - \delta C)\phi_t)}{(\psi^*, F_{t_0}\phi_t)}, \quad \bar{\beta} = \frac{(\psi^*, F_d\phi_t)}{(\psi^*, F_{t_0}\phi_t)}, \quad (16b)$$

где ρ_0 — реактивность в момент t_0 и т.д. (см. также [8, 23]).

ОРУК (14)...(16) также является точным уравнением в том смысле, что если его коэффициенты вычисляются с весом точного решения ϕ соответствующего уравнения (3), то оно дает точное значение динамической реактивности ρ , определяемой формулами (16). Последняя, однако, отличается в общем случае от нормативной, статической реактивности $\rho = 1 - 1/k_{эфф}$, в частности тем, что может испытывать изменения, обусловленные изменениями во времени ϕ , и при неизменном состоянии реактора, а значит, не является согласно Я.В. Шевелеву [18] мерой отклонения реактора от критического состояния.

Другие разновидности ОРУК см., например, в [1...28].

4. Вычисление коэффициентов ОРУК

Выше было показано, что для получения точных значений искомой реактивности коэффициенты (13) ОРУК (12) следует вычислять с весом $\tilde{\psi} = \varphi$ решения уравнения (3). Однако на практике обычно используют иные подходы. Напомним, следуя [11, 15, 23], некоторые из них.

Обратимся к задаче с мгновенным вводом возмущения в момент $t = 0$. Предполагая, что при $t < 0$ и $t > 0$ свойства реактора фиксированы, что $\partial p / \partial t = 0$, и полагая

$$\tilde{\psi} \approx \theta(-t)\psi_- + \theta(t)\psi_+, \quad \psi^* \approx \theta(-t)\psi_-^* + \theta(t)\psi_+^*, \quad (17)$$

где ψ_{\pm}, ψ_{\pm}^* – известные функции; $\theta(\pm t)$ – функции Хевисайда, равные единице при $t_{\pm}^{\geq} 0$ и нулю при прочих t , трансформируем (12) при $t > 0$ к ОРУК вида

$$\rho / \bar{\beta} = 1 - \left\{ Q_{\text{эфф}} + \sum_j a_j \lambda_j \left[\eta_j \int_{-\infty}^0 + \int_0^t \right] e^{-\lambda_j(t-t')} P(t') dt' \right\} / P(t), \quad (18)$$

являющемуся непосредственным обобщением традиционного ОРУК (формула (4.38) из [15]), где

$$a_j = \frac{(\psi_+^*, F_j \xi_+)}{(\psi_+^*, F_d \xi_+)}, \quad \eta_j = \frac{(\psi_+^*, F_j \xi_-)}{(\psi_+^*, F_j \xi_+)}, \quad Q_{\text{эфф}} = \frac{\bar{Q}_+}{\varepsilon_+}, \quad (19)$$

а $\varepsilon_{\pm}, \xi_{\pm}, \bar{Q}_{\pm}$ – значения функций соответственно $\varepsilon(t), \xi(t), \bar{Q}$ при $t_{\pm}^{\geq} 0$ [23].

Аналогичным образом формируются ОРУК в задаче определения реактивности реактора, переходящего под воздействием распределенного в промежутке $(t_+ - t_-)$ возмущения (скажем, движения стержня и т.д.) из одного фиксированного состояния при $t < t_-$ в другое при $t > t_+$. Предполагая, что форм-функции ψ^*, ψ (обозначаемые далее единым символом ζ) меняются от исходного до конечного состояния пропорционально изменению некоторого параметра $\tau(t)$ (реактивности [11], координаты стержня и т.п.) так, что

$$\zeta = \psi^*, \psi: \zeta(t) = \zeta_-, \quad t < t_-; \quad \zeta(t) = \zeta_+, \quad t > t_+; \quad (20a)$$

$$\zeta(t) = \zeta_r = \zeta_- \frac{\tau_+ - \tau(t)}{\Delta} + \zeta_+ \frac{\tau(t) - \tau_-}{\Delta} = \zeta_- + (\zeta_+ - \zeta_-) \tilde{\tau}(t); \quad (20б)$$

$$\tilde{\tau}(t) = (\tau(t) - \tau_-) / \Delta, \quad \Delta = \tau_+ - \tau_-, \quad \tau_{\pm} = \tau(t_{\pm}), \quad t \in (t_-, t_+), \quad (20в)$$

и подставляя (20) в (12), (13), можно выписать конкретные выражения коэффициентов и само соответствующее ОРУК (12), которое при $t > t_+$ можно представить в виде [23]

$$\rho / \bar{\beta} = 1 - \left\{ Q_{\text{эфф}} + \sum_j a_j \lambda_j \left[\eta_j \int_{-\infty}^{t_-} + \int_{t_-}^{t_+} \mu_j + \int_{t_+}^t \right] e^{-\lambda_j(t-t')} P(t') dt' \right\} / P(t), \quad (21)$$

где $a_j, \eta_j, Q_{\text{эфф}}$ даются формулами (19), а коэффициент $\mu_j(t') = (\psi_+^*, F_j \xi_{r'}) / (\psi_+^*, F_j \xi_+)$ пробегает значения от η_j при $t = t_-$ до 1 при $t = t_+$. Отметим, что при $t > t_+$ ОРУК (21) отличается от ОРУК (18) лишь уточнением поведения реактора во время действия возмущения и переходит в (18) при $t_+ \rightarrow t_- = 0$. (См. также [11, 15, 23].)

Согласно этим формулам коэффициенты ОРУК (18), (21) вычисляются приближенно с использованием форм-функций (17), (20), рассчитываемых обычно на основе условно-критических уравнений (4). Иногда применяются и другие аппроксимации, когда эти коэффициенты рассчитываются, например, с весом численного решения уравнений (1) для данной модели эксперимента [28] или определяются, скажем, методом наименьших квадратов в ходе самого эксперимента [7, 11], и т.д.

5. Классификация погрешностей метода ОРУК

Отыскание $\rho/\bar{\beta}$ по методу ОРУК сводится, как известно [2, 15], к вычислению правых частей соответствующих уравнений типа (12) по заданным (например, расчетным) значениям коэффициентов и экспериментальным значениям функционала $P(t)$, характеризующего показания детекторов нейтронов в реакторе.

Но всегда ли метод ОРУК приводит к искомой реактивности? Рассмотрим в этой связи, скажем, ОРУК (12). Очевидно, что если исходное и конечное состояния реактора неизвестны, то ничего измерить методом ОРУК, вообще говоря, нельзя, ибо чтобы определить с помощью ОРУК (12) реактивность, нужно знать его коэффициенты (13), а чтобы вычислить коэффициенты, необходимо знать начальное и конечное состояния реактора. Если же, как это обычно бывает, интересующее нас конечное состояние реактора известно недостоверно, то речь может идти лишь о приближенном определении реактивности в дополнительном предположении о малости возмущения и/или о неизменности коэффициентов (13) в ходе возмущения. Тогда их можно рассчитать заранее (например, для исходного состояния реактора и/или для некоторого вероятного состояния после возмущения) и затем по измеренным $P(t)$ вычислить реактивность. Однако в итоге можно получить не искомую реактивность, а некоторую иную величину типа динамической реактивности [23].

Уточним эти положения на примере ОРУК вида (6), (9). Истинной (нормативной) реактивностью назовем, следуя [4], величину $\rho_{\text{ист}} = 1 - 1/k_{\text{эфф}}^{\text{ист}}$, где $k_{\text{эфф}}^{\text{ист}}$ — истинный эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе (существование которого математически строго установлено в работе [5]). Пусть также $\rho_{\text{укр}} = 1 - 1/k_{\text{эфф}}^{\text{укр}}$ — реактивность, определяемая из решения условно-критических уравнений (4); $\rho_{\text{экс}}$ — реактивность, определяемая экспериментально с помощью реактиметра по методу ОРУК; $\rho_{\text{чис}}$ — реактивность, полученная по методу ОРУК в ходе численного моделирования эксперимента по уравнениям (1), т.е. при замене $P_{\text{экс}} \rightarrow P_{\text{чис}}$, где $P_{\text{чис}}$ — расчетные показания датчиков по модели (1). Предполагается, что $\rho_{\text{экс}} = \rho_{\text{чис}}$, если $P_{\text{экс}} = P_{\text{чис}}$.

Тогда систематические погрешности метода ОРУК можно охарактеризовать мерой отличия $\rho_{\text{экс}}$ от $\rho_{\text{ист}}$. Эти погрешности можно условно разделить на три группы:

- а) погрешности экспериментального определения $P_{\text{экс}}$ истинных показаний $P_{\text{ист}}$;
- б) погрешности математической модели (1) описания кинетики реактора;
- в) погрешности рассматриваемого ОРУК относительно исходной модели (1).

Погрешности а) обусловлены несовершенством аппаратуры, радиационным фоном и т.д. и выражаются в отличии $P_{\text{экс}}$ от $P_{\text{ист}}$; погрешности типа б) связаны с неадекватным

описанием реальных процессов в реакторе с помощью модели (1) и проявляются, в частности, в отличии $\rho_{\text{ист}}$ от $\rho_{\text{укр}}$; погрешности в) обусловлены рассогласованием математических моделей (1) и ОРУК, связанным с введением аппроксимаций типа (9)...(11), и выражаются в отличии $\rho_{\text{укр}}$ от $\rho_{\text{чис}}$.

При этом минимизация погрешностей типа б) достигается, вообще говоря, лишь на пути уточнения как самих исходных уравнений (1), так и входящих в них нейтронно-физических параметров (сечений реакций, констант), и в этом смысле выходит за рамки собственно метода ОРУК. Для минимизации же погрешностей типа в) обычно прибегают либо к уточнению коэффициентов ОРУК (путем введения "эффективностей детекторов" типа (13)) [15, 17, 28], либо к коррекции $\rho_{\text{экс}}$ с помощью поправок $\rho_{\text{ист}} \approx \rho_{\text{экс}} \gamma$, $\gamma = \rho_{\text{укр}} / \rho_{\text{чис}}$ [12, 19] или $\rho_{\text{ист}} \approx \rho_{\text{экс}} + \delta$, $\delta = \rho_{\text{укр}} - \rho_{\text{чис}}$ [16] с целью обеспечения равенства $\rho_{\text{ист}} = \rho_{\text{укр}}$ в случае $\rho_{\text{экс}} = \rho_{\text{чис}}$.

Подобные процедуры используются, например, для минимизации пространственных эффектов реактивности, выражающихся в зависимости $\rho_{\text{экс}}$ от места расположения детектора в реакторе и, тем самым, в отличии $\rho_{\text{экс}}$ от $\rho_{\text{ист}}$ [2...28]. Они не решают, однако, проблемы полностью, поскольку не устраняют погрешности типов а), б), включая обсуждаемые ниже погрешности за счет данных по запаздывающим нейтронам.

6. Формулы для оценки погрешности метода ОРУК

Обратимся к оценке погрешностей метода ОРУК, опирающегося на уравнения (3), (8).

Вариации $\delta\rho$ реактивности ρ при внесении в реактор возмущений $\delta C, \delta F$ вычисляются обычно по известным формулам теории возмущений вида [3, 5, 8, 9]

$$\delta\rho = \rho' - \rho = \frac{(\psi^*, (\delta F/k'_{\text{эфф}} - \delta C)\psi')}{(\psi^*, F\psi')} \approx \frac{(\psi^*, (\delta F/k'_{\text{эфф}} - \delta C)\psi)}{(\psi^*, F\psi)}, \quad (22)$$

где $k_{\text{эфф}}, \psi$ и $k'_{\text{эфф}}, \psi'$ — положительные решения уравнений (4а) и $M'\psi' = F'/k'_{\text{эфф}}$, соответственно, описывающих реактор до и после возмущения, $\rho = 1 - 1/k_{\text{эфф}}$, $\rho' = 1 - 1/k'_{\text{эфф}}$.

По этим формулам можно оценить влияние вариаций $\delta C, \delta F$ на $\rho_{\text{укр}}$. Что же касается зависимости $\rho_{\text{укр}}$ от $\delta\lambda_j, \delta Q$, то таковая, очевидно, вообще отсутствует, поскольку постоянные распада λ_j и внешний источник Q просто не фигурируют в уравнениях (4).

Последнее означает, в частности, что если изменить в уравнении (8) $\lambda_j \rightarrow \lambda_j + \delta\lambda_j$ или $Q \rightarrow Q + \delta Q$, то это приведет к изменению $\varphi \rightarrow \varphi + \delta\varphi$, однако не изменит реактивности ρ , ибо последняя по определению есть просто $\rho_{\text{укр}}$. Ненулевой вклад $\delta\lambda_j, \delta Q$ в $\delta\rho$ может появиться лишь при замене точного решения на приближенное и будет иметь, таким образом, второй порядок малости по возмущениям (см. также [25]).

(Отсюда, между прочим, вытекает критерий проверки качества тех или иных систем констант запаздывающих нейтронов: когда все погрешности а), б), в) сводятся к погрешностям б) констант, точнее будут те константы, которые обеспечат, при прочих равных условиях, лучшее согласие $\rho_{\text{экс}}$ с $\rho_{\text{укр}}$).

Учитывая сказанное, опустим $\delta\lambda_j, \delta Q$ и рассмотрим интегральное тождество

$$\rho' = \bar{\beta}' - \left[\bar{Q} + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} (\psi^*, F_j' \varphi_t') \right] / (\psi^*, F_d \varphi_t'),$$

вытекающее из невозмущенного уравнения (46) и возмущенного уравнения (3):

$$M' \varphi' = F_0' \varphi' + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} F_j' \varphi_t' + Q,$$

где $M' = M + \delta C$, $F' = F + \delta F$, $F_j' = F_j + \delta F_j'$, $\varphi' = \varphi + \delta\varphi$, $\rho' = \rho + \delta\rho$,
 $\delta\rho = (\psi^*, (\delta F_0 - \delta C)\varphi') / (\psi^*, F\varphi')$, $\bar{\beta}' = (\psi^*, F_d \varphi') / (\psi^*, F\varphi')$.

В соответствии с этими формулами полное приращение $\delta\rho$ реактивности ρ за счет изменений $\delta C, \delta F$ свойств реактора и потока $\delta\varphi$ может быть тогда представлено в виде

$$\delta\rho = \delta\rho_\sigma + \delta\rho_\varphi, \quad (23)$$

где в рамках теории малых возмущений

$$\delta\rho_\sigma = \frac{(\psi^*, (\delta F_0 - \delta C)\varphi)}{(\psi^*, F\varphi)} + \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} \frac{(\psi^*, \delta F_j \varphi_t)}{(\psi^*, F\varphi_t)} \quad (24)$$

– приращение реактивности за счет вариаций сечений при $\delta\varphi = 0$, а

$$\begin{aligned} \delta\rho_\varphi = \delta\rho_\varphi(\delta\varphi) &\approx \bar{Q} \frac{(\psi^*, F\delta\varphi)}{(\psi^*, F\varphi)^2} + \frac{(\psi^*, (F_d - \bar{\beta}F)\delta\varphi)}{(\psi^*, F\varphi)} + \\ &+ \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} \frac{(\psi^*, F_j \varphi_t)}{(\psi^*, F\varphi_t)} \left[\frac{(\psi^*, F\delta\varphi_t)}{(\psi^*, F\varphi_t)} - \frac{(\psi^*, F_j \delta\varphi_t)}{(\psi^*, F_j \varphi_t)} \right] \end{aligned} \quad (25)$$

– приращение реактивности за счет вариаций потока

$$\delta\varphi = \delta\varphi_\sigma + \delta\varphi', \quad (26)$$

где, в свою очередь, $\delta\varphi_\sigma$ – приращение потока φ за счет вариаций $\delta C, \delta F$, а

$$\delta\varphi' = \varphi_{\text{анп}} - \varphi_{\text{чис}} \quad (27)$$

– за счет отклонений невозмущенного расчетного потока $\varphi = \varphi_{\text{чис}}$ от невозмущенного же экспериментально-расчетного “сигнала” $\varphi_{\text{анп}}$, подаваемого на вход ОРУК, обусловленных погрешностями типов а), в), где $\varphi_{\text{анп}} = \varphi_{\text{чис}} + \delta\varphi'$ – применяемая аппроксимация типа (9)...(11).

Соотношения (23)...(27) – искомые формулы для оценки погрешности метода ОРУК в линейном по $\delta C, \delta F, \delta\varphi$ приближении. Здесь $\delta\rho_\sigma$ – “динамический” аналог “статического” приращения $\delta\rho_{\text{укр}}$ из последней формулы (22), связанный с ним соотношением

$$\delta\rho_\sigma + \delta\rho_\varphi(\delta\varphi_\sigma) \approx \delta\rho_{\text{укр}}, \quad (28)$$

а $\delta\rho_\varphi(\delta\varphi_\sigma), \delta\rho_\varphi(\delta\varphi')$ – некоторые новые, отсутствующие в условно-критических задачах (где вариации потока в первом приближении теории возмущений не влияют на реактивность) слагаемые, учитывающие влияние погрешностей типов а)...в) на реактивность.

В частности, если $\delta C, \delta F$ – отклонения используемых величин от истинных, то формула (28) описывает погрешности типа б) математической модели (3). В свою очередь, слагаемое $\delta\rho_\varphi (\delta\varphi')$ при выборе в (9) $P = P_{\text{чис}}$ описывает погрешности типа в).

7. Иллюстративные примеры

Проиллюстрируем эти положения на простейших примерах. Так, в случае экспоненциального невозмущенного режима, когда, например, $\delta\varphi(x, E, \Omega, t) \approx \varepsilon(t)\varphi(x, E, \Omega, t) = \varepsilon(t)\tilde{\psi}(x, E, \Omega)\exp(\alpha t)$, формулы (24), (25) приобретают более простой вид:

$$\delta\rho_\sigma \approx \frac{(\psi^*, (\delta F_0 - \delta C)\tilde{\psi})}{(\psi^*, F\tilde{\psi})} + \sum_j \frac{\lambda_j \delta\bar{\beta}_j}{\lambda_j + \alpha} \xrightarrow{\alpha \rightarrow 0} \frac{(\psi^*, (\delta F - \delta C)\tilde{\psi})}{(\psi^*, F\tilde{\psi})}; \quad (29a)$$

$$\delta\rho_\varphi \approx \frac{\varepsilon(t)\bar{Q}e^{-\alpha t}}{(\psi^*, F\tilde{\psi})} + \sum_j \lambda_j \bar{\beta}_j \int_{-\infty}^t dt [\varepsilon(t) - \varepsilon(t')] e^{-(\lambda_j + \alpha)(t-t')}, \quad (29b)$$

где в данном случае $\delta\bar{\beta}_j = (\psi^*, \delta F_j \tilde{\psi}) / (\psi^*, F\tilde{\psi})$, $\bar{\beta}_j = (\psi^*, F_j \tilde{\psi}) / (\psi^*, F\tilde{\psi})$.

Если же, в частности, $\bar{Q} = 0$, $\varepsilon(t) = \exp(\delta\alpha t)$, то в предположениях $\alpha + \delta\alpha > -\lambda_j$, $\alpha > -\lambda_j$, $\delta\alpha t \ll 1$ из (29) следует результат

$$\delta\rho_\varphi \approx \sum_j \frac{\lambda_j \bar{\beta}_j \delta\alpha}{(\lambda_j + \alpha)(\lambda_j + \alpha + \delta\alpha)} e^{\delta\alpha t} \approx \sum_j \frac{\lambda_j \bar{\beta}_j}{(\lambda_j + \alpha)^2} \delta\alpha, \quad (30)$$

вытекающий также и из простейшего ОРУК типа уравнения обратных часов

$$\rho = \alpha \sum_j \bar{\beta}_j / (\lambda_j + \alpha). \quad (31)$$

Отметим, что уравнение обратных часов (31), вытекающее, в свою очередь, из ОРУК (8) при $\bar{Q} = 0$, $\varphi = \tilde{\psi} \exp(\alpha t)$, трактуется обычно как прямое уравнение для определения α по заданным $\rho, \lambda_j, \bar{\beta}_j$, а не как обратное уравнение (ОРУК) для определения ρ по заданным $\alpha, \lambda_j, \bar{\beta}_j$. При этом в прямом толковании реактивность, естественно, не зависит от $\alpha, \lambda_j, \bar{\beta}_j$, а в обратном такая зависимость, обусловленная возможным отличием подаваемого на вход ОРУК (31) “сигнала” $\alpha + \delta\alpha$ от решения α уравнения обратных часов (31), может появиться.

Следовательно, если рассматривать уравнение (31) как ОРУК (без зависимости α от ρ, λ_j), то его погрешность за счет $\delta\bar{\beta}_j, \delta\lambda_j, \delta\alpha$ может быть оценена в рамках теории малых возмущений как

$$\delta\rho = \sum_j \left[\frac{\partial\rho}{\partial\bar{\beta}_j} \delta\bar{\beta}_j + \frac{\partial\rho}{\partial\lambda_j} \delta\lambda_j \right] + \frac{\partial\rho}{\partial\alpha} \delta\alpha. \quad (32)$$

Если же принять во внимание такую зависимость, то в формуле (32) следует перейти от частных производных по $\bar{\beta}_j, \lambda_j$ к полным: $\partial\rho/\partial x \rightarrow d\rho/dx = \partial\rho/\partial x + (\partial\rho/\partial\alpha)(\partial\alpha/\partial x)$,

$x = \bar{\beta}_j, \lambda_j$. В этом случае, в согласии с последней формулой в (30), $\delta\rho \approx (\partial\rho/\partial\alpha)\delta\alpha$ в силу полной компенсации вкладов от соответствующих приращений $\delta\bar{\beta}_j, \delta\lambda_j$.

Стало быть, в линейном по возмущениям $\delta\bar{\beta}_j, \delta\lambda_j, \delta\alpha$ приближении (когда соответствующими квадратичными и т.п. членами можно пренебречь) зависимость $\rho_{\text{экс}}$ от $\bar{\beta}_j, \lambda_j$ отсутствует. В общем же случае произвольной “экспериментальной” поправки $\delta\alpha \neq 0$ обсуждаемая компенсация вкладов от $\delta\bar{\beta}_j, \delta\lambda_j$ уже не будет полной, что и приведет к зависимости $\rho_{\text{экс}}$ от $\bar{\beta}_j, \lambda_j$.

Таким образом, отличие $\alpha_{\text{экс}} = \alpha + \delta\alpha$ от $\alpha_{\text{чис}} = \alpha$ (или, в общем случае, отличие экспериментально-расчетных аппроксимаций $\Phi_{\text{апп}}$ потока типа (9)...(11) от $\Phi_{\text{чис}}$), т.е. несоответствие реального объекта его математической модели, и порождает наблюдаемую зависимость реактивности $\rho_{\text{экс}}$ от данных по запаздывающим нейтронам.

Заключение

Рассмотрены актуальные вопросы определения реактивности методом ОРУК, включая вопросы классификации и оценки его погрешностей. Показано, в частности, что наблюдаемые зависимости реактивности от места расположения детектора, от постоянных распада предшественников запаздывающих нейтронов и от внешнего источника являются “паразитными” эффектами, обусловленными погрешностями математического моделирования и эксперимента. Изложены методы борьбы с ними.

249020, г. Обнинск Калужской обл., ул. Ленина, д.48, кв. 6, Борис Дмитриевич Абрамов; контактные тел.: 08439-6-17-70 (д.), 9-54-83 (р.); E-mail: abbn@ippe.obninsk.ru

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Усачев Л.Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реакторов и теория возмущений /В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. – М.: АН СССР, 1955.
2. Бриккер И.Н. Обратное решение уравнения кинетики ядерного реактора // Атомная энергия, 1966, т. 21, вып. 6. – С. 9.
3. Купин Д.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1967.
4. Reactivity Measurements. Technical Report № 108, Vienna, 1969.
5. Шихов С.Б. Вопросы математической теории реакторов. – М.: Атомиздат, 1973.
6. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов /Под ред. В.В. Орлова и Э.А. Стумбура. – М.: Атомиздат, 1972.
7. Могильнер А.И., Фокин Г.Н., Чайка Ю.Б., Кузнецов Ф.М. Применение малых ЭВМ для измерения реактивности // Атомная энергия, 1974, т. 6, вып. 5. – С. 358.
8. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974.
9. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1975.
10. Тарасов В.А. О погрешности метода измерения реактивности по обратному решению уравнений кинетики. Препринт ФЭИ-1016, Обнинск, 1980.

11. *Казанский Ю.А., Матвеев И.П., Тютюников Т.Т., Шокодько А.Г.* К учету пространственных эффектов при измерении реактивности методом обращенного решения уравнения кинетики // Атомная энергия, 1981, т. 51, вып. 6. – С. 387 – 389.
12. *Колесов В.Е., Макаров О.И., Матвеев И.П., Шокодько А.Г.* Программа ДНЕСТР и ее применение для учета пространственных эффектов при измерении реактивности методом ОРУК. Препринт ФЭИ-1062, Обнинск, 1981.
13. *Литицкий В.А., Бондаренко В.В., Куприянова И.А.* Методы и средства измерения реактивности размножающих сред. Ч. III. Инверсно-кинетические методы. Обнинск, ФЭИ, 1982.
14. *Воропаев А.И., Матвеев И.П., Шикина В.И., Шокодько В.Г.* Анализ погрешностей реактивности по методу обращенного решения уравнения кинетики // ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 1(55). – С. 18 – 24.
15. *Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Экспериментальные методы физики реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
16. *Каминский А.С., Крылов И.Д.* Особенности и некоторые методы учета пространственной кинетики при измерении реактивности. Препринт ИАЭ 3884/4. – М.: 1984.
17. *Шокодько А.Г.* Строгое уравнение кинетики ядерного реактора // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып.4. – С. 3 – 8.
18. *Динамика ядерных реакторов / Под ред. Я.В. Шевелева.* – М.: Энергоатомиздат, 1990.
19. *Акимов И.С.* Учет пространственных эффектов при измерении эффективности стержней СУЗ реакторов Билибинской АЭС // Атомная энергия, 1999, т. 86, вып. 3. – С. 167 – 171.
20. *Селезнев Е.Ф.* Использование комплекса ГЕФЕСТ для анализа нестационарных процессов в быстром реакторе с внешним источником. В сб. “Нейтроника-99”, Обнинск, ФЭИ, 2000. – С. 329 – 337.
21. *Афанасьев А.А., Краюшкин А.В.* О применении метода удаления источника нейтронов для определения подкритичности. Материалы XII семинара по проблемам физики реакторов “ВОЛГА-2002”. – М.: МИФИ, 2002. – С. 158 – 160.
22. *Абрамов Б.Д.* Некоторые модификации теории связанных реакторов // Атомная энергия, 2001, т. 90, вып. 5. – С. 337 – 345.
23. *Абрамов Б.Д.* Некоторые обобщения уравнений обратной кинетики реактора. Препринт ФЭИ-2970, Обнинск, 2003.
24. *Абрамов Б.Д.* О моделировании кинетики реактора с использованием различных данных по запаздывающим нейтронам // ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 2003, вып. 1 – 2. – С. 34 – 47.
25. *Абрамов Б.Д.* О методе ОРУК определения реактивности // Ядерная энергетика, 2004, № 3. – С. 19 – 31.
26. *Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В., Кухарчук О.Ф.* Связанные реакторные системы импульсного действия. – М.: Энергоатомиздат, 2003.
27. *Подлазов Л.Н., Чичулин Н.Л.* Моделирование экспериментов по определению подкритичности РБМК с помощью программ трехмерной нейтронной кинетики // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2003, вып. 3. – С. 6 – 12.
28. *Цыганов С.В., Шишков Л.К.* Измерение эффективности органов регулирования ВВЭР // Атомная энергия, 2004, т. 96, вып. 3. – С. 183 – 187.

Статья поступила в редакцию 21 июля 2004 г.
 Вопросы атомной науки и техники.
 Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 3 – 13.

Управление импульсными стохастическими режимами в ядерных реакторах¹

Н.С. Постников, НИИ механики ННГУ, 603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, к. 6

Рассмотрены способы управления импульсным хаосом в ядерных реакторах, основанные на внешнем изменении реактивности, осуществляемом как без учета обратных связей, так и в соответствии с предложенными законами регулирования.

CONTROLLING PULSED STOCHASTIC MODES IN NUCLEAR REACTORS. N.S. POSTNIKOV. Possible ways of controlling pulsed chaos in nuclear reactors are considered. Such ways are based on externally changing the reactivity both without accounting for the feedback and following the proposed controlling laws.

В работах [1...3] выявлены новые автоколебательные режимы работы ядерных реакторов – импульсные стохастические режимы. Они состоят в том, что в реакторе через случайные промежутки времени происходят нейтронные вспышки случайной интенсивности, а между ними плотность нейтронов колеблется на низком уровне. Определены условия и механизмы возникновения импульсного хаоса [1...3]. Показано, что импульсный хаос может реализоваться за счет действия отрицательных плотностных обратных связей, присущих различным типам реакторов. Исследованы допустимость и целесообразность реализации импульсных стохастических режимов в реакторах с газообразным ядерным топливом [4, 5] и в корпусных водо-водяных кипящих реакторах [6].

Импульсные стохастические режимы должны быть управляемыми, как и любые другие режимы работы реакторов. Целью управления могут быть возбуждение этих режимов, преобразование их в другие режимы, например, периодические, целенаправленное изменение характеристик хаотических колебаний.

К настоящему времени разработаны разнообразные методы управления динамическим хаосом. Основные способы управления хаотическими динамическими системами и возможные приложения этих способов в конкретных системах представлены в работах [7...9]. Там же содержится обширная библиография по этой теме. Основой для управления хаосом служит то, что хаотические движения неустойчивы и поэтому весьма податливы и чрезвычайно чувствительны к внешним возмущениям. В связи с этим, вводя малые управляющие воздействия, можно легко изменять поведение траекторий хаотической системы, переводя ее на желаемый динамический режим.

Выделяют два различных способа управления хаосом. Первый обеспечивает вывод системы на заданный режим работы за счет внешнего воздействия (например, периодического), реализуемого без обратной связи. Второй способ управления с обратной связью реализуется за счет воздействий, вырабатываемых с учетом текущего состояния динамических переменных системы.

В настоящей работе показывается, что оба эти способа могут быть использованы для управления импульсными стохастическими режимами в ядерных реакторах. В качестве

¹Работа поддержана грантом РФФИ (проект 03-02-16056).

управляющих воздействий предлагается использовать внешнее периодическое изменение реактивности и изменение реактивности, осуществляемое по тому или иному закону обратной связи на основе измеренных параметров реактора.

Для описания динамики реактора воспользуемся точечными уравнениями кинетики с линейными обратными связями общего вида:

$$l \, dn / dt = (1 + n) \delta k + \sum_{i=1}^k \lambda_i c_i - \beta n; \quad (1)$$

$$dc_i / dt = -\lambda_i c_i + \beta_i n, \quad i = 1, \dots, k; \quad (2)$$

$$du / dt = \mathbf{P} \mathbf{u} + \mathbf{d} n, \quad \delta k = \theta \mathbf{b}^T \mathbf{u} + \delta k_r. \quad (3)$$

Здесь $n(t) = (N(t) - N_0) / N_0$ – относительное отклонение плотности нейтронов $N(t)$ от ее стационарного значения N_0 ; l – время жизни мгновенных нейтронов; δk – реактивность; $c_i(t) / l$ – относительное отклонение от стационарного значения концентрации ядер-излучателей запаздывающих нейтронов i -й группы; k – число групп; λ_i – постоянные распада этих ядер; β_i – относительный выход запаздывающих нейтронов в результате акта деления; $\beta = \sum_{i=1}^k \beta_i$; t – время; $\mathbf{u}(t)$, \mathbf{d} , \mathbf{b} – векторы из R^m ; \mathbf{P} – постоянная гурвицева матрица размерности $m \times m$; $\theta > 0$ – коэффициент усиления обратной связи; δk_r – регулирующее воздействие.

Предлагаемые способы управления иллюстрируются на примере простейшей обратной связи, приводящей к импульсному хаосу:

$$dx / dt = s_0(x - n); \quad dy / dt = \alpha y - \omega z - \alpha x; \quad dz / dt = \omega y + \alpha z - \omega x; \quad \delta k = -by + \delta k_r, \quad (4)$$

где $x, y, z \in R^1$; $s_0 < 0$; $b > 0$; $\alpha < 0$; $\omega > 0$; $0 < -\alpha / \omega < 0,3$. При расчетах взяты параметры

$$s_0 = -0,25; \quad \alpha = -1; \quad \omega = 10; \quad l = 10^{-4} \text{ с}; \quad k = 6; \quad \lambda_1 = 0,012 \text{ с}^{-1}; \quad \lambda_2 = 0,03 \text{ с}^{-1}; \quad \lambda_3 = 0,111 \text{ с}^{-1}; \\ \lambda_4 = 0,301 \text{ с}^{-1}; \quad \lambda_5 = 1,14 \text{ с}^{-1}; \quad \lambda_6 = 3,01 \text{ с}^{-1}; \quad \beta = 0,0065; \quad \beta_1 / \beta = 0,033; \quad \beta_2 / \beta = 0,219; \\ \beta_3 / \beta = 0,196; \quad \beta_4 / \beta = 0,395; \quad \beta_5 / \beta = 0,115; \quad \beta_6 / \beta = 0,042. \quad (5)$$

Обратная связь (3) полностью характеризуется переходной функцией $h(t)$ или импульсной функцией $\omega(t)$, являющимися откликом $\delta k(t)$ на ступенчатое ($n(t) = 1(t)$) или импульсное ($n(t) = \delta(t)$) возмущение n при $\mathbf{u}(0) = 0$:

$$h(t) = \mathbf{b}^T [\exp(\mathbf{P}t) - \mathbf{I}] \mathbf{P}^{-1} \mathbf{d}; \quad \omega(t) = dh / dt = \mathbf{b}^T (\exp(\mathbf{P}t)) \mathbf{d}. \quad (6)$$

Считаем, что импульсная функция отрицательна, обеспечивая ограниченность всех движений системы (1)...(3). Полагаем также, что оба состояния равновесия этой системы $M_1 = (-1, -\beta_i / \lambda_i, \mathbf{P}^{-1} \mathbf{d})$ и $M_0 = (0, 0, 0)$ являются неустойчивыми. В этом случае установившимися движениями в системе (1)...(3) являются автоколебания.

В работе [2] показано, что импульсный хаос в системе (1)...(3) ($\delta k_r = 0$) возникает при увеличении коэффициента усиления обратной связи $\theta > 0$, если импульсная функция $\omega(t)$ является отрицательной и немонотонной и выполнено условие

$$\omega_0(t) = \omega(t) - \omega(0) \exp(s_0 t) < 0 \quad \text{при всех } t > 0, \quad (7)$$

где $s_0 < 0$ – ближайшее к мнимой оси собственное значение матрицы \mathbf{P} .

Механизм хаоса состоит в следующем [2]. Пусть значение коэффициента усиления обратной связи θ велико настолько, что реактор находится глубоко в области неустойчивости стационарного режима. Пусть в некоторый момент времени реактивность δk достигла значения β , т.е. реактор стал надкритическим по мгновенным нейтронам, и в реакторе началась нейтронная вспышка. За счет действия отрицательной обратной связи (3) она автоматически гасится, реактивность резко падает, реактор становится глубоко подкритическим.

Поскольку погашенное состояние реактора неустойчиво, то после импульса реактивность растет. При этом она повторяет все изгибы и максимумы импульсной функции $\omega_0(t)$. В некоторый момент времени δk вновь достигает значения β . Происходит очередная нейтронная вспышка. Далее все повторяется. Таким образом, за счет действия отрицательной обратной связи генерируется бесконечная последовательность нейтронных импульсов – реализуется автоколебательный импульсный режим.

Стохастичность этого режима (случайность величин импульсов и интервалов времени между ними) – следствие немонотонного поведения реактивности после импульса. Реактивность достигает значения β на участке подъема перед одним из ее максимумов. Интервал времени между вспышками определяется номером того максимума реактивности, которым инициируется нейтронный импульс. Этот интервал тем больше, чем больше колебаний реактивности происходит до очередной вспышки.

Интервал времени между вспышками определяется величиной импульса. Чем она больше, тем на большую величину после вспышки уменьшается δk и тем больше колебаний реактивности проходит до очередной вспышки. Время между вспышками является разрывной и монотонно растущей функцией величины импульса.

В свою очередь величина импульса определяется не тем, каким максимумом реактивности она инициируется, а тем, с какими производными реактивность достигает значения β . Импульсы, которые реализуются при достижении реактивностью значения β на одном и том же максимуме, могут быть самыми различными по величине. Через Γ_i обозначим множество (серию) всех возможных величин импульсов, которые могут происходить при достижении реактивностью значения β на ее i -м максимуме. При достаточно большом коэффициенте усиления θ реализуется ситуация, когда серии импульсов Γ_i разрастаются, т.е. каждая из серий Γ_i в следующем цикле порождает не одну, а уже несколько различных серий Γ_j . Это означает, что после импульсов из одной (любой) серии, порождаемой i -м максимумом δk , очередные импульсы могут порождаться уже несколькими различными максимумами δk , т.е. принадлежать нескольким сериям импульсов Γ_j . Разрастание серий импульсов влечет неустойчивость всех движений в системе (1)...(3). В условиях глобальной ограниченности всех движений такая неустойчивость порождает динамический хаос.

Притягивающим множеством хаотической системы служат странные аттракторы, состоящие из континуума неустойчивых траекторий. В рассматриваемом случае каждой неустойчивой траектории, составляющей аттрактор, соответствует полубесконечная последовательность $\Gamma_{i1}, \Gamma_{i2}, \dots, \Gamma_{im}, \dots$ максимумов реактивности, на которых реализуются последовательные импульсы. Кроме того, для каждой допустимой последовательности $\Gamma_{i1}, \Gamma_{i2}, \dots, \Gamma_{im}, \dots$ найдется неустойчивая траектория, которая ее порождает. В частности, периодическим последовательностям отвечают неустойчивые периодические траектории системы. Например, последовательности $\Gamma_i, \Gamma_i, \dots, \Gamma_i, \dots$ отвечает периодический импульсный режим, в

котором величина всех импульсов одинакова (она тем больше, чем больше i), каждый импульс реализуется на i -м максимуме реактивности и происходит через одно и то же время τ тем большее, чем больше i .

Импульсный хаос в реакторе приближенно описывается одномерным точечным преобразованием, которое по величине γ текущего нейтронного импульса определяет величину γ^* следующего нейтронного импульса. В качестве γ можно брать максимальное достигаемое в импульсе значение плотности нейтронов или значение других переменных в момент окончания импульса, когда реактивность, уменьшаясь, достигает значения β . Способы численного построения отображения $\gamma^*(\gamma)$ и приближенное его аналитическое выражение, использующее лишь явный вид переходной и импульсной функций (6), приведены в работе [2]. Характерный вид этого отображения показан на рис. 1. Это отображение характеризует хаотические движения, показанные на рис. 2, которые возникают в системе (1), (2), (4), (5) при $b = 0,195$. Здесь $\gamma = 4x(t_0) + 10z(t_0) + 0,192$, где t_0 – моменты времени, в которые $\delta k(t_0) = \beta$ при $\delta \dot{k}(t_0) < 0$. Отображение хаотическое, т.к. переводит в себя отрезок $[0; 6,5]$, является на нем разрывным и растягивающим на каждом интервале непрерывности $[\gamma_i, \gamma_{i+1}]$. Участки непрерывности определяют величины импульсов, после которых очередные импульсы инициируются одним и тем же максимумом реактивности. Разрастание серий импульсов означает, что образ каждого отрезка непрерывности $[\gamma_i, \gamma_{i+1}]$ покрывает несколько интервалов непрерывности $[\gamma_j, \gamma_{j+1}]$. неподвижным точкам отображения отвечают неустойчивые импульсные периодические режимы типа $\Gamma_i, \Gamma_{i+1}, \dots, \Gamma_i, \dots$.

Рассмотрим способы управления импульсными стохастическими режимами, в которых управляющим воздействием служит внешнее изменение реактивности, осуществляемое как с учетом, так и без учета обратных связей. В ядерных реакторах имеются разнообразные технические возможности для введения таких воздействий, а также для измерения параметров, определяющих

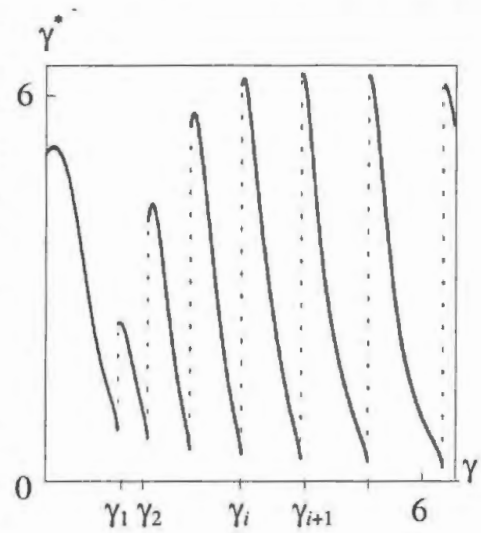


Рис. 1. Одномерное отображение, определяющее хаотические движения в системе (1), (2), (4), (5) при $b = 0,195$ и $\delta k_r = 0$

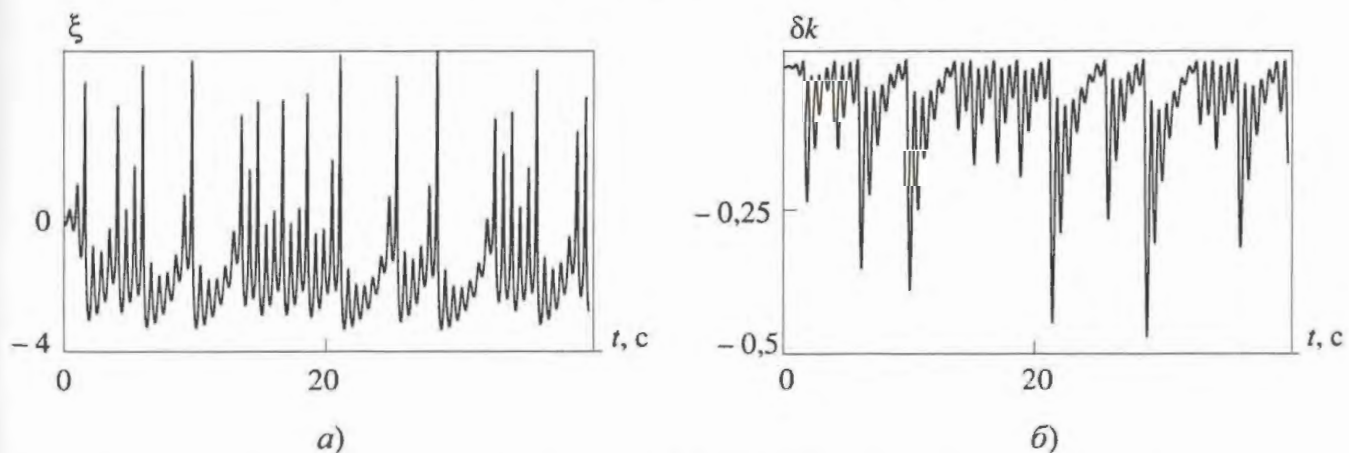


Рис. 2. Импульсный хаос в системе (1), (2), (4), (5) при $b = 0,195$ и $\delta k_r = 0$: а) изменение величины $\xi = \ln(1+n)$; б) изменение реактивности

текущее состояние реактора. Имеется богатый опыт реализации различных способов введения реактивности. Это и внешняя модуляция реактивности с заданным периодом, и реализация различных законов обратной связи по реактивности. Имеющиеся технические возможности и большой опыт управления нейтронным полем реактора помогут решать и совершенно новые для ядерных реакторов задачи управления импульсным хаосом.

Управление импульсным хаосом целесообразно осуществлять путем регулирования характеристик нейтронных импульсов. Управляющие воздействия должны участвовать в формировании импульсов, влияя на их величину и длительность. Только во время импульса реактор ведет себя как неустойчивая система и весьма податлив и чрезвычайно чувствителен к внешним воздействиям. Между нейтронными вспышками реактор ведет себя как устойчивая система, и управление, вводимое между импульсами, оказывается неэффективным. Если для управления импульсным хаосом используется внешнее периодическое воздействие, то оно действует постоянно, в том числе и в те моменты, когда происходят нейтронные вспышки. Поэтому оно может влиять на формирование и развитие импульса. Это влияние существенно зависит от величины и частоты периодического воздействия. При управлении, использующем обратные связи, целесообразно определять моменты начала импульсов и вводить реактивность именно в эти моменты времени.

Рассмотрим сначала управление импульсным хаосом путем внешнего периодического изменения реактивности. Регулирующее воздействие δk_r определим соотношением

$$\delta k_r = A_0 \sin(\omega_0 t); \quad A_0, \omega_0 = \text{const} > 0. \quad (8)$$

Расчеты, проведенные в рамках модели (1)...(3) и (8), показали, что за счет подбора амплитуды и частоты внешнего воздействия (8) можно решить различные задачи.

Можно возбуждать импульсные стохастические режимы при тех параметрах реактора, при которых стационарный режим реактора является устойчивым. Можно преобразовывать периодические и стохастические режимы с малой интенсивностью нейтронных вспышек в стохастические режимы с большими средними величинами нейтронных импульсов. Решение этих задач осуществляется за счет подбора амплитуды воздействия A_0 при частотах ω_0 , имеющих один порядок с частотами, характерными для обратной связи (3) и определяющими частоту колебаний реактивности между импульсами. Периодическое воздействие в этом случае просто увеличивает коэффициент усиления обратной связи.

С помощью периодического воздействия можно подавлять импульсные стохастические режимы, т.е. преобразовывать их в стохастические или периодические режимы с меньшей интенсивностью нейтронных вспышек. Для этого требуется достаточно высокая частота периодического воздействия. Период воздействия $2\pi/\omega_0$ должен быть меньше времени нейтронного импульса $t_{\text{имп}}$, характерного для регулируемого хаотического режима ($2\pi/\omega_0 < t_{\text{имп}}$). В этом случае периодическое воздействие может инициировать и гасить нейтронные импульсы быстрее, чем это делает обратная связь, и определять характеристики нового импульсного режима.

В качестве примера рассмотрим реактор с обратной связью (4) и параметрами (5). Нулевое состояние равновесия системы (1), (2), (4), (5), соответствующее стационарному режиму реактора, устойчиво при $0 < b < 0,07$ и неустойчиво при $b > 0,07$. При $b \in [0,07; 0,14]$ наблюдаются периодические колебания. Импульсный хаос реализуется при $b \in [0,14; 0,4]$. Хаотические колебания плотности нейтронов и реактивности, изображенные на рис. 2, и определяющее их отображение $\dot{\gamma}(\gamma)$ на рис. 1 соответствуют значению $b = 0,195$. При $b = 0,195$ максимальное значение, достигаемое величиной $\xi = \ln(1+n) = \ln(N/N_0)$ в процессе хаотических колебаний, равно $\xi_{\text{max}} = 5$. Таким образом, во время максимального импульса плотность

нейтронов N в 148 раз превышает ее стационарное значение N_0 . В режиме импульсного хаоса, показанного на рис. 2, нейтронные импульсы происходят после нескольких колебаний реактивности, число которых нерегулярно меняется от одного до семи.

Если $b = 0,05$, то периодическое воздействие (8) при $A_0 = 2\beta$, $\omega_0 = 13$ преобразует устойчивый стационарный режим в импульсный стохастический, изображенный на рис. 3,а. Если $b = 0,1$, то управление (8) при $A_0 = 0,5\beta$, $\omega_0 = 13$ преобразует периодический режим, в котором $|\ln(1+n(t))| < 1,8$, в стохастический режим, показанный на рис.3,б. Применение управления (8) при $\omega_0 = 13$ и $A_0 > 0$ к хаотическому режиму, изображенному на рис. 2 ($b = 0,195$), преобразует его в стохастический же режим, но с увеличенной средней величиной нейтронных импульсов.

Подавить импульсный стохастический режим, реализующийся при $b = 0,195$ (рис. 2), можно за счет высокочастотного периодического воздействия при $\omega_0 > 60$ (для этого примера характерное время импульса составляет $t_{\text{имп}} = 0,1$ с). При $A_0 = 2\beta$, $\omega_0 = 80$ и $A_0 = 3\beta$, $\omega_0 = 200$ стохастический режим, показанный на рис. 2, преобразуется в режимы, изображенные соответственно на рис. 4,а и б. За счет введения управления амплитуда колебаний плотности нейтронов существенно снижается. В пике импульсов $N/N_0 \cong 20$ (без управления $N_{\text{max}}/N_0 \cong 148$).

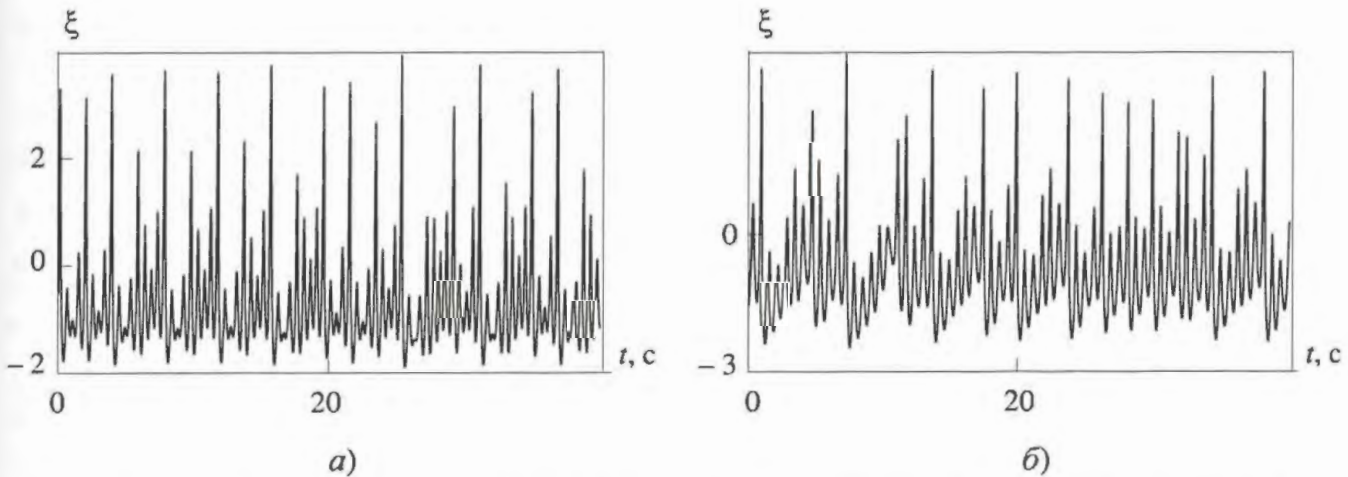


Рис. 3. Хаотические колебания величины $\xi = \ln(1+n)$ в системе (1), (2), (4), (5), (8): а) $b = 0,05$, $A_0 = 2\beta$, $\omega_0 = 13$; б) $b = 0,1$, $A_0 = 0,5\beta$, $\omega_0 = 13$

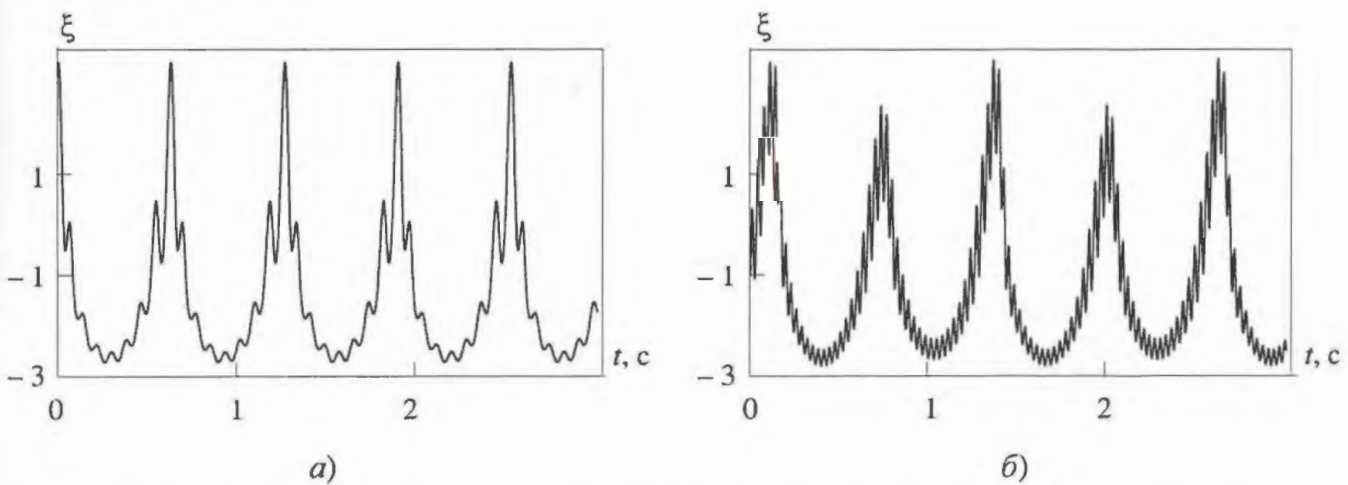


Рис. 4. Периодические колебания величины $\xi = \ln(1+n)$ в системе (1), (2), (4), (5), (8) при $b = 0,195$: а) $A_0 = 2\beta$, $\omega_0 = 80$; б) $A_0 = 3\beta$, $\omega_0 = 200$

Отметим, что выводы о возможности управления импульсными стохастическими режимами с помощью периодического изменения реактивности (8), сделанные на основании изучения моделей (1)...(8), подтверждены и в рамках моделей с более сложными, чем (3), обратными связями, описывающими динамику конкретных реакторов. Рассматривались модели, использованные в работах [4...6] при изучении импульсного хаоса в водо-водяных кипящих реакторах и реакторах с газообразным ядерным топливом. В работах [5, 6] показано, что в реакторах этого типа реализация импульсных стохастических режимов может быть целесообразной. Однако для их возбуждения в реакторах с газообразным топливом требуется достаточно большая стационарная мощность, а в кипящих реакторах эти режимы возникают только при достаточно большом паросодержании на выходе активной зоны. Использование предложенных способов управления позволит реализовать импульсный хаос при малой стационарной мощности в реакторах с газообразным топливом и малых паросодержаниях на выходе в кипящих реакторах.

Рассмотрим способы управления, использующие обратные связи и состоящие в том, что реактивность δk_r вводится в процессе формирования нейтронных импульсов с целью влияния на их характеристики.

Рассмотрим алгоритм управления, при котором управляющими воздействиями являются импульсы реактивности, вводимые в момент начала нейтронных вспышек. Эти моменты фиксируются измерительными устройствами. Началом нейтронного импульса служит момент времени t^* , в который некоторая контролируемая величина ξ , возрастая, достигает заданного значения $\xi(t^*) = \xi^*$. В качестве ξ и ξ^* могут быть выбраны плотность нейтронов $\xi = \ln(1+n) = \ln(N/N_0)$ или реактивность δk и их критические значения $\xi^* = \ln(1+n^*) > 0$ или $\delta k^* = \beta$. Будем считать длительность τ управляющих импульсов реактивности постоянной и приблизительно равной длительности нейтронных импульсов ($\tau \cong t_{\text{имп}}$):

$$\delta k_r = \begin{cases} A & \text{при } t \in [t^*, t^* + \tau]; \\ 0 & \text{при } t \notin [t^*, t^* + \tau]; \end{cases} \quad \tau = \text{const}; \quad t^* : \xi(t^*) = \xi^*; \quad \dot{\xi}(t^*) > 0. \quad (9)$$

Простейшим вариантом управления (9) является случай

$$A = \text{const} < 0; \quad \xi = \ln(1+n) = \ln(N/N_0), \quad (10)$$

когда каждый раз в процессе увеличения плотности нейтронов ($\dot{\xi} = \dot{n}/(1+n) > 0$) и достижения ею критического значения ($\ln(1+n) = \ln(1+n^*) = \xi^*$) вводится отрицательный импульс реактивности постоянной величины $A < 0$ и постоянной длительности $\tau \cong t_{\text{имп}}$.

Расчеты показывают, что за счет выбора параметров $A < 0$, $\xi^* = \ln(1+n^*)$, $\tau > 0$ алгоритм управления (9), (10) позволяет ограничить амплитуду генерируемых реактором импульсов любой заданной величиной. Вводимое управление просто гасит раньше времени начинающиеся нейтронные вспышки.

На рис. 5,а-г показаны режимы, в которые преобразуется импульсный стохастический режим системы (1), (2), (4), (5) ($b = 0,195$), изображенный на рис. 2, при введении управления (9), (10), соответственно, при $A = -0,1\beta$, $\xi^* = 2$, $\tau = 0,1$ с; $A = -0,5\beta$, $\xi^* = 2$, $\tau = 0,1$ с; $A = -\beta$, $\xi^* = 3,7$, $\tau = 0,1$ с и $A = -\beta$, $\xi^* = 4$, $\tau = 0,1$ с. Вместо стохастического режима, в котором максимумы плотности нейтронов достигают значений $\ln(1+n) = 5$ ($N/N_0 \cong 148$), получим

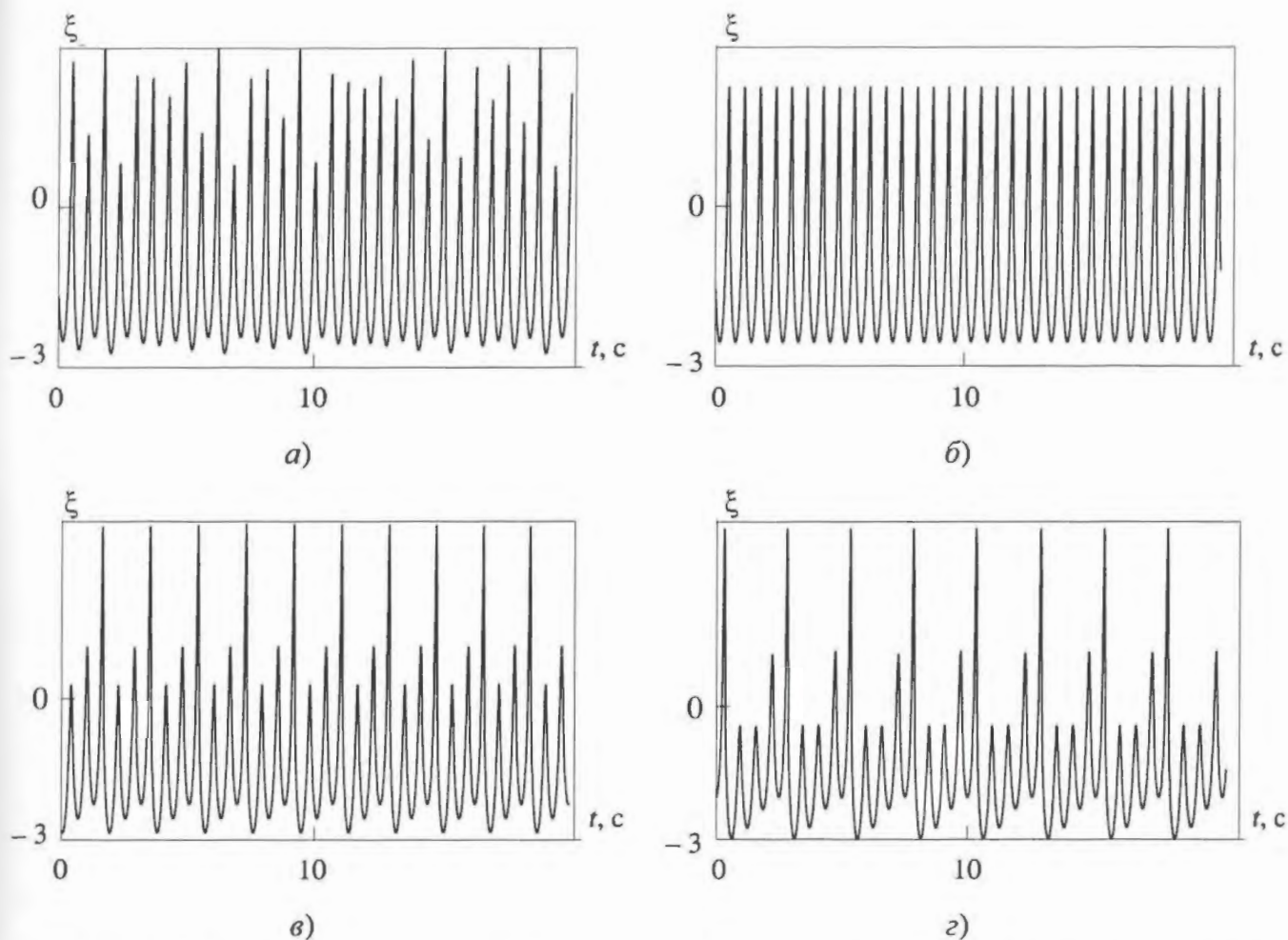


Рис. 5. Колебания величины $\xi = \ln(1+n)$ в системе (1), (2), (4), (5), (8) при $b = 0,195$, $\tau = 0,1$ с: а) $\xi^* = 2$, $A = -0,1\beta$; б) $\xi^* = 2$, $A = -0,5\beta$; в) $\xi^* = 3,7$, $A = -\beta$; г) $\xi^* = 4$, $A = -\beta$

стохастический режим, в котором $\ln(1+n(t)) < 3$ и $N_{\max}/N_0 \cong 20$ (рис. 5,а), и периодический режим, в котором $\ln(1+n(t)) < 2,2$ и $N_{\max}/N_0 \cong 9$ (рис. 5,б). При достаточно большом пороге введения управления ($\xi^* = 3,7$ и $\xi^* = 4$) стабилизируются периодические режимы, в которых нейтронные импульсы происходят на третьем (рис. 5,в) и четвертом (рис. 5,г) максимумах реактивности.

Эффективность управления (9), (10) подтверждена и в рамках модели кипящего реактора, рассмотренной в работе [6]. Ограничение величины нейтронных импульсов, осуществляемое за счет управления (9), (10), приводит к ограничению амплитуды колебаний температуры топлива. Именно эти колебания вызывают циклические термомеханические нагрузки на твэлы, наиболее опасные при эксплуатации кипящих реакторов. Использование алгоритма (9), (10) при управлении импульсными стохастическими режимами в кипящих реакторах может снизить возникающие в твэлах нагрузки до допустимых величин.

Возможны и более сложные, чем (10), способы введения управляющего импульса δk_r , при которых величина A и знак вводимого в момент t^* управления зависят от текущих измеряемых параметров реактора, например, от производных $\dot{\xi}(t^*)$, $\ddot{\xi}(t^*)$, ... контролируемой

величины ξ в момент достижения ею значения ξ^* . Из конкретных видов зависимости $A(\dot{\xi}(t^*), \ddot{\xi}(t^*), \dots)$ рассмотрим линейный закон управления

$$A = -A_0[\dot{\xi}(t^*) - \xi_0]; \quad \xi = \ln(1+n), \quad (11)$$

где ξ_0 – заданное значение производной. Соотношения (9), (11) означают, что в момент t^* вводится положительный импульс реактивности, если $\dot{n}(t^*) < [1+n(t^*)]\xi_0$, и отрицательный, если $\dot{n}(t^*) > [1+n(t^*)]\xi_0$.

Расчеты показывают, что использование закона обратной связи (9), (11) позволяет оперативно влиять на формирование нейтронных импульсов, стабилизируя их величину и обеспечивая тем самым желаемое поведение реактора между импульсами. Алгоритм управления (9), (11) позволяет стабилизировать различные периодические импульсные режимы, в частности, неустойчивые периодические режимы, входящие в состав хаотического аттрактора. Оказывается возможной стабилизация неустойчивых периодических режимов типа $\Gamma_i, \Gamma_{i+1}, \dots, \Gamma_{i+n}, \dots$, в которых все нейтронные импульсы имеют одинаковую величину и инициируются одним и тем же i -м максимумом реактивности.

С точки зрения точечного отображения $\gamma^*(\gamma)$, определяющего хаотические движения, введение управления видоизменяет эти отображения, делая имеющиеся неустойчивые неподвижные точки устойчивыми либо создавая новые устойчивые неподвижные точки.

В случае управления (9), (11) параметры A_0, ξ^*, ξ_0 следует выбирать так, чтобы на одном из интервалов непрерывности $[\gamma_i, \gamma_{i+1}]$ отображение $\gamma^*(\gamma)$ преобразовалось бы в отображение $\gamma_r^*(\gamma)$, у которого остается прежняя неподвижная точка γ_{i0} , но наклон кривой изменяется так, что при $\gamma \in [\gamma_i, \gamma_{i+1}]$ выполняется $|d\gamma_r^*/d\gamma| < 1$, т.е. точка γ_{i0} становится устойчивой. Стабилизация этой неподвижной точки означает стабилизацию периодического режима $\Gamma_i, \Gamma_{i+1}, \dots, \Gamma_{i+n}, \dots$.

Использование управления (9), (11) при $\xi^* = 2; A_0 = 0,03\beta; \tau = 0,1$ с приводит к подавлению импульсного хаоса в системе (1), (2), (4), (5) ($b = 0,195$), показанного на рис. 2, и стабилизации периодических режимов $\Gamma_i, \Gamma_{i+1}, \dots, \Gamma_{i+n}, \dots$, показанных на рис. 6. При значениях $\xi_0 = 35, \xi_0 = 40, \xi_0 = 43, \xi_0 = 50$ стабилизируются, соответственно, периодические импульсные режимы $\Gamma_2, \Gamma_2, \dots, \Gamma_2, \dots$ (рис. 6,а), $\Gamma_3, \Gamma_3, \dots, \Gamma_3, \dots$ (рис. 6,б), $\Gamma_4, \Gamma_4, \dots, \Gamma_4, \dots$ (рис. 6,в), $\Gamma_7, \Gamma_7, \dots, \Gamma_7, \dots$ (рис. 6,г).

В заключение отметим, что предложенные способы относятся к управлению временными импульсными стохастическими режимами, в которых каждая нейтронная вспышка охватывает сразу всю активную зону реактора и которые реализуются в реакторах малых размеров. В работах [3, 5] показано, что в реакторах больших размеров могут возникать режимы импульсной турбулентности нейтронного поля, в которых нейтронные импульсы случайной интенсивности происходят в локальных областях реактора, расположение которых в активной зоне нерегулярно меняется со временем. Предложенные способы можно применять и для управления режимом импульсной турбулентности, если внешнее регулирующее изменение коэффициента размножения нейтронов производить в нескольких областях активной зоны. Число таких областей должно быть тем больше, чем больше размеры реактора.

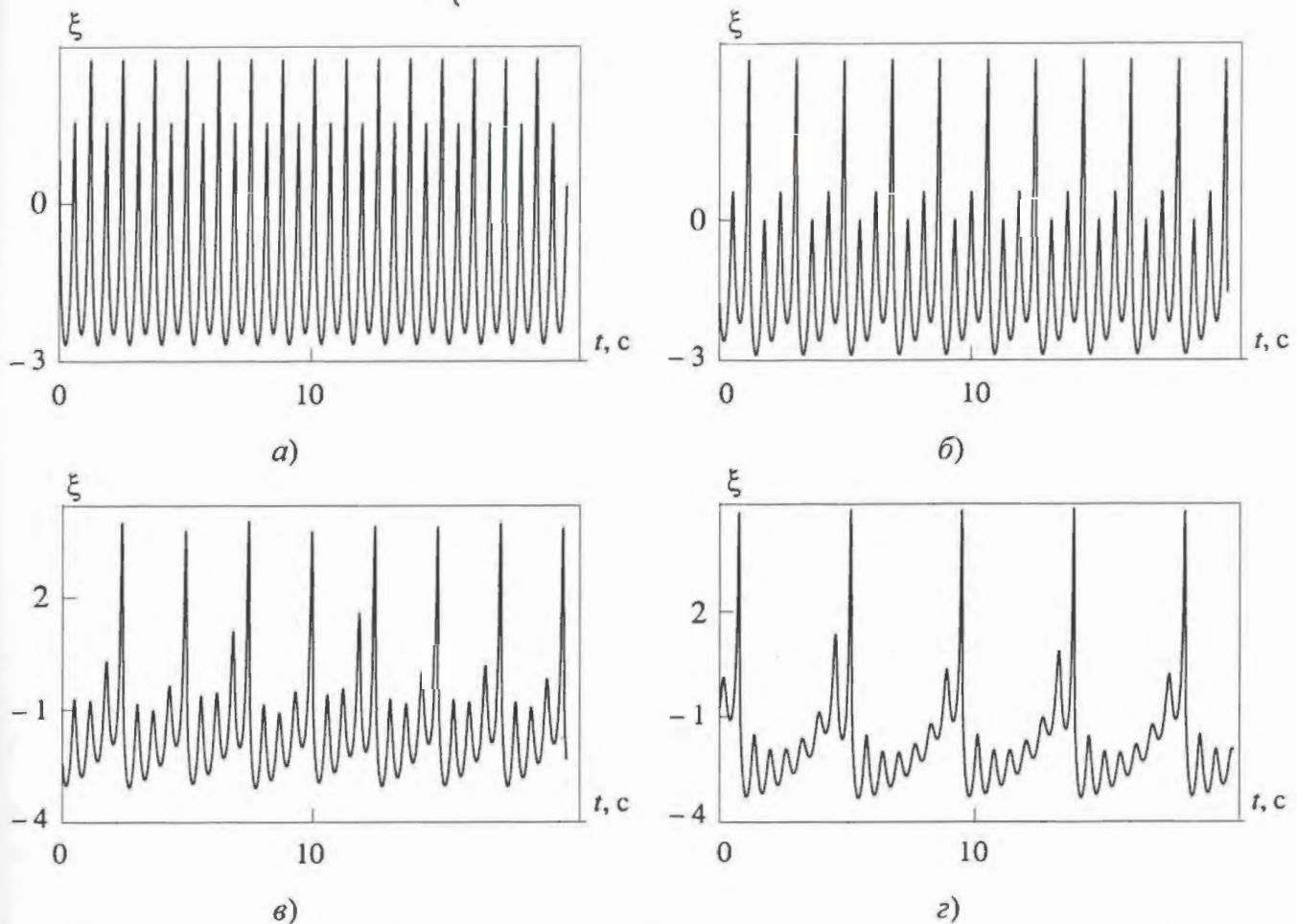


Рис. 6. Периодические колебания величины $\xi = \ln(1+n)$ в системе (1), (2), (4), (5), (8) при $b = 0,195$, $\xi^* = 2$, $A_0 = 0,03\beta$; $\tau = 0,1$ с: а) $\xi_0 = 35$; б) $\xi_0 = 40$; в) $\xi_0 = 43$; з) $\xi_0 = 50$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Постников Н.С.* Механизмы и критерии возникновения динамического хаоса в нелинейных моделях ядерного реактора и кусочно-линейных системах // Атомная энергия, 1998, т. 85, вып. 3. – С. 193 – 201.
2. *Постников Н.С.* Условия существования хаотических колебаний в ядерных реакторах // Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 6. – С. 432 – 438.
3. *Постников Н.С.* Импульсная турбулентность нейтронного поля в ядерных реакторах // Атомная энергия, 2001, т. 91, вып. 6. – С. 434 – 438.
4. *Постников Н.С.* Стохастичность акустических автоколебаний в ядерных реакторах с газообразным циркулирующим топливом // Атомная энергия, 1997, т. 83, вып. 1. – С. 60 – 66.
5. *Постников Н.С.* Возможность, допустимость и целесообразность реализации импульсных стохастических режимов в реакторах с газообразным ядерным топливом // Атомная энергия, 2003, т. 95, вып. 5. – С. 330 – 338.
6. *Постников Н.С.* Импульсные стохастические режимы работы кипящих реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2003, вып. 4. – С. 3 – 10.
7. *Fradkov A.L., Pogromsky A.Yu.* Introduction in Control of Oscillations and Chaos. – Singapore: World Scientific, 1998.

8. *Chen G., Dong X.* From Chaos to Order: Methodologies, Perspectives and Applications. – Singapore: World Scientific, 1998.
9. *Лоскутов А.Ю.* Проблемы нелинейной динамики. II. Подавление хаоса и управление динамическими системами // Вестн. МГУ, сер. Физ.-астр., 2001, № 3. – С. 3 – 21.

Статья поступила в редакцию 16 июня 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 14 – 24.

О Т З Ы В

на работу Н.С. Постникова “Управление импульсными стохастическими режимами в ядерных реакторах”

Работа Н.С. Постникова посвящена важной проблеме – выявлению условий, при которых возможно управлять динамикой некоторых ядерных реакторов. При этом реактор должен находиться в режиме т.н. импульсного хаоса. Естественно, все реакторы должны быть с необходимостью управляемыми. Поэтому практическая важность данной работы очевидна. Другое дело, нужно ли вводить реактор в режим хаотических автоколебаний. Но если такие режимы все же допустимы, даже если их вероятность невелика, результаты Н.С. Постникова приобретают первостепенный интерес.

Автор рассмотрел возможность управления импульсными хаотическими режимами как с обратной связью, так и без учета текущего состояния системы. Однако хотелось бы отметить, что для идентификации того или иного режима необходимо *рассчитать критерии хаотичности* (спектральную плотность, показатели Ляпунова и др.). Одних временных зависимостей динамических переменных недостаточно. Кроме того, требуется *выявить область хаотичности* в пространстве параметров. Но это в работе не приведено.

Далее в работе показано, что подавить импульсное хаотическое поведение можно путем высокочастотного периодического воздействия. Здесь уместно сделать то же замечание: *приведенные рис. 4 а, б недостаточны для идентификации периодичности* полученных режимов. Более того, *в какой области происходит воздействие (8) ?* Строго в хаотической или амплитуда A_0 все же выводит систему из нее? Если это так, то говорить именно о подавлении хаоса некорректно.

Другие результаты тоже необходимо дополнить (хотя бы частично) критериями хаотичности. Это необходимо сделать, т.к. опыт рецензента показывает, что визуально (по временной развертке) невозможно определить, является полученная динамика регулярной или нет. Это относится к рис. 5 и 6.

Кроме того, не очень ясен смысл первого абзаца на стр. 13 (*3-й абзац снизу на стр. 22 настоящего сборника – ред.*). Дело в том, что из общей теории одномерных отображений следует, что локально при уменьшении наклона кривой γ_i (вследствие внешнего воздействия) могут рождаться *устойчивые циклы*, а неподвижная точка при этом останется *неустойчивой*. Это тоже стабилизация хаотического режима. Такая ситуация более вероятна, чем стабилизация неподвижных точек.

Далее, если внимательно посмотреть на рис. 1, то можно увидеть области с критическими точками. Тогда *нетрудно доказать, что в этом случае контроль режима поведения такого отображения осуществим всегда*. Таким образом, если показать, что отображение рис. 1 достаточно точно описывает исходную систему, то контроль над реактором может быть эффективно реализован.

Полагаю, что если автор дополнит результаты расчетами характеристик хаотичности и дополнительно исследует отображение рис. 1, то статья должна быть опубликована. Более того, думаю, что не следовало бы ограничиваться публикациями только в журнале "Вопросы атомной науки и техники", а представить работы на эту тему в другие, не столь специальные издания (например, в ЖТФ), поскольку при должной доработке результаты будут интересны широкому кругу читателей.

Доктор физ.-мат. наук, профессор
физического факультета МГУ

Лоскутов
5/XI 2004г.

(А.Ю. Лоскутов)

УДК 621.039.51

Инженерная методика оценки требуемых скоростных характеристик РО СУЗ ЯППУ

В.С. Востоков, Д.Г. Кресов,

ФГУП "ОКБМ им. И.И. Африкантова", 603074, Н. Новгород, Бурнаковский проезд, 15

Представлен опыт привлечения расчетно-аналитических методов исследований модели ЯЭУ высокого порядка для сравнительной оценки требуемых скоростных характеристик рабочих органов (РО) СУЗ.

ENGINEERING METHOD OF AN ESTIMATION OF THE REQUIRED SPEED CHARACTERISTICS CONTROL RODS OF NPP. V.S. VOSTOKOV, D.G. KRESOV. Experience of calling of calculation-analytical methods of researches of model of the NPP of high order for comparison estimation required speed characteristics of control rods is submitted.

На определенных стадиях разработки технического проекта ядерной паропроизводящей установки (ЯППУ) нередко возникает задача уточнения ранее выбранных скоростных характеристик РО СУЗ вследствие оптимизации свойств объекта управления по критериям экономичности, ресурса, надежности и др. В целях повышения безопасности ППУ в реактивных авариях одним из направлений указанной задачи является минимизация скорости перемещения РО СУЗ по сигналам управления.

Как правило, изменения затрагивают целый комплекс параметров ППУ, влияние которого на динамические характеристики установки неоднозначно. Уточнение выбранных ранее скоростей перемещения РО в этом случае традиционно осуществляется путем расчетов динамики определяющих режимов на моделях, предназначенных для анализа переходных процессов. К недостаткам такого подхода можно отнести, в первую очередь, необходимость многовариантных расчетов. В этой связи представляется целесообразным поиск путей минимизации объема расчетного анализа, например, путем привлечения моделей, в наибольшей степени подходящих для аналитического исследования динамических свойств установки [1]. В то же время применение аналитических методов ограничено низким порядком системы исходных уравнений и в случае исследования влияния на динамику значительного объема параметров приводит к необходимости поэтапного анализа ограниченного перечня последних, сопровождаемого к тому же соответствующим подбором используемых моделей.

В работе представлен опыт привлечения расчетно-аналитических методов исследований на основе упрощенной модели реакторной установки (аналогичной рассматриваемым в [2]).

В качестве исходных данных использованы количественные характеристики двух вариантов судовых ППУ, отличающихся конструкцией активной зоны и, как следствие, расходами теплоносителя через реактор, обратными связями по реактивности, поверхностями теплоотдачи и объемами теплоносителя в каналах активной зоны.

1. Модель динамики реакторной установки

Рассмотрим упрощенную модель ППУ в приближении одной группы запаздывающих нейтронов [3], постоянных давления в реакторе и мощности II контура.

Динамическая модель представлена системой дифференциальных уравнений шестого порядка вида

$$\left. \begin{aligned} \ell \frac{d^2 n}{dt^2} &= (\delta\rho - 1 - \ell\lambda) \frac{dn}{dt} + \left(\lambda\delta\rho + \frac{d\delta\rho}{dt} \right) n; \\ mc \frac{dT}{dt} &= A_k n - kF \left[T - \frac{(I_k + I_{in})}{2C_p} \right]; \\ V_k \gamma_k \frac{dI_k}{dt} &= kF \left[T - \frac{(I_k + I_{in})}{2C_p} \right] + G_k (I_{in} - I_k); \\ V_m \gamma_m \frac{dI_m}{dt} &= A_m n + G_m (I_{in} - I_m); \\ I_{out} &= \frac{G_k}{G_k + G_m} I_k + \frac{G_m}{G_k + G_m} I_m; \\ \tau \frac{dI_{in}}{dt} &= I_{out} - I_{in}; \\ \delta\rho &= \frac{1}{2} \alpha_k \left[\frac{\partial\gamma}{\partial I_k} I_k + \frac{\partial\gamma}{\partial I_{in}} I_{in} \right] + \frac{1}{2} \alpha_m \left[\frac{\partial\gamma}{\partial I_m} I_m + \frac{\partial\gamma}{\partial I_{in}} I_{in} \right] + \alpha_D T - \frac{1}{2C_p} K_T (I_{out} + I_{in}) - K_N n, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где ℓ – время жизни мгновенных нейтронов, отнесенное к $\beta_{эфф}$, с; n – отклонение нейтронной мощности, отн. ед.; t – время, с; $\delta\rho$ – реактивность, $\beta_{эфф}$; λ – постоянная распада излучателей запаздывающих нейтронов, с⁻¹; mc – произведение массы на теплоемкость топливной композиции, кДж/°С; T – отклонение средней по активной зоне температуры топливной композиции, °С; A_k – доля энергии, выделяющаяся в твэлах, кДж/с; kF – произведение коэффициента теплоотдачи на площадь поверхности теплоотдачи, усредненное по объему активной зоны, кДж/(с·°С); I_k – отклонение энтальпии теплоносителя на выходе из ТВС, кДж/кг; I_{in} – отклонение энтальпии теплоносителя на входе в активную зону, кДж/кг; C_p – теплоемкость теплоносителя, кДж/(кг·°С); V_k – объем теплоносителя в ТВС, м³; γ_k – плотность теплоносителя в ТВС, кг/м³; G_k – расход теплоносителя через ТВС, кг/с; V_m – объем теплоносителя в МКП, м³; γ_m – плотность теплоносителя в МКП, кг/м³; A_m – доля энергии, выделяющаяся в МКП, кДж/с; I_m – отклонение энтальпии теплоносителя на выходе из МКП, кДж/кг; G_m – расход теплоносителя через МКП, кг/с; I_{out} – отклонение энтальпии теплоносителя на выходе из реактора, кДж/кг; τ – время прохода фронта теплоносителя по контуру циркуляции, с; α_k – коэффициент реактивности по плотности теплоносителя ТВС, $\beta_{эфф}/(\text{кг}/\text{м}^3)$; α_m – коэффициент реактивности по плотности теплоносителя МКП, $\beta_{эфф}/(\text{кг}/\text{м}^3)$; α_D – коэффициент реактивности по температуре топлива, $\beta_{эфф}/^\circ\text{С}$; $\partial\gamma/\partial I$ – производная плотности по энтальпии при постоянном давлении, кг²/(м³·кДж); K_N – коэффициент

усиления сигнала отклонения нейтронной мощности, $\beta_{эфф}$; K_T – коэффициент усиления сигнала отклонения средней по реактору температуры теплоносителя, $\beta_{эфф}/^{\circ}\text{C}$.

Линеаризуя систему (1) вблизи рабочей точки $n = 1$ и заменяя знак дифференцирования по времени оператором Лапласа $s = j\omega$, построим границу областей существования устойчивых решений (D -разбиение) на плоскости двух произвольных параметров. Учитывая относительно большой порядок исходной системы, алгоритм построения указанной границы заключался в нахождении выбранных параметров численными методами по условию удовлетворения равенства нулю комплексного определителя системы (1) при каждом значении ω .

Выберем в качестве параметров D -разбиения коэффициенты усиления K_n и K_T . Коэффициенты описывают связь между отклонениями регулируемых параметров ППУ от заданного значения и вносимой СУЗ реактивностью и, следовательно, опосредованно характеризуют скорость перемещения РО.

2. Результаты анализа представленной модели

Результаты решений системы (1) для одного варианта установки изображены на рис. 1, из которых следует, что устойчивая область ($D = 0$) за счет свойств саморегулирования существует уже при отрицательных коэффициентах усиления сигналов системы управления (при дестабилизирующем воздействии).

При возрастании ω граница устойчивости стремится к вертикальной асимптоте из-за исчезающей зависимости от параметра K_T , который в отличие от K_n не входит в диагональные элементы определителя системы (1). При $\omega \rightarrow \infty$ граница обрывается (нет зависимости от K_T и K_n), а область D -разбиения не имеет особой прямой¹.

В диапазоне сравнительно низких частот от 0 до 7 с^{-1} (период колебаний более 1 с) положение границы устойчивости относительно осей K_T и K_n зависит от величин внутренних отрицательных обратных связей, инерционности разогрева теплоносителя, времени его прохода по активной зоне и контуру циркуляции. Этот диапазон частот представляет наибольший интерес с точки зрения регулирования параметров реактора в нормальных и большинстве аварийных режимов.

Для сравнения требуемых скоростных эффективностей регулирующих воздействий целесообразно рассмотреть характер решений в устойчивой области рассматриваемых

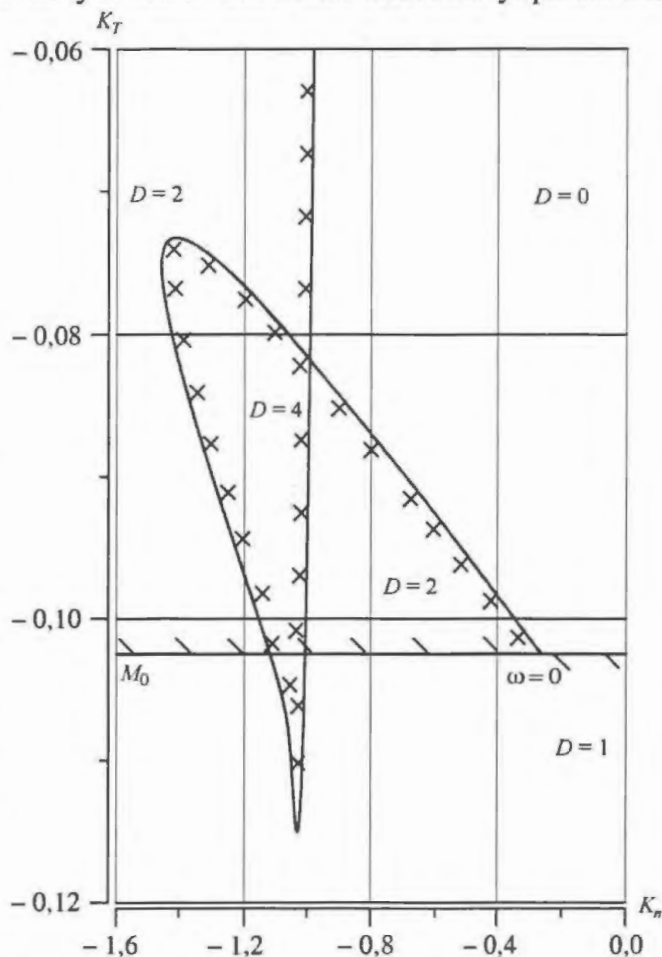


Рис. 1. Фрагмент (ограниченный сверху по оси ординат) D -разбиения плоскости параметров K_n и K_T

¹Другая особая прямая, для которой ранг определителя системы (1) ниже исходного, не штрихуется [4].

параметров. На рис. 2 наряду с границами устойчивости изображены линии постоянных декрементов затухания (ПДЗ) колебаний. Из рисунка видно, что декремент затухания возрастает с ростом температурной составляющей (K_T) в управляющем сигнале. Зависимость декремента затухания от мощностной составляющей (K_n) сигнала управления неоднозначна: с ростом K_n декремент возрастает в области больших отрицательных значений K_T (для рассматриваемого варианта примерно $< -0,05 \beta_{\text{эфф}}/^\circ\text{C}$) и снижается вне пределов этой области.

Линии ПДЗ ограничиваются справа – при возрастании K_n из-за исчезновения в решении колебательной составляющей (решения типа $s = -\lambda + j*0$ для некоторых λ изображены на рис. 2 пунктиром). При этом линия, соединяющая крайние правые точки линий ПДЗ $F(\lambda) = -\lambda + j*\epsilon$ (где ϵ – бесконечно малая величина), будет описывать границу, справа от которой существуют только решения типа “узел”.

Выбор скоростных характеристик управляющего воздействия, обеспечивающий бесколебательное затухание возмущений, может быть предложен в качестве оптимального, например, с точки зрения ресурса приводов и снижения термоциклирования оборудования I контура. Поэтому сопоставление положения границ $F(\lambda)$ относительно оси K_n для обоих вариантов установки может дать сравнительную оценку соответствующих скоростных эффективностей регуляторов для обсуждаемых проектов.

На рис. 3 изображены указанные границы для двух вариантов. По результатам расчетов преимущество от использования первого варианта по указанному критерию (минимизация перерегулирований) не превышает 8...10 % в эффективности регулятора относительно второго варианта.

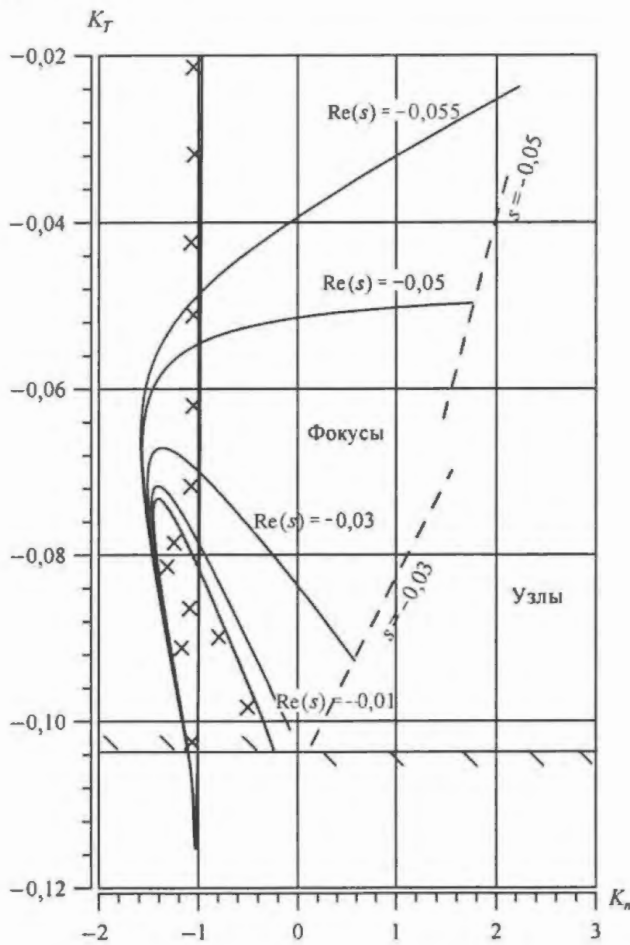


Рис. 2. Характер устойчивости для рассматриваемых параметров

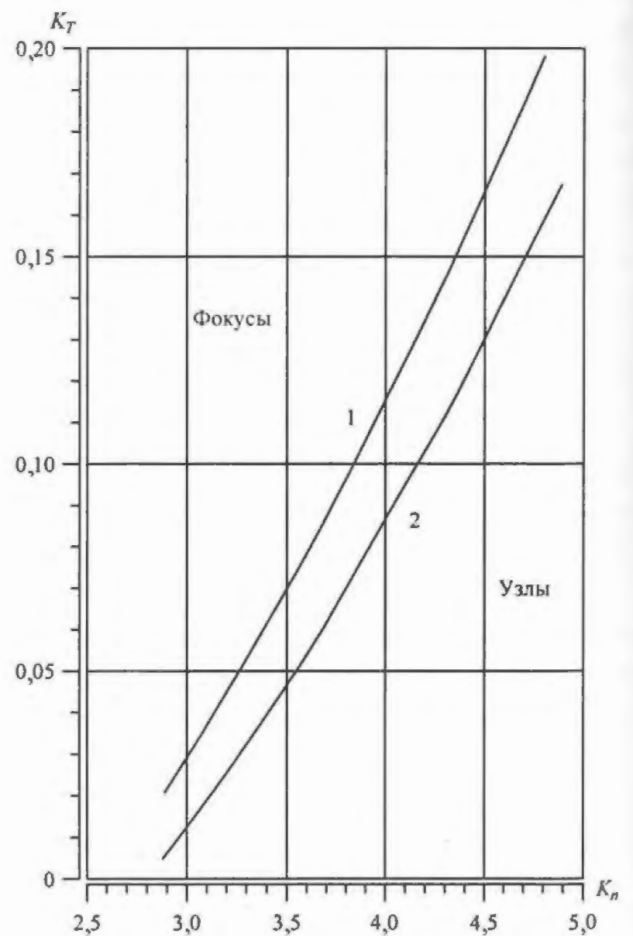


Рис. 3. Фрагмент разбиения плоскости параметров K_n и K_T кривыми $F(\lambda)$ для первого (1) и второго (2) вариантов реакторной установки

Дополнительно можно отметить, что в области положительных значений K_T и K_n повышение мощностной составляющей в управляющем сигнале будет увеличивать период колебаний параметров, одновременно снижая декремент затухания, а повышение температурной составляющей – увеличивать декремент, уменьшая период колебаний. В этом смысле для сопоставления скоростных характеристик управляющего воздействия может быть использован любой другой критерий, например, оптимизированный по сочетанию увеличения декремента затухания и снижения периода колебаний, типа МОП-критерия [5] и др.

Заключение

По мнению авторов, предложенный в качестве инструмента алгоритм оценки динамических свойств систем высокого порядка позволяет решить широкий круг оптимизационных задач.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Смирнов Л.В., Сабаев Е.Ф., Пригоровский А.Л.* Роль простых моделей динамики ЯЭУ / Тез. докл. семинара секции динамики “Математические модели для исследования и обоснования характеристик оборудования и ЯЭУ в целом при их создании и эксплуатации”. – Сосновый Бор, НИТИ, 18 – 22 сентября 2000 г. – С. 49 – 50.
2. *Митенков Ф.М., Моторов Б.И.* Нестационарные режимы судовых ядерных паропроизводящих установок. – Л.: Судостроение, 1970.
3. *Хетрик Д.* Динамика ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1975.
4. *Постников Л.В., Королев В.И., Тарантович Т.М., Мельникова В.А., Вышкинд С.Я.* Сборник задач по теории колебаний. – М.: Наука, 1978.
5. *Belova E.V., Voronkov V.S.* The quality performances of synthesizing control laws an unstable object from the criterion of obtaining the maximum region of attraction // Proc. 3-rd Int. Conf. on Motion and Vibration Control (MOVIC) JSME. 1996. – Vol. 3, pp. 455 – 460.

Статья поступила в редакцию 14 сентября 2004 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 25 – 29.

Зависимость эффективности стержней СУЗ РБМК при пуске от их координат и распределения нейтронного потока в активной зоне

Н.Л. Чичулин, А.И. Ионов,

ФГУП НИКИЭТ им. Н.А. Доллежала, 107140, Москва, ул. М. Красносельская, 2/8

Особенностью пуска РБМК является сильная зависимость эффективности управляющего стержня СУЗ от его координат. Это относится как к подкритическому, так и критическому состояниям реактора. Анализируется зависимость эффективности стержней СУЗ от их положения относительно границ активной зоны и пространственного распределения нейтронного потока. Показано, что близость к боковому отражателю и расположение в районах максимумов нейтронного потока сами по себе не являются признаками большой эффективности стержня СУЗ. Только оба этих фактора с высокой вероятностью показывают, что стержень обладает большой эффективностью.

RBMK RODS WORTH IN STARTUP MODE DEPENDING UPON THE DISTANCE FROM THE CORE BOUNDARY AND NEUTRON FLUX DISTRIBUTION. N.L. CHICHULIN, A.I. IONOV. In earlier work we showed that strong dependence of control rod worth on its position is a feature of RBMK start-up mode. It relates to subcritical and critical state as well. Dependence of control rods worth on their distance from the core boundary and neutron flux distribution in the core is analyzed. It is shown that taken separately nearness to side reflector and being in local neutron maximum don't evidence large worth of the rod. Only both the factors concurrently are a sign of large rod worth with high probability.

В пусковых режимах РБМК эффективность управляющих стержней СУЗ сильно зависит от их координат [1]. Точное определение положения стержней максимальной эффективности представляет собой сложную и трудоемкую задачу 3D полномасштабного связанного компьютерного моделирования реактора. С другой стороны, представляет существенный практический интерес решение вопроса, насколько точно можно предсказать положение таких стержней, исходя лишь из некоторой предварительной информации.

Такой информацией, в первую очередь, может служить распределение плотности нейтронного потока по активной зоне. Очевидно, что стержни, расположенные в районах максимумов нейтронной плотности, должны иметь относительно большую эффективность. Еще одним важным параметром, влияющим на эффективность стержня СУЗ, является его расположение относительно границы активной зоны. Известно, что чем ближе стержень СУЗ к границе, тем в общем случае больше относительная деформация формы нейтронного потока при его извлечении. Достаточно подробно этот вопрос изучен для энергетического диапазона мощностей.

Предметом представленного исследования для пусковых режимов стал анализ следующих зависимостей: эффективности стержней СУЗ от нейтронной плотности в ТК вокруг них в подкритическом и критическом состояниях; эффективности стержней СУЗ от их расположения по отношению к границе активной зоны в подкритическом и критическом состояниях и максимальной эффективности стержней СУЗ от неравномерности нейтронной плотности в подкритическом и критическом состояниях.

Численное моделирование проведено с помощью 3D полномасштабного динамического нейтронно-теплогидравлического программного комплекса DINA-РБМК [2...5]. Исследова-

ние проведено на примерах нескольких реальных пусков РУ РБМК: 1-го энергоблока Курской АЭС в июне 2003 г., 3-го энергоблока Ленинградской АЭС в октябре 2003 г., 2-го энергоблока Ленинградской АЭС в октябре 2000 г.

Чтобы выявить зависимость эффективности стержня СУЗ от относительной плотности нейтронного потока, просчитана эффективность всех стержней СУЗ, которая после этого была соотнесена с нейтронной плотностью в квадрате 3×3 канала вокруг стержня. Отметим, что для исследования подкритического состояния необходимо использовать нейтронную плотность, полученную по условно-критической модели, поскольку зависимости эффективности стержней от нейтронной плотности, полученной с учетом внешних источников нейтронов, из-за их сглаживающего воздействия вообще не должно быть.

Примеры результатов для исходного подкритического состояния перед пуском представлены на рис. 1, 2, для критического состояния – на рис. 3, 4. Полученная зависимость неоднозначна в обоих случаях. В среднем при уменьшении энерговыделения эффективность стержня падает, но существует вероятность, что стержень большой эффективности находится в районе малого энерговыделения.

Зависимости эффективности стержней СУЗ от расстояния r до границы активной зоны приведены на примере пуска КАЭС-1 в июне 2003 г. (рис. 5, 6). Из графиков видно, что чем ближе стержень к боковому отражателю, тем в общем случае больше его эффективность, однако эта связь также нерегулярна. Чтобы лучше отследить эту связь, приведем два част-

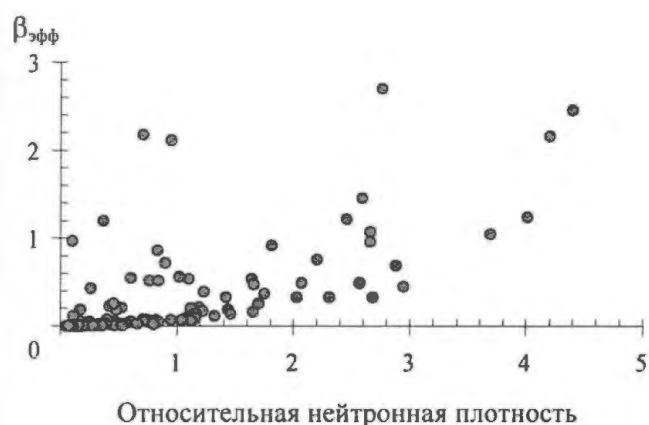


Рис. 1. $\Delta\rho_{ст}(Q_{ст})$ в подкритическом состоянии КАЭС-1, июнь 2003 г.

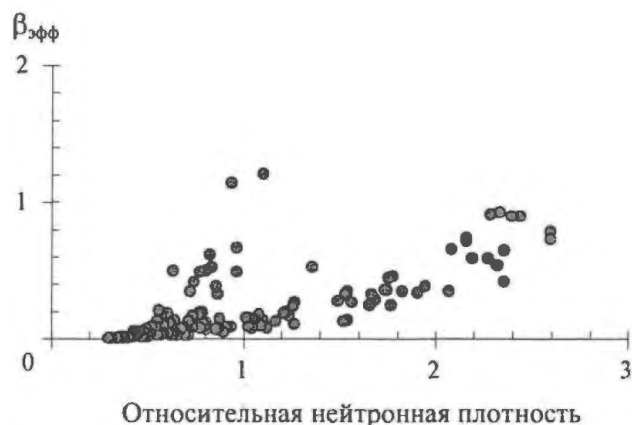


Рис. 2. $\Delta\rho_{ст}(Q_{ст})$ в подкритическом состоянии ЛАЭС-3, октябрь 2003 г.

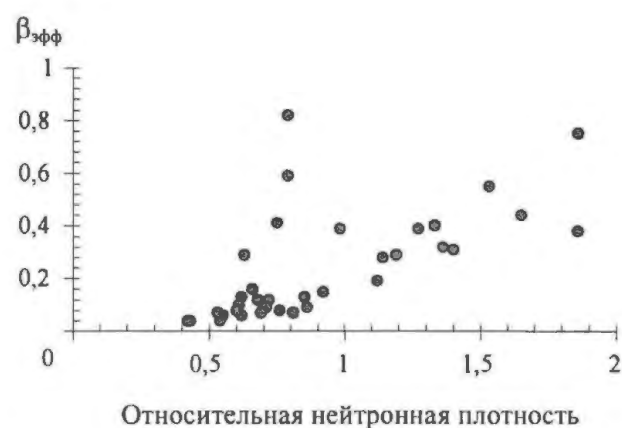


Рис. 3. $\Delta\rho_{ст}(Q_{ст})$ в критическом состоянии КАЭС-1, июнь 2003 г.

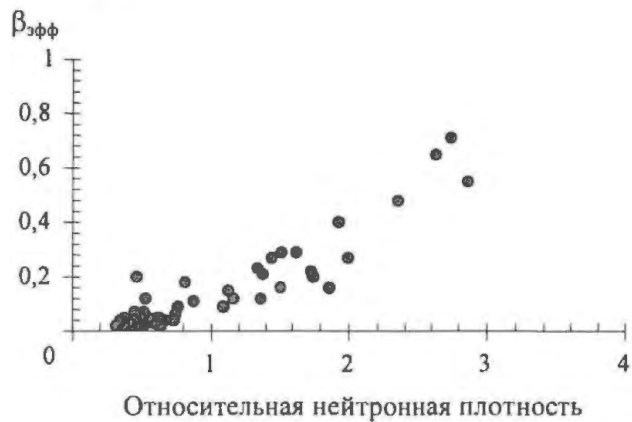


Рис. 4. $\Delta\rho_{ст}(Q_{ст})$ в критическом состоянии ЛАЭС-3, октябрь 2003 г.

ных случая – зависимости эффективности от расстояния при фиксированном уровне энерговыделения и эффективности от энерговыделения при фиксированном расстоянии от границы активной зоны. На рис. 7 приведен график зависимости эффективности стержней от расстояния до отражателя для стержней, расположенных в области энерговыделения 0,6...0,8 от средней величины (фактически это часть данных с графика на рис. 6). На рис. 8 приведен график зависимости эффективности стержней от энерговыделения около них для стержней, расположенных на расстоянии ближе 1,5 м к границе активной зоны (это, соответственно, часть данных с графика на рис. 3). Видно, что обе частные зависимости также нерегулярны.

Суммарная зависимость эффективности стержней СУЗ от расстояния до края активной зоны и энерговыделения около них для того же пуска приведена на двумерных диаграммах (рис. 9, 10). Видно, что эти два параметра с высокой вероятностью определяют эффективность стержня. Практически не существует (для рассмотренных состояний) стержней СУЗ большой эффективности, расположенных в районах минимумов нейтронного потока вдали от края активной зоны, однако исключения по одному из параметров встречаются. Это означает, что существуют стержни большой эффективности, расположенные в районах малого нейтронного потока (например, стержень 4063, средний нейтронный поток вокруг которого около 0,75 относительно среднего, в критическом состоянии имеет эффективность более 0,4 $\beta_{эфф}$) либо вдали от края активной зоны (например, стержень 4625, находящийся далее трех метров от отражателя, в критическом состоянии также имеет эффективность около 0,4 $\beta_{эфф}$).

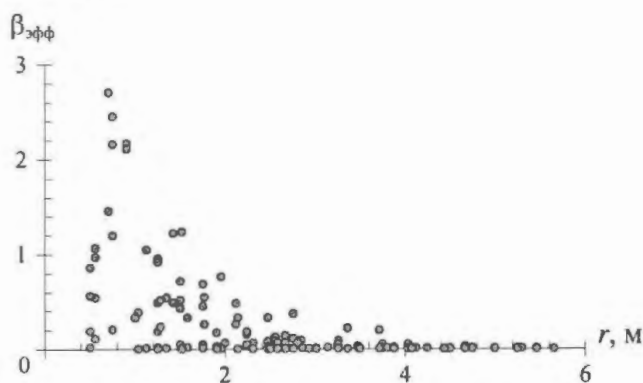


Рис. 5. $\Delta\rho_{ст}(r)$ в подкритическом состоянии КАЭС-1, июнь 2003 г.

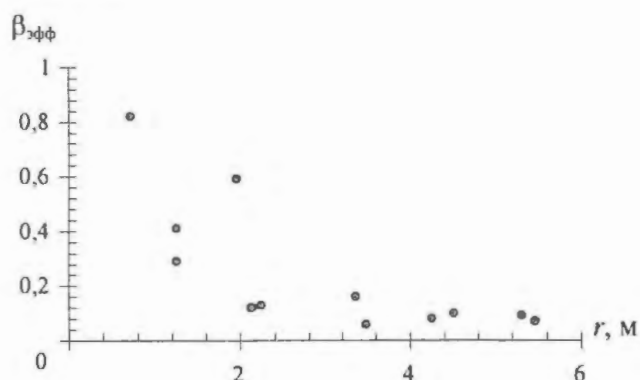


Рис. 7. Зависимость эффективности от расстояния до отражателя для стержней, расположенных в области нейтронной плотности 0,6...0,8 от средней величины, для критического состояния КАЭС-1, июнь 2003 г.

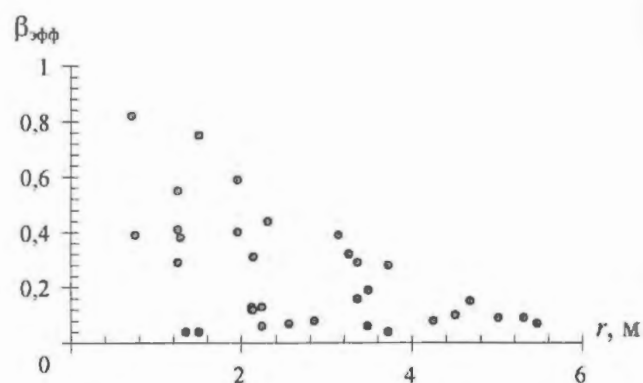


Рис. 6. $\Delta\rho_{ст}(r)$ в критическом состоянии КАЭС-1, июнь 2003 г.

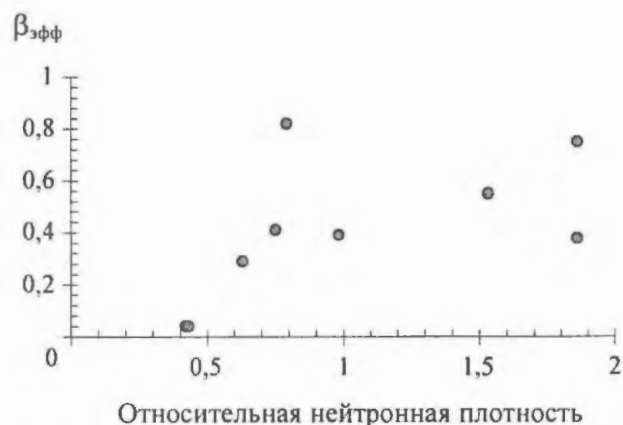


Рис. 8. Зависимость эффективности от нейтронной плотности для стержней, расположенных ближе 1,5 м к границе активной зоны, для критического состояния КАЭС-1, июнь 2003 г.

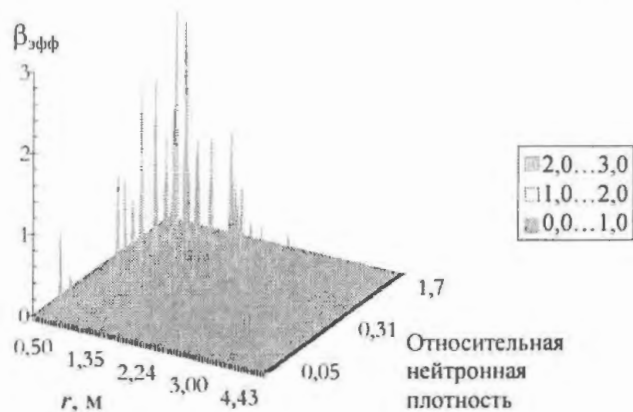


Рис. 9. $\Delta\rho_{ст}(r, Q)$ в подкритическом состоянии КАЭС-1, июнь 2003 г.

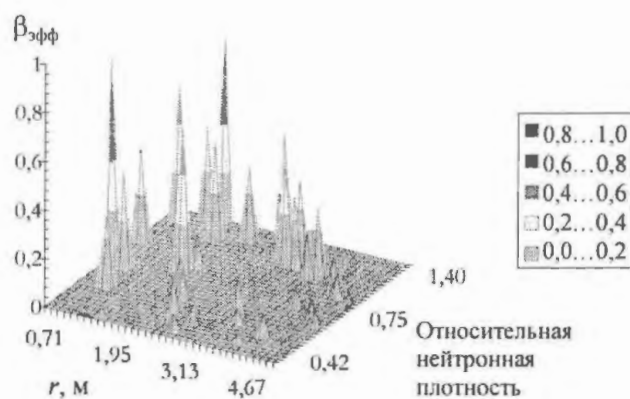


Рис. 10. $\Delta\rho_{ст}(r, Q)$ в критическом состоянии КАЭС-1, июнь 2003 г.

Чтобы проанализировать зависимость максимальной эффективности стержней СУЗ от неравномерности энерговыделения, просчитано несколько пусков РУ РБМК, для которых в подкритическом и критическом состояниях затем найдены стержни СУЗ максимальной эффективности. Результаты расчетов с указанием коэффициентов радиальной неравномерности и максимальной эффективности для подкритических и критических состояний приведены в таблице.

Таблица неравномерности нейтронной плотности и максимальной эффективности стержней СУЗ при пусках некоторых энергоблоков АЭС с РБМК

Состояние	КАЭС-1, 06.2003	КАЭС-2, 09.2003	КАЭС-3, 03.2003	КАЭС-3, 08.2003	КАЭС-4, 08.2003	КАЭС-4, 10.2003	САЭС-1, 05.2002	САЭС-1, 05.2003	САЭС-2, 05.2002	САЭС-2, 04.2003	САЭС-2, 11.2003	САЭС-3, 06.2003	САЭС-3, 07.2003	ЛАЭС-3, 10.2003
K_r подкрит	7,3	6,5	3,1	3,1	4	3,2	2,3	3,8	5,4	4,8	4,9	6,1	5,5	3,6
$\Delta\rho_{\max}^{\text{подкр}}, \beta_{\text{эфф}}$	2,7	2,2	2,6	3,0	3,1	2,4	2,2	1,8	2,8	2,7	2,2	2,6	2,6	1,2
K_r крит	2,2	3	3	2,7	4,1	3,6	3,1	7,0	4,1	3,3	3,2	2,7	2,4	4,4
$\Delta\rho_{\max}^{\text{крит}}, \beta_{\text{эфф}}$	0,8	0,9	1,2	1,4	1,1	1,3	0,7	1,1	1,2	0,7	0,7	0,8	0,8	0,7

По результатам расчетов построены диаграммы зависимости максимальной эффективности стержня от K_r для подкритических (рис. 11) и критических (рис. 12) состояний.

Из проведенных численных исследований можно сделать следующие выводы. Зависимость эффективности от фиксированных параметров, характеризующих состояние реактора, нерегулярна. Погрешность оценки эффективности стержней на основании только информации об их положении или пространственной форме плотности нейтронного потока может быть высока. В частности, зная, что энерговыделение вокруг стержня меньше средней величины, можно с большой вероятностью предсказать, что этот стержень может иметь большую эффективность только в случае, если он расположен ближе двух метров к границе активной зоны. Однако ее величину и будет ли она максимальной, можно определить только точными расчетами. Аналогично нельзя утверждать, что максимальной эффективностью среди периферийных стержней СУЗ обладает стержень, расположенный в районе максимального нейтронного потока (рис. 8).

Также не выявлено зависимости максимальной эффективности стержней СУЗ от неравномерности плотности нейтронного потока. Из того, что коэффициент неравномерности невелик, нельзя делать вывод о том, что также мала и максимальная эффективность стержней

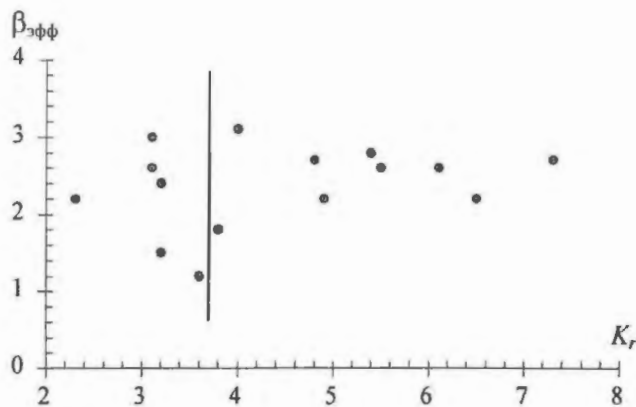


Рис. 11. $\Delta\rho_{\max}(K_r)$ в подкритическом состоянии всех исследованных энергоблоков

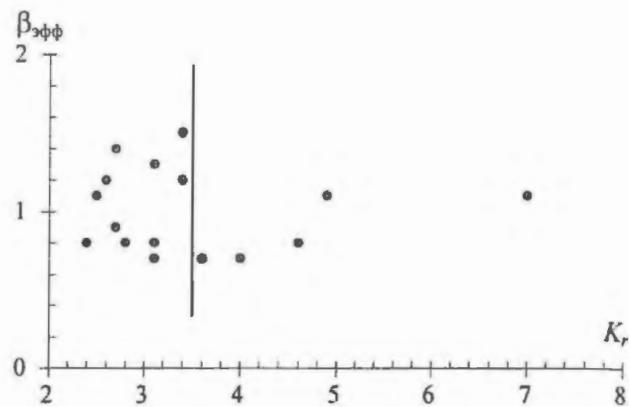


Рис. 12. $\Delta\rho_{\max}(K_r)$ в критическом состоянии всех исследованных энергоблоков

СУЗ (см. таблицу). Даже при $K_r < 3$ в критическом состоянии могут существовать стержни, обладающие эффективностью более $1 \beta_{\text{эфф}}$. Это тем более справедливо при выполнении условия $K_r < 3,5$, которое сейчас является единственным регламентным требованием, ограничивающим пространственную неравномерность энерговыделения при пуске РБМК.

Еще одним важным выводом из проведенного анализа является то, что изученные зависимости различны на разных энергоблоках как следствие различных стратегий перегрузок, применяющихся на разных АЭС.

Заключение

Таким образом, положение стержней СУЗ максимальной эффективности и ее величина для всех последовательных состояний реактора при выводе его в критическое состояние должны быть предметом специальных полномасштабных расчетов. Внедрение таких расчетов и соответствующих программ в штатную эксплуатационную практику позволит повысить качество и уровень расчетного обоснования безопасности эксплуатации РУ в пусковом режиме. Оно станет логическим расширением номенклатуры расчетов безопасности пуска РУ РБМК после внедрения расчетов поиска пусковой последовательности стержней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Подлазов Л.Н., Чичулин Н.Л. Поведение реактивности при пуске РБМК // Атомная энергия. – 2004. – Т. 96, вып. 1. – С. 29 – 33.
2. Васекин В.Н., Гаврина С.Н., Ионов А.И. и др. Программный комплекс DINA-РБМК для расчета параметров активной зоны РБМК в пусковых и штатных переходных режимах // Годовой отчет ФГУП НИКИЭТ-2003/Кол. авт. под ред. Е.О. А д а м о в а. – М.: ФГУП НИКИЭТ, 2003.
3. Danilova E.N., Podlazov L.N., Ivont'eva T.N., Chichulin N.L. Package of codes of DINA series intended for solution of neutron spatial kinetics equations. – In: Topical meeting on 3D computer codes for RBMK core and system analysis, Munich, 18 – 22 November 1996, p. 111.
4. Podlazov L.N., Trekhov V.E. Integrated 3D full-scale NPP code complex for dynamics simulation of NPP with RBMK MOUNT-1. Ibid, p. 59.
5. Podlazov L.N., Shagaliev R.M., Dunn F.E. et al. Coupled neutronic and thermal-hydraulic code benchmark activities at the international nuclear safety center. – In: Proc. Int. Conf. on the Physics of Nuclear Science and Technology, New York, October 5 – 8, 1998, v. 1, p. 469.

Статья поступила в редакцию 11 октября 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 30 – 34.

Оценка погрешности условно-критического подхода при решении уравнений нейтронной кинетики в двухгрупповом диффузионном приближении на примере РБМК

Н.Л. Чичулин, А.И. Ионов,

ФГУП НИКИЭТ им. Н.А. Доллежала, 107140, Москва, ул. М. Красносельская, 2/8

В настоящее время для нейтронно-кинетических расчетов реакторов разных типов широко применяются малогрупповое диффузионное приближение и условно-критический подход к решению соответствующих уравнений переноса. В связи с этим встает вопрос о границах применимости условно-критического подхода и его погрешности по сравнению с "реальным" реактором, если понимать под "реальным" реактор в рамках диффузионного приближения без подгоночного коэффициента $K_{эфф}$. Такой реактор в общем случае не критичен. Предлагается способ оценки точности применения условно-критического метода на примере пусковых состояний РУ РБМК.

ERROR OF K_{eff} -METHOD FOR TWO-GROUP DIFFUSION APPROXIMATION OF RBMK NEUTRON KINETICS. N.L. CHICHULIN, A.I. IONOV. At present two-group diffusion approximation and K_{eff} -method for solution of appropriate equations are widely used for reactors simulation. Therefore means of K_{eff} -method intrinsic error in comparison with "real" reactor in two-group diffusion approximation estimation is proposed and developed by the example of RBMK start-up mode. The way the K_{eff} -method error depends on sub- and supercriticality is shown. It is demonstrated that if reactivity modulo doesn't exceed $3 \beta_{eff}$, the mean square error of K_{eff} -method solved neutron fluxes doesn't exceed 10 %. This means that K_{eff} -method for diffusion equations solution can be used in most cases for reactor simulation.

Запишем систему уравнений нестационарного переноса нейтронов в двухгрупповом диффузионном приближении в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{V_1} \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} &= \nabla D_1 \nabla \Phi_1 - \Sigma_1 \Phi_1 + (1 - \beta_{эфф}) (v_1 \Sigma_{f_1} \Phi_1 + v_2 \Sigma_{f_2} \Phi_2) + \sum_i \lambda_i C_i; \\ \frac{1}{V_1} \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} &= \nabla D_2 \nabla \Phi_2 - \Sigma_2 \Phi_2 + \Sigma_{12} \Phi_1; \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} &= -\lambda_i C_i + \beta_i (v_1 \Sigma_{f_1} \Phi_1 + v_2 \Sigma_{f_2} \Phi_2), \quad i = 1, N, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\beta_{эфф}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов. Система (1) описывает "реальный" реактор в принятом выше понимании.

Условно-критический реактор описывается следующей системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} 0 &= \nabla D_1 \nabla \Phi_1 - \Sigma_1 \Phi_1 + (v_1 \Sigma_{f_1} \Phi_1 + v_2 \Sigma_{f_2} \Phi_2) / K_{эфф}; \\ 0 &= \nabla D_2 \nabla \Phi_2 - \Sigma_2 \Phi_2 + \Sigma_{12} \Phi_1. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

При таком подходе реактивность есть относительное отклонение $K_{эфф}$ от единицы: $\rho = 1 - 1/K_{эфф}$. Очевидно, что такая подгонка приводит к искажению пространственного распределения плотности нейтронного потока, поскольку изменяет свойства топливных каналов реактора.

Пусть $\{\Phi_1, \Phi_2\}$ – решение исходной системы (1), а $\{\Phi'_1, \Phi'_2\}$ – решение стационарной системы (2). Тогда Φ_g , где g – номер энергетической группы нейтронов, есть функция пространственных координат и времени: $\Phi_g = \Phi_g(\mathbf{r}, t)$, а Φ'_g – функция только координат: $\Phi'_g = \Phi'_g(\mathbf{r})$.

Решение системы (1) представляет собой плотность потока нейтронов в некритическом реакторе. В действительности такой реактор не мог бы долго существовать без системы регулирования, которая поддерживала бы его мощность на заданном уровне. Если "реальный" реактор подкритичен ($\rho < 0$), то его мощность падает, если же надкритичен ($\rho > 0$) – растет. Известно [1], что существует момент времени τ_r , после которого наступает равновесие между мгновенными и запаздывающими нейтронами, и можно разделить переменные:

$$\Phi_g(\mathbf{r}, t) = A_g(t) \Psi_g(\mathbf{r}), \text{ в частности так, чтобы соблюдалась нормировка } \frac{1}{V} \int_V d\mathbf{r} \Psi_g(\mathbf{r}) = 1.$$

Для условно-критического реактора формально можно сделать то же самое:

$$\Phi'_g(\mathbf{r}, t) = A'_g(t) \Psi'_g(\mathbf{r}) \equiv A'_g \Psi'_g(\mathbf{r}) \text{ при } \frac{1}{V} \int_V d\mathbf{r} \Psi'_g(\mathbf{r}) = 1.$$

Таким образом, есть возможность через форм-факторы $\Psi_g(\mathbf{r})$ и $\Psi'_g(\mathbf{r})$ сравнить решения систем уравнений переноса, описывающих "реальный" и условно-критический реакторы, и оценить неточность, вносимую использованием условно-критического подхода. В частности, можно ввести среднеквадратическое отклонение "реального" форм-фактора от ус-

$$\text{ловно-критического: } \sigma^2(\Psi_g, \Psi'_g) = \frac{1}{V} \int_V d\mathbf{r} \left[\frac{\Psi'_g(\mathbf{r}) - \Psi_g(\mathbf{r})}{\Psi'_g(\mathbf{r})} \right]^2.$$

Однако при численном расчете необходимо преодолеть трудность быстрого изменения нейтронного потока, если реактор оказался существенно над- или подкритическим. При использовании для поиска стационарного решения системы (1) итерационного процесса вида

$$\frac{1}{V_g} \frac{\partial \Phi_g^{n+1}}{\partial t} = -(\hat{L} + \hat{F}) \Phi_g^n \text{ без принятия мер по предотвращению роста численных значений}$$

через определенное количество итераций расчетные величины плотностей нейтронных потоков выйдут за границы, с которыми способен работать компьютер, и программа, реализующая такой итерационный процесс, перестанет корректно работать. Для преодоления этой трудности предлагается следующий простой алгоритм. На каждом шагу итерационного процесса

$$\Phi_g^0(\mathbf{r}) \rightarrow \Phi_g^1(\mathbf{r}) \rightarrow \Phi_g^2(\mathbf{r}) \rightarrow \dots \quad (3)$$

необходимо вставить перенормировку расчетных параметров:

$$\Phi_g^n(\mathbf{r}) \rightarrow \Phi_g^{*n}(\mathbf{r}) = \Phi_g^n(\mathbf{r}) / \bar{E}_g^n; \quad C_i^n(\mathbf{r}) \rightarrow C_i^{*n}(\mathbf{r}) = C_i^n(\mathbf{r}) / \bar{E}_g^n, \text{ где } E_g(\mathbf{r}) - \text{ параметр, выбранный}$$

для отслеживания, а $\bar{E}_g^n = \frac{1}{V} \int_V d\mathbf{r} E_g^n(\mathbf{r})$ – его среднее значение по активной зоне. Это могут

быть энерговыделение, плотность потока нейтронов какой-либо группы и т.д.

При таком подходе среднее значение выбранного параметра отслеживания будет оставаться равным единице, а вместо процесса (3) реализуется следующий итерационный про-

цесс: $\Phi_g^0(\mathbf{r}) \rightarrow \Phi_g^1(\mathbf{r}) \rightarrow \Phi_g^{*1}(\mathbf{r}) \rightarrow \Phi_g^2(\mathbf{r}) \rightarrow \dots$. На каждом шагу этого процесса функция $\Phi_g(\mathbf{r})$ будет иметь постоянное среднее значение. Этот способ численно реализован в программном комплексе DINA-РБМК [2, 3].

На примере ряда состояний реакторов различных блоков АЭС с РБМК проанализировано влияние подкритичности реактора и неравномерности распределения энерговыделения в плане реактора на погрешность условно-критического метода.

С целью получения ряда состояний реактора с близкой степенью неравномерности энерговыделения в плане активной зоны и разной подкритичностью использован метод вариации выгорания топлива в пределах $\pm 10\%$.

Результаты расчетов представлены в таблице. Необходимо отметить, что максимальные рассмотренные значения реактивности (превышающие $1 \beta_{эфф}$) имеют лишь исследовательскую ценность и не характеризуют какое-либо реальное состояние реактора.

Таблица сравнения условно-критического и "реального" энерговыделений

Состояние		Условно-критический расчет	"Реальный" расчет	Среднеквадрат. отклонение σ , %
Состояние 1 $K_{эфф} = 0,9550$	K_r (YX)	2,83 (4254)	2,79 (5214)	24,4
	K_z^{max} (YX)	3,02 (1432)	2,98 (1432)	
	K_z^{ave}	2,72	2,68	
	K_z^{min} (YX)	2,48 (6050)	2,45 (6731)	
Состояние 2 $K_{эфф} = 0,9633$	K_r (YX)	2,79 (4254)	2,76 (2123)	8,3
	K_z^{max} (YX)	2,94 (1432)	2,91 (1432)	
	K_z^{ave}	2,66	2,64	
	K_z^{min} (YX)	2,43 (6050)	2,41 (6050)	
Состояние 3 $K_{эфф} = 0,9715$	K_r (YX)	2,71 (4254)	2,99 (2123)	3,2
	K_z^{max} (YX)	2,86 (1432)	2,84 (1432)	
	K_z^{ave}	2,60	2,59	
	K_z^{min} (YX)	2,37 (6050)	2,36 (6050)	
Состояние 4 $K_{эфф} = 0,9878$	K_r (YX)	3,10 (5162)	3,06 (5162)	1,8
	K_z^{max} (YX)	2,42 (5361)	2,42 (5361)	
	K_z^{ave}	1,95	1,95	
	K_z^{min} (YX)	1,50 (3726)	1,50 (3726)	
Состояние 5 $K_{эфф} = 0,9964$	K_r (YX)	3,44 (2123)	3,49 (2123)	1,5
	K_z^{max} (YX)	2,65 (3513)	2,65 (3513)	
	K_z^{ave}	2,41	2,41	
	K_z^{min} (YX)	2,20 (6150)	2,20 (6150)	
Состояние 6 $K_{эфф} = 1,0019$	K_r (YX)	3,88 (1335)	3,89 (1335)	0,5
	K_z^{max} (YX)	2,20 (5262)	2,20 (5262)	
	K_z^{ave}	1,66	1,66	
	K_z^{min} (YX)	1,29 (4125)	1,29 (4125)	
Состояние 7 $K_{эфф} = 1,0049$	K_r (YX)	3,71 (2123)	3,64 (2123)	2,1
	K_z^{max} (YX)	2,59 (3513)	2,59 (3513)	
	K_z^{ave}	2,35	2,35	
	K_z^{min} (YX)	2,15 (6150)	2,15 (6150)	
Состояние 8 $K_{эфф} = 1,0309$	K_r (YX)	4,51 (2123)	4,07 (2123)	11,4
	K_z^{max} (YX)	2,41 (5563)	2,42 (5563)	
	K_z^{ave}	2,16	2,16	
	K_z^{min} (YX)	1,99 (6150)	1,99 (6150)	

Изменение среднеквадратического отклонения σ энерговыделения в зависимости от реактивности, рассчитанного по двум моделям, иллюстрирует рис. 1. На рис. 2 показана зависимость σ от коэффициента K_r неравномерности энерговыделения в плане реактора.

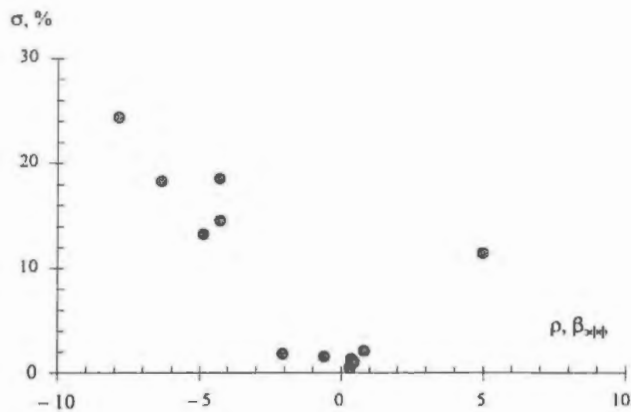


Рис. 1. Зависимость среднеквадратического отклонения σ от реактивности

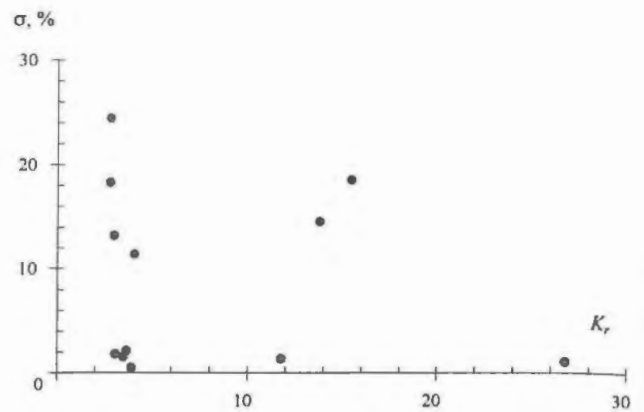


Рис. 2. Зависимость среднеквадратического отклонения σ от коэффициента K_r , неравномерности энерговыделения

Из сравнения условно-критической модели с “реальной” в рамках двухгруппового диффузионного приближения видно, что:

- имеется явная зависимость погрешности условно-критического расчета пространственной формы плотности нейтронного потока от реактивности. Чем меньше отличие реактивности от нуля, тем меньше погрешность условно-критической системы. При подкритичности, большей $4 \beta_{\text{эфф}}$, среднеквадратическая погрешность расчета энерговыделения превышает 10 %;

- не выявлено явной зависимости погрешности условно-критического метода от неравномерности энерговыделения. Однако, чем больше значение K_r , тем больше вероятность сохранения координат локальных экстремумов энерговыделения, включая координаты канала максимальной мощности;

- несмотря на большие значения среднеквадратического отклонения условно-критического энерговыделения, основные параметры пространственного распределения энерговыделения весьма близки. Так, отличия в K_r , K_z , K_z^{min} и K_z^{max} оказались менее 2 %.

Заключение

Таким образом, из полученных результатов можно сделать вывод, что применение условно-критического подхода для расчета распределения плотности нейтронного потока в состояниях РБМК с над- или подкритичностью, по модулю не превышающей $1 \dots 2 \beta_{\text{эфф}}$, оправдано, поскольку не вносит погрешности, превышающую существующую погрешность 3D полномасштабных нейтронно-кинетических расчетов, связанную с неустранимой неопределенностью исходных экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. Т. 2. Газокинетическая теория. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Danilova E.N., Podlazov L.N., Ivont'eva T.N., Chichulin N.L. Package of codes of DINA series intended for solution of neutron spatial kinetics equations. – In: Topical meeting on 3D computer codes for RBMK core and system analysis, Munich, 18 – 22 November 1996, p. 111.
3. Васекин В.Н., Гаврина С.Н., Ионов А.И. и др. Программный комплекс DINA-РБМК для расчета параметров активной зоны РБМК в пусковых и штатных переходных режимах // Годовой отчет ФГУП НИКИЭТ-2003/Кол. авт. под ред. Е.О. А д а м о в а. – М.: ФГУП НИКИЭТ, 2003.

Статья поступила в редакцию 11 октября 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 35 – 38.

Способ расчета поканального высотного профиля выгорания топлива в 3D расчетах РБМК

Н.Л. Чичулин, А.И. Ионов,

ФГУП НИКИЭТ им. Н.А. Доллежала, 107140, Москва, ул. М. Красносельская, 2/8

Известно, что все исходные данные для расчетов реакторов с помощью 3D полномасштабных связанных нейтронно-теплогидравлических программных комплексов имеют неопределенность, связанную с погрешностью их экспериментального определения. В связи с этим соответствующую неопределенность имеют и результаты расчетов. Однако не все исходные данные для расчетов известны из экспериментов. Так, достоверных данных по высотному профилю выгорания топлива практически нет, поэтому для его определения приходится применять различные математические или физические подходы. Описан применяемый в программном комплексе ДИНА-РБМК способ физического восстановления высотного распределения выгорания топлива, основанный на методике самосогласования без прямой коррекции по показаниям высотных датчиков.

AXIAL BURNUP DISTRIBUTION CALCULATION IN 3D RBMK SIMULATIONS.
N.L. CHICHULIN, A.I. IONOV. All initial data for reactor 3D coupled full-scale computer simulation have the uncertainties descending from the experimental error. Therefore the final calculation result has its own uncertainty. However not all data can be obtained experimentally. Thus, there is no reliable experimental measuring of axial burnup distribution. The method of its self-agreed computer calculation used in the 3D dynamic coupled code ДИНА-РБМК is presented.

К основным неопределенностям, связанным с погрешностью экспериментального определения исходных данных для связанных динамических расчетов реакторов, относятся неопределенности в определении положения стержней СУЗ, расходов теплоносителя в ТК, пространственного распределения выгорания и т.д. В связи с этим результаты расчетов также имеют соответствующую неопределенность. Для приближения результатов расчетного распределения плотности нейтронного потока к показаниям внутриреакторных датчиков обычно проводится корректировка исходных данных в рамках их известных погрешностей.

Как правило, в качестве основного параметра для коррекции используется выгорание топлива, что связано с высокой чувствительностью расчетных результатов к его вариации. Однако в распределении выгорания по активной зоне есть, вообще говоря, две неопределенности: погрешность двумерного поканального распределения выгорания и неопределенность его высотного профиля. Погрешность поканального распределения выгорания топлива примерно соответствует погрешности двумерного восстановления энерговыделения по показаниям радиальных датчиков с помощью программы ПРИЗМА, высотный же профиль выгорания экспериментально практически совсем неизвестен. Поэтому при расчетах обычно проводятся две корректировки выгорания по самостоятельным алгоритмам: корректировка его двумерного распределения для приближения расчетного энерговыделения к показаниям радиальных датчиков и коррекция его высотного профиля для приближения к показаниям высотных датчиков.

Для корректировки высотного профиля выгорания должен быть задан какой-либо исходный профиль выгорания, исправляя который по тому или иному алгоритму, можно получить приемлемый высотный профиль нейтронного потока.

Такой подход имеет свои достоинства и недостатки. Главное достоинство этого подхода в том, что он позволяет сколь угодно точно приблизить расчетный высотный профиль энерговыделения к показаниям высотных датчиков. Главным же его недостаток – механистичность. При реализации такого подхода необходимо еще до расчетов иметь начальный профиль выгорания, который в рамках этого подхода можно задать только подбором, например, гармоническим рядом или полиномом. Кроме того, при коррекции выгорания в разных точках по высоте активной зоны, вообще говоря, необходимо отслеживать “физичность” результирующего профиля, например, отсутствие у него вторичных локальных экстремумов.

Однако существует другой подход к расчету зависимости выгорания топлива от высоты, который состоит в поиске профиля, согласованного с нейтронно-теплогидравлическим расчетом. Такой подход реализован в программном комплексе DINA-РБМК [1, 2] и заключается в следующем.

В качестве начального приближения используется выгорание, распределенное по каналам в соответствии с исходными данными и равномерно распределенное по высоте; для такого приближения проводится первый связанный нейтронно-теплогидравлический самосогласованный расчет стационарного режима работы реактора на мощности. После проведения расчета в каждом ТК выгорание топливной ячейки B_{ij} увеличивается на величину энерговыделения в ней: $B_{ij} \rightarrow B_{ij} + Q_{ij}$, где i – номер канала, а j – номер слоя по высоте. После этого выгорание в активной зоне нормируется так, чтобы средняя величина выгорания для каждого канала осталась неизменной. Затем связанный расчет повторяется.

Как показала практика, такой итерационный процесс сходится примерно через 20...30 итераций. Фактически эта процедура представляет собой дополнительное согласование высотного профиля выгорания со связанными нейтронно-теплогидравлическими расчетами.

После расчета поканальные профили выгорания делятся по типам топливных каналов (3 степени обогащения топлива) и по их положению относительно разных типов стержней СУЗ – рядом со стержнями РР, УСП или БАЗ либо вдалеке от стержней СУЗ. Таким образом, всего формируются 12 типов профилей выгорания. Поскольку управляющие стержни в активной зоне погружены по-разному, то по результатам расчета оправдано последующее усреднение полученных профилей каждого типа.

Результаты расчетов с использованием описанной методики на примере 1-го энергоблока Смоленской АЭС на май 2003 г. представлены на рис. 1...6. В соответствии с общепринятой методикой проведения расчетных исследований в качестве исходных данных выбраны показания системы СЦК СКАЛА на фиксированный момент времени стационарной работы реактора на номинальном уровне мощности.

Из результатов (рис. 1, 2) видно, что профили выгорания для топливных каналов, расположенных рядом с разными стержнями СУЗ, разнятся не сильно за исключением каналов, расположенных рядом с УСП. Более выражено различие в профилях для топливных каналов разного обогащения и наличия/отсутствия выгорающего поглотителя.

Средний расчетный высотный профиль энерговыделения при работе на номинальной мощности приведен на рис. 3. Расчетный высотный профиль плотности потока нейтронов в канале 3017 при условии останова, охлаждения и последующего вывода реактора в критическое состояние показан на рис. 4. Для сравнения приведены экспериментальные данные. Видно, что для пускового критического состояния реактора высотный профиль плотности потока нейтронов моделируется достаточно точно.



Рис. 1. Высотные профили выгорания в ТК обогащения 2,4 %

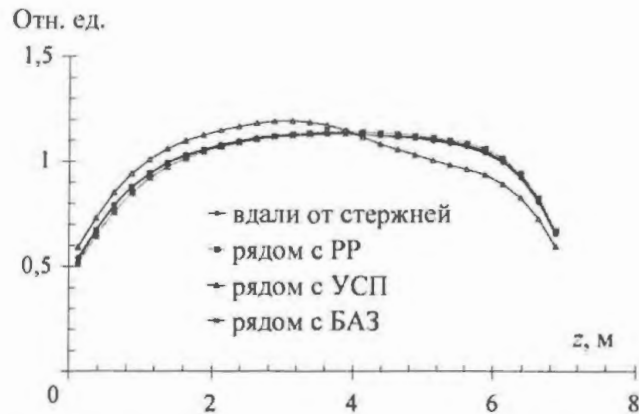


Рис. 2. Высотные профили выгорания в ТК обогащения 2,6 %

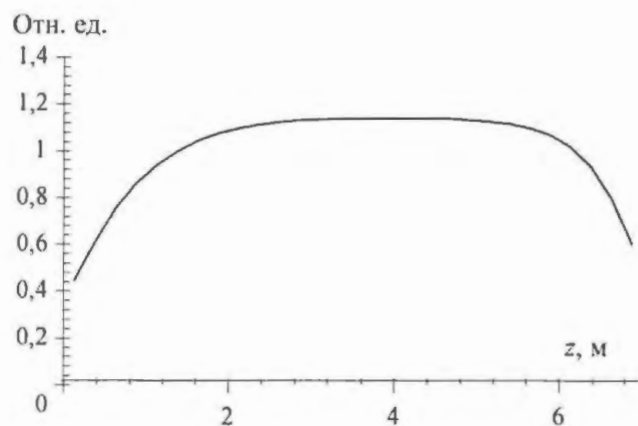


Рис. 3. Средний высотный профиль энерговыделения в активной зоне на номинальной мощности

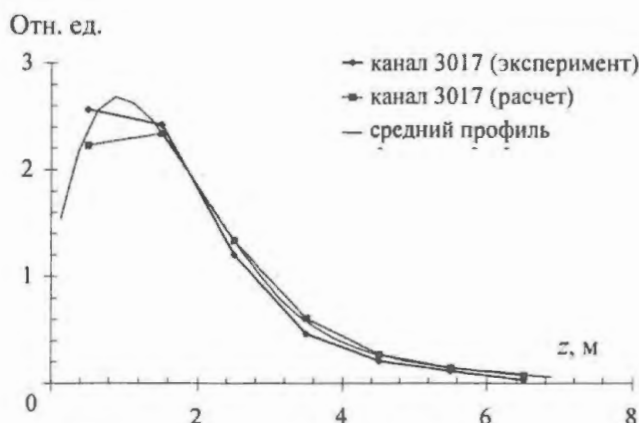


Рис. 4. Высотный профиль нейтронной плотности в канале 3017 на расколенном критическом реакторе

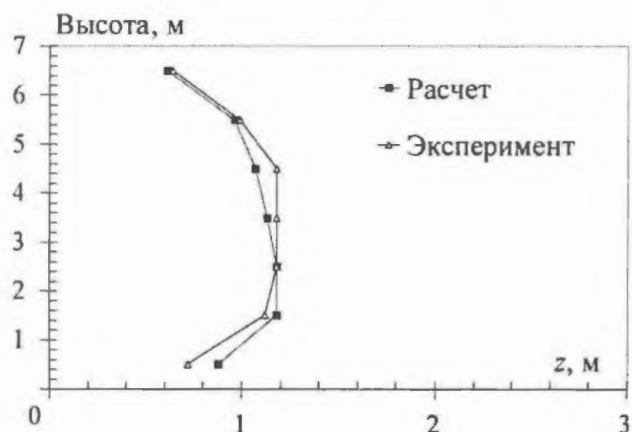


Рис. 5. Усредненные показания высотных датчиков на номинальной мощности

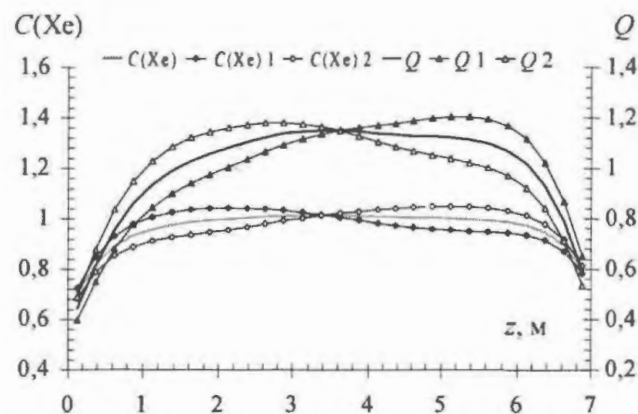


Рис. 6. Зависимость среднего высотного энерговыделения от вариации концентрации ксенона

Среднее отклонение расчетных усредненных показаний высотных датчиков от экспериментальных данных при работе реактора на номинальной мощности составило около 10 % (рис. 5).

Одной из возможных причин расхождения расчетных и экспериментальных данных может быть нестатичность нейтронного поля в реакторе при работе на номинальном уровне мощности и в переходных режимах. Регулярные перемещения стержней СУЗ и перегрузки приводят, в частности, к тому, что концентрация ксенона Xe^{135} постоянно меняется. Так как

ее постоянная времени составляет несколько часов, то она никогда не бывает полностью согласованной с нейтронным потоком – так возникают ксеноновые волны в плане и по высоте активной зоны, сопровождаемые соответствующими колебаниями плотности нейтронного потока и показаний внутризонных датчиков.

Период реальных высотных ксеноновых колебаний составляет около суток, а амплитуда изменения нейтронного потока до $\pm 10\%$. Примерный характер этих колебаний показан на рис. 6, где приведены результаты расчетов с равновесной концентрацией ксенона C_{Xe} , а также с двумя ее вариациями в виде $\delta C_{Xe}(z) = |A|\sin(2\pi z/H)$ и $\delta C_{Xe}(z) = -|A|\sin(2\pi z/H)$, где A – константа, z – расстояние от верха активной зоны.

Видно, что относительное изменение энерговыделения примерно в два раза больше, чем вызвавшее его относительное изменение концентрации ксенона. Таким образом, при амплитуде изменения нейтронного потока порядка $\pm 10\%$ амплитуда изменения концентрации ксенона должна быть около $\pm 5\%$.

Из вышеизложенного следует, что при формировании высотного профиля выгорания топлива на основе анализа высотных профилей нейтронного потока и сопоставлении расчетных результатов с показаниями высотных датчиков всегда необходимо учитывать наличие высотных ксеноновых колебаний. Это имеет большое значение при анализе динамики реактора в переходных процессах с разными постоянными времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Danilova E.N., Podlazov L.N., Ivont'eva T.N., Chichulin N.L.* Package of codes of DINA series intended for solution of neutron spatial kinetics equations. – In: Topical meeting on 3D computer codes for RBMK core and system analysis, München, 18 – 22 November 1996, p. 111.
2. *Васекин В.Н., Гаврина С.Н., Ионов А.И. и др.* Программный комплекс DINA-РБМК для расчета параметров активной зоны РБМК в пусковых и штатных переходных режимах // Годовой отчет ФГУП НИКИЭТ-2003/Кол. авт. под ред. Е.О. А д а м о в а. – М.: ФГУП НИКИЭТ, 2003.

Статья поступила в редакцию 11 октября 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 39 – 42.

УДК 621.039.5

Моделирование работы реактиметра реактора БН-600

Е.Ф. Селезнев, А.Н. Ганза, ФГУДП ВНИИАЭС, 109507, Москва, Ферганская ул., 25

Показаны проблемы измерения и расчета эффектов реактивности в реакторе БН-600 на примере оценки эффективности стержней СУЗ. Приведены алгоритмы получения уравнений точечной кинетики с весовой функцией, отличной от сопряженной функции.

SIMULATION OF REACTIMETER FOR BN-600 REACTOR. E.F. SELEZNEV, A.N. GANZA. Problems of measurement and calculation of reactivity effects in BN-600 NPP are listed and algorithms of getting of point kinetics equations with weight function, different from adjoint function, are shown.

Сложность измерения и расчетного моделирования процесса измерения реактивности в реакторе БН-600 определяется наличием лишь одного сигнала, поступающего из блока ионизационных камер (БИК) на реактиметр, и главным образом значительным удалением самого БИК от активной зоны реактора. Для иллюстрации этого на рис. 1 представлена схема расположения БИК в реакторе БН-600.

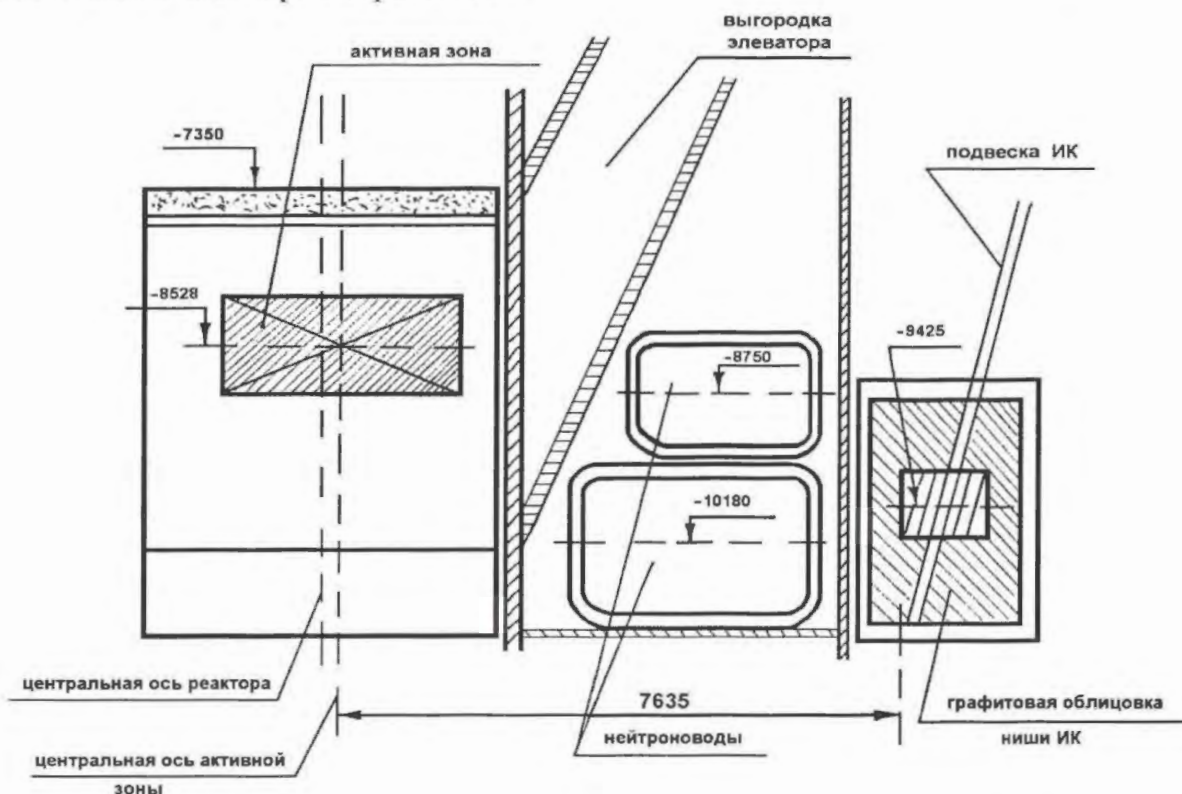


Рис. 1. Схема расположения БИК относительно активной зоны реактора БН-600

Удаленность ионизационной камеры от источника нейтронов вносит сложности из-за ослабления потока нейтронов на участке от источника до камеры и, кроме того, из-за неясности поведения ослабления при изменении амплитуды источника нейтронов. Эта удаленность имеет и положительную составляющую, состоящую в том, что чем дальше камера находится от источника, тем менее различимы пространственные эффекты источника в камере и тем обоснованнее использование точечного приближения при обработке сигнала. Однако существенная неоднородность активной зоны реактора БН-600, размещение в ней разнесенных по пространству стержней СУЗ и специальных внешних источников не снимают проблему учета пространственных эффектов как при измерении, так и в расчетах реактивности.

Для обработки сигналов измерения используются уравнения точечной кинетики, для получения которых рассмотрим уравнение переноса нейтронов в активной зоне реактора

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} &= \hat{F} \Phi - \hat{L} \Phi - \beta \hat{F} \Phi + \sum_j \chi_{dj} \lambda_j C_j + Q; \\ \frac{1}{v} \frac{\partial C_j}{\partial t} + \lambda_j C_j &= \beta_j \hat{F} \Phi. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$ – плотность потока нейтронов; \hat{F} – оператор деления; \hat{L} – оператор увода нейтронов; $C_j(r, t)$ – концентрации предшественников запаздывающих нейтронов

группы j ; $Q(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$ – источник внешних нейтронов; $\mathbf{r} \in V$, V – трехмерная область, в которой поставлены необходимые граничные и начальные условия.

Представим $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t) = P(t) \varphi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$, где $P(t)$ – амплитудная функция, а $\varphi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$ – функция формы, слабо меняющаяся во времени. Тогда, используя некоторую весовую дифференцируемую положительную функцию $\psi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$, определим функционал

$$\Lambda = \frac{\langle \frac{1}{v} \psi \varphi \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle} \quad (2)$$

как время жизни мгновенных нейтронов и, умножая весовую функцию на уравнения системы (1) и интегрируя ее по всем переменным, получим следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} = P \frac{1}{\Lambda} \left(1 - \frac{\langle \psi \hat{L} \varphi \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle} \right) - P \frac{\beta}{\Lambda} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\langle \psi \sum_j \chi_{dj} \lambda_j C_j \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\langle \psi Q \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle}; \\ \frac{1}{\Lambda} \frac{\langle \partial \psi C_j / \partial t \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\langle \lambda_j \psi C_j \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle} = P \frac{1}{\Lambda} \frac{\langle \beta_j \psi \hat{F} \varphi \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Введем понятия $c_j = \frac{1}{\Lambda} \frac{\langle \psi C_j \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle}$ – эффективной концентрации предшественников за-

паздывающих нейтронов группы j ; $\beta_j^{\text{эфф}} = \frac{\langle \beta_j \psi \hat{F} \varphi \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle}$ – эффективной доли запаздывающих

нейтронов группы j ; $q = \frac{1}{\Lambda} \frac{\langle \psi Q \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle}$ – эффективного источника внешних нейтронов;

$\rho = \left(1 - \frac{\langle \psi \hat{L} \varphi \rangle}{\langle \psi \hat{F} \varphi \rangle} \right)$ – реактивности системы.

Отметив, что при равенстве весовой функции постоянной величине или сопряженной функции плотности потока нейтронов, т.е. функции ценности нейтронов деления, значение реактивности будет иметь вид $\rho = 1 - 1/K_{\text{эфф}}$ или точнее $\rho = 1 - K_{\text{кр}}/K_{\text{эфф}}$, где $K_{\text{кр}}$ – это $K_{\text{эфф}}$, соответствующее критическому состоянию реактора, переходим к системе

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} = P \frac{(\rho - \beta_{\text{эфф}})}{\Lambda} + \sum_j \lambda_j c_j + q; \\ \frac{\partial c_j}{\partial t} + \lambda_j c_j = P \frac{\beta_j^{\text{эфф}}}{\Lambda}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Решая данную систему методом ОРУК и аналогично работе [1] вводя понятие эффективности детектора, получим следующее решение:

$$\frac{\rho}{\beta_{эфф}} = 1 - \frac{\sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^t e^{-\lambda_j(t-\tau)} N_d(\tau) \varepsilon_j(r_0, \tau) d\tau + q}{N_d \varepsilon(r_0)}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_j(r_0, t) = \frac{\langle \psi \beta_j \hat{F} \phi \rangle}{\langle \Sigma_d \Phi(r_0, t) \rangle}$ – эффективность детектора нейтронов.

Предполагая неизменность эффективности детектора до начала ввода реактивности, можно вместо эффективности детектора ввести понятие относительной эффективности детектора $\omega(r_0, t) = \varepsilon_j(r_0, t \leq 0) / \varepsilon_j(r_0, t > 0)$. В предположении ступенчатого изменения эффективности детектора, например, мгновенном изменении в начале ввода реактивности, получим неизменную в процессе ввода и измерения реактивности относительную эффективность ω детектора. Тогда уравнение (5) переходит в следующее:

$$\frac{\rho}{\beta_{эфф}} = 1 - \frac{\omega \sum_j \lambda_j \int_{-\infty}^0 e^{-\lambda_j(t-\tau)} N_d(\tau) d\tau + \sum_j \lambda_j \int_0^t e^{-\lambda_j(t-\tau)} N_d(\tau) d\tau + q}{N_d(t)}. \quad (6)$$

Это уравнение в предположении, что $\rho / \beta_{эфф} = \text{const}$ и $\omega = \text{const}$ при $t > 0$, принимает линейный вид относительно параметров $\rho / \beta_{эфф}$, q и ω :

$$y(t_i) = \rho / \beta_{эфф} + \omega z_i + \bar{q} x_i. \quad (7)$$

Все три параметра могут быть определены методом наименьших квадратов. Именно этот алгоритм используется при экспериментальной оценке эффективности стержней СУЗ на реакторе БН-600. Рассогласование расчетных (имеется ввиду решение уравнения (1) в трехмерной геометрии) и экспериментальных результатов достигает 10...20 %. Значительную долю в рассогласовании обеспечивает использование в расчете диффузионного приближения. Однако и вклад от эксперимента также велик. Так, например, проведение в одной из кампаний реактора измерений эффективности стержня АР при сбрасывании его с разной скоростью показало зависимость измеренной эффективности от скорости падения стержня. При изменении скорости в шесть раз рассогласование эффективностей стержня для разных скоростей падения превысило значение погрешности эксперимента. В расчете эффективность стержня от скорости его движения не зависит, причем для любого вида весовой функции.

На рис. 2 показано уменьшение относительной эффективности детектора (ось ординат) в процессе падения стержня в зависимости от времени падения (ось абсцисс) и вида весовой функции (постоянная величина и функция ценности).

Из рис. 2 видно, что эффективность детектора зависит лишь от вида весовой функции и при ее изменении от постоянной величины до функции ценности отличие эффективности детектора не превышает 1 % для стержня АР.

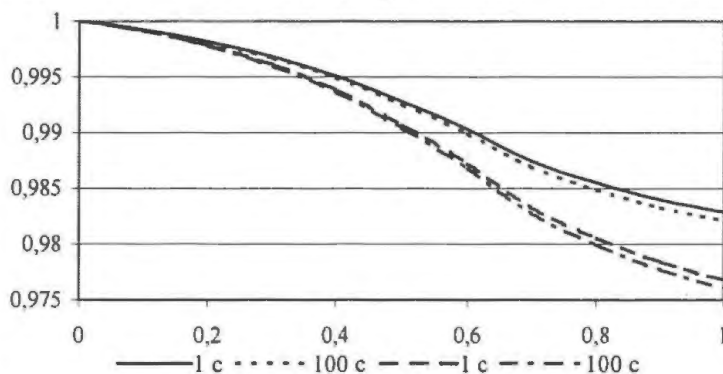


Рис. 2. Эффективность детектора в зависимости от времени падения стержня и алгоритма расчета: —, – в качестве весовой функции используется постоянная величина; — — —, - - - - - в качестве весовой функции используется функция ценности

Заключение

Расчетный анализ экспериментов по измерению эффективности стержней СУЗ показал, что экспериментальная погрешность будет минимальной, если при измерении обрабатывать сигнал после завершения движения стержня. В этом случае изменение эффективности детектора в процессе движения стержня слабо влияет на результирующую погрешность экспериментального результата.

Наличие экспериментальной зависимости эффективности стержня от скорости его падения, скорей всего, говорит о недостаточном обосновании экспериментальной погрешности. Для ее оценки возможно введение, как штатного, эксперимента по взвешиванию одного стержня СУЗ с разной скоростью падения в активную зону для каждой кампании реактора.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Экспериментальные методы физики реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1984.

Статья поступила в редакцию 25 октября 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 42 – 46.

УДК 621.039.5

Влияние пространственных эффектов на отличие измеренных от расчетных значений эффективности рабочих органов СУЗ КС реактора БН-600 Белоярской АЭС

В.А. Желтышев, В.Ф. Росляков, БАЭС, 624250, г. Заречный Свердловской обл.,
Е.Ф. Селезнев, ФГУДП ВНИИАЭС, 109507, Москва, Ферганская ул., 25

Рассмотрены некоторые результаты расчетов и измерений на реакторе БН-600 Белоярской АЭС, касающиеся эффективности рабочих органов СУЗ КС.

DIMENSIONAL EFFECTS INFLUENCE TOWARDS THE DIFFERENCE OF CS OPERATIVE DEVICES' MEASURED VALUES EFFICIENCY FROM CALCULATED VALUES OF BELOYARSK NPP' REACTOR BN-600. V.A. ZHELTYSHEV, V.F. ROSLYAKOV, E.F. SELEZNEV. In this article several calculation and measurement results are provided for BN-600 reactor of Beloyarsk NPP; these results are connected with CS operative devices efficiency.

Расчеты по определению эффективности рабочих органов СУЗ системы компенсации реактивности (КС) реактора БН-600 проводятся на этапе формирования загрузки реактора на следующую кампанию. Расчеты проводятся по аттестованному комплексу программ ГЕФЕСТ [1]. Для подтверждения расчетных значений эффективности рабочих органов КС в начале кампании после вывода реактора на уровень мощности ~ 0,1 % ее номинального значения проводятся измерения эффективности рабочих органов КС в соответствии с инструкцией [2] согласно методике [3].

Сравнение измеренных и расчетных значений эффективности рабочих органов КС

Опыт измерений и расчетов эффективностей рабочих органов КС на реакторе БН-600 Белоярской АЭС показывает, что имеется отличие измеренных значений от расчетных. Относительные отличия измеренных значений от расчетных, полученные для начала пяти кампаний реактора (с 40-й по 43-ю), представлены в табл. 1, для конца пяти кампаний – в табл. 2.

Отличия измеренных значений от расчетных в различных кампаниях для разных рабочих органов КС находятся в диапазоне ($-6 \dots 11$) % и объясняются как наложением случайных погрешностей, обусловленных погрешностями измерений, расчетов, определения поглотителя в рабочих органах КС, загрузки топлива в ТВС, так и возможными систематическими отличиями измеренных значений от расчетных, вызванными вполне физическими причинами. Усредненные по пяти кампаниям отличия измеренных значений от расчетных для каждого рабочего органа КС в известной степени освобождаются от влияния случайных погрешностей. Из данных табл. 1 и 2 следует, что усредненные отличия измеренных значений от расчетных для конкретной кампании находятся в диапазоне ($-3 \dots 7$) %.

Т а б л и ц а 1. Относительные отличия измеренных значений эффективностей рабочих органов КС от расчетных значений на начало кампаний, %

Номер органа КС	Номер кампании					Среднее	Эффективность детектора
	40	41	42-1	42-2	43		
КС-1	-0,5	2,1	1,7	-0,4	7,3	2,1	0,944
КС-2	7,9	8,3	5,8	2,1	9,4	6,7	1,038
КС-3	10,4	10,1	6,4	2,1	6,2	7,0	1,046
КС-4	9,4	1,2	1,4	0,8	5,2	3,6	0,961
КС-5	3,7	0,7	2,3	-0,1	3,8	2,1	0,966
КС-6	6,0	6,3	2,0	1,0	5,8	4,2	1,015
КС-7	-2,9	0,8	0,1	-3,1	-0,2	-1,1	0,866
КС-8	10,9	9,7	-2,0	-3,8	-3,5	2,3	0,929
КС-9	0,5	-1,9	-2,9	-5,0	-5,0	-2,9	0,981
КС-10	6,3	3,0	0,6	-3,2	-1,2	1,1	1,025
КС-11	5,7	4,0	4,7	-2,7	1,2	2,6	1,047
КС-12	7,0	5,1	5,7	-0,1	3,4	4,2	1,042
КС-13	8,4	7,6	6,5	0,3	4,0	5,4	1,103
КС-14	8,1	7,9	5,6	0,6	5,7	5,6	1,022
КС-15	4,8	5,2	3,4	-2,0	3,5	3,0	1,011
КС-16	3,7	1,1	-0,4	-3,5	0,0	0,2	0,984
КС-17	0,7	1,2	-0,8	-4,2	-0,9	-0,8	0,929
КС-18	-0,8	-0,8	-1,7	-6,1	-3,4	-2,5	0,870
КС-Ц	8,4	6,0	4,0	-0,3	10,1	5,7	1,018
Среднее	5,2	4,1	2,2	-1,5	2,7	2,5	-

Т а б л и ц а 2. Относительные отличия измеренных значений эффективностей рабочих органов КС от расчетных значений на конец кампаний, %

Номер органа КС	Номер кампании					Среднее	Эффективность детектора
	40	41	42-1	42-2	43		
КС-1	-0,9	0,4	0,0	0,3	3,1	0,6	0,920
КС-2	4,3	4,6	3,9	-0,8	5,1	3,4	1,013
КС-3	6,4	4,3	5,5	0,3	1,5	3,6	1,029
КС-4	11,4	1,9	1,5	0,9	1,1	3,4	0,963
КС-5	1,4	-1,2	0,9	-3,1	0,1	-0,4	0,954
КС-6	4,2	4,0	3,8	0,1	1,0	2,6	1,005
КС-7	-2,1	-0,8	-1,4	-4,7	-1,6	-2,1	0,863
КС-8	7,7	8,3	-0,7	-7,6	-3,6	0,8	0,921
КС-9	-3,8	-4,6	-2,6	-9,6	-5,1	-5,1	0,959
КС-10	1,8	-0,1	-0,1	-6,2	-3,2	-1,6	1,001
КС-11	0,3	1,3	2,1	-7,2	-2,4	-1,2	1,016
КС-12	2,6	1,8	1,4	-4,7	-1,0	0,0	1,012
КС-13	3,5	3,7	4,7	-4,5	0,4	1,5	1,009
КС-14	4,7	4,5	2,7	-2,7	0,3	1,9	1,007
КС-15	1,5	2,3	1,9	-2,8	0,4	0,7	0,991
КС-16	-1,4	-0,9	-2,1	-4,3	-3,2	-2,4	0,964
КС-17	-0,8	-1,8	-1,4	-4,6	-4,0	-2,5	0,925
КС-18	-4,8	-1,4	-4,4	-5,8	-3,5	-4,0	0,859
КС-Ц	6,4	5,2	2,7	1,9	4,6	4,2	1,000
Среднее	2,2	1,7	1,0	-3,4	-0,5	0,2	-

В табл. 1 и 2 приведены эффективности детектора, усредненные по пяти кампаниям для каждого рабочего органа КС, получаемые экспериментально при решении задачи ОРУК [3] и характеризующие пространственные эффекты, возникающие в реакторе при перемещении

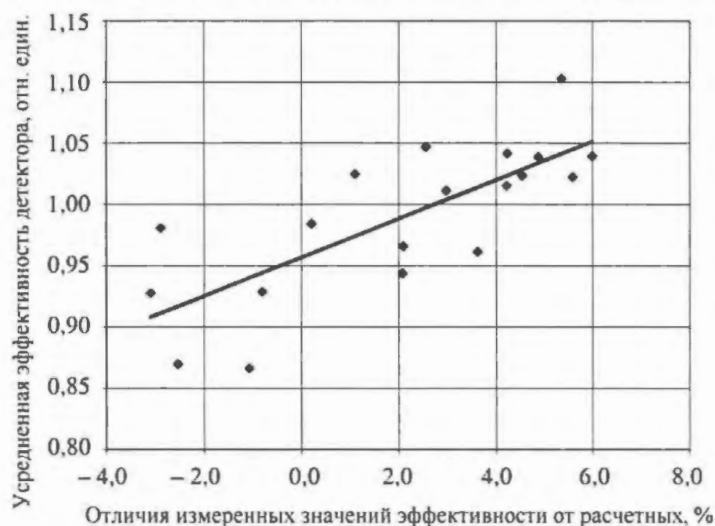


Рис. 1. Зависимость усредненного отличия измеренных значений от расчетных от усредненной эффективности детектора

рабочих органов КС во время измерения их эффективности. Усредненные отличия измеренных значений от расчетных для различных рабочих органов КС коррелируют со средними значениями эффективности детектора. Такая корреляция наблюдается как для начала, так и конца кампании. На рис. 1 для иллюстрации приведена зависимость усредненных отличий измеренных значений от расчетных для различных рабочих органов КС от средних значений эффективности детектора.

На рис. 2 для иллюстрации приведена зависимость усредненных отличий

измеренных значений от расчетных для различных рабочих органов КС от расположения рабочих органов КС.

Исключение из усреднения больших отличий (~ 10 %) измеренных значений от расчетных (впрочем, не вполне обоснованное из-за невозможности применить статистические способы отбраковки) приводит к увеличению коэффициента корреляции между усредненным отличием измеренных значений от расчетных и усредненной эффективностью детектора.

То есть, имеется определенная зависимость отличия эффективностей рабочих органов КС от величины пространственных эффектов, возникающих в реакторе во время перемещения рабочих органов КС.

Интегральное отличие измеренных значений от расчетных по всем 19-ти рабочим органам КС для конкретной кампании незначительно и не приводит к заметным отличиям измеренных и расчетных значений других, получаемых из эффективностей рабочих органов КС, физических характеристик реактора (например, запасов реактивности). Анализ данных табл. 1, 2 и истории загрузки рабочих органов КС показывает, что наибольшие отличия повторяются для одних и тех же рабочих органов КС в различных кампаниях (две подряд кампании, начало и конец кампании). То есть, можно предположить, что эти отличия не объясняются погрешностью измерений и расчетов, а определяются погрешностями загрузки поглотителя или топлива. Но отсутствие достаточно представительного набора данных не позволяет утверждать это однозначно. Интегральное отличие измеренных значений от расчетных по всем 19-ти рабочим органам КС для конкретной кампании после отбраковки указанных в табл. 1, 2 значений становится меньше и вполне приемлемо для реакторных измерений.

Обращает на себя внимание значительное падение эффективности детектора для наиболее удаленных от детектора рабочих органов КС (КС-11 – КС-13, особенно КС-13) к концу кампании на фоне ее общего падения к концу кампании для всех рабочих органов КС, кроме КС-7. Средняя эффективность детектора на начало кампании составила 0,989, а на конец кампании 0,969.

Заключение

Анализ отличий расчетных значений эффективности рабочих органов КС реактора БН-600 от измеренных значений показывает, что интегральное отличие вполне приемлемо для реакторных измерений. Тем не менее имеется определенная зависимость отличия эффективностей рабочих органов КС от величины пространственных эффектов, возникающих в реакторе во время перемещения рабочих органов КС. По мнению авторов, требуется прове-

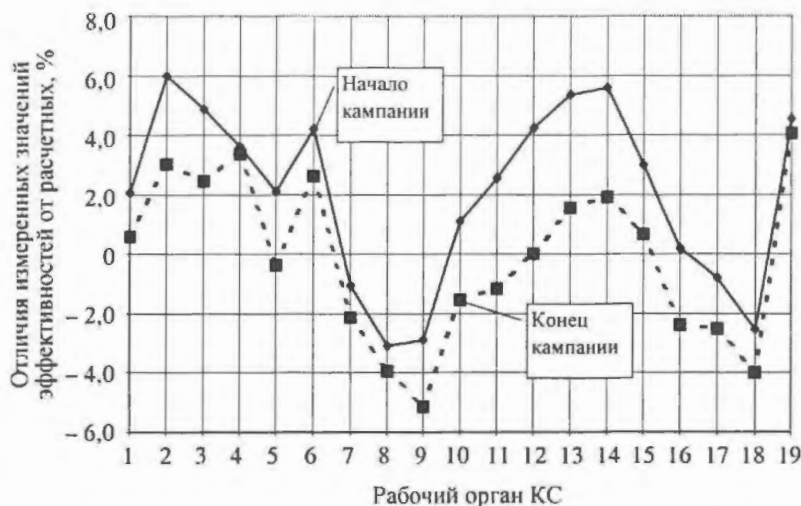


Рис. 2. Зависимость усредненного отличия измеренных значений от расчетных от расположения рабочих органов КС

дение расчетных и экспериментальных исследований для объяснения (и возможного устранения) причин, приводящих к отличию измеренных значений эффективностей рабочих органов КС от расчетных значений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Альперович М.Н., Григорьева Н.М., Сысоева О.В., Селезнев Е.Ф., Яблоков С.Л.* Аннотация комплекса программ ГЕФЕСТ. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып.4. – С. 36 – 43.
2. *Инструкция* по эксплуатации аппаратуры каналов контроля реактивности и проведению физических измерений на реакторе БН-600 блока № 3 Белоярской АЭС, 2003.
3. *Методика* определения нейтронно-физических характеристик на реакторе БН-600 Белоярской АЭС № 38-3/8-1. Белоярская АЭС, ГНЦ РФ-ФЭИ, ОКБМ.

Статья поступила в редакцию 25 октября 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 46 – 50.

ПЕРЕХОДНЫЕ И АВАРИЙНЫЕ РЕЖИМЫ

УДК 621.039.51

DINA-РБМК: программный комплекс моделирования стационарных состояний и штатных переходных режимов РУ РБМК

В.Н. Васекин, Е.Н. Данилова, А.И. Ионов, А.С. Кулаков, М.А. Останина, В.Е. Трехов, ФГУП НИКИЭТ им. Н.А. Доллежала, 107140, Москва, ул. Малая Красносельская, 2/8

Дано описание программного комплекса DINA-РБМК, предназначенного для моделирования стационарных состояний и штатных переходных процессов РУ РБМК. Рассмотрены реализованные в программном комплексе методики и алгоритмы, необходимые для моделирования и расчета важных для безопасности параметров, характеристик и функционалов РУ. Приведены результаты расчетов с использованием информации о реальных стационарных состояниях РУ РБМК.

DINA-RBMK: THE CODE COMPLEX TO SIMULATE THE RBMK NPP STATIONARY CONDITIONS AND REGULAR TRANSIENTS. V.N. VASEKIN, E.N. DANILOVA, A.I. IONOV, A.S. KULAKOV, M.A. OSTANINA, V.E. TREKHOV. The description of code complex DINA-RBMK, intended for modeling stationary conditions and regular transients RBMK NPP is given. The techniques realized in a code complex and algorithms necessary for modeling and calculation of the important parameters for safety, characteristics and NPP functionals are considered. Results of calculations with use of the information on real stationary conditions RBMK NPP are resulted.

На действующих блоках РБМК в соответствии с технологическим регламентом и инструкцией по эксплуатации РУ проводится штатный контроль физических и динамических характеристик активной зоны, определяющих уровень безопасности эксплуатации. Расчетно-экспериментальное определение физических и динамических параметров активной зоны осуществляется в процессе эксплуатации энергоблока штатными средствами на мощностях, близких к номинальному уровню. Для обеспечения повышенных нормативных требований к безопасности РУ необходимо обеспечить контроль и прогноз физических и динамических характеристик на всех разрешенных уровнях мощности, в штатных переходных режимах, связанных с изменением мощности реактора, и пусковых режимах, включая прохождение йодной ямы после останова реактора, вывод реактора в критическое состояние и подъем мощности до минимально контролируемого уровня.

В настоящей работе дано описание реализованных в полномасштабном динамическом программном комплексе DINA-РБМК алгоритмов и методик, необходимых для расчетного моделирования стационарных состояний, штатных переходных и пусковых режимов РУ РБМК. Изложены результаты расчетного моделирования штатных переходных режимов и приведены результаты тестирования и верификации программного комплекса DINA-РБМК с использованием информации о реальных стационарных состояниях и переходных процессах, полученной на основе эксплуатационных данных.

Полномасштабный динамический программный комплекс DINA-РБМК включает нейтронно-кинетический код DINA [1], библиотеку нейтронно-физических макроскопических констант, теплогидравлический блок, программные блоки, реализующие алгоритмы

работы систем контроля, управления и защиты (СУЗ), расчетные модули, реализующие методики и алгоритмы расчета параметров, характеристик и функционалов, важных для безопасности, процедуру корректировки расчетных моделей и исходных данных с учетом методической и технологической неопределенности, соответственно.

Нейтронно-кинетический код DINA реализует алгоритмы решения нестационарного уравнения переноса нейтронов в активной зоне РУ РБМК, условно-критической задачи и соответствующего сопряженного уравнения в многогрупповом диффузионном приближении с предварительной гомогенизацией нейтронно-физических свойств по расчетным объемам.

Для решения нестационарного уравнения используются два метода. Первый основан на прямом численном решении нестационарного уравнения с использованием неявной схемы по времени и метода переменных направлений Писмена – Рэчфорда [2] с нодальной аппроксимацией оператора диффузии нейтронов при решении пространственной задачи.

Второй метод основан на представлении решения нестационарного уравнения переноса $\Phi(r, E, t) = P(t)\Psi(r, E, t)$ в виде произведения амплитудной функции $P(t)$ и форм-функции $\Psi(r, E, t)$, которые определяются системами уравнений [3]

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP(t)}{dt} &= \frac{\rho(t) - \beta(t)}{\Lambda(t)} P(t) + \sum_{j=1} \lambda_j c_j(t) + Q(t); \\ \frac{dc_j(t)}{dt} &= \frac{\beta(t)}{\Lambda(t)} P(t) - \lambda_j c_j(t); \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{v} \left[\frac{\partial \Psi(r, E, t)}{\partial t} + \frac{\Psi(r, E, t)}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} \right] + \nabla J(r, E, t) + \Sigma_t(r, E, t) \Psi(r, E, t) = \\ = \sum_{\alpha \neq f} \int \Sigma_\alpha(r, E, E', t) \Psi(r, E', t) dE' + \int \chi(E) [1 - \beta(t)] v \Sigma_f(E', r, t) \Psi(r, E', t) dE' + \\ + \frac{Q(t) + Q_d(t)}{P(t)}; \\ Q_d(t) = \int \int v \Sigma_f(E', r, t') P(t') \Psi(r, E', t') \sum_{j=1} \lambda_j c_j(t) \chi_j(E) \exp(-\lambda_j(t-t')) dE' dt'. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Величины $\rho(t)$, $\beta(t) = \sum \beta_j(t)$, $\Lambda(t)$, $c_j(t)$ и $Q(t)$ определяются как функционалы форм-функции $\Psi(r, E, t)$ и решения $\Phi^+(r, E)$ соответствующей сопряженной задачи:

$$\rho(t) = \frac{\iint \left[\sum_{\alpha \neq f} \Delta \Sigma_\alpha(E, E', r, t) + \chi(E) \Delta v \Sigma_f(E', r, t) \right] \Psi(r, E', t) dV dE dE'}{F} - \frac{\iint \Delta \Sigma_t(E, r, t) \Psi(r, E, t) dV dE}{F};$$

$$\beta_j(t) = \frac{\iint \chi_j(E) \beta_j v \Sigma_f(E', r, t) \Psi(r, E', t) \Phi^+(r, E') dV dE dE'}{F};$$

$$\Lambda(t) = \frac{\iint (1/v) \Psi(r, E, t) \Phi^+(r, E) dV dE}{F}; \quad c_j(t) = \frac{\iint \chi_j(E) \beta_j C_j(r, t) \Phi^+(r, E) dV dE}{F \Lambda};$$

$$Q(t) = \frac{\iint Q(r, E, t) \Phi^+(r, E) dV dE}{F \Lambda};$$

$$F = \iint \chi(E) \nu \Sigma_f(E', r, t) \Psi(r, E', t) \Phi^+(r, E') dV dE dE'.$$

Здесь $\chi(E)$, $\chi_j(E)$ – спектр мгновенных и запаздывающих нейтронов, соответственно; β_j – доля j -й группы запаздывающих нейтронов; $C_j(r, t)$ – концентрация предшественников запаздывающих нейтронов; $\Sigma_f(E, r, t)$, $\nu \Sigma_f(E, r, t)$ и $\Sigma_a(E, r, t)$ – соответствующие макроскопические сечения.

В нейтронно-кинетическом коде DINA реализованы алгоритмы решения систем уравнений (1), (2) для ряда приближений: точечная кинетика, адиабатическое приближение, квазистатическое приближение.

Приближение точечной кинетики используется для моделирования динамических процессов, когда изменением форм-функции во времени можно пренебречь и в качестве форм-функции применять распределение плотности потока нейтронов $\Psi_0(r, E)$, соответствующее начальному стационарному состоянию. В коде DINA для определения $\Psi_0(r, E)$ используется решение условно-критической задачи для исходного состояния.

Адиабатическое приближение применяется для моделирования медленных переходных процессов, когда в любой момент времени оправдано предположение, что предшественники запаздывающих нейтронов имеют значение, близкое к равновесному, и в качестве форм-функции можно использовать решение $\Psi_i(r, E)$ условно-критической задачи для текущего состояния.

Квазистатическое приближение является улучшенным адиабатическим приближением, когда учитывается тот факт, что в каждый момент времени концентрация предшественников запаздывающих нейтронов имеет неравновесное значение. В этом случае в качестве форм-функции применяется решение уравнения (2) с источником Q_d , описывающим неравновесный вклад запаздывающих нейтронов.

Библиотека гомогенизированных нейтронно-физических макроскопических ячеечных констант подготовлена с использованием результатов ячейечных расчетов по программе WIMS [4], которая включает константы для топливных ячеек с обогащениями 2,0, 2,4 и 2,6 % (топливо, содержащее эрбий) в зависимости от выгорания топлива, концентрации ксенона, температуры топлива и графита, плотности теплоносителя.

Диапазон изменения указанных параметров достаточен для моделирования стационарных состояний на разрешенных уровнях мощности, включая остановленный реактор, штатных переходных и пусковых режимов, аварийных процессов. Константы для нетопливных ячеек подготовлены в зависимости от средних параметров, характеризующих окружение.

Пространственно-энергетическое распределение потока нейтронов рассчитывается в предположении равенства нулю тока нейтронов на границе ячейки. Выгорание топлива рассчитывается со средними значениями теплогидравлических параметров. Температура замедлителя задается постоянной по его объему и равной средней величине. Граница между быстрой и тепловой энергетическими группами выбирается равной 0,5 eV.

Перечисленные предположения определяют методическую неопределенность библиотеки констант, которая существенно влияет на результаты расчетного моделирования реальных состояний и динамических процессов.

Ниже в табл. 1 и 2 приведены значения коэффициента размножения бесконечной однородной решетки (K_{∞}) топливных каналов в зависимости от плотности теплоносителя (табл. 1) и температуры графита (табл. 2) для разных точек по выгоранию топлива.

Таблица 1. Эффективный коэффициент размножения бесконечной однородной решетки в зависимости от плотности теплоносителя

Плотность воды, г/см ³	K_{∞}					
	Обогащение топлива 2,4 %			Обогащение топлива 2,6 %		
	Энерговыработка, МВт·сут/кгU			Энерговыработка, МВт·сут/кгU		
	0	15	30	0	15	30
0,744	1,342	1,053	0,810	1,215	1,070	0,839
0,5	1,348	1,059	0,820	1,211	1,074	0,848
0,3	1,352	1,065	0,830	1,205	1,077	0,858
0,1	1,356	1,074	0,846	1,197	1,083	0,872

Таблица 2. Эффективный коэффициент размножения бесконечной однородной решетки в зависимости от температуры графита

Температура графита, К	K_{∞}					
	Обогащение топлива 2,4 %			Обогащение топлива 2,6 %		
	Энерговыработка, МВт·сут/кгU			Энерговыработка, МВт·сут/кгU		
	0	15	30	0	15	30
740	1,348	1,060	0,821	1,210	1,074	0,849
840	1,350	1,065	0,830	1,204	1,0784	0,858

Расчетные зависимости коэффициента размножения бесконечной однородной решетки топливных каналов от энерговыработки при средних значениях теплофизических параметров для номинального уровня мощности приведены на рис. 1, 2.

Для оценки методической неопределенности, связанной с приближениями, принятыми при расчете выгорания топлива, проведено расчетное моделирование выгорания топлива, т.е. формирование изотопного состава топлива в процессе выгорания при различных условиях, которые характеризуются плотностью воды, температурами графита и топлива. Вы-

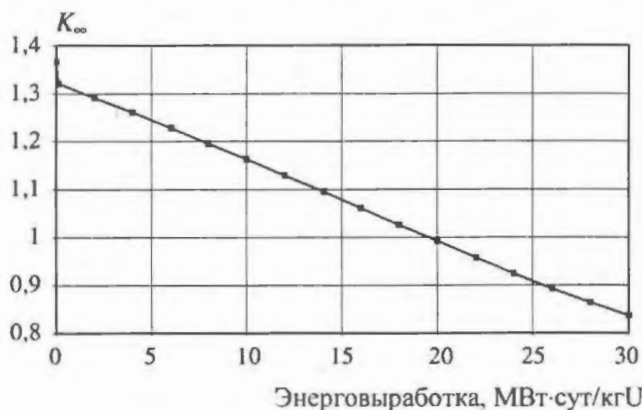


Рис. 1. Зависимость K_{∞} от выгорания для ТК с обогащением 2,4 %

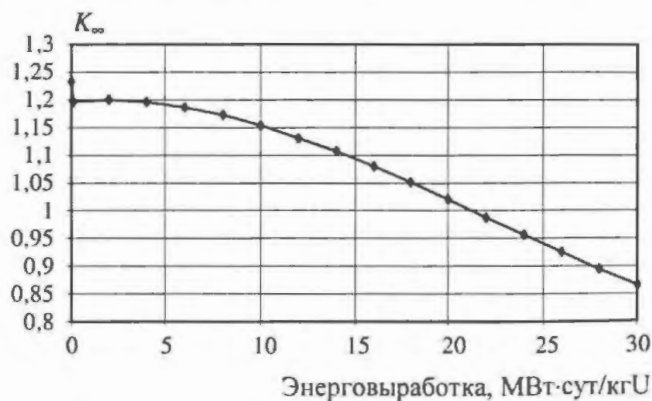


Рис. 2. Зависимость K_{∞} от выгорания для ТК с обогащением 2,6 %

полненные расчеты показали, что размножающая способность ТВС и коэффициенты реактивности по плотности воды и температуре графита при одном и том же значении энерговыработки зависят от условий, при которых происходит выгорание, и при подготовке ячеичных констант это обстоятельство необходимо принимать во внимание. Зависимости от энерговыработки коэффициентов реактивности по плотности теплоносителя и температуре графита, полученные для топлива, выгорание которого моделировалось при различных значениях плотности воды, приведены на рис. 3...6.

Теплогидравлический блок, реализованный в комплексе программ, позволяет получить средние расчетные значения плотности теплоносителя, температуры топлива и графита для каждого расчетного узла.

Для моделирования процессов, происходящих в кипящем теплоносителе, применяется программа GIDRA [5]. Данный гидродинамический код предназначен для расчета параметров теплоносителя в канале для стационарных и квазистационарных рабочих переходных режимов. В коде GIDRA реализована модель теплогидравлических процессов, предложенная Осмачкиным В.С. [6]. Моделируется технологический канал на участке от группового раздающего коллектора до барабана-сепаратора. Движение теплоносителя представлено в виде гомогенного двухфазного потока, учитывающего факторы термической неравновесности и проскальзывания пара и воды. При этом полагается, что расход теплоносителя по длине всего ТК постоянен.

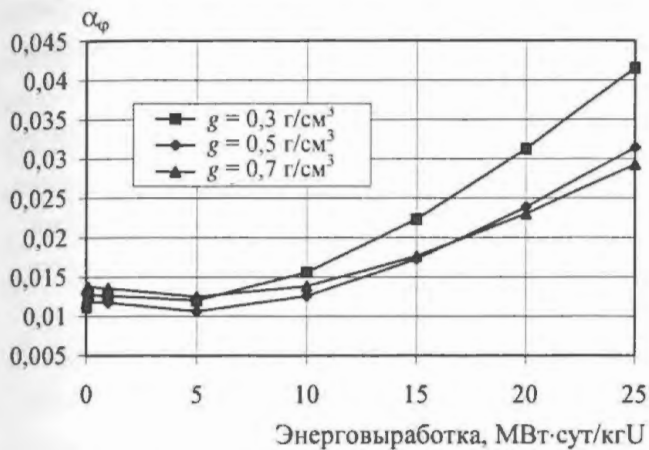


Рис. 3. Зависимость парового коэффициента реактивности от выгорания при различных значениях плотности воды для каналов с обогащением 2,4 %

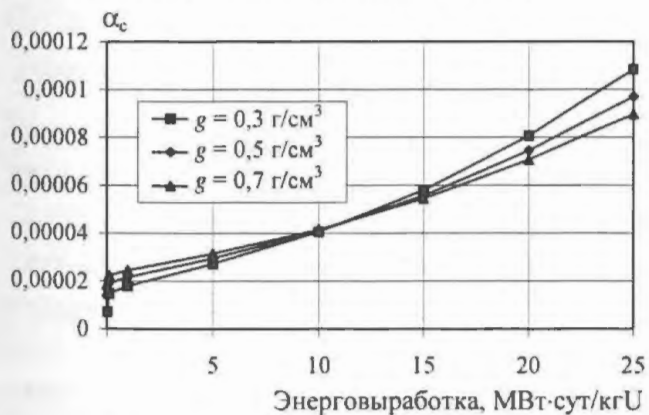


Рис. 5. Зависимость коэффициента реактивности по температуре графита от выгорания при различных значениях плотности воды для каналов с обогащением 2,4 %

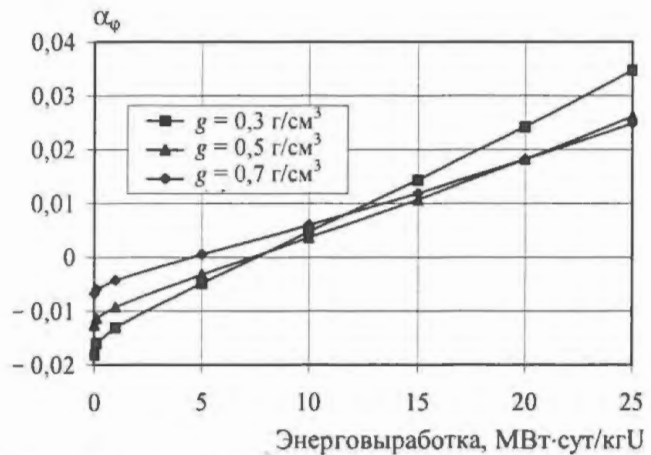


Рис. 4. Зависимость парового коэффициента реактивности от выгорания при различных значениях плотности воды для каналов с обогащением 2,6 %

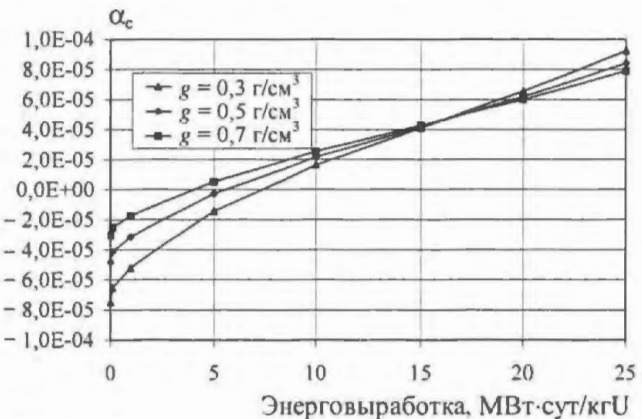


Рис. 6. Зависимость коэффициента реактивности по температуре графита от выгорания при различных значениях плотности воды для каналов с обогащением 2,6 %

В качестве граничных условий используются давления на входе и выходе и энтальпия теплоносителя на входе канала или расход и энтальпия на входе с давлением на выходе канала, что позволяет проводить адаптацию расчетного модуля к выбранному исходному состоянию. При этом давление на выходе из канала соответствует давлению в барабанах-сепараторах и определяется режимом работы РУ. Давление на входе соответствует давлению в напорном коллекторе ГЦН и зависит от заданного режима работы насосной группы.

Для расчета температуры T_T топлива в каждом расчетном узле применяются соотношения, полученные на основе анализа результатов расчетов, выполненных по программе RET [7]:

$$T_T = T_{\text{теп}} + \Delta T_T, \Delta T_T = q_{\text{л}}(a_0 + a_1 E + a_2 \bar{E} + a_3 q_{\text{л}} + a_4 \bar{E} E + a_5 q_{\text{л}} \bar{E}), \quad (3)$$

где $T_{\text{теп}}$ – температура теплоносителя, °С; ΔT_T – температурный напор, °С; $q_{\text{л}}$ – линейная нагрузка на твэл, кВт/м; \bar{E} – интегральное выгорание топлива, МВт·сут/кг; E – локальное выгорание топлива, МВт·сут/кг; a_i – константы, $i = 0 \dots 5$.

Для расчета температуры графита используется расчетный модуль GRAFT [8], который позволяет рассчитывать статическое распределение температуры в графитовой кладке в расчетных узлах и местах установки термопар с учетом ее конструктивных особенностей и моделировать динамическое поведение распределения температуры в графитовой кладке с учетом изменения тепловыделения и состава азотно-гелиевой газовой смеси. Для моделирования различных режимов теплообмена через трубу канала в теплоноситель применяются локальные коэффициенты теплопередачи, рассчитываемые по специальной подпрограмме.

Для расчета средних по расчетной ячейке графитовой колонны температур T графита применяется уравнение $CdT/dt = q_v - Q$, где C – теплоемкость графита, q_v – удельная мощность энерговыделения в графите, Q – поток тепла из графита. При этом предполагается, что удельная мощность энерговыделения в графите пропорциональна мощности q_w энерговыделения в расчетном узле ($q_v = \eta q_w$), а отводимое тепло Q есть функция температурного напора ($Q = f(\Delta T_c)$) и зависит от теплопроводности газового зазора. Используемый в программном комплексе конкретный вид этой зависимости получен на основе анализа статических режимов работы графитовой кладки. Коэффициент пропорциональности η определяется по температурному напору ΔT_{c0} для стационарного состояния. Решение приведенного уравнения представляется в виде $T = T_{\text{теп}} + \Delta T_c$. Величина температурного напора ΔT_c в переходном режиме определяется уравнением

$$d\Delta T_c / dt = [\eta q_w - f(\Delta T_c)] / C. \quad (4)$$

Следует отметить, что такой переход является строго обоснованным только при $T_{\text{теп}} = \text{const}$ или для случая, когда инерционность изменения температуры теплоносителя значительно больше, чем тепловая инерционность графитовых блоков, что не имеет места в действительности. Предполагается, что влияние погрешности такого приближения на результаты невелико и допустимо, подтверждение чему должна дать верификационная практика расчетов реальных состояний.

Программные блоки, моделирующие работу СУЗ, основаны на реализации логики и алгоритмов СУЗ с учетом специфики и особенностей конкретных энергоблоков. Кроме того, разработана и реализована в комплексе программ DINA-РБМК процедура регулирования распределения мощности энерговыделения, позволяющая перемещением стержней СУЗ

приблизить расчетное распределение к заданному в качестве уставки. Алгоритм перемещения стержней СУЗ основан на минимизации среднеквадратического отклонения расчетного распределения от заданного [9]. Среднеквадратическое отклонение представляется в виде квадратичной формы перемещения стержней. Положение стержней СУЗ, минимизирующих среднеквадратическое отклонение, определяется методом градиентного спуска.

В комплексе программ DINA-РБМК реализована процедура корректировки расчетной модели, которая включает корректировку исходных данных и гомогенных ячеечных констант. Корректировка исходных данных относится, прежде всего, к информации о распределении энерговыработки и учитывает погрешность штатной системы контроля интегральных по ТВС энерговыработок и отсутствие информации о распределении выгорания топлива по высоте активной зоны. Методика корректировки интегральных по ТВС энерговыработок основана на решении условно-критической задачи для реального критического состояния, переформулированной относительно энерговыработки.

Для определения распределения энерговыработки по высоте активной зоны для каждой ТВС в программном комплексе реализовано несколько подходов. Первый из них основан на получении высотного распределения энерговыработки, которое позволяет приблизить расчетное распределение мощности энерговыделения к распределению, полученному по показаниям высотных датчиков системы внутриреакторного контроля. Второй подход основан на методике определения энерговыработки топлива в каждом расчетном объеме из соотношения баланса нейтронов, соответствующего условию критичности рассматриваемого объема. В основе третьего подхода лежит уравнение, описывающее изменение во времени распределения энерговыработки $E(z, t)$ по высоте реактора, которое можно получить на основе определения энерговыработки как интеграла по времени от энерговыделения $E(z, t) = \int \Sigma_f(E, z, t) \Phi(z, t) dt$ на интервале $(0, t)$. Дифференцируя указанное выражение по времени дважды, получим уравнение

$$\frac{d^2 E(z, t)}{dt^2} = \Phi(z, t) \frac{d\Sigma_f(E, z, t)}{dE} \frac{dE(z, t)}{dt} + \Sigma_f(E, z, t) \frac{d\Phi(z, t)}{dt}. \quad (5)$$

Первое слагаемое в правой части учитывает влияние на формирование высотного распределения энерговыработки зависимости от энерговыработки сечения деления $\Sigma_f(E, z, t)$. Второе учитывает изменение, по мере выгорания топлива, высотного распределения потока нейтронов, которое описывается уравнением

$$\frac{1}{v} \frac{d\Phi(z, t)}{dt} = -\nabla_z J(z, t) - \Sigma_a(E, z, t) \Phi(z, t) + v \Sigma_f(E, z, t) \Phi(z, t) - J_1. \quad (6)$$

Здесь J_1 учитывает влияние окружения на формирования высотного распределения.

Полученное уравнение для энерговыработки позволяет рассмотреть ряд приближений, связанных с определением для каждого момента времени в процессе выгорания топлива распределения плотности потока нейтронов $\Phi(z, t)$. Первое и наиболее простое приближение, которое является полностью оправданным для бесконечной однородной решетки, состоит в том, что влиянием окружения можно пренебречь. Кроме того, естественно предположить, что в каждый момент времени имеется стационарное состояние и для определения высотного распределения потока нейтронов $\Phi(z, t)$ можно использовать стационарное уравнение.

Для учета методической неопределенности, связанной с применением процедуры предварительной гомогенизации, используется корректировка ячеечных констант с учетом реальных токов на границах ячеек, основанная на подходе, предложенном в [10], на основе односкоростного интегрального уравнения переноса нейтронов. В соответствии с указанным подходом корректирование макроскопических ячеечных констант Σ_α определяется соотношениями $\Sigma_\alpha = \Sigma_{\alpha 1}(1 - \mu_\alpha J/\Phi)$. Здесь $\Sigma_{\alpha 1}$ – макроскопические ячеечные константы до корректировки, J и Φ – ток и поток нейтронов для рассматриваемой ячейки, соответственно. Параметр μ_α определяется соотношениями

$$\mu_\alpha = 1 - P_{sa}/(P_s \Sigma_\alpha) + \sum_{i,j} M_{ij} (P_{sa}/\Sigma_{\alpha 1} - \sigma_{\alpha i}/\Sigma_{\alpha 1}) \chi_j \quad (7)$$

Величины χ_j определяются из уравнения

$$\chi_j = P_{sj}/P_s - \sum_j (A_j P_{sj}/P_s - M_{ij}) \chi_j \quad (8)$$

где $M_{ij} = \frac{V_i P_{ij}}{V \sigma_{\alpha i}} \sigma_{\alpha i}$; $A_j = \sum M_{ij} V_i/V_j$; V_i и V – соответственно объем i -й зоны и полный объем

ячейки; $P_s = \sum P_{si}$; P_{ij} – вероятность нейтрона, рожденного в i -й зоне, вылететь за пределы ячейки и испытать первое столкновение в j -й зоне, соответственно.

В программном комплексе реализованы аналогичные методика и алгоритмы корректировки констант, использующие аналогичные соотношения, полученные в двухгрупповом приближении.

Применение указанных корректировок ячеечных констант позволяет существенно улучшить качество моделирования распределения потока нейтронов и мощности энерговыделения в стационарных состояниях и переходных режимах. Результаты сравнительных расчетов реальных состояний с корректировкой и без нее приведены в таблицах. В табл. 3 представлены результаты расчетов, выполненных для реальных состояний энергоблока № 4 Курской АЭС без указанной корректировки и с ее использованием. В таблице приведены расчетные значения эффективного коэффициента размножения ($K_{эфф}$), коэффициента неравномерности распределения мощности энерговыделения, среднеквадратическое (σ) и максимальное (Δ_{\max}) отклонения расчетного распределения мощности энерговыделения от распределения, полученного по данным штатной системы контроля.

Т а б л и ц а 3. Результаты расчета распределения мощности энерговыделения

Дата состояния	$K_{эфф}$	K_r	σ	Δ_{\max}	K_r	σ	Δ_{\max}
		Без корректировки			С корректировкой		
09.02.01	1,0045	1,814	18,85	62,10	1,464	10,12	31,80
12.02.01	1,0046	1,751	18,09	58,04	1,460	9,98	31,20
18.04.01	1,0044	1,800	16,72	55,23	1,478	10,67	37,62
19.04.01	1,0138	1,966	18,95	56,23	1,544	12,57	40,19
20.04.01	1,0064	1,990	20,47	62,62	1,538	11,84	36,60
23.02.01	1,0046	1,752	16,91	57,51	1,456	10,37	35,37
23.04.01	1,0032	1,827	16,95	52,78	1,468	9,50	31,75
26.02.01	1,0044	1,852	19,38	62,51	1,458	10,17	30,66

В программном комплексе DINA-РБМК для расчета параметров, характеристик и функционалов, важных для безопасности, используются балансная методика, теория возмущения для эффективного коэффициента размножения и подход, основанный на решении условно-критической задачи для исходного и возмущенного состояний и определении эффектов и коэффициентов реактивности по разности соответствующих эффективных коэффициентов размножения.

Балансная методика расчета коэффициентов реактивности основана на балансном соотношении

$$K_{эфф} = F / (-J + \Pi), \quad (9)$$

которое можно получить, интегрируя условно-критическое уравнение по объему активной зоны. Здесь J – ток нейтронов на границе активной зоны, а Π и F – полное поглощение и полная генерация нейтронов в активной зоне, соответственно.

В двухгрупповом приближении величины Π и F определяются выражениями

$$\Pi = \int (\Sigma_{a1}(r)\Phi_1(r) + \Sigma_{a2}(r)\Phi_2(r))dr \text{ и } F = \int (v\Sigma_{f1}(r)\Phi_1(r) + v\Sigma_{f2}(r)\Phi_2(r))dr,$$

где $\Phi_1(r)$, $\Phi_2(r)$ – групповые потоки нейтронов, а $v\Sigma_{f(2)}(r)$ и $\Sigma_{a(2)}(r)$ – макроскопические сечения образования нейтронов деления и поглощения, соответственно. В предположении, что при малых возмущениях изменением распределения плотности потока нейтронов и утечки нейтронов из активной зоны можно пренебречь, коэффициенты реактивности определяются соотношениями

$$\alpha_\beta = \frac{\Delta K_{эфф}}{K_{эфф} \Delta\beta}, \quad \Delta K_{эфф} = K_{эфф} \left(\frac{\delta F}{F} - \frac{\delta \Pi}{(-J + \Pi)} \right). \quad (10)$$

Здесь величина $\Delta\beta$ определяется как интеграл по активной зоне от вариации $\delta\beta(r)$ одного из параметров: плотности теплоносителя (γ), температуры топлива (T_v), температуры графита (T_c). Для вариаций δF и $\delta \Pi$ соответствующих функционалов используются соотношения

$$\delta F = \int \left[\frac{\partial(v\Sigma_{f1}(r))}{\partial\beta} \Phi_1(r) + \frac{\partial(v\Sigma_{f2}(r))}{\partial\beta} \Phi_2(r) \right] \delta\beta(r) dr \text{ и}$$

$$\delta \Pi = \int \left[\frac{\partial(\Sigma_{a1}(r))}{\partial\beta} \Phi_1(r) + \frac{\partial(\Sigma_{a2}(r))}{\partial\beta} \Phi_2(r) \right] \delta\beta(r) dr.$$

Первый порядок теории возмущения для эффективного коэффициента размножения для расчета реактивности, соответствующей возмущению параметра β в двухгрупповом приближении, дает формулу

$$\rho = \frac{\int \left[\Phi_1^+ \nabla d(D_1) \nabla \Phi_1 + \Phi_2^+ \nabla d(D_2) \nabla \Phi_2 - (d(\Sigma_1) - d(v\Sigma_{f1})) \Phi_1 \Phi_1^+ \right] dV}{\int (v\Sigma_{f1} \Phi_1 \Phi_1^+ + v\Sigma_{f2} \Phi_2 \Phi_2^+) dV} +$$

$$+ \frac{\int \left[(d(v\Sigma_{f2}) - d(\Sigma_2)) \Phi_2 \Phi_2^+ + d(\Sigma_{12}) \Phi_1 \Phi_2^+ \right] dV}{\int (v\Sigma_{f1} \Phi_1 \Phi_1^+ + v\Sigma_{f2} \Phi_2 \Phi_2^+) dV}. \quad (11)$$

Здесь Φ_1, Φ_2 – групповые потоки нейтронов; Φ_1^+, Φ_2^+ – решение соответствующей сопряженной задачи; $d(D_1), d(D_2), d(\Sigma_1), d(\Sigma_2), d(v\Sigma_{f1}), d(v\Sigma_{f2}), d(\Sigma_{12})$ – изменения нейтронно-физических констант, соответствующие возмущению параметра β .

Для реализации алгоритма расчета коэффициентов реактивности с использованием указанного выше соотношения в программном комплексе DINA-RBMK реализовано решение сопряженного стационарного уравнения в многогрупповом диффузионном приближении с предварительной гомогенизацией нейтронно-физических свойств среды по расчетным объемам.

Результаты расчета коэффициентов реактивности по указанным методикам для двух реальных состояний энергоблока № 4 Курской АЭС представлены в табл. 4 и 5. В них приведены расчетные значения коэффициентов реактивности по температуре топлива α_{T_u} и графита α_{T_c} , парового (α_p) и быстрого мощностного (α_w) коэффициентов реактивности.

Т а б л и ц а 4. Результаты расчета коэффициентов реактивности для состояния энергоблока № 4 Курской АЭС на 09.02.01

Блок № 4 КАЭС 09.02.01	Коэффициенты реактивности			
	Без корректировки		С корректировкой	
	Балансная методика	Теория возмущения	Балансная методика	Теория возмущения
α_p	3,008E-03	2,394E-03	2,556E-03	1,922E-03
α_{T_u}	- 1,751E-05	- 2,233E-05	- 1,728E-05	- 1,648E-05
α_w	- 2,161E-06	- 2,884E-06	- 2,158E-06	- 2,106E-06
α_{T_c}	3,741E-05	4,207E-05	4,629E-05	5,335E-05

Т а б л и ц а 5. Результаты расчета коэффициентов реактивности для состояния энергоблока № 4 Курской АЭС на 12.02.01

Блок № 4 КАЭС 12.02.01	Коэффициенты реактивности			
	Без корректировки		С корректировкой	
	Балансная методика	Теория возмущения	Балансная методика	Теория возмущения
α_p	2,976E-03	2,359E-03	2,542E-03	1,919E-03
α_{T_u}	- 1,753E-05	- 2,226E-05	- 1,740E-05	- 1,669E-05
α_w	- 2,146E-06	- 2,862E-06	- 2,160E-06	- 2,124E-06
α_{T_c}	4,084E-05	4,911E-05	4,647E-05	5,349E-05

Заключение

Работа, результаты которой представлены в настоящей статье, выполнена с целью разработки программно-методического обеспечения для анализа динамики режимов и обоснования безопасности энергоблоков РУ с РБМК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Danilova E.N., Podlazov L.N., Ivont'eva T.N. et al.* Package of Codes of DINA Series Intended for Solution of Neutron Spatial Kinetics Equations. – In: Topical meeting on 3D computer codes for RBMK core and system analysis, Munich, 18 – 22 November 1996, p. 111.
2. *Peaceman D.W., Rachford H.H.* The numerical solution of parabolic and elliptic differential equations // J. Soc. industr. Appl. Math. 3, № 1, 1955, pp. 28 – 42.
3. *Белл Д., Глестон С.* Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974.

4. *Askew J.R., Fayers F.J., Kemshell F.B.* A General Description of the Lattice Code WIMS // Journ. of the Brit. Nucl. Energy Soc., 5, 4, 564, 1966.
5. *Осмачкин В.С., Борисов В.Д.* Аннотация расчетной программы GDХ. Комплект аннотаций программ для расчета ЯР. Препринт ИАЭ-2156, 1971307-4645, 1994.
6. *Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П.* Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). – М.: Энергоатомиздат, 1990.
7. *Ямников В.С. и др.* Программа RET(TR), версия 2. Рег. № БС в ЦЭП № 347 от 23.09.1994, паспорт ПС № 59 от 17.10.96, ВНИИНМ, инв. № 00347, ОФАП-ЯР, 1994.
8. *Подлазов Л.Н., Трехов В.Е.* MOUNT1/Mod1 – система полномасштабного моделирования динамики и безопасности РУ с реакторами РБМК. В кн.: Годовой отчет НИКИЭТ 1995/ Кол. авт. под ред. Е.О. А д а м о в а. – М.: НИКИЭТ, 1995. – С. 91 – 96.
9. *Васекин В.Н.* Применение интегрального уравнения переноса нейтронов в задачах расчетного обеспечения эксплуатации ядерных реакторов. Интегральные уравнения в прикладном моделировании/ В кн.: Тезисы докладов 3-й республ. н/т конф. – Киев, 1989.
10. *Васекин В.Н.* Расчет поля энерговыделения в РБМК-1000 // Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 5.

Статья поступила в редакцию 24 сентября 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 51 – 61.

УДК 621.039:517.925.54

Качественное исследование Чернобыльской аварии на основе анализа простой математической модели

Л.В. Смирнов, А.Л. Пригоровский, Е.Ф. Сабаяев,

НИИ механики ННГУ, 603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23, к.6

На основании теоретического исследования простой математической модели рассмотрены особенности кипящего канального ядерного реактора (РБМК) и вызвавшего аварию на Чернобыльской АЭС эксперимента. Обсуждаются качественные особенности начального этапа и причины аварии. Результаты исследования наглядно подтверждают вывод, что причиной аварии явились недостатки проекта установки.

ANALYSING THE CAUSES AND NATURE OF THE INITIAL STAGE OF THE ACCIDENT AT CHERNOBYL NPP USING A SIMPLE MATHEMATICAL MODEL. L.V. SMIRNOV, A.L. PRIGOROVSKY, E.F. SABAYEV. Based on theoretically analysing a simple mathematical model, the characteristic features of the RBMK boiling channel-type nuclear reactor and the experiment that caused the accident at Chernobyl NPP are investigated. Some qualitative features of the initial stage and the causes of the accident are discussed. The results of the investigation vividly validate the conclusion about the drawbacks of the plant design being the cause of the accident.

Фактическое прекращение научных публикаций, посвященных анализу причин и начального этапа аварии, по-видимому, должно свидетельствовать о том, что у специалистов по ядерной энергетике сложилось представление о причинах и основных факторах и характере аварии (см., например, [1]). Нет ясности только в количественных характеристиках, и продолжается спор энергетиков-эксплуатационщиков и физиков-проектантов, кто же больше виноват. В то же самое время из-за отсутствия доступных неспециалисту объяснений представление массового читателя формируется на основе периодически появляющихся сенсационных публикаций, не имеющих научного обоснования.

Приводящиеся в специальной литературе результаты достаточно сложных расчетов, посвященных изучению аварии, часто неубедительны, поскольку не содержат достаточной и понятной информации об используемых моделях, алгоритмах расчетов и исходных данных. К этому следует добавить, что даже среди известных российских ученых, не занимающихся ядерной энергетикой, нет четких представлений о причинах этой “аварии века”. Об этом свидетельствует, в частности, публикация обсуждения проблемы прогноза на заседании Президиума РАН [2]. Исключение составляет прозвучавшая при обсуждении реплика академика В.И. Субботина, указавшего на дефект проекта, как общепризнанный факт. Однако уже через год на пресс-конференции в РИА “Новости” член РАЕН Н. Тараканов заявил, что катастрофу вызвал безответственный научный эксперимент на работающем реакторе. В этих условиях становится очевидной необходимость доступного даже неспециалисту объяснения произошедшего.

В настоящей работе изложены и продемонстрированы с помощью качественного анализа простой математической модели представления авторов о проведенном эксперименте, характере начального этапа и причинах аварии.

1. Конструкция РБМК-1000

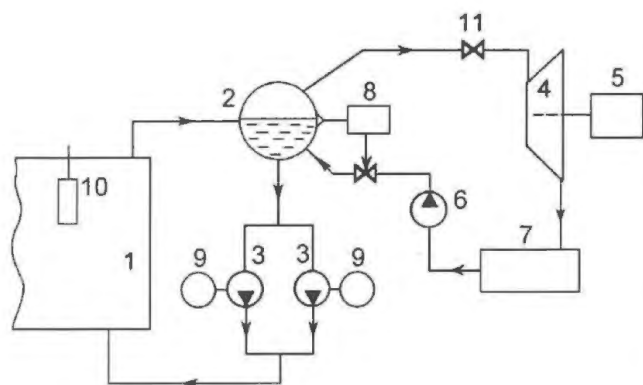


Рис. 1. Принципиальная схема установки

На рис. 1 представлена принципиальная схема ядерной энергетической установки с РБМК. Изображена одна из двух одинаковых, гидравлически не связанных петель системы циркуляции теплоносителя.

Используемая в качестве теплоносителя вода поступает в реактор 1, где нагревается до температуры кипения и частично превращается в пар, общее количество которого на номинальной мощности составляет 15 % от общего количества протекающей через реактор воды. Пароводяная смесь из реактора разделяется в сепараторе 2, и пар поступает на турбину 4, соединенную с электрогенератором 5. Вода при температуре насыщения смешивается в водяном объеме сепаратора с питательной водой и с помощью нескольких параллельно включенных циркуляционных насосов 3, снабженных электродвигателями 9, подается на вход реактора. Регулятор 8 поддерживает постоянным уровень в сепараторе, изменяя расход воды из конденсатно-питательной системы 6, 7. Тепловыделение в реакторе определяется количеством участвующих в реакции деления нейтронов, которое поддерживается на необходимом уровне системой управления и защиты с помощью перемещения стержней-поглотителей 10 нейтронов. Стрелками показано направление течения теплоносителя. Более детальная схема энергоблока имеется в [3].

2. Математическая модель теплофизических процессов

Для работы ядерного реактора характерно взаимодействие нейтронно-физических, тепловых, гидродинамических процессов и ряда систем управления. Математические модели, обычно используемые для описания динамики различных плановых и аварийных процессов, очень сложны, в связи с чем теоретические исследования оказываются возможными только

с помощью численного счета. Именно такие модели использовались для получения представленных в обзоре [1] результатов. Однако в основе постановки сложных задач и анализа получаемых частных решений уравнений математических моделей лежат опыт проектирования и эксплуатации ЯЭУ различного назначения, результаты теоретических и экспериментальных работ, включая изучение простых математических моделей, учитывающих только главные, определяющие факторы. Целесообразность построения и анализа простых моделей и некоторые общие методологические соображения имеются в [4]. Каждая из таких моделей не является универсальной и предназначена для решения конкретной задачи. В нашем случае модель предназначена для получения непротиворечащей известным данным качественной картины процессов с учетом основных существенных особенностей энергоблока и характерных для аварии начальных условий и возмущений.

При формулировке задачи приняты следующие упрощающие предположения, основанные на анализе особенностей рассматриваемых физических процессов и поставленной задачи.

1. Влиянием медленных процессов, связанных с выгоранием горючего, отравлением продуктами деления, изменением температуры графита, играющего роль замедлителя нейтронов, можно пренебречь.

2. Исследуемые тепловые и физические процессы можно описывать уравнениями с сосредоточенными параметрами [5, 6].

3. Основными быстрыми процессами, влияющими на характер размножения нейтронов (реактивность), являются изменения температуры горючего и полного количества пара в активной зоне реактора.

4. Температура теплоносителя и коэффициент теплопередачи от горючего к теплоносителю постоянны.

5. Временем прохода теплоносителем активной зоны можно пренебречь.

Важной, упомянутой выше величиной, характеризующей влияние внутренних процессов в активной зоне реактора и возмущений на размножение нейтронов и выделение тепла, является реактивность [7]. Это отклонение от единицы коэффициента размножения нейтронов, равного отношению плотности нейтронов в данный момент времени к таковой в предыдущий момент времени. Положительность реактивности ведет к росту числа нейтронов, а значит, и тепловыделения, отрицательность – к уменьшению, равенство нулю обеспечивает самоподдерживающуюся реакцию деления с постоянным тепловыделением.

Третье и пятое предположения позволяют объединить влияние температуры горючего и количества пара в виде одной зависимости реактивности от тепловой мощности. Используемая математическая модель имеет следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} l\dot{n} &= (\delta k - \beta)n + \sum_{i=1}^6 \beta_i n_i; \\ \tau_i \dot{n}_i &= n - n_i, \quad i = 1, 6; \\ \tau_0 \dot{Q} &= n - Q; \\ \delta k &= \delta k_0 + f(Q) + \delta k_1. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь n – относительная нейтронная мощность; n_i – относительные концентрации объединенных в шесть групп осколков деления ядер горючего – излучателей запаздывающих нейтронов; Q – относительный тепловой поток в теплоносителе (тепловая мощность реактора);

δk – реактивность реактора; δk_0 – доля реактивности, обусловленная медленными эффектами и стационарным вкладом системы управления нейтронной мощностью; $f(Q)$ – зависящая от тепловой мощности доля реактивности, обусловленная изменением температуры горючего и количества пара в активной зоне; δk_1 – изменение реактивности, связанное с работой системы управления и защиты реактора, не описываемой уравнениями (1); $\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i$, β_i – доля запаздывающих нейтронов i -й группы; τ_0 – обусловленная прогревом горючего постоянная времени изменения тепловой мощности; τ_i – постоянная времени распада ядер – источников запаздывающих нейтронов; l – время жизни мгновенных нейтронов.

Важное значение для качественной оценки характера изучаемых процессов имеют величины коэффициентов уравнений системы (1). Для РБМК имеем $l \approx 10^{-3}$ с [5, 6], $\beta = 0,0075 \dots 0,005$ [3]. Постоянная времени тепловых процессов $\tau_0 \approx 10$ с [6, 8]. Для шести групп запаздывающих нейтронов τ_i , $i = \overline{1, 6}$ принимают значения от 0,1 до 80 с [5, 7].

Наличие малого параметра перед одной из производных (в нашем случае $l/\beta \approx 10^{-1}$ с) позволяет воспользоваться методом раздельного исследования быстрых и медленных процессов [9, 10]. Сущность этого метода в нашем случае состоит в следующем.

Если выполнено условие устойчивости по быстрым процессам в виде

$$\delta k < \beta, \quad (2)$$

то из первого уравнения системы (1) при $l = 0$ имеем

$$n = \sum_{i=1}^6 \beta_i n_i / (\beta - \delta k). \quad (3)$$

В этом случае, пока знаменатель выражения (3) не слишком мал, нейтронная мощность n меняется медленно в соответствии со скоростью распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов и прогрева горючего. Такое свойство процессов дает возможность управления реакцией деления и нормальной эксплуатации реактора. Если в результате медленных процессов и внешних возмущений неравенство (2) меняет знак, то возникает быстрый процесс роста мощности в соответствии с малым временем жизни мгновенных нейтронов. Для оценок и приближенных расчетов такого процесса можно считать постоянными медленно меняющиеся переменные n_i , $i = \overline{1, 6}$, Q . Их значения соответствуют моменту нарушения условия (2). По окончании быстрого процесса и когда снова начинает выполняться условие (2), изменение переменных опять становится медленным и можно опять принять $l = 0$. Наибольшая погрешность в таком определении изменения быстрой и медленной переменных имеет место на малом интервале времени при $\delta k \approx \beta$, что важно, главным образом, при количественных расчетах.

В стационарном режиме $n = n_i = Q$, $\delta k_1 = 0$, $\delta k = \delta k_0 + f(Q) = 0$. Вид функции $f(Q)$ зависит от многих факторов, таких как состав активной зоны, обогащение ядерного горючего, температура графита, расход и недогрев до кипения воды, поступающей в реактор, и т.д. Анализ известных теоретических представлений о мощностном эффекте реактивности, имеющихся данных о свойствах РБМК до аварии и внесенных после нее изменениях конструкции (см., например, [3, 11, 12]) позволяет представить качественный вид этой зависимости следующим образом. Обусловленный увеличением тепловой мощности Q рост количества пара приводит к увеличению реактивности, а происходящий при этом рост темпе-

ратуры горючего – к уменьшению. Первый фактор является определяющим на малых мощностях, а второй – на больших. Качественный вид графика этой зависимости для рассматриваемого реактора, определяющийся действием этих двух противоположных эффектов, приведен на рис. 2.

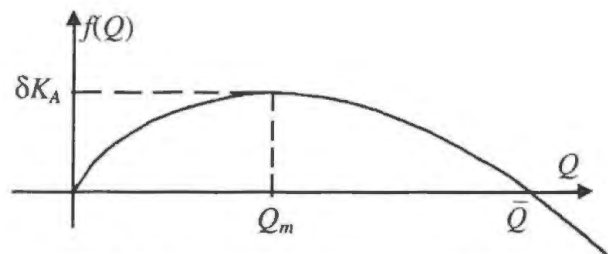


Рис. 2. Качественный вид зависимости $f(Q)$

При работе реактора на мощности $Q < Q_m$ обратная связь мощность-реактивность положительная, что можно проследить по уравнениям (1). В этом случае из-за преобладающего влияния парового эффекта рост тепловой мощности приводит к росту реактивности, а значит, к увеличению нейтронной и дальнейшему росту тепловой мощности. Это свойство РБМК является важным для проведенного исследования.

3. Результаты исследования системы (1)

Система (1) имеет стационарные решения, описываемые соотношениями

$$\delta k = \delta k_0 + f(Q^0) = 0; n^0 = Q^0 = n_i^0, i = \overline{1, 6}, \quad (4)$$

где верхний индекс указывает, что величина соответствует статике. Среди решений имеется нулевое $n^0 = Q^0 = n_i^0 = 0, i = \overline{1, 6}$, соответствующее погашенному реактору. Стационарному значению тепловой мощности реактора соответствует некоторое значение входящей в δk_0 составляющей реактивности, вносимой находящимися в активной зоне стержнями-поглотителями системы управления мощностью. Это значение зависит от вклада предполагающихся постоянными выгорания горючего и накопления поглощающих нейтроны продуктов деления. Влияние этих факторов компенсируется системой управления мощностью, поддерживаемой постоянной. Устойчивость “в малом” стационарных режимов, описываемых системой (3), легко определяется любым известным методом (см., например, [10]). На рис. 3 представлена бифуркационная диаграмма, где кружками отмечены устойчивые, а крестиками неустойчивые состояния равновесия. Система может иметь либо одно (при $\delta k_0 < -\delta k_A$), либо три (при $-\delta k_A < \delta k_0 < 0$), либо два (при $\delta k_0 > 0$) состояния равновесия.

Таким образом, в кипящем реакторе с положительным паровым эффектом реактивности возможны три состояния равновесия, из кото-

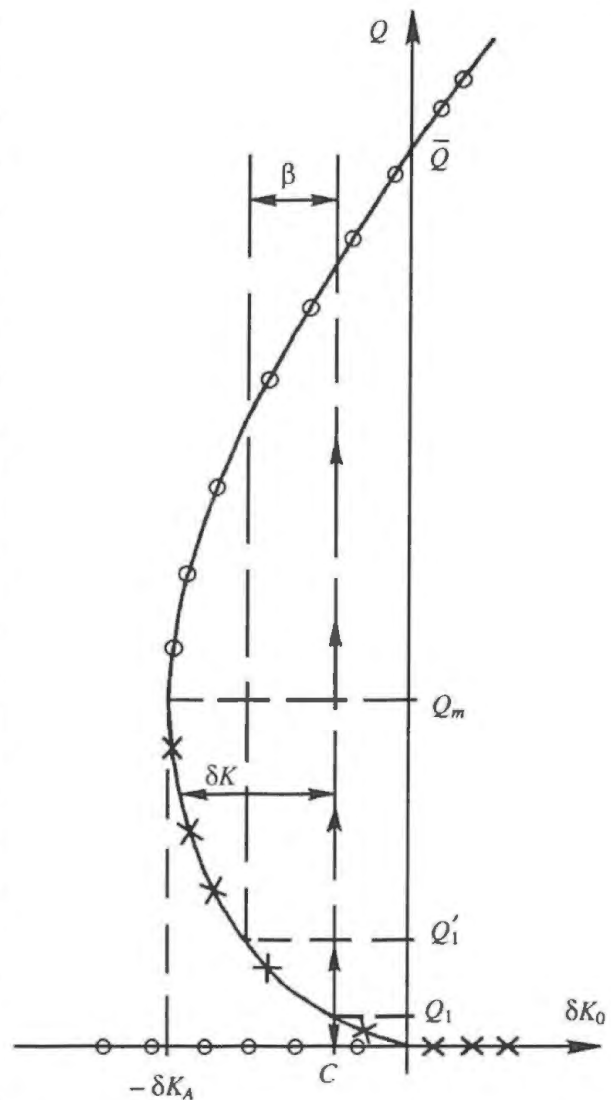


Рис. 3. Бифуркационная диаграмма системы (1)

рых, по крайней мере, соответствующие малым уровням мощности неустойчивы. Этот случай соответствует системе с положительной обратной связью, о чем говорилось в предыдущем разделе. Устойчивая работа в каждом из неустойчивых режимов (при $0 < Q < Q_m$) может быть обеспечена только с помощью системы управления. При отсутствии регулирования мощности система не может оставаться в состоянии равновесия, соответствующем неустойчивому участку диаграммы, и возникает процесс перехода на один из устойчивых ее участков. Это соответствует перемещению изображающей точки по бифуркационной диаграмме вверх или вниз по вертикальной прямой $\delta k_0 = C < 0$, проходящей через соответствующее начальным условиям состояние равновесия $\delta k_0 = C$, $Q = Q_1$. При таком переходном процессе расстояние по горизонтали от точек этой прямой до кривой стационарных состояний равно реактивности реактора, соответствующей текущему значению тепловой мощности Q (рис. 3).

Анализ системы (1) и вида бифуркационной диаграммы позволяет сделать следующие выводы для интересующего нас случая, когда при переходном процессе мощность растет.

1. Если максимальное значение реактивности $\delta k_{\max} = \delta k_A + C < \beta$, то переходный процесс является медленным и для его расчета можно принять $l = 0$. В этом случае потери устойчивости по быстрым процессам не происходит, хотя в итоге мощность в переходном процессе достигает достаточно большого значения. Это случай слабой нейтронной вспышки.

2. Если $\delta k_{\max} = \delta k_A + C > \beta$, то в переходном процессе после медленной фазы (при $\delta k < \beta$) происходит потеря устойчивости по быстрым процессам, что приводит к сильной нейтронной вспышке, когда определяющую роль играют мгновенные нейтроны.

При некоторых дополнительных упрощающих предположениях можно получить решение системы (1) в обоих случаях и оценить характерные особенности поведения нейтронной и тепловой мощности реактора. Приведем некоторые необходимые для качественного представления результаты оценок, полученные в год аварии и опубликованные в [13], а также более поздние результаты, имеющиеся в [14].

В случае слабой вспышки, если принять $C_1 = 0$, $\delta k_A = 0,85 \beta$ (рис. 3), для установившихся конечных значений нейтронной и тепловой мощности имеем $n = Q = \bar{Q}$. Однако в переходном процессе нейтронная мощность достигает значения в 3,5 раза выше, чем в конечном состоянии.

В случае сильной нейтронной вспышки ($\delta k_{\max} = C_1 + \delta k_A > \beta$) в соответствии с известным подходом отдельного исследования быстрых и медленных процессов [9, 10] переходный процесс имеет начальную медленную фазу, переходящую в быструю, когда $\delta k \geq \beta$, а затем опять в медленную. Это возникновение быстрой фазы происходит, когда относительно медленно возрастающее значение тепловой мощности Q достигает значения Q'_1 (рис. 3). Во время быстрой фазы рост нейтронной мощности определяется мгновенными нейтронами с характерным временным масштабом $l/\beta \approx 0,1$ с. Согласно приближенной оценке при $C_1 = 0$ и $\delta k_A = 1,7 \beta$ максимальное значение, достигаемое в переходном процессе нейтронной мощностью, в 100 раз больше \bar{Q} .

При работе реактора могут появиться нестационарные возмущения реактивности (δk_1), не учитываемые в математической модели (1) и анализе бифуркационной диаграммы. Эти возмущения связаны с перемещением поглощающих стержней системы управления и защиты реактора. Если эти процессы ведут к росту реактивности ($\delta k_1 > 0$), то опасность возникновения сильной нейтронной вспышки возрастает. Роль таких процессов в развитии аварии обсуждается ниже.

Качественный вид бифуркационной диаграммы позволяет продемонстрировать еще одну важную особенность РБМК. Меньшим значениям стационарной мощности (при $Q < Q_m$) соответствуют меньшие значения $|\delta k_0|$, т.е. для перехода на все более низкие уровни мощности необходимо при прочих равных условиях извлекать стержни-поглотители из активной зоны реактора. При этом есть опасность нарушения одного из требований регламента работы реактора, согласно которому компенсируемый находящимися в активной зоне стержнями-поглотителями так называемый оперативный запас реактивности не должен быть меньше некоторого минимально допустимого [1].

Основной вывод, который можно сделать на основании анализа бифуркационной диаграммы и возникающих переходных процессов, состоит в том, что работа реактора на малых уровнях мощности является наиболее опасной. При потере управления на малых мощностях возможна сильная нейтронная вспышка. Этот факт был отмечен в работе [13], результаты которой были доложены уже в год аварии. В специальной литературе, посвященной безопасности РБМК, факт опасности работы на малых мощностях до аварии не был отмечен (см., например, [3]). Что же касается указанного в регламенте эксплуатации реактора запрета работы при малом оперативном запасе реактивности, то нигде не отмечено, что это в некоторых условиях фактически является ограничением возможности работы на малых уровнях мощности.

Рассмотренные выше качественные представления, полученные путем анализа максимально упрощенной математической модели (1), могут служить основой для понимания причин и характера начального этапа аварии. Для этого также использован известный анализ результатов измерений и записей во время эксперимента [15], результатов уже проведенных исследований [1, 16] и публикации [17] участника эксперимента.

4. Цель и программа эксперимента

Целью эксперимента было получение данных для обоснования возможности безаварийной остановки реактора при отсутствии внешнего источника энергии и обеспечения собственных нужд установки за счет внутренних источников. Основным потребителем этой энергии являются циркуляционные насосы, быстрая остановка которых может привести к перегреву и последующему разрушению реактора. Даже при быстром гашении реакции деления с помощью введения в активную зону поглощающих стержней аварийной защиты из-за запасенного тепла и остаточного тепловыделения требуется поддержание расхода теплоносителя на уровне, достаточном для обеспечения теплосъема. Естественным источником энергии, которым можно воспользоваться, служит кинетическая энергия вращающихся масс: рабочего колеса турбины, ротора электрогенератора, снабженных маховиками рабочих колес циркуляционных насосов. То есть подключение электродвигателей насосов к собственному медленно останавливаемому из-за отсутствия пара паротурбогенератору (рис. 1) может обеспечить необходимый расход теплоносителя через реактор. Это так называемый режим выбега турбогенератора и насосов.

Аналогичные эксперименты на Чернобыльской АЭС проводились трижды, причем за год до аварии схема эксперимента была такой же [1]. Согласно этой схеме электродвигатели двух из четырех включенных в каждой из петель насосов были подключены к внешнему источнику, а два других к собственному турбогенератору 5. (На рис. 1 вместо четырех изображены два эквивалентных параллельно работающих насоса). По программе эксперимента на мощности реактора 22 % от номинальной с помощью клапана (11 на рис. 1) отключается

по пару турбогенератор и одновременно по сигналу оператора начинается погружение в активную зону всех двухсотодинадцати поглощающих нейтроны стержней системы управления и защиты для прекращения реакции деления. Как предполагалось, при этом за счет двух нормально работающих в каждой петле насосов даже при полной остановке двух выбегающих насосов обеспечивается расход теплоносителя, достаточный для безаварийного расходаживания реактора [17].

5. Качественный анализ причин аварии

Перечислим основные, представляющиеся важными для объяснения причин и начального этапа аварии, не упомянутые выше факторы, связанные с особенностями конструкции реактора и действиями обслуживающего персонала при проведении эксперимента.

1. В начале движения поглощающих нейтроны стержней аварийной защиты, вводящихся в активную зону, из-за недостатка их конструкции вводится не отрицательная, а положительная реактивность, вызывающая рост реакции деления [1, 16, 17].

2. В связи с обстоятельствами, предшествовавшими подготовке реактора к эксперименту, начальный уровень мощности оказался равным 6 % от номинального, т.е. в три раза ниже предусмотренного программой, и было принято решение проводить эксперимент на этом уровне мощности [17].

3. Эффективность поглощающих стержней, находящихся в активной зоне и участвующих в работе регулятора мощности, в результате действий оператора оказалась значительно меньше оперативного запаса реактивности, допускаемого регламентом эксплуатации [1].

4. Результаты зарегистрированных при эксперименте резких изменений расходов теплоносителя, обеспечиваемых циркуляционными насосами, и анализа влияния гидродинамических процессов на характер вызвавших аварию возмущений позволяют отметить следующее. Во многих исследованиях (см., например, [15, 16]) указано влияние снижения расхода через активную зону, которое приводит к росту количества пара, а значит, и реактивности. Причиной такого снижения могли служить отключение насосов системой управления [1, 15], смена направления течения теплоносителя через останавливающиеся насосы [18, 19], увеличение сопротивления реактора из-за роста кипения в активной зоне [16]. Имеются и другие физические механизмы, вызывающие снижение расхода теплоносителя через реактор. Вызванный этим процессом рост реактивности практически совпал по времени с аналогичным возмущением в начале движения стержней аварийной защиты реактора [1].

С учетом перечисленных факторов, известных результатов анализа данных системы регистрации и проведенных расчетов развитие событий в начале аварии выглядит следующим образом. После отключения по пару турбогенератора при автоматически поддерживаемом постоянном уровне мощности, равном 6 % от номинальной, начался так называемый режим выбега турбогенератора, и обороты половины циркуляционных насосов начали медленно уменьшаться. Расход теплоносителя через реактор также начал уменьшаться, а возникающая из-за роста количества пара положительная реактивность компенсировалась автоматическим перемещением находящихся в активной зоне стержней-поглотителей нейтронов. Только через 36 секунд по сигналу оператора началось действие аварийной защиты, при котором из-за движения небольшого числа стержней, уже находившихся в зоне, вносилась отрицательная реактивность, а в итоге из-за введения в зону остальных, составляющих большинство, стержней системы управления и защиты – положительная. В результате в уже неуправляемом реакторе из-за роста реактивности начался рост мощности и количества пара в

реакторе. Последний фактор из-за положительного парового эффекта реактивности привел к сильной нейтронной вспышке на мгновенных нейтронах, соответствующей участку бифуркационной диаграммы при $\delta k \geq \beta$ (рис. 3).

При этом за доли секунды нейтронная мощность увеличилась по грубым оценкам в 10^3 раз, в 100 раз перевесив ее номинальное значение. Скорость изменения и достигнутое в переходном процессе значение тепловой мощности из-за наличия постоянной времени $\tau_0 \approx 10$ с были заметно ниже. Однако, температуры твэлов и других конструкций активной зоны оказались достаточными для ее разрушения. Это вместе с эффектом отрицательной реактивности по значительно возросшей температуре горючего привело к гашению уже возникшей сильной нейтронной вспышки, которая имела характер импульса.

Как в первых, так и в большинстве последующих научных публикациях, посвященных изучению аварии (см., например, [1, 20]), отмечаются допущенные обслуживающим персоналом грубые нарушения технологического регламента и программы эксперимента, которые привели к проявлению ряда недостатков проектных решений. Из всех отмеченных в литературе нарушений выше были перечислены только те, которые были существенны для аварии. Главные из общепризнанных недостатков проектных решений, которые привели к аварии, это значительный положительный паровой эффект реактивности и недопустимая с точки зрения безопасности работа аварийной защиты. Оба эти недостатка были известны до аварии [17]. О ликвидации этих и ряда других недостатков свидетельствуют срочные послеаварийные и последующие меры, обеспечивающие безопасность работающих энергоблоков с РБМК [1, 12]. Участник вызвавшего аварию эксперимента в книге [17] достаточно убедительно показал, что технически реализованный проект РБМК содержал грубые нарушения как "Общих положений безопасности", так и "Правил ядерной безопасности". Оба эти документа являются основополагающими для отрасли. Однако и без ссылки на эти обязательные для исполнения документы ясно, что эксплуатация неустойчивого объекта безусловно заслуживает серьезного научного обоснования и технического обеспечения, включая создание надежной, быстродействующей аварийной защиты для обеспечения безопасности. Дефект проекта установки как общепризнанная причина аварии и отмечен академиком В.И. Субботиным [2].

В заключение еще раз отметим, что цель публикации состоит в изложении доступного качественного представления о причинах и характере начального этапа аварии на Чернобыльской АЭС и основных факторах, определивших развитие катастрофических событий. Для количественных оценок, безусловно, следует рассматривать более точные математические модели, учитывающие пространственное распределение основных параметров. Это тем более важно, что рассматриваемый реактор относится к классу так называемых физически больших реакторов. Однако, для постановки такой задачи и анализа численно получаемых частных решений необходимо иметь общее качественное представление об общих динамических свойствах исследуемой системы и определяющих факторах. Этому и посвящена настоящая работа, для чего совсем не требуется рассмотрение сложных распределенных математических моделей, вопреки утверждению авторов работы [20]. Не менее важным для количественного расчета является знание достаточно точных и исчерпывающих исходных данных. Однако уже в сборнике [15], где, в частности, представлены имеющиеся записи регистрирующей аппаратуры, работавшей во время эксперимента, отмечена их недостаточная точность. Одним из главных вызывающих споры специалистов вопросов является количественная оценка парового эффекта реактивности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абагян А.А., Адамов Е.О., Пономарев-Степной Н.Н. и др.* Причины аварии на Чернобыльской АС: обзор исследований за 10 лет // Междун. конф. МАГАТЭ. Чернобыльская авария 10 лет спустя: Аспекты ядерной безопасности. – Вена, Австрия, 1996.
2. *Малинецкий Г.Г., Курдюмов С.А.* Нелинейная динамика и проблемы прогноза // Вестник РАН, 2001. – Т. 77, № 3. – С. 210 – 232.
3. *Доллежалъ Н.А., Емельянов И.Я.* Канальный энергетический реактор. – М.: Атомиздат, 1980.
4. *Неймарк Ю.И.* Простые математические модели и их роль в постижении мира // Соросовский образовательный журнал, № 3, 1997. – С. 139 – 143.
5. *Шульц М.А.* Регулирование энергетических ядерных реакторов. – М.: Изд. иностр. лит-ры, 1957.
6. *Дементьев Б.А.* Кинетика и регулирование ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
7. *Шевелев Я.В.* Реактивность ядерного реактора. В кн. “Динамика ядерных реакторов” / Отв. ред. Я.В. Шевелев. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – С. 5 – 121.
8. *Емельянов И.Я., Гаврилов П.А., Селиверстов Б.Н.* Управление и безопасность ядерных энергетических реакторов. – М.: Атомиздат, 1975.
9. *Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э.* Теория колебаний. / Отв. ред. Н.А. Железцов. – 2-е изд. – М.: Физматгиз, 1959.
10. *Горяченко В.Д.* Элементы теории колебаний. – 2-е изд. – М.: Высшая школа, 2001.
11. *Романенко В.С.* Некоторые вопросы физики РБМК // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. Вып. Физика и методы расчета ядерных реакторов. – 1981. – № 5(18). – С. 8 – 20.
12. *Асмолов В.Г., Боровой А.А., Демин В.Ф. и др.* Авария на Чернобыльской АЭС: год спустя // Атомная энергия. – 1988. – Т. 64. – Вып. 1. – С. 3 – 23.
13. *Сабаев Е.Ф.* Переходные процессы в кипящих канальных реакторах при потере управления на малых уровнях мощности // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. Вып. Динамика ядерных энергетических установок. – 1988. – № 1. – С. 3 – 9.
14. *Нейтронные* вспышки в кипящем канальном реакторе с положительным паровым эффектом реактивности / Отчет НИИ механики ННГУ. № гос. регистрации 01200107689, инв. № 02200201342. – Н. Новгород, 2001.
15. *Первая* международная рабочая группа по тяжелым авариям и их последствиям. 30 октября – 3 ноября 1989. Дагомыс, Сочи. – М.: Наука, 1990.
16. *Краюшкин А.В.* Интегрированные математические модели для исследования тяжелых аварий с РБМК. – В кн. Интегрированные математические модели и программные комплексы в ядерной энергетике. Тезисы лекций и докладов школы-семинара секции динамики. – М.: МИФИ, 1998. – С. 69 – 86.
17. *Дятлов А.С.* Чернобыль. Как это было. – М.: Научтехлитиздат, 2000.
18. *Смирнов Л.В.* Вывод уравнений и исследование динамики систем циркуляции ЯЭУ // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. Вып. Динамика ядерных энергетических установок. – 1988. – № 1. – С. 25 – 35.
19. *Смирнов Л.В.* Математические модели динамики и устойчивости систем принудительной циркуляции теплоносителя. – М.: Энергоатомиздат, 1992.
20. *Новосельский О.Ю., Подлазов Л.Н., Черкашов Ю.М.* Чернобыльская авария. Исходные данные для анализа // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. Вып. Динамика ядерных энергетических установок. – 1994. – № 1. – С. 3 – 6.

Статья поступила в редакцию 29 июня 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 61 – 70.

Влияние изменения работы ГЦН на режим работы ядерного реактора*Н.В. Кассина, Л.В. Смирнов,*

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н. Новгород, пр. Гагарина, 23

Исследуется математическая модель гидромеханических процессов течения теплоносителя в системе циркуляции (СЦ) и изучаются гидродинамические процессы при различной фиксированной и медленно меняющейся скорости вращения одного из циркуляционных насосов. Построена бифуркационная диаграмма как зависимость расхода через реактор от изменяющейся скорости вращения. Обсуждается влияние гидродинамического возмущения на безопасность реактора.

THE EFFECT OF CHANGES IN THE WORK OF THE CIRCULATION PUMPS ON THE WORKING MODE OF A NUCLEAR REACTOR. N.V. KASSINA, L.V. SMIRNOV. A mathematical model of hydromechanical processes of the coolant flow in the circulation system is analysed, and the hydrodynamic processes are studied for various constant and slowly varying rotation speeds of one of the circulation pumps. A bifurcation diagram is built as a function of the dependence of the core coolant flow rate on the rotation speed. The effect of the hydrodynamic perturbation on the safety of the reactor is discussed.

Высокие требования к надежности и безопасности АЭС предполагают углубление анализа теплотехнической надежности реакторных установок при отказах или отклонениях в работе оборудования. Условия теплосъема в активной зоне ядерного реактора в значительной мере зависят от характера течения теплоносителя. Любое изменение расхода теплоносителя приводит к изменению его температуры или паросодержания в случае кипения, а значит, из-за температурного и парового эффектов к возмущению реактивности и изменению нейтронной мощности. Одним из основных источников возмущения расхода является изменение в работе главных циркуляционных насосов (ГЦН).

В работе представлены математическая модель рассматриваемых в гидравлическом приближении гидромеханических процессов течения теплоносителя в СЦ, а также результаты изучения нестационарных процессов, связанных с изменением угловых скоростей вращения рабочих колес ГЦН. Рассматриваются возможность и последствия потери устойчивости по относительно быстрым гидравлическим процессам во время медленного изменения угловых скоростей рабочих колес ГЦН.

1. Математическая модель динамики гидромеханических процессов в системе циркуляции теплоносителя ЯЭУ

Расчетная схема типовой СЦ теплоносителя представлена на рис. 1. Теплоноситель, нагревающийся в активной зоне 1 реактора, поступает по трубопроводам в параллельно работающие теплообменные петли 2 и после охлаждения в теплообменниках 3 снова подается в активную зону. Течение теплоносителя обеспечивается работой циркуляционных насосов 4, снабженных электродвигателями 5. Стрелками показано направление течения теплоносителя в нормальном эксплуатационном режиме. Эта схема при числе петель, равном четырем, соответствует установке типа ВВЭР-1000. Аналогичные СЦ используются и в других водо-

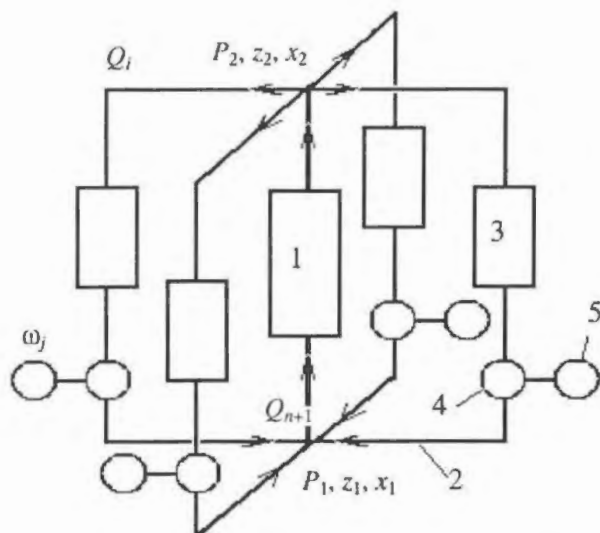


Рис. 1. Расчетная модель СЦ: 1 – активная зона реактора, 2 – теплообменная петля, 3 – теплообменник, 4 – насос, 5 – двигатель

водяных реакторах, но число петель может быть другим. В большинстве случаев изменение плотности теплоносителя при изменении температуры невелико, и оценки показывают, что влиянием этих изменений в рассматриваемых ниже гидромеханических процессах можно пренебречь [1]. Это дает основание во многих случаях изучать эти процессы независимо от теплофизических.

Для случая напорного течения и относительно медленных процессов изменения гидродинамических параметров, когда сжимаемостью теплоносителя и деформациями трубопроводов можно пренебречь, используется одномерная модель потока в виде уравнения Бернулли [2] при неустановившемся движении жидкости:

$$\rho \frac{dQ}{dt} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{S(x)} = P_1 - P_2 + \rho g(z_1 - z_2) - \Delta P(Q); \Delta P(Q) = \Delta P_{\text{тр}}(Q) + \rho Q^2 \left(\frac{1}{2S_1^2} - \frac{1}{2S_2^2} \right), \quad (1)$$

где x – координата вдоль оси потока; t – время; $Q(t)$ – объемный расход жидкости; P, z, S – соответственно давление, высота и площадь сечения прохода на входе (индекс 1) и выходе (индекс 2) участка; ρ – плотность теплоносителя; $\Delta P_{\text{тр}}(Q)$ – обусловленный трением перепад давления на рассматриваемом участке, определяющийся шероховатостью и длиной трубопроводов, а также местными сопротивлениями.

Уравнение (1) используется для каждого участка СЦ между узлами, в которых происходят смешение и разделение потоков теплоносителя различных петель, как это видно на рис. 1. Учет работы циркуляционных насосов производится включением в зависимость $\Delta P(Q)$ не только разности удельных кинетических энергий входящей и выходящей жидкости, как в уравнении (1), но и перепада давления $\Delta P_n(Q, \omega)$, создаваемого между входным и выходным сечениями насоса. Для нахождения скорости ω вращения рабочего колеса насоса используется обычное уравнение вращения твердого тела с неподвижной осью. В элементах соединения и разделения потоков (в узлах) предполагается выполнение уравнения неразрывности. При сделанных предположениях математическая модель СЦ с произвольным числом петель, соответствующая расчетной схеме на рис. 1, имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{n+1} \dot{Q}_{n+1} &= (P_1 + \rho g z_1) - (P_2 + \rho g z_2) - \Delta P_{n+1}(Q_{n+1}); \\ \tau_i \dot{Q}_i &= (P_2 + \rho g z_2) - (P_1 + \rho g z_1) - \Delta P_i(Q_i, \omega_i), \quad i = \overline{1, n}; \\ Q_{n+1} &= \sum_{j=1}^n Q_j; \quad \tau_{n+1} = \rho \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{S_{n+1}(x)}; \quad \tau_i = \int_{x_2}^{x_1} \frac{dx}{S_i(x)}; \\ J_i \dot{\omega}_i &= M'_i(\omega_i, \alpha_i) - M''_i(\omega_i, Q_i), \quad i = \overline{1, n}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь z – высота узла над горизонтальной плоскостью; ω_i – нормированное значение угловой скорости в i -й петле; M'_i, M''_i – соответственно движущий момент и момент сопротивления на валу циркуляционного насоса, определяющиеся характеристиками насосов и

приводов; J_i – приведенный к валу насоса суммарный момент инерции вращающихся масс; n – число петель с насосами и теплообменниками; α_i – параметр, определяющий внешние возмущения на электропривод насоса, если таковые имеются; $\Delta P_i(Q_i, \omega_i)$, $i = \overline{1, n}$, $\Delta P_{n+1}(Q_{n+1})$ – нелинейные зависимости, определяющиеся суммой гидравлических потерь на трение [2], изменениями удельной кинетической энергии жидкости и характеристиками используемых циркуляционных насосов [3] на соответствующих участках; нижний индекс 1, 2 соответствует участкам на входе и выходе реактора (рис. 1).

После сложения первого уравнения с каждым из n последующих и исключения избыточной координаты Q_{n+1} система уравнений динамики СЦ принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \tau_i \dot{Q}_i + \tau_{n+1} \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j &= -\Delta P_i(Q_i, \omega_i) - \Delta P_{n+1} \sum_{j=1}^n Q_j, \quad i = \overline{1, n}; \\ J_i \dot{\omega}_i &= M_i'(\omega_i, \alpha_i) - M_i''(\omega_i, Q_i), \quad i = \overline{1, n}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Система уравнений (3) является частью более сложной математической модели, используемой для изучения не только гидромеханических, но и теплофизических, и других процессов, не связанных со сжимаемостью жидкости. При постоянной плотности система (3) – автономная система уравнений, позволяющая исследовать общие динамические свойства СЦ. Эта модель достаточно сложна для аналитического исследования, несмотря на принятые упрощения. Имеется возможность нетрадиционного рассмотрения этой модели, которую можно представить в виде уравнений Лагранжа второго рода [1, 4]. В этом случае СЦ рассматривается как совокупность нескольких обменивающихся массой тел переменного состава (петли с насосами и активная зона). Для каждого из этих тел записывается уравнение Лагранжа, справедливое для случая переменных масс [4]. В этом случае в качестве обобщенных скоростей используются объемные расходы теплоносителя в участках и угловые скорости рабочих масс колес циркуляционных насосов. Такой подход открывает возможность применения хорошо развитых методов аналитической механики и теории колебаний, как это сделано в [1].

2. Общие свойства решений системы уравнений (2)

Математическая модель (2) отражает динамику двух взаимодействующих процессов разной природы. Это соответственно процессы течения теплоносителя и вращения рабочих колес циркуляционных насосов и связанных с ними масс (редуктор, ротор электродвигателя и маховик). Эти процессы имеют характерные времена, различающиеся более чем на порядок. В рассматриваемых СЦ для безопасности реактора при аварийном отключении питания двигателей ГЦН специально увеличен запас кинетической энергии вращающихся масс. Тем самым в случае такого отключения обеспечены медленное снижение скорости вращения рабочих колес насосов и расхода теплоносителя, а значит, и необходимый уровень теплоотдачи. Для параметров ВВЭР-1000 [1, 5] показано, что механические переменные ω_i , $i = \overline{1, n}$ постоянны или изменяются квазистатически по отношению к быстрым переменным Q_i , $i = \overline{1, n}$. Таким образом, существует возможность отдельно изучать быстрые и медленные процессы [6, 7].

Малым параметром, позволяющим разделить движения, в этом случае служит отношение значительно отличающихся кинетических энергий гидродинамических и механических процессов.

Система уравнений для быстрых процессов, как видно из (3), имеет вид

$$\tau_{n+1} \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j + \tau_i \dot{Q}_i = -\Delta P_i(Q_i, \omega_i^0) - \Delta P_{n+1} \sum_{j=1}^n Q_j, \quad i = \overline{1, n}, \quad (4)$$

где значения медленных переменных ω_i^0 предполагаются постоянными либо медленно меняющимися в соответствии с решением системы уравнений для медленных процессов.

Нелинейные функции $\Delta P_i(Q_i, \omega_i)$, $i = \overline{1, n}$ и $\Delta P_{n+1}(Q_{n+1})$ определяются гидравлическими характеристиками участков, аналитические выражения этих функций в соответствии с [2, 3] имеют вид

$$-\Delta P_i = \begin{cases} a_1 Q_i^2 + b \omega_i Q_i + c \omega_i^2, & Q_i \leq 0; \\ -a_2 Q_i^2 + b \omega_i Q_i + c \omega_i^2, & Q_i > 0; \end{cases} \quad \Delta P_{n+1}(Q_{n+1}) = \begin{cases} d_1 Q_{n+1}^2, & Q_{n+1} \geq 0; \\ -d_2 Q_{n+1}^2, & Q_{n+1} < 0, \end{cases} \quad (5)$$

где a_1, a_2, b, c, d_1, d_2 – положительные коэффициенты.

Для нахождения состояний равновесия математической модели быстрых процессов имеем систему уравнений

$$-\Delta P_i(Q_i, \omega_i^0) = \Delta P_{n+1} \sum_{j=1}^n Q_j, \quad i = \overline{1, n}. \quad (6)$$

В прикладной гидромеханике решение подобной системы уравнений соответствует нахождению так называемого стационарного потокораспределения. Частного вида задача потокораспределения (6) решена графически путем реализации следующей расчетной схемы. Предположим, что левую часть каждого уравнения системы можно разрешить относительно Q_i . После такого разрешения и суммирования по i получим

$$\sum_{i=1}^n Q_i = \sum_{i=1}^n \Psi_i \left(\Delta P_{n+1} \sum_{j=1}^n Q_j \right) = \Psi \left(\Delta P_{n+1} \sum_{j=1}^n Q_j \right),$$

откуда, найдя обратную функцию, имеем одно нелинейное уравнение

$$\Psi^{-1} \sum_{i=1}^n Q_i = \Delta P_{n+1} \sum_{j=1}^n Q_j. \quad (7)$$

После решения уравнения (7) и подстановки результата в (6) получим систему уже несвязанных уравнений для нахождения стационарных значений переменных Q_i^0 , $i = \overline{1, n}$. Методика и результаты подробно представлены в [1]. Описанный алгоритм для нахождения состояний равновесия системы (2) также реализован численно, полученные результаты его использования представлены ниже. Основным качественным результатом при немонотонных характеристиках ГЦН является возможность существования не одного, определяющегося проектным расчетом, а нескольких состояний равновесия. С помощью графического построения на основе решения задачи стационарного потокораспределения, реализующего предложенную схему, можно рассмотреть характер бифуркаций, связанных как с вариацией нелинейных зависимостей, так и с изменением значений медленных переменных. При этом рождаются и исчезают пары состояний равновесия типа устойчивых узлов и седел различ-

ного типа [1]. Назовем соответствующее проектному расчету состояние равновесия основным. Работа СЦ в стационарных режимах, соответствующих другим состояниям равновесия, с технической точки зрения недопустима, так как при этом в одной из петель расход теплоносителя в петле либо мал, либо отрицателен.

Система при $n = 2$ может иметь одно, три или пять состояний равновесия, что определяется возможным числом точек пересечения кривых Ψ^{-1} и ΔP_{n+1} . Изучение структуры фазового пространства для случая n петель, а также исследование устойчивости равновесного режима циркуляции, характера бифуркаций, возможных при изменении параметров и медленных переменных, проведено прямым методом Ляпунова и подробно изложено в [1]. В качестве функции Ляпунова использована функция Релея обобщенных скоростей $Q_i, i = \overline{1, n+1}$. На основании теорем прямого метода Ляпунова [7] и результатов проведенного анализа сделаны следующие выводы: 1) система (2) диссипативна; 2) единственность состояния равновесия – необходимое и достаточное условие устойчивости “в целом”; 3) при наличии нескольких состояний равновесия с помощью указанной функции можно выделить устойчивые, в которых она имеет минимумы, и грубо оценить области притяжения. Этих результатов достаточно для получения качественного представления о структуре n -мерного фазового пространства быстрых процессов.

В случае $n = 2$ координаты состояний равновесия и фазовый портрет для любых заданных параметров могут быть получены графически или численно с использованием системы (4) и описанной выше схемы решения задачи стационарного потокораспределения. В следующем разделе приведены и использованы результаты таких расчетов.

3. Исследование двухпетлевой СЦ при медленной остановке одного из ГЦН

Наиболее часто встречающимся видом возмущения работы ГЦН являются отключение и медленный выбег одного или нескольких ГЦН, что вызывает изменение расходов теплоносителя в реакторе и петлях с теплообменниками. В этих случаях система автоматического управления должна приводить в соответствие тепловыделение и теплосъем, изменяя мощность реактора, работу парогенераторов и производя другие изменения в работе установки. Рассмотрим только особенности чисто гидромеханических процессов и их влияние на теплофизические процессы.

При исследовании применена система (4) для случая СЦ с двумя петлями. После аналитического изучения, давшего общие представления о структуре фазового пространства, эта система исследована численно при заданных и варьируемых параметрах, и на основании этого исследования построена последовательность фазовых траекторий на плоскости Q_1, Q_2 . На рис. 2,а представлены реализующее предложенную схему решения задачи потокораспределения и соответствующий вид фазовой плоскости гидродинамических процессов для гипотетического случая пяти состояний равновесия. На этом рисунке видны два устойчивых узла и два кружочка, которыми обозначены два находящиеся между ними седла, сепаратрисы которых разделяют области притяжения узлов. Сгущения фазовых траекторий из-за низкой разрешающей способности рисунка воспринимаются как их слияние. Сепаратрисы седел и стрелки на фазовых траекториях отсутствуют. При необходимости можно численно получить близко расположенные к сепаратрисам траектории. Находящийся на линии $Q_1 = Q_2$ устойчивый узел соответствует рабочему режиму, при котором $Q_1^0 = Q_2^0 > 0$. Два

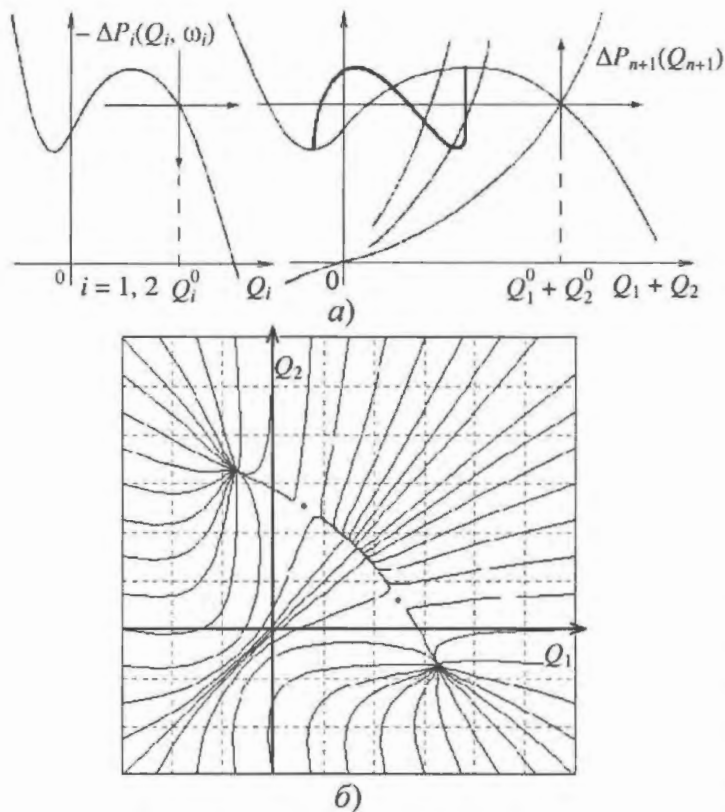


Рис. 2. Случай СЦ с двумя одинаковыми петлями: а) – нахождение равновесных режимов циркуляции; б) – фазовый портрет СЦ

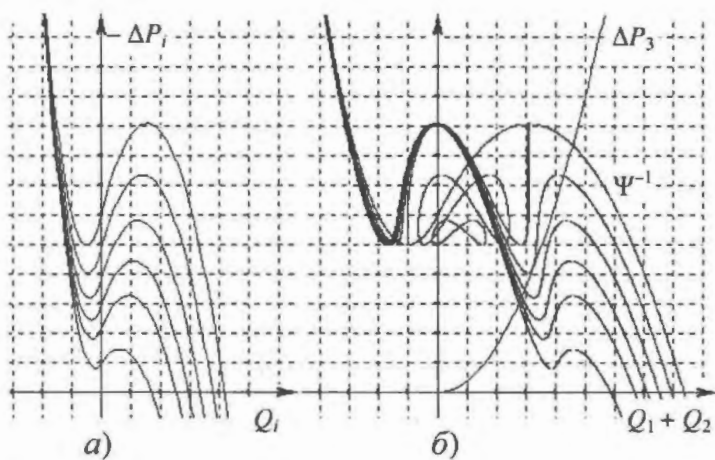


Рис. 3. Вид характеристик петель (а) и графика Ψ^{-1} (б) в зависимости от скорости ω_2 вращения рабочего колеса

эволюция функции Ψ^{-1} . При этой эволюции изменяются число и координаты состояний равновесия, в частности, меняется и значение величины расхода теплоносителя через реактор. При этом происходят последовательно две бифуркации, в результате которых появляется, а затем исчезает пара состояний равновесия – устойчивого и неустойчивого. Сначала на рис. 3,б видим, что при $\omega_1 = \omega_2$ кривые Ψ^{-1} и ΔP_3 пересекаются один раз, что означает – в фазовой плоскости системы имеется единственное состояние равновесия (устойчивый узел). Далее с уменьшением ω_2 , вследствие эволюции Ψ^{-1} , происходит бифуркация, и количество пересечений указанных кривых возрастает до трех. При этом рождается пара

других устойчивых узла соответствуют случаю, когда расход через один из ГЦН отрицателен. На рис. 2,а изображена функция Ψ^{-1} , а состояния равновесия соответствуют пересечению этой зависимости с гидравлической характеристикой общего участка $\Delta P_3(Q_1 + Q_2)$.

Основная часть исследования посвящена рассмотрению случая, когда из-за изменения оборотов ГЦН меняется характеристика одной петли СЦ как результат медленного процесса изменения скорости вращения рабочего колеса ГЦН при его отключении и выбеге. При таком возмущении ω_2 медленно убывает, и этот процесс определяется из последних уравнений системы (3) при $n = 2$ и обращении в нуль M'_2 . Однако качественные представления о характере влияния медленного уменьшения ω_2 можно получить, задав это изменение в виде $\omega_2 = \omega_2^0(1 - \alpha t)$ и варьируя значение α .

На рис. 3 представлен пример влияния изменения частоты вращения одного из ГЦН на число и расположение особых точек системы (4), описывающей гидродинамические процессы в двухпетлевой СЦ. Интерес представляют происходящие при касании кривых рождение и исчезновение пар состояний равновесия. На рис. 3,а представлен вид характеристики одной из двух петель при различных уменьшающихся значениях ω_2 , а на рис. 3,б – соответствующая

новых состояний равновесия – устойчивый узел и седло. При дальнейшем уменьшении значения угловой скорости ω_2 вращения колеса насоса происходит еще одна бифуркация, которая сопровождается исчезновением пары состояний равновесия. На рис. 3,б этому соответствует изображенный случай касания кривых. Далее при уменьшении параметра ω_2 в фазовой плоскости будет происходить только изменение координат особой точки, а бифуркаций не произойдет.

При последней из двух бифуркаций, когда исчезают ранее существовавший устойчивый узел и родившееся при первой бифуркации седло, происходят опрокидывание циркуляции в петле с выбегающим ГЦН и резкий (при малых α , соответствующих медленному изменению ω_2) провал расхода через реактор. На рис. 4,а представлена бифуркационная диаграмма в виде зависимости расхода через реактор $Q_3 = Q_1 + Q_2$ от параметра ω_2 , а на рис. 4,б – изменение расхода через реактор как функция времени при уменьшении ω_2 по указанному выше линейному закону и при малых α .

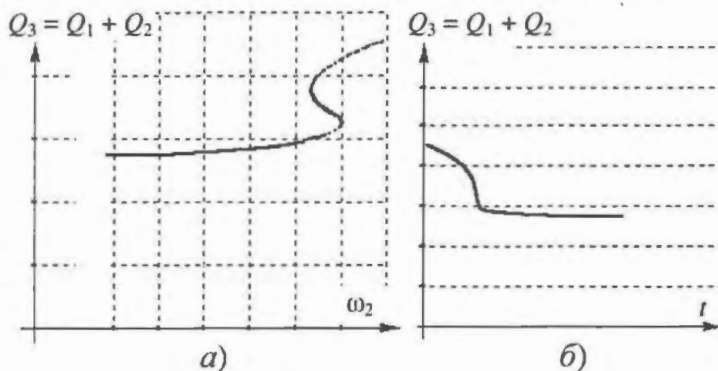


Рис. 4. Зависимость расхода через реактор от скорости ω_2 вращения рабочего колеса (а) и времени (б)

Бифуркации происходят при наличии значительного участка немонотонности характеристики ГЦН. С уменьшением этого участка бифуркации могут не происходить, но несколько менее выраженное падение расхода через реактор все равно сохранится. Время, за которое происходят опрокидывание циркуляции через выбегающий ГЦН и уменьшение расхода через реактор, незначительно и определяется характерным временем относительно быстрых гидродинамических процессов.

Заключение

Рассмотренный вид гидравлического возмущения мог оказаться хоть и не основным, но одним из факторов, определившим начальный этап развития аварии на ЧАЭС. В представленной в настоящем сборнике непосредственно посвященной рассмотрению этой аварии статье [8] отмечено, что гидродинамическое возмущение не является определяющим, но усугубляет обусловленную недостатками установки ситуацию, сложившуюся при вызвавшем аварию эксперименте. Для рассмотренного выше вида возмущения это связано с тем, что из-за ошибки оператора, нарушившего программу эксперимента, движение стержней аварийной защиты началось не сразу, а только через 36 секунд после начала режима выбега ГЦН. Примерно в этот же момент произошли опрокидывание циркуляции через выбегающие ГЦН и достаточно быстрый провал расхода через реактор. Сложение двух вызвавших рост реактивности возмущений могло оказаться решающим фактором на начальном этапе аварии [9]. Используемый в установке РБМК-1000 циркуляционный насос ЦВН-8 при малых расходах имеет участок немонотонности, что при медленном выбеге половины ГЦН приводит в момент смены в них направления течения теплоносителя к заметному провалу расхода через реактор.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Смирнов Л.В.* Математические модели динамики и устойчивость систем принудительной циркуляции теплоносителя. – М.: Энергоатомиздат, 1992.
2. *Чугаев Р.Р.* Гидравлика. – Л.: Энергоиздат, 1982.
3. *Степанов А.И.* Центробежные и осевые насосы. – М.: Физматгиз, 1960.
4. *Смирнов Л.В.* Системы Гельмгольца в прикладной гидромеханике // Вестник ННГУ. Сер. Мат. моделирование и опт. управл. (Н.Новгород). – 1999. – Вып. 1(20). – С. 33 – 41.
5. *Смирнов Л.В., Яскеляин А.В., Овчинников В.Ф., Усанов А.И.* Динамические свойства системы циркуляции теплоносителя первого контура ЯЭУ// ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 1991. – Вып. 3. – С. 25 – 31.
6. *Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э.* Теория колебаний. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1959.
7. *Горяченко В.Д.* Элементы теории колебаний / Учеб. пособие для вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высшая школа, 2001.
8. *Смирнов Л.В., Пригоровский А.Л., Сабеев Е.Ф.* Качественное исследование Чернобыльской аварии на основе анализа простой математической модели // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 2004. – Вып. 3. – С. 61 – 70.
9. *Смирнов Л.В.* О некоторых факторах, существенных для начального этапа развития аварии на Чернобыльской АЭС // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 1999. – Вып. 2. – С. 75 – 78.

Статья поступила в редакцию 23 августа 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 71 – 78.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

УДК 621.039

Применение кодов КОРСАР и RELAP для расчетного анализа реакторных экспериментов "Малая течь"

В.М. Махин, И.И. Семидоцкий,

ФГУП "ГНЦ РФ НИИАР", 433510, г. Димитровград Ульяновской обл.

Приведены результаты расчетного исследования посредством кодов КОРСАР/V1.008.000 и RELAP5/MOD3.2 режимов испытаний на петлевой установке ПВП-2 реактора МИР 7-ми и 19-элементных ТВС. Твэлы испытывались в режиме, моделирующем конечные стадии аварии на ВВЭР с потерей теплоносителя и осушением верхней части твэлов (малые течи – МТ). Оценена консервативность кодов для расчетного анализа изучаемых режимов.

CORSAR AND RELAP CODES APPLICATION TO SIMULATION OF VVER-TYPE FUEL ASSEMBLY TESTS "SB LOCA" IN THE RESEARCH REACTOR MIR. V.M. MAKHIN, I.I. SEMIDOTSKY. Results of simulation of VVER-type fuel assembly tests "SB LOCA" in the research reactor MIR using CORSAR and RELAP codes are presented.

В реакторе МИР проведена серия испытаний фрагментов ТВС (из 7-ми и 19-ти укороченных твэлов высотой 1 м) в режимах аварий с потерей теплоносителя (LOCA) с целью изучения поведения твэлов в ситуации с осушением верхней части активной зоны ВВЭР и последующем заливе водой [1...3]. Моделируемый режим достигается при малой массовой скорости теплоносителя 5...15 кг/(м²·с) и низком энерговыделении в испытуемом фрагменте ТВС, соответствующем уровню остаточного тепловыделения в активной зоне ВВЭР. Конечное состояние – дисперсный режим течения теплоносителя с осушением твэлов. Повторное смачивание реализуется резким снижением мощности реактора и соответственно ТВС. Здесь приводятся основные результаты расчетного анализа указанных условий испытаний ТВС. Расчеты выполнены с применением кодов КОРСАР/V1.008.000 и RELAP5/MOD3.2. Из совокупности экспериментов выбраны испытания с незначительным формоизменением твэлов (МТ-5П и МТ-6) [1, 2].

1. Методика реакторных испытаний и основные исходные данные для расчетов

Методика реакторных испытаний изложена в работах [1...3]. В испытаниях реализуются: 1) номинальный режим по тепловой нагрузке твэлов и параметрам теплоносителя, который необходим для формирования структуры сердечника, а также определения мощности ТВС и проверки датчиков; 2) переходный (немодельный) режим; 3) режим с моделированием стадий аварии (с частичным осушением ТВС и последующим повторным смачиванием, с закалкой оболочек – режим LOCA + QUENCH). В работе рассмотрены второй и третий режимы испытаний. Они начинаются на пониженном уровне мощности с операции выпаривания теплоносителя из подъемного участка. Последний выбирается таким образом, чтобы на стадии выпаривания исключить как возникновение кризиса 1-го рода, так и явление "захлебывания". В дальнейшем (третий режим испытаний) требуемая динамика изменения температуры оболочки обеспечивалась управлением мощностью реактора.

В этом режиме реализуется дисперсный режим течения теплоносителя в верхней половине фрагмента ТВС с резким ростом температуры до $T_{\phi} = 530 \pm 40$ °С [4]. Рост температуры оболочки, обусловленный высыханием пленки жидкости, опережает увеличение температуры теплоносителя на выходе из ТВС. Установлен значительный тепломассообмен между ячейками в нижней части ТВС, приводящий к увеличению расхода пара в теплонапряженных ячейках и выравниванию температуры оболочек по сечению ТВС [4]. Исследования с применением датчиков паросодержания показали, что на расстоянии $\sim 0,2$ м от границы раздела фаз объемное паросодержание составляет более 0,95 и зарегистрированы мелкодисперсные капли воды в паре, влияющие на охлаждение оболочек и дистанционирующих решеток [4, 5]. Указанный дисперсный режим с различной степенью неравновесности фаз характерен как для условий аварий с МТ и частичным осушением активной зоны ВВЭР, так и для второй стадии максимальной проектной аварии – повторного залива [6, 7].

Мощность ТВС определяется калориметрическим методом по измеренным значениям расхода и подогрева теплоносителя в канале и ТВС. Дополнительный контроль мощности осуществляется регистрацией мощности шести рабочих ТВС окружения и использованием этих данных для установления мощности испытуемой ТВС. Соответствующие коэффициенты “привязки” мощности испытуемой ТВС к средней мощности рабочих ТВС определяются расчетом по МСУ и прямыми измерениями на критическом стенде (критсборке) реактора. Относительное изменение мощности ТВС регистрируется по показаниям трех датчиков прямого заряда, разнесенных по высоте канала, и показаниям ближайшей ионизационной камеры (этот способ применим при изменении фазового состояния теплоносителя в переходном режиме и режиме LOCA).

Объект исследований – фрагмент штатной ТВС, состоящий из 7-ми или 19-ти твэлов высотой активной части 1 м. Твэлы размещены в шестигранном чехле с шагом 12,2 мм (МТ-5П, шесть свежих с пониженным обогащением твэлов №№ 1...6 и центральный выгоревший твэл из реактора ВВЭР-440) и 12,75 мм (МТ-6, восемнадцать свежих твэлов с интерметаллидным топливом и оболочкой ВВЭР и центральный выгоревший штатный твэл из ТВС реактора ледокола “Ленин”). Часть твэлов оснащается термопарами в топливном сердечнике и оболочке твэлов [1...3]. В МТ-5П два свежих твэла оснащены оболочечными термопарами (уровни 720 и 850 мм от низа сердечника), третий свежий твэл – топливной центральной термопарой (уровень 875 мм) [2]. В МТ-6 термопары размещались в высокотеплопроводном сердечнике десяти твэлов на уровнях 325, 525, 725 и 925 мм [1]. Общий вид облучательного устройства приведен на рис. 1,а, схема размещения твэлов и термопар – на рис. 1,б и в. Канал имеет два корпуса: основной и наружный (охранный) с зазором между ними, который заполняется азотом, гелием или вакуумируется.

Для расчетного исследования использованы следующие экспериментальные данные: размеры элементов конструкции облучательного устройства, ТВС и твэлов; мощность ТВС; расход и давление теплоносителя в канале; температура теплоносителя на входе в канал и ТВС и на выходе из ТВС и подъемного участка над ТВС (рис. 1,а); температуры оболочек и сердечников твэлов; распределение энерговыделения по высоте твэлов; моменты начала осушения и роста температуры в различных сечениях ТВС; расположение границы раздела фаз “пар-жидкость”, за которую принята область раздела деформированных (обжатых) и недеформированных оболочек.

Параметры, которые применены для оценки адекватности расчета эксперименту, следующие: температуры оболочек и сердечника твэлов; температура теплоносителя на выходе из ТВС; уровень границы раздела “пар-жидкость”; сечение с максимальной температурой оболочек; момент времени начала осушения оболочек.

Параметры режима LOCA в испытании МТ-5П [2, 5]: давление 5,6 МПа, массовая скорость 14 кг/(м²·с), недогрев теплоносителя на входе в ТВС 4...8 °С, мощность ТВС $Q = 35...45$ кВт (увеличение в процессе испытаний), нагрузка в сечении с максимальной температурой 34...43 Вт/см.

Максимальная температура твэлов наружного ряда:

уровень 720 мм – температура оболочки 930 – 940 °С (два твэла №№ 2 и 6, см. рис. 1,б);

уровень 850 мм – температура оболочки 860 °С (твэл № 2);

уровень 875 мм – температура сердечника 960 °С (твэл № 4), температура оболочки 830...850 °С.

Параметры режима LOCA в испытании МТ-6 [1]: давление 2,3 МПа, массовая скорость 4...6 кг/(м²·с), недогрев теплоносителя на входе в ТВС до 10 °С, мощность ТВС $Q = 28...35$ кВт (увеличение в процессе испытаний), нагрузка в сечении с максимальной температурой 22...28 Вт/см.

Максимальная температура сердечника, зарегистрированная в эксперименте:

уровень 525 мм – температура сердечника 520 и 530 °С (твэлы №№ 16 и 14, см. рис. 1,в);

уровень 725 мм – температура сердечника 820, 820 и 869 °С (твэлы №№ 5, 11 и 15);

уровень 925 мм – температура сердечника 700, 725 и 730 °С (твэлы №№ 7, 1 и 13).

Вследствие высокой теплопроводности топливной композиции средняя температура оболочки незначительно отличается от температуры сердечника (для уровня 725 мм меньше на 5...7 °С, для уровня 525 мм – на 10...15 °С).

2. Расчетная схема

Расчетная схема включает модели всех основных элементов облучательного устройства, представленных на рис. 1. Всего схема насчитывает 80 объемов, 78 соединений и 123 тепловые структуры. Ее детальное описание дано в работе [8]. Учитываются теплообмен корпуса канала и верхней части облучательного устройства с водяным бассейном реактора, изменение распределения энерговыделения в ТВС в результате замены воды на пар в верхней части ТВС, а также энерговыделение в элементах конструкции в результате поглощения γ -квантов реакторного излучения, лучистый теплообмен между твэлами и элементами конструкции.

Для анализа применялась и упрощенная схема, в которой представлены только ТВС и граничные условия на ее входе и выходе. По этой схеме оценивалась чувствительность расчета по отношению к указанным параметрам.

3. Результаты расчетов

3.1. Расчет 7-элементной ТВС (эксперимент МТ-5П)

Расчеты по упрощенной схеме позволили выявить существенную роль конденсата, который образуется в подъемном участке и головке канала и может поступать на вход ТВС как по стенке разделителя потоков теплоносителя, так и через узел уплотнения. В переходном режиме испытания МТ-5П вклад конденсата сравним с расходом теплоносителя в канале.

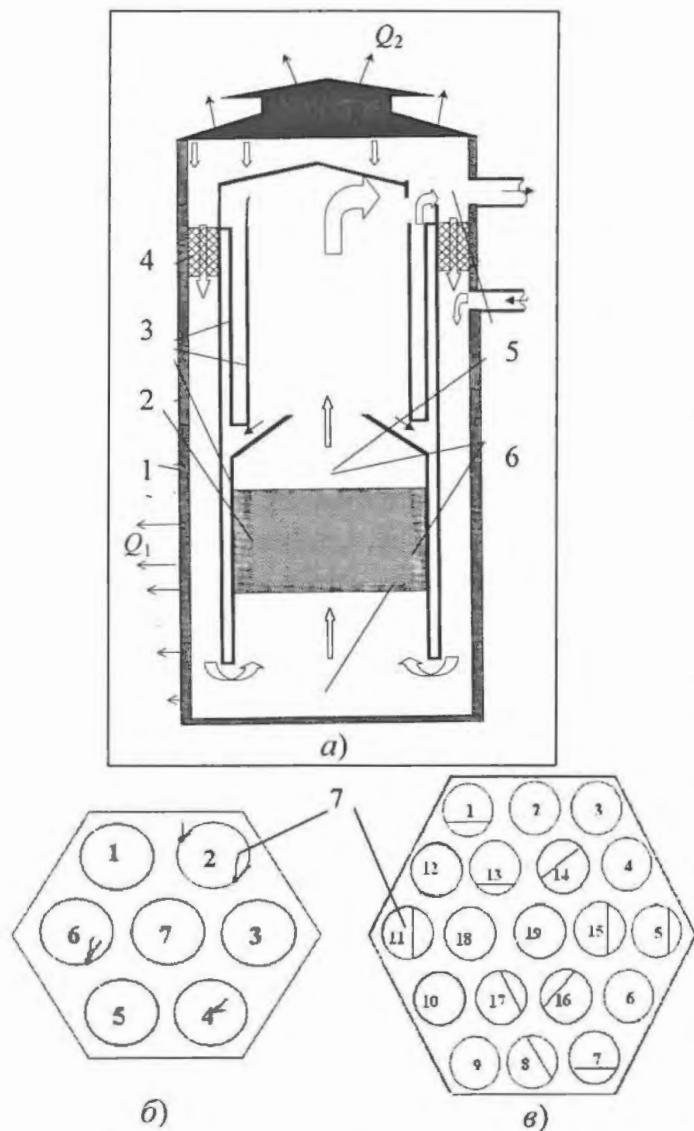


Рис. 1. Облучательное устройство: а) общий вид; б) сечение МТ-5П; в) сечение МТ-6; 1 – канал; 2 – ТВС; 3 – теплоизоляция в виде прослоек; 4 – узел уплотнения; 5 – измерение паросодержания; 6 – измерение температуры теплоносителя; Q_1 и Q_2 – тепловой поток, отводимый в бассейн; 7 – термометрированные твэлы с термопарами в сердечнике и оболочке на различной высоте

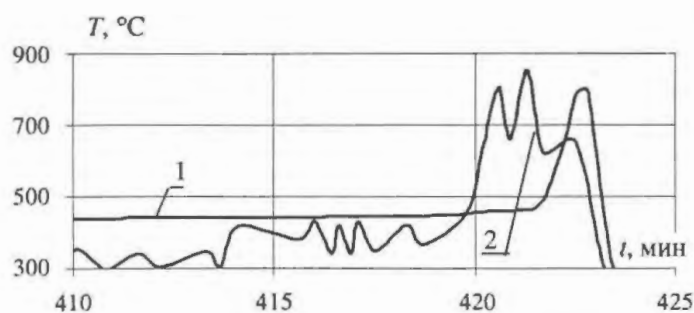


Рис. 2. Расчетные (1) и экспериментальные (2) значения температуры оболочек на уровне $Z = 850$ мм в испытании МТ-5П

Расчетом по детальной модели [8] установлено, что “горячее пятно” образуется при мощности 20 кВт и до уровня мощности $Q = 32$ кВт температура твэлов увеличивается незначительно вследствие влияния воды, поступающей из подъемного участка над ТВС. При большей мощности ($Q \geq 32$ кВт) реализуется закризисный режим испытаний, характерный для охлаждения паром. Удовлетворительное описание кодом RELAP5/MOD3.2 момента образования “горячего пятна” и изменения температуры во времени достигается при занижении мощности на 30 % (рис. 2). С учетом погрешности определения мощности и расхода, а также снижения мощности осушенной части твэлов при замене воды на пар (до 10 %), можно оценить консервативность кода, равную 5...15 % [8].

На основе расчетов усовершенствована конструкция устройства. Теплоизолирующие прослойки выполнены Z-образной формы для сбора конденсата и дальнейшего его выпаривания (рис. 1). Принятыми конструктивными мерами снижена доля конденсата, поступающего в ТВС и влияющего на режимы испытаний.

3.2. Расчет 19-элементной ТВС (эксперимент МТ-6)

Режим испытаний 19-элементной ТВС отличается от рассмотренного выше режима снижением массовой скорости теплоносителя и его давления. Вследствие отмеченных особенностей испытание МТ-6 проведено при меньшей граничной мощности ТВС. Реализация режима LOCA при низкой нагрузке (снижение на 40 %) улучшила управляемость режимом испытаний.

Согласно рекомендации [4] для учета эффекта тепломассопереноса между ячейками расчет выполнен для твэла со средней мощностью. По высоте ТВС выделя-

лись 19 участков с заданием измеренного профиля энерговыделения. Учтено снижение на 10 % мощности верхней части ТВС при замене воды на пар.

Установлено, что и в этом случае коды КОПСАР и RELAP5/MOD3.2 обладают консервативностью и качественно правильно описывают процесс осушения твэлов и рост температуры оболочки в верхней части экспериментальной ТВС с приемлемым совпадением расчетных и экспериментальных данных по температуре твэлов (рис. 3 и 4).

Момент образования "горячего пятна" предсказывается кодами RELAP и КОПСАР, если расход G в указанный момент завышен на 20 %. Этот результат характеризует степень консервативности кода при расчете момента образования "горячего пятна". В дальнейшем после достижения в расчете состояния с осушением оболочек расход был уменьшен до истинного значения $G = 8$ г/с. При указанном (реальном) расходе достигнуто удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных значений температуры оболочки на уровнях 725 и 925 мм от начала обогреваемого участка (рис. 3 и 4).

При дальнейшем увеличении мощности момент образования "горячего пятна" для уровня 525 мм рассчитывается корректно (рис. 5). Вместе с тем расчетные значения температуры оболочки для этого сечения существенно выше экспериментальных значений (на 400°C), что подтверждает отмеченный консерватизм кодов, наиболее сильно сказывающийся вблизи границы раздела фаз. Несмотря на это, оценка такой интегральной характеристики, как максимальная температура твэла, проводится с удовлетворительной точностью (рис. 6). Так, расчетные значения максимальной температуры оболочки по коду RELAP вы-

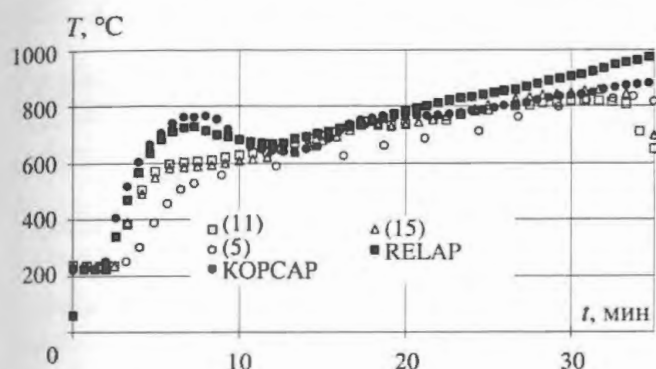


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные значения средней температуры оболочек на уровне $Z = 725$ мм в испытании МТ-6 (в скобках указан номер твэла)

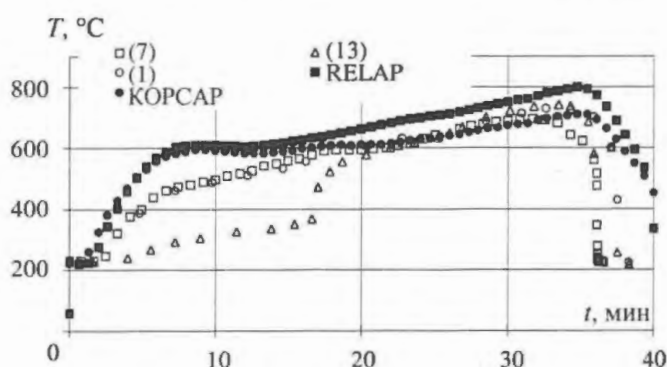


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные значения средней температуры оболочек на уровне $Z = 925$ мм в испытании МТ-6 (в скобках указан номер твэла)

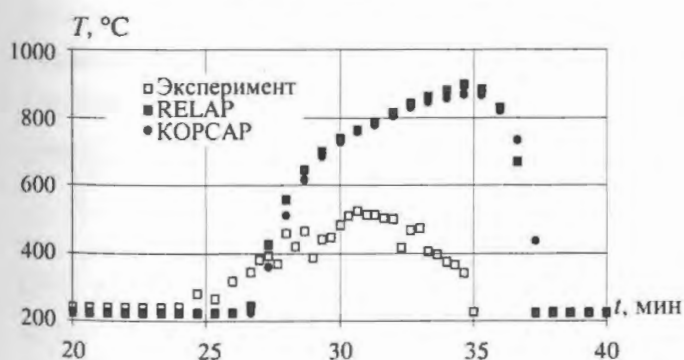


Рис. 5. Расчетные и экспериментальные значения температуры сердечника твэла № 16 на уровне $Z = 525$ мм

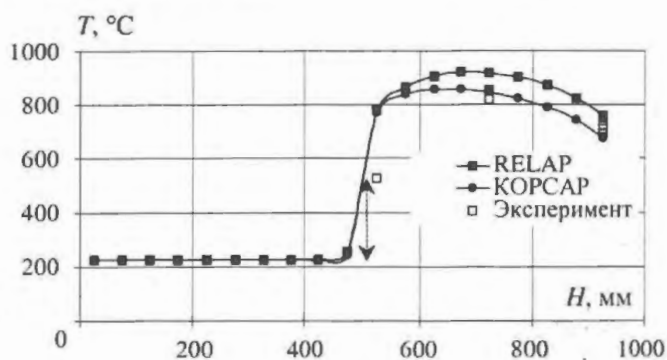


Рис. 6. Высотное распределение средней температуры оболочек твэлов в момент времени $\tau = 1870$ с (момент достижения максимума температуры твэла в эксперименте и расчете): $Q = 30$ кВт, $G = 8$ г/с, \longleftrightarrow — флуктуации температуры

ше экспериментального значения (863 °С) на 56 °С, по коду КОРСАР наблюдается практическое совпадение (857 °С). Таким образом, в целом код КОРСАР обладает меньшей консервативностью, чем код RELAP5.

При номинальных значениях расхода теплоносителя через канал и мощности канала расхождение между расчетом и экспериментом составляет 180 и 80 °С для кодов RELAP5 и КОРСАР, соответственно.

Отмеченный экспериментальный эффект опережающего роста температуры оболочки (высыхание пленки жидкости) в сравнении с температурой теплоносителя на выходе ТВС кодами не отслеживается.

Заключение

В результате расчетного анализа режимов двух реакторных испытаний ТВС в условиях аварии с потерей теплоносителя и частичным осушением активной зоны установлена применимость кодов RELAP и КОРСАР для моделирования подобных режимов и проведена оценка степени их консервативности.

Расчетные значения максимума температуры оболочки в модельном режиме МТ-6 919 °С (RELAP) и 857 °С (КОРСАР) близки к экспериментальному (863 °С). Тем не менее в целом оба кода дают консервативные результаты. В частности, граница участка с осушением в расчете расположена ниже на 45 мм, чем в эксперименте (480 мм согласно расчету, 525 мм по показаниям термопар, см. рис. 6).

Расчетный анализ режимов МТ-5П также подтверждает консервативность кода RELAP, которая оценена в 5...15 %.

433510, г. Димитровград Ульяновской обл.; контактные тел.: 8(84235)6-56-64 (р.), 3-75-76 (д.);
E-mail: ovs@niiar.ru

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Куприенко В.А., Махин В.М., Шулимов В.Н. и др.* Реакторные испытания сборки твэлов с интерметаллидным топливом в режиме "Малая течь" на петле ПВП-2 реактора МИР // Труды междунар. конф. "Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР", Теплофизика-98, Обнинск, ГНЦ РФ ФЭИ, 1998, т. 1. – С. 7 – 13.
2. *Горячев А.В., Киселева И.В., Махин В.М. и др.* Результаты исследования поведения высоковыгоревших и "свежих" твэлов ВВЭР-440 в условиях аварии с осушением активной зоны. – Там же. – С. 338 – 345.
3. *Махин В.М., Шулимов В.Н.* Экспериментальное изучение поведения многоэлементных ТВС и твэлов ВВЭР в аварийных режимах эксплуатации с потерей теплоносителя. – Там же, т. 2. – С. 27 – 36.
4. *Махин В.М., Шулимов В.Н.* Анализ теплогидравлических условий испытаний фрагментов ТВС ВВЭР в экспериментах ЛОСА в реакторе МИР.М1 и рекомендации по совершенствованию кодов / Тезисы докл. на семинар "Современное состояние развития программных средств для анализа динамики и безопасности АЭС", г. Саров, ВНИИЭФ, 2003. – С. 44 – 45.
5. *Джусов Ю.П., Махин В.М., Шулимов В.Н.* Использование метода электрозондирования в реакторных экспериментах с осушением активной зоны ВВЭР в режиме "Малая течь" // Труды междунар. конф. "Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР", Теплофизика-95, т. 1, ГНЦ РФ ФЭИ, Обнинск, 1995. – С. 127 – 132.

6. *Балунов Б.Ф., Гурьянов С.В., Югай Т.С. и др.* Охлаждение частично осушенной активной зоны корпусного реактора при “малой течи” / Сб. трудов междунар. семинара “Теплофизика-90”, 25 – 28 сентября 1990 г., Обнинск, ФЭИ, т. 1, 1991. – С. 239 – 244.
7. *Ложкин В.В., Колмаков А.П., Куликов Б.И. и др.* Эксперименты по повторному заливу на модели ТВС ВВЭР // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1998, вып. 1. – С. 94 – 103.
8. *Семидоцкий И.И., Махин В.М.* Применение теплогидравлического кода RELAP5/MOD3 для анализа режима петлевых испытаний в исследовательском реакторе МИР твэлов ВВЭР при параметрах аварии “Малая течь” // Труды междунар. конф. “Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР”, Теплофизика-98, Обнинск, ГНЦ РФ ФЭИ, 1998, т. 2. – С. 208 – 217.

Статья поступила в редакцию 24 сентября 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 79 – 85.

УДК 621.039.5

Об измерении эффективности аварийной защиты ВВЭР

С.В. Цыганов, Л.К. Шишков,

ФГУ РНЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Обсуждается вопрос влияния пространственных эффектов на измерения эффективности аварийной защиты ВВЭР методом “сброса стержня”. Предлагается расчетная методика, уменьшающая погрешность реактивности, связанную с пространственными эффектами. Демонстрируется целесообразность методики.

TO THE EMERGENCY PROTECTION RODS WORTH MEASUREMENTS AT THE VVER. S.V. TSYGANOV, L.K. SHISHKOV. The influence of spatial effects to the measurements of emergency protection worth by “rod drop” method at the VVER is discussing. Authors propose the technique to decrease the error of reactivity caused by that spatial effects. Effectiveness of such technique is demonstrated.

Эффективностью аварийной защиты ВВЭР называют абсолютную величину отрицательной реактивности, которой характеризуется реактор после введения в активную зону подвижных органов регулирования (ОР) (при условии, что до введения этих органов реактор был в критическом состоянии). Реактивность однозначно связана с эффективным коэффициентом размножения реактора: $\rho = 1 - 1/K_{\text{эфф}}$.

Следует отметить, что эффективный коэффициент размножения – функционал, введенный пионерами реакторной физики, не слишком удачен с точки зрения экспериментального определения. Эффективный коэффициент размножения не может быть измерен непосредственно за исключением случая, когда он равен единице. Косвенные измерения эффективного коэффициента размножения или реактивности могут приводить к значительным погрешностям. С этой проблемой сталкиваются при измерениях эффективности аварийной защиты методом “сброса стержня” – экспериментах, являющихся штатными для ВВЭР, которые выполняются ежегодно в ходе физического пуска реактора после перегрузки топлива.

Эксперимент по измерению эффективности аварийной защиты выполняется на малом уровне мощности реактора. Перед его началом критические условия обеспечиваются при полностью извлеченных ОР системы управления и защиты (СУЗ) (ОР рабочей группы могут быть частично введены в активную зону). Затем все ОР СУЗ, может быть за исключением одного, свободным падением перемещаются в крайнее нижнее положение. При этом в реакторе и окружающем его пространстве изменяется нейтронное поле. Поток нейтронов фиксируется с помощью одной или нескольких ионизационных камер (ИК), расположенных, как правило, вне реактора. На основании анализа изменения нейтронного потока во времени делается заключение о степени подкритичности реактора.

Проследим связь между изменением нейтронного потока и реактивностью. Будем исходить из того, что в каждый момент времени и в каждом состоянии перенос нейтронов в реакторе описывается с помощью уравнений

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\hat{L}n + (1 - \beta)\hat{Q}n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i; \quad \frac{\partial C_i}{\partial t} = \beta_i \hat{Q}n - \lambda_i C_i, \quad i = 1, \dots, 6, \quad (1)$$

где $n(\mathbf{r}, t)$ – плотность нейтронов; \hat{Q} – оператор, описывающий генерацию мгновенных нейтронов; \hat{L} – оператор, описывающий перенос нейтронов в пространстве (и, возможно, замедление); λ_i , C_i , β_i – постоянная распада, концентрация эмиттеров и доля запаздывающих нейтронов группы i , соответственно.

Реактивность реактора в каждом состоянии может быть найдена по уравнению

$$\hat{L}\varphi - (1 - \rho)\hat{Q}\varphi = 0 \quad (2)$$

или сопряженному уравнению

$$\hat{L}^+ \varphi^+ - (1 - \rho)\hat{Q}^+ \varphi^+ = 0. \quad (3)$$

Таким образом, если известно состояние реактора (размеры, состав, температура), то известна и его реактивность независимо от того, является ли это состояние стационарным или это только стадия переходного процесса.

Рассмотрим типичную ситуацию, которая возникает при штатном измерении эффективности аварийной защиты на АЭС, когда после сброса ОР СУЗ температурные и плотностные характеристики реактора не изменяются.

Для измерения реактивности в реакторе переходный процесс организуется таким образом, чтобы его конечное состояние совпадало с тем, для которого требуется определить реактивность. Для описания переходного процесса, когда состояние активной зоны остается неизменным, совместно рассматриваются уравнения (1) и (3) (операторы \hat{Q} и \hat{L} в обоих уравнениях совпадают). Реализуются перекрестное умножение на решения этих уравнений, интегрирование по всему пространству аргументов и вычитание.

В результате получается система уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \langle n, \varphi^+ \rangle}{\partial t} &= \frac{(\rho - \bar{\beta}) \langle n, \varphi^+ \rangle}{\bar{\Lambda}} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \langle \tilde{C}_i, \varphi^+ \rangle; \\ \frac{\partial \langle \tilde{C}_i, \varphi^+ \rangle}{\partial t} &= \bar{\beta}_i \frac{\langle n, \varphi^+ \rangle}{\bar{\Lambda}} - \lambda_i \langle \tilde{C}_i, \varphi^+ \rangle, \quad i = 1, \dots, 6, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где $\bar{\Lambda} = \langle n, \varphi^+ \rangle / \nu \langle n, \tilde{Q} \varphi^+ \rangle$ – среднее время генерации мгновенных нейтронов;
 $\bar{\beta}_i = \langle \beta_i n, \tilde{Q} \varphi^+ \rangle / \langle n, \tilde{Q} \varphi^+ \rangle$, $\bar{\beta} = \sum_i \bar{\beta}_i$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов;
 $\tilde{C}_i = \nu C_i$; $\tilde{Q} = \nu \hat{Q}$.

Если бы в процессе эксперимента можно было измерять и $\varphi^+(\mathbf{r})$ после сброса аварийной защиты, и нейтронный поток $n(\mathbf{r}, t)$ в каждой точке реактора, проблема корректного измерения эффективности аварийной защиты была бы решена. Однако это невозможно. Во-первых, измерить функцию ценности $\varphi^+(\mathbf{r})$ очень трудно и, во-вторых, нейтронный поток $n(\mathbf{r}, t)$ измеряется в двух-трех точках, как правило, вне активной зоны реактора.

До настоящего времени при измерениях эффективности ОР, в том числе эффективности аварийной защиты, с помощью штатного реактиметра используется следующее приближение. С помощью ИК в двух-трех пространственных точках (r_k) за корпусом реактора выполняются измерения изменяющегося во времени нейтронного потока $n(r_k, t)$. Результат измерений – функция $n(r_k, t)$ подставляется в уравнение (4) вместо необходимого скалярного произведения $N(t) = \langle n(\mathbf{r}, t), \varphi^+(\mathbf{r}) \rangle$. После этого уравнение (4) решается методом обращенного решения уравнения кинетики (ОРУК) и определяется искомое значение реактивности ρ . При этом не учитывается, что временное поведение $n(r_k, t)$ и $N(t)$ может существенно различаться. Естественно, что указанные отличия будут отражаться и на реактивности. Анализ экспериментальных данных показывает, что различия в реактивности, полученной по показаниям от двух различных ИК, могут достигать 50 % и более от измеряемой величины [1].

С другой стороны, легко показать, что замена $\langle n(\mathbf{r}, t), \varphi^+(\mathbf{r}) \rangle$ на $n(r_k, t)$ в уравнениях (4) правомерна, если имеет место асимптотическое распределение плотности нейтронов в реакторе, когда происходит разделение пространственной и временной переменных:

$$n(\mathbf{r}, t) = n(t) \Psi(\mathbf{r}). \quad (5)$$

При сбросе аварийной защиты ($|\rho| \gg \beta_{\text{эфф}}$) за времена, доступные для измерения плотности нейтронов в реакторе, асимптотическое распределение не наступает, а это означает, что отличие между $N(t)$ и $n(r_k, t)$ будет оказывать влияние на результаты измерений.

Отметим, что необходимость учета пространственных эффектов для “физически большого реактора” при измерениях реактивности методом “сброса стержня” отмечалась ранее во многих работах [1...4], что однако не привело к изменению метода обработки результатов измерений.

Для исправления ситуации – исключения влияния описанных выше пространственных эффектов предлагается в штатный реактиметр, соединенный с ИК, помещенной в точке r_k , направить не измеренный ток камеры $I(r_k, t)$, а величину

$$I(r_k, t) f(r_k, t), \quad f(r_k, t) = \frac{\langle n(\mathbf{r}, t), \varphi^+(\mathbf{r}) \rangle}{n(r_k, t)}, \quad (6)$$

где $n(\mathbf{r}, t)$ – расчетное значение плотности потока нейтронов в момент времени t , а $\varphi^+(\mathbf{r})$ – расчетная ценность (или, приближенно, поток) нейтронов в точке r .

Поправочный множитель $f(r_k, t)$ должен рассчитываться с помощью трехмерного динамического кода, который имитирует распределение нейтронной плотности в каждой точке пространства во времени. Естественно, что эффективность процедуры введения поправки определяется качеством алгоритмов, применяемых для моделирования переходных процессов. На сегодняшний день можно утверждать, что временно́е распределение нейтронной плотности в пределах активной зоны при переходных процессах, обусловленных сбросом аварийной защиты, вполне адекватно описывается с помощью аттестованных кодов БИПР-8, NOSTRA, Радуга. Нейтронное поле вне активной зоны в местах расположения ИК описывается путем использования функций влияния каждого элемента активной зоны на поле вблизи камеры.

Качество имитационных расчетов при моделировании процесса измерений может быть продемонстрировано с помощью рис. 1, где представлены результаты измерения реактивности и моделирования таких измерений с помощью кода NOSTRA. Измерения эффективности аварийной защиты без одного ОР СУЗ проводились на I блоке Волгодонской АЭС (ВВЭР-1000) в начале 3-й кампании. Три реактиметра были подключены к трем ИК с условными номерами 1, 2 и 3, расположенным за пределами активной зоны реактора под углом 120° друг к другу в азимутальном направлении.

Экспериментальные и расчетные показания четырех реактиметров в ходе измерения эффективности аварийной защиты без одного ОР СУЗ на I блоке АЭС Моховце (Словакия, ВВЭР-440) представлены на рис. 2.

Следует отметить, что наряду с погрешностями, обусловленными пространственными эффектами, при измерении эффективности аварийной защиты имеют место погрешности, обусловленные неточным знанием параметров точечной кинетики, используемых при ОРУК. Однако вклад этой последней погрешности меньше и может учитываться независимо.

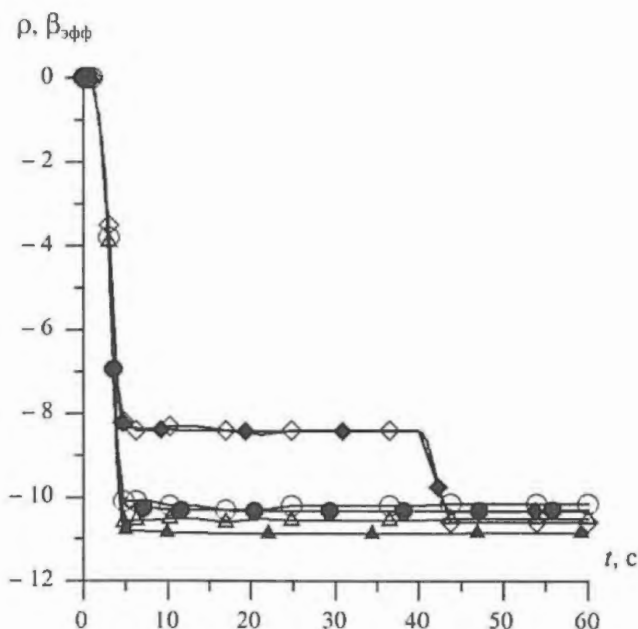


Рис. 1. Измерение реактивности при сбросе аварийной защиты без одного ОР СУЗ в активную зону I блока Волгодонской АЭС, начало 3-й кампании, МКУ мощности. Экспериментальные (\blacktriangle – ИК1, \bullet – ИК2, \blacksquare – ИК3) и расчетные (\triangle – ИК1, \circ – ИК2, \square – ИК3) показания реактиметров

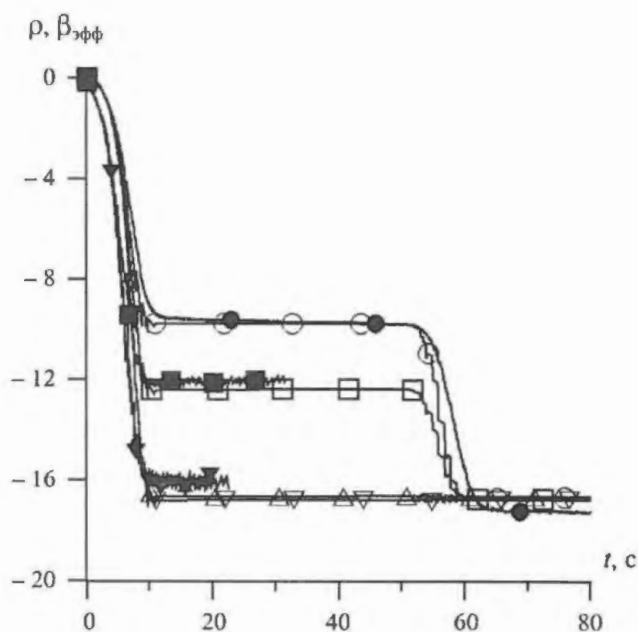


Рис. 2. Измерение реактивности при сбросе аварийной защиты без одного ОР СУЗ в активную зону I блока АЭС Моховце, начало 1-й кампании, МКУ мощности. Экспериментальные (\bullet – ИК1, \blacktriangle – ИК2, \blacksquare – ИК3, \blacktriangledown – ИК4) и расчетные (\circ – ИК1, \triangle – ИК2, \square – ИК3, \triangledown – ИК4) показания реактиметров

Результаты сопоставления в долях $\beta_{эфф}$ расчетных данных с результатами измерений эффективности аварийной защиты без введения предлагаемой поправки (6) и после ее введения представлены в таблице. Обработаны 22 измерения по “сбросу” аварийной защиты без одного и без двух ОР.

Т а б л и ц а результатов применения поправки (6) при экспериментальном определении эффективности аварийной защиты

Отклонение (расчет – эксперимент)	ВВЭР-440		ВВЭР-1000	
	Без поправки	С поправкой (6)	Без поправки	С поправкой (6)
Среднее	- 4,25	- 0,80	- 0,02	0,01
Среднеквадратическое от среднего (σ)	3,68	0,67	1,18	0,20
Максимальное	0,30	0,60	2,32	0,34
Минимальное	- 9,27	- 2,10	- 1,16	- 0,37

Описанный выше способ коррекции результатов измерений может использоваться при измерениях методом “сброса стержня” как для больших, так и для малых по модулю величин реактивности. Однако в случае, если $|\rho| \gg \beta_{эфф}$, что имеет место при сбросе аварийной защиты, получение корректного результата без введения поправки в большинстве случаев невозможно.

Отметим, что при $|\rho| \gg \beta_{эфф}$ для определения поправки $f(r_k, t)$ можно обойтись и без применения динамической программы, если ограничиться так называемым “приближением первого скачка”. Поправку $f(r_k, t)$ можно определить с помощью стационарной программы типа БИПР, решая уравнение переноса нейтронов с источником для состояния реактора после сброса стержня. В качестве источника следует использовать эмиттеры запаздывающих нейтронов, распределенные в соответствии с нейтронным потоком до сброса стержней.

В заключение авторы считают возможным рекомендовать при сопоставлении экспериментальных данных по измерению эффективности аварийной защиты ВВЭР с расчетом внести поправку типа (6) для корректного учета влияния пространственных эффектов на результаты измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krell J.* Analysis of rod drop measurements at VVER-440 reactor // Proceeding of Annual Meeting on Nuclear Technology. Koln, Germany, 24 – 27.05.1993.
2. *Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Экспериментальные методы физики реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. *Siltanen P., Ionov V.S., Shishkov L.K. et al.* Reactivity Evaluation, High Subcriticality // Proceeding of the Ninth Symposium of AER, pp. 413 – 499. Demanovska Dolina, Slovakia, 1999.
4. *Цыганов С.В., Шишков Л.К.* Измерение эффективности органов регулирования ВВЭР // Атомная энергия. – 2004. – Т. 96. – Вып. 3.

Статья поступила в редакцию 28 июля 2004 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 85 – 89.

УДК 621.039.566.024.4

Разработка симулятора для проектирования реакторной установки ГТ-МГР

*Ф.М. Митенков, Н.Г. Кодочигов, В.А. Болнов, Е.В. Богданова, А.В. Васяев,
В.С. Востоков, В.С. Горбунов, В.Ф. Головки, А.Г. Эзекоев, В.В. Шашков,
В.А. Захаров, И.В. Друмов,*

ФГУП "ОКБМ им. И.И. Африкантова", 603074, Н.Новгород, Бурнаковский проезд, 15

Описан опыт создания симулятора реакторной установки (РУ) с высокотемпературным газовым реактором ГТ-МГР [1...6]. Основной задачей симулятора является прогнозирование поведения установки в различных режимах эксплуатации на стадии проектирования с целью оптимизации динамических характеристик, что особенно актуально для нового типа РУ. В основу симулятора положен доработанный код GTMHR расчета динамики, разработанный в ОКБМ.

SIMULATOR DEVELOPMENT FOR GT-MHR REACTOR PLANT DESIGNING. F.M. MITENCOV, N.G. KODOCHIGOV, V.A. BOLNOV, E.V. BOGDANOVA, A.V. VASYAEV, V.S. VOSTOKOV, V.S. GORBUNOV, V.F. GOLOVKO, A.G. EZEKOV, V.V. SHASHKOV, V.A. ZASHAROV, I.V. DRUMOV. The creation experience of the simulator of reactor plant with GT-MHR high temperature gas reactor is described. The main task of simulator is plant behavior forecasting in various operational modes at the designing stage with the purpose of dynamic characteristics optimization, it is especially actual for new reactor plant type. The simulator is based on the improved GTMHR dynamic calculation code developed by OKBM.

Опыт создания сложных систем показал важность исследования динамических свойств установки на ранней стадии проектирования. Создание симуляторов позволяет приблизить такой анализ к конструктору (проектировщику), оперативно анализировать последствия отказов отдельного оборудования и принимать обоснованное решение по необходимой степени резервирования.

Симуляторы могут создаваться на базе стандартных компьютеров и поэтому они относительно дешевы и просты в эксплуатации. Симулятор служит удобным инструментом для отработки алгоритмов автоматики и режимов при проектировании РУ.

Создание симулятора приобретает особую актуальность при проектировании инновационных РУ. Примером такого решения является, в частности, разработка фирмы Дженерал Атомикс – программа Relay-2 [7]. При создании симулятора использовался опыт ОКБМ, полученный при создании компьютерных тренажеров для эксплуатирующихся ЯЭУ [8].

Создание симулятора в условиях незаконченных проработок конструктивных решений по РУ, режимов работы установки, системы управления (СУ) и контроля выдвинуло проблему опережающего решения ряда задач (например, пульт управления) или создания определенной избыточности математической модели (например, байпасных клапанов) для исследований новых технических решений. В силу этого симулятор является открытой системой, позволяющей изменить схему установки, параметры СУ и др.

Вместе с тем, увеличивая состав моделируемого оборудования и систем, расширяя номенклатуру рассчитываемых режимов, можно совершенствовать симулятор, доведя его в перспективе до уровня тренажера с широкими возможностями.

Из приведенного ниже материала видно, что на любой стадии проектирования РУ разработчик, используя симулятор в качестве рабочего инструмента, имеет возможность выполнять исследования любой сложности, разрабатывать и оптимизировать принципы регулирования параметров установки. Это достигается за счет применения специального редактора построения СУ установкой. При разработке симулятора использовался расчетный код GTMHR, предназначенный для анализа различных режимов и аварийных ситуаций при обосновании проекта и ядерной безопасности РУ ГТ-МГР. В этом коде применяются уже верифицированные или находящиеся на верификации базовые модели. В соответствии с задачами динамического модуля код GTMHR доработан для удовлетворения требований по быстродействию (моделированию в реальном масштабе времени) без ухудшения точности и глубины описания процессов.

Библиотека режимов симулятора включает большой объем базовой информации по режимам работы РУ, оборудованию и системам установки.

Управление режимом производится с виртуального пульта, на котором размещены:

- датчики электрической мощности и оборотов турбомшины (ТМ) для пусковых режимов;
- ключи и кнопки управления органами регулирования (стержнями СУ и защиты (СУЗ));
- индикаторы состояния и положения органов СУЗ;
- показывающие приборы в виде гистограмм;
- индикация достижения параметрами уставок защиты.

Для обеспечения прохождения режимов предусмотрена в минимально необходимом объеме СУ, обеспечивающая автоматическое управление мощностью реактора, байпасными клапанами, клапанами системы регулирования давления гелия в I контуре и обработку сигналов защиты установки.

1. Структура симулятора РУ ГТ-МГР

Симулятор ГТ-МГР представляет собой вычислительный комплекс компьютерных программ, моделирующих процессы, происходящие в оборудовании и системах.

Математическая модель симулятора ГТ-МГР включает описание теплогидравлических процессов в основном оборудовании контуров, модели электроэнергетической системы, аппаратуры и средств управления.

Основу математической модели, используемой в динамическом модуле, составляет программа GTMHR. На рис. 1 приведена блок-схема общей структуры функционирования программного обеспечения (ПО).

Программа GTMHR предназначена для расчета теплогидравлических параметров РУ в режимах нормальной эксплуатации, при нарушении нормальной эксплуатации и авариях. Математическая модель представляет систему уравнений, описывающих нестационарные процессы в установке и электроэнергетической части.



Рис. 1. Блок-схема общей структуры функционирования ПО

Программа GTMHR включает управляющий программный блок, теплогидравлический блок, блок точечной кинетики и расчетный блок электроэнергетической системы. Блок-схема программного комплекса приведена на рис. 2.

Все программные блоки комплекса выполнены в виде наборов подпрограмм, реализующих модели элементов оборудования установки или отдельных явлений. Обмен данными между подпрограммами осуществляется с помощью COMMON-блоков.

Состав моделируемого программным комплексом оборудования включает все основные элементы и системы: РУ, реакторный модуль, ТМ, генератор, электроэнергетическую систему и систему контроля и управления.

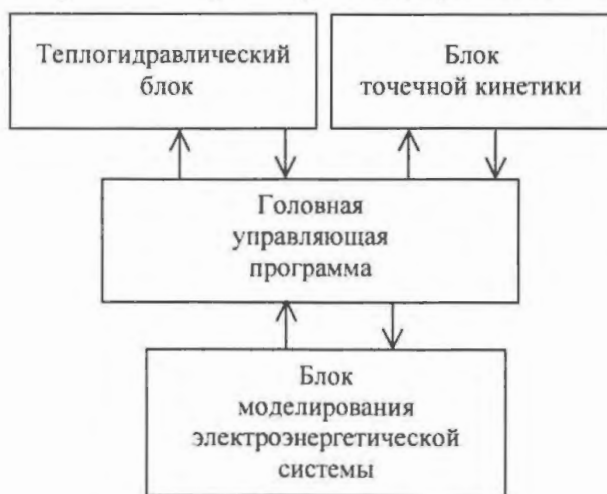


Рис. 2. Блок-схема программного комплекса GTMHR

- Состав моделируемого оборудования:
- активная зона;
 - выходная и входная камеры реактора, газовые объемы на входе-выходе рекуператора, компрессоров высокого и низкого давления;
 - петли теплообмена – “горячий” и “холодный” трубопроводы;
 - рекуператор;
 - промежуточный и предварительный холодильники;
 - компрессоры низкого и высокого давления, турбина;
 - генератор;
 - байпасные клапана;

- система регулирования давления в I контуре;
- система охлаждения остановленного реактора (СООР): теплообменник и газодувка СООР с отсечным клапаном, соединительные трубопроводы;
- электроэнергетическая система.

Нодализационная схема установки приведена на рис. 3 (обозначения, приведенные на схеме, соответствуют обозначениям, используемым в зоне задания программы GTMHR).

Модель СУ представляет собой интерпретатор для формирования основных математических и логических функций, а также наиболее часто встречающихся специальных функций (интегратор, апериодическое звено, релейная функция, выборка из таблиц и другие). Язык интерпретатора близок к языку FORTRAN. Набор специальных функций, в совокупности с математическими и логическими, обеспечивает возможность моделирования практически всех типов функциональных элементов, используемых в комплексной СУ, техническими средствами (компараторы, генераторы, триггеры, линии задержки, нелинейные и логические блоки и т.д.). Выполненная доработка позволяет формировать как отдельные законченные алгоритмические блоки СУ, так и связи между ними.

В модели СУ предусмотрены средства отладки расчетного варианта, которые включают диагностику ссылок на имена списков других систем, формирование имитационных сигналов (возмущений) для проверки отклика на них СУ и вывод выбранных параметров в файл результатов.

Для моделирования, отладки и корректировок схем СУ при разработке СУ имеется графический редактор, включающий библиотеку типовых элементов СУ, блоки формирования новых функциональных элементов, редактирования схем, диагностирования полноты и кор-

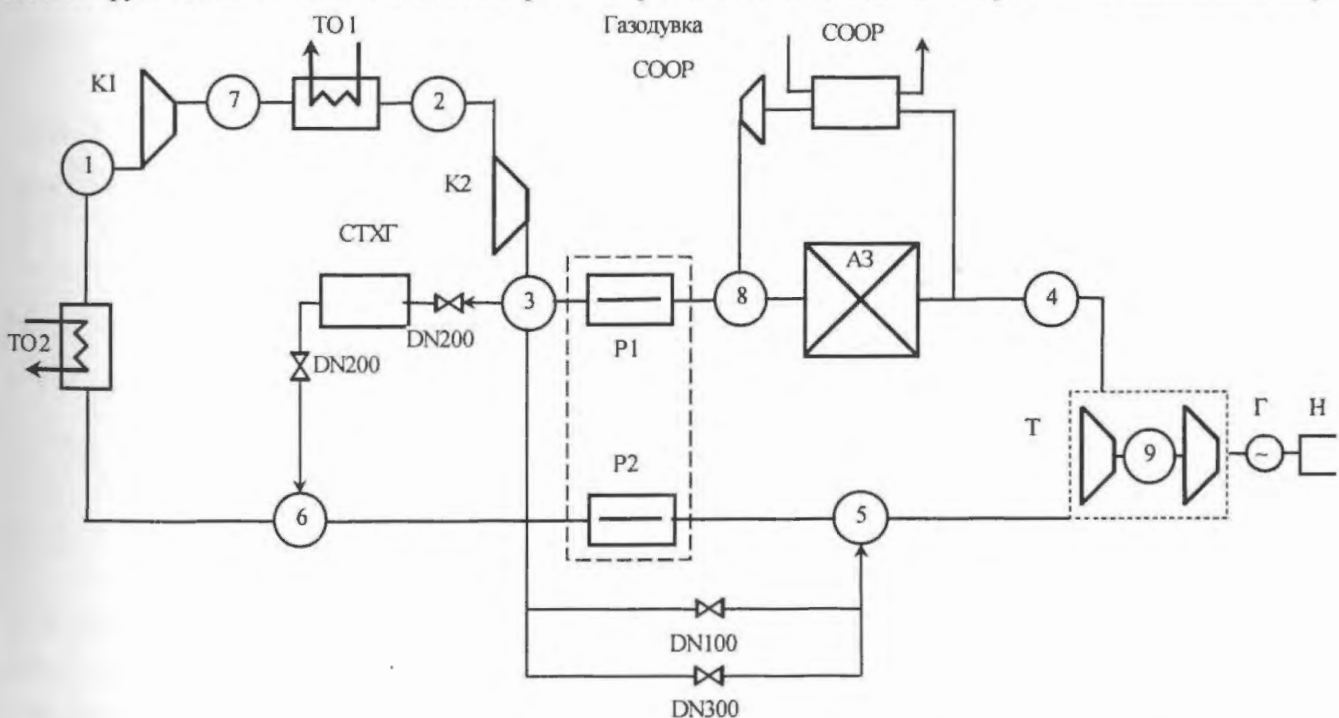


Рис. 3. Нодализационная схема программы GTMHR: 1...9 – газовые объемы; АЗ – активная зона; ТО1 – промежуточный холодильник; ТО2 – предварительный холодильник; P1, P2 – рекуператоры; Т – турбина; Г – генератор; Н – нагрузка; К1 – компрессор низкого давления; К2 – компрессор высокого давления; СТХГ – система транспортировки и хранения гелия; DN100 – регулирующие байпасные клапаны; DN200 – клапаны системы регулирования давления гелия в I контуре (удаления и добавления массы гелия в I контур); DN300 – аварийные байпасные клапаны

ректности входных и выходных данных, отладки с пошаговым и непрерывным расчетом переменных, выводом значений переменных на экран с индикацией изменения состояния элементов.

В редакторе реализован полный набор сервисных функций, характерных для современных графических редакторов (работа с файлами и проектами задач, редактирование проекта задач, работа с окнами, изменение масштаба изображения схем, вывод схем на принтер, панель инструментов и подсказка ее функциональных кнопок и др.).

Графический редактор позволяет существенно сократить время для формирования функционально-принципиальных схем СУ и, что особенно важно, время отладки, которое, как правило, занимает основную долю времени при создании СУ.

Для обоснования *представительности расчетов* математические модели вычислительного комплекса симулятора в режимах нормальной эксплуатации и с нарушением нормальной эксплуатации тестировались путем сопоставления с аналитическими решениями задач кинетики и тепломассопереноса. Показана корректность описания симулятором как отдельных процессов, так и поведения установки в целом с обеспечением достаточной точности моделирования нормальных и аварийных режимов. По опыту создания компьютерных тренажеров эксплуатирующихся ВВЭР и верификации аналогичных моделей можно ожидать, что точность расчета параметров установки составит:

- в статике не ниже 2 % от диапазона измерений соответствующих параметров;
- в переходных режимах не ниже 15 % от максимального отклонения параметров в переходном режиме.

2. Возможности симулятора по объему моделируемых режимов

Симулятор РУ ГТ-МГР предоставляет возможность:

- исследования динамики и аварийных режимов установки для обоснования и оптимизации средств управления авариями;
- проверки методов управления проектными и запроектными авариями;
- проверки удобства управления установкой с пульта управления и формулирования требований к пульту, в том числе по представлению информации оперативному персоналу.

Симулятор ГТ-МГР обеспечивает моделирование следующих режимов:

1) режимы нормальной эксплуатации:

- нормальный ввод в действие из холодного состояния;
- быстрые изменения электрической мощности со скоростью 6 % $N_{ном}/мин$;
- быстрые изменения электрической мощности со скоростью 10 % $N_{ном}/мин$;
- нормальный вывод из действия до холодного состояния;

2) режимы при нарушении нормальной эксплуатации:

- непреднамеренное извлечение группы АР-АЗ рабочих органов СУЗ с аварийным расхолаживанием остановленного реактора;
- потеря внешней электрической нагрузки;
- введение реактивности при извлечении и падении органов компенсации реактивности и защиты;

– прекращение теплоотвода системой охлаждающей воды промежуточного контура;

3) аварийные режимы при наличии дополнительных отказов в системах безопасности:

– разгерметизация стойки СУЗ с аварийным расхолаживанием СООР. При этом размер течи может быть выбран от минимального (микротечи) до разрыва полным сечением.

Возможности моделирования аварий реализуются через систему меню и определяются общим числом комбинаций исходных состояний, исходных событий и дополнительных отказов.

3. Реализация управления и контроля в симуляторе

Для обеспечения контроля параметров установки, управления оборудованием, системами и установкой во всех моделируемых режимах при проведении исследований на экране монитора отображаются предполагаемые лицевые панели пульта управления со всеми имеющимися средствами контроля и управления (рис. 4). На последующих стадиях разработки лицевые панели должны быть приведены в соответствие с реальными.

Программные блоки динамического модуля симулятора, отвечающие за визуализацию пульта и управление им в процессе тренинга, обеспечивают:

- отображение пульта на экране дисплея;
- дистанционное управление оборудованием;
- показания пультовых приборов и отображение органов управления в динамике;
- формирование автоматических сигналов управления органами регулирования (стержнями СУЗ), ключами, кнопками;
- подачу звуковых сигналов (предупредительной сигнализации, аварийной защиты и др.).

Обновление информации на пульте в процессе работы динамического блока производится на основе периодически поступающих из программных модулей сигналов – имитируется движение стрелок, переключение органов управления, засветка/гашение табло, нажатие кнопок и т.п. Таким образом “оживлены” все показывающие приборы, кнопки и переключатели.

Управление арматурой, а также насосами системы охлаждающей воды производится путем активизации объекта управления (клапана или насоса) на вызываемой из меню схеме. На экране монитора появляется окно с набором управляющих команд (открыть, закрыть и пр.).

Отдельно следует отметить возможности динамического модуля анализатора в представлении специальной информации. Кроме показаний на моделируемых приборах имеется возможность вывода интересующих параметров установки в виде графиков на самостоятельную плоскость в координатах “параметр – время” (рис. 4).

Таким образом, в симуляторе реализован полный набор средств управления нормальными и аварийными режимами, включая средства контроля параметров динамического модуля, автоматическое и дистанционное управление. Имеется возможность реально оценить эффективность предпринимаемых пользователем мер по управлению установкой.

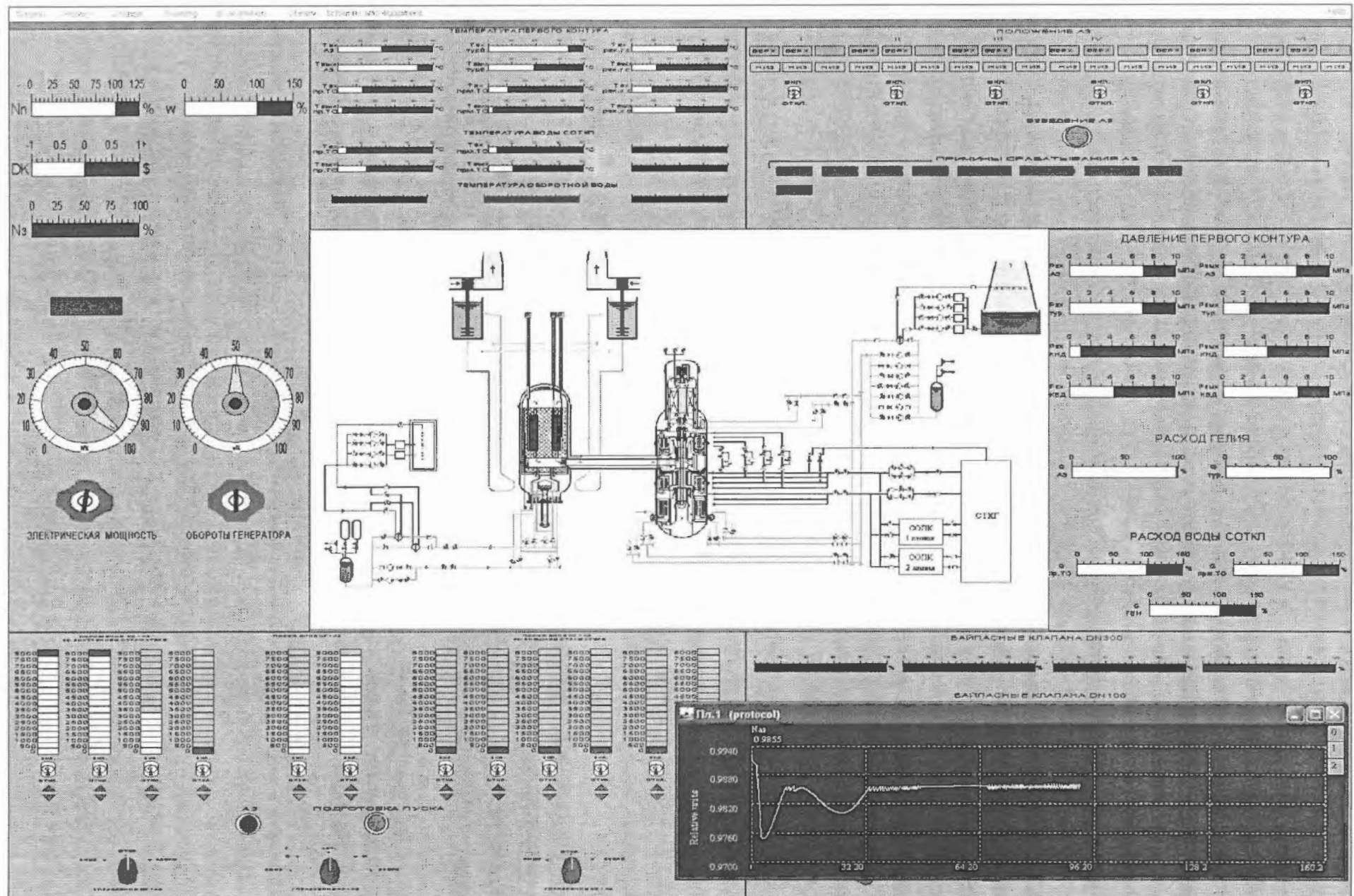


Рис. 4. Виртуальный пульт управления

Заключение

1. В ОКБМ создан симулятор установки ГТ-МГР на базе ПЭВМ, обеспечивающий оперативное исследование динамических характеристик при проектировании РУ.
2. Симулятор может быть использован при создании СУЗ.
3. При дальнейшем совершенствовании и развитии симулятора возможен переход к полномасштабному тренажеру РУ, учитывая тенденцию развития компьютерных пультов.

603074, г. Н. Новгород, Бурнаковский проезд, 15; контактный тел.: (8312)752640; телефакс: 418772; телетайп: 151243; E-mail: okbm@okbm.nnov.ru; Богданова Елена Викторовна, тел. (8312)75-45-08, E-mail: gorbunov@okbm.nnov.ru

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кирюшин А.И., Кодочигов Н.Г.* Доклад "Проект ГТ-МГР". I конф. по теме "НTR-2002", Нидерланды, 22 – 24 апреля 2002 г.
2. *Кирюшин А.И., Кодочигов Н.Г.* Доклад "Инновационный проект ГТ-МГР с высокотемпературным гелиевоохлаждаемым реактором и газовой турбиной". III научная конф. Минатома по теме "Атомная энергетика: состояние и перспективы", Москва, 05 июня 2002 г.
3. *Кодочигов Н.Г., Кирюшин А.И., Пономарев-Степной Н.Н.* Доклад "Газотурбинный модульный гелиевый реактор". Междун. конф. по теме "Инновационные технологии для ядерных топливных циклов и ядерной энергетике", Австрия, Вена, 23 – 26 июня 2003 г.
4. *Kodochigov N., Sukharev Yu., Marova E. et al.* Neutronic features of the GT-MHR reactor. Nucl. Eng. Design 222, 161 – 171.
5. *Знышев В.В., Николаев М.Я., Пригоровский А.Л. и др.* Определение акустических нагрузок в гелиевом тракте ГТ-МГР // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2001, вып. 4. – С. 23 – 26.
6. *Головко В.Ф., Дмитриева И.В., Кодочигов Н.Г. и др.* Особенности адаптации газотурбинного цикла и теплообменного оорудования в составе ВТГР. Совещание Технического Комитета МАГАТЭ по теме "Газотурбинные системы преобразования энергии для модульных высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов", США, Калифорния, Пало-Альто, 14 – 17 ноября 2000 г.
7. *Relay-2: The GT-HTGR Transient performance analysis program.* By M.Z. Croft. Report GA-A13880, 1976.
8. *Самойлов О.Б., Клочков О.Б., Болнов В.А. и др.* Методическое и программное обеспечение понятийных тренажеров водо-водяных реакторов малой и средней мощности // ВАНТ: Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 3. – С. 149 – 160.

Статья поступила в редакцию 21 апреля 2004 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, с. 90 – 97.

СОДЕРЖАНИЕ

ДИНАМИКА И УПРАВЛЕНИЕ

<i>Абрамов Б.Д.</i> Некоторые вопросы классификации и оценки погрешностей метода ОРУК определения реактивности	3
<i>Постников Н.С.</i> Управление импульсными стохастическими режимами в ядерных реакторах	14
<i>Востоков В.С., Кресов Д.Г.</i> Инженерная методика оценки скоростных характеристик РО СУЗ ЯППУ	25
<i>Чичулин Н.Л., Ионов А.И.</i> Зависимость эффективности стержней СУЗ РБМК при пуске от их координат и распределения нейтронного потока в активной зоне	30
<i>Чичулин Н.Л., Ионов А.И.</i> Оценка погрешности условно-критического подхода при решении уравнений нейтронной кинетики в двугрупповом диффузионном приближении на примере РБМК	35
<i>Чичулин Н.Л., Ионов А.И.</i> Способ расчета поканального высотного профиля выгорания топлива в 3D расчетах РБМК	39
<i>Селезнев Е.Ф., Ганза А.Н.</i> Моделирование работы реактиметра реактора БН-600	42
<i>Желтышев В.А., Росляков В.Ф., Селезнев Е.Ф.</i> Влияние пространственных эффектов на отличие измеренных от расчетных значений эффективности рабочих органов СУЗ КС реактора БН-600 Белоярской АЭС	46

ПЕРЕХОДНЫЕ И АВАРИЙНЫЕ РЕЖИМЫ

<i>Васекин В.Н., Данилова Е.Н., Ионов А.И., Кулаков А.С., Останина М.А., Трехов В.Е.</i> DINA-РБМК: программный комплекс моделирования стационарных состояний и штатных переходных режимов РУ РБМК	51
<i>Смирнов Л.В., Пригоровский А.Л., Сабаяев Е.Ф.</i> Качественное исследование Чернобыльской аварии на основе анализа простой математической модели	61
<i>Кассина Н.В., Смирнов Л.В.</i> Влияние изменения работы ГЦН на режим работы ядерного реактора	71

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

<i>Махин В.М., Семидоцкий И.И.</i> Применение кодов КОРСАР и RELAP для расчетного анализа реакторных экспериментов "Малая течь"	79
<i>Цыганов С.В., Шишков Л.К.</i> Об измерении эффективности аварийной защиты ВВЭР ...	85

АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ

<i>Митенков Ф.М., Кодочигов Н.Г., Болнов В.А., Богданова Е.В., Васяев А.В., Востоков В.С., Горбунов В.С., Головкин В.Ф., Эзиков А.Г., Шапков В.В., Захаров В.А., Друмов И.В.</i> Разработка симулятора для проектирования реакторной установки ГТ-МГР	90
---	----

CONTENTS

DYNAMICS AND CONTROL

<i>Abramov B.D.</i> Some error classification and estimation problems of inverse kinetic reactivity determination method.....	3
<i>Postnikov N.S.</i> Controlling pulsed stochastic modes in nuclear reactors.....	14
<i>Vostokov V.S., Kresov D.G.</i> Engineering method of an estimation of the required speed characteristics control rods of NPP	25
<i>Chichulin N.L., Ionov A.I.</i> RBMK rods worth in startup mode depending upon the distance from the code boundary and neutron flux distribution.....	30
<i>Chichulin N.L., Ionov A.I.</i> Error of K_{eff} -method for two-group diffusion approximation of RBMK neutron kinetics.....	35
<i>Chichulin N.L., Ionov A.I.</i> Axial burnup distribution calculation in 3D RBMK simulations	39
<i>Seleznev E.F., Ganza A.N.</i> Simulation of reactimeter for BN-600 reactor	42
<i>Zheltyshev V.A., Roslykov V.F., Seleznev E.F.</i> Dimensional effects influence of CS operative devices' measured values efficiency from calculated values of Beloyarsk NPP' reactor BN-600	46

NON-STATIONARY AND EMERGENCY PROCESSES

<i>Vasekin V.N., Danilova E.N., Ionov A.I., Kulakov A.S., Ostanina M.A., Trekhov V.E.</i> DINA-RBMK: the code complex to simulate the RBMK NPP stationary conditions and regular transients.....	51
<i>Smirnov L.V., Prigorovsky A.L., Sabayev E.F.</i> Analysing the causes and nature of the initial stage of the accident at Chernobyl NPP using a simple mathematical model	61
<i>Kassina N.V., Smirnov L.V.</i> The effect of changes in the work of the circulation pumps on the working mode of a nuclear reactor	71

EXPERIMENTAL STUDIES

<i>Makhin V.M., Semidotsky I.I.</i> CORSAR and RELAP codes application to simulation of VVER-type fuel assembly tests "SB LOCA" in the research reactor MIR	79
<i>Tsyganov S.V., Shishkov L.K.</i> To the emergency protection rods worth measurements at the VVER	85

COMPUTER AIDED DESIGN

<i>Mitencov F.M., Kodochigov N.G., Bolnov V.A., Bogdanova E.V., Vasyaev A.V., Vostokov V.S., Gorbunov V.S., Golovko V.F., Ezekov A.G., Shashkov V.V., Zasharov V.A., Drumov I.V.</i> Simulator development for GT-MHR reactor plant designing.....	90
--	----

Правила оформления статей

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом “Оригиналы авторские и текстовые издательские” (ОСТ 29.115 – 88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования:

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 шрифтом № 12 через 2 интервала. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация на русском и английском языках (не более 10 строк каждая); текст; список литературы; рисунки; подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться **обязательно** в виде электронной версии обычным шрифтом № 11 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры (“.”).

3. Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α , β , γ , ϕ и т.д.) набираются прямо, а латинские (x , y , z , w и т.д.) – курсивом. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо. Формулы, включенные в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d , $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Таблицы печатаются в общем тексте после первой ссылки.

5. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть размечены и сразу расшифрованы. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении. Формулы выполняются в редакторе Equation 3.0 при невозможности набора на клавиатуре ($x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y}$ и т.д.). Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры ($x_3, \text{км}^2$ и т.д.),

греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок **обязательно** представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подписи. На обороте каждого рисунка указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначения верха и низа. Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 10. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подписи шрифтом № 10. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т.д. и расшифровывается.

В компьютерном виде рисунки представляются в отдельных файлах, выполненные в графических редакторах *Paint*, *PhotoShop*, *CorelDraw* в **черно-белом цвете** (фотографии в растровом формате *tif*, *dpi-300*). Рисунки в Word не вставлять кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в Word.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку арабскими цифрами в квадратных скобках. Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу. Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Библиографическое описание документа" (ГОСТ 7. 1-2003), в частности, необходимо указать:

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы авторов (не менее трех первых), название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой ученой степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы авторов, название отчета, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – полный электронный адрес, позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста перед списком литературы указываются контактный телефон и, желательно, адрес электронной почты.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 3

Ответственный за выпуск **С.М. Зарицкий**

Редакторы: **В.Б. Усищева** от НИИ механики ННГУ, **В.В. Пчелин**

Подписано в печать 10.12.04. Формат 70×108/16

Печать офсетная. Усл. печ. л. 10,5. Уч.-изд. л. 12,0. Тираж 300. Индекс 3646. 14 статей. Заказ 81

Распространяется бесплатно

Отпечатано в Российском научном центре "Курчатовский институт"

123182, Москва, пл. Академика Курчатова

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 3, 1—100