

МЕТОДЫ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ В ЗАДАЧАХ РАСЧЕТА ЭФФЕКТОВ РЕАКТИВНОСТИ

А.М. Кузьмин, Н.А. Педан, Д.Н. Скороходов

*Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
г. Москва*



Рассматриваются методы расчета эффектов реактивности и коэффициентов чувствительности эффектов к вариациям технологических параметров ядерных реакторов. Обсуждаются вычислительные проблемы, возникающие при их использовании в расчетных исследованиях. Возможности методов иллюстрируются на примерах решения задач, связанных с изучением влияния ^{232}Th на величину пустотного эффекта реактивности и с оценкой погрешности расчета этого эффекта из-за неопределенности ядерных данных в быстром реакторе с нитридным топливом.

При анализе безопасности ядерных реакторов приходится оценивать различные эффекты реактивности (ЭР), возникающие из-за изменения температуры, плотности материалов, изотопного состава топлива и других параметров. Обычно величину ρ таких эффектов находят в виде разности:

$$\rho = \lambda_0 - \lambda_1, \quad (1)$$

где $\lambda_i = 1/K_{\text{эф},i}$, ($i = 0, 1$), $K_{\text{эф},0}$, $K_{\text{эф},1}$ – эффективные коэффициенты размножения нейтронов, совпадающие с ведущими собственными числами условно-критических задач вида:

$$-\hat{L}_i \varphi_i(x) + \lambda_i \hat{Q}_i \varphi_i(x) = 0, \quad \varphi_i(x) \in D. \quad (2)$$

Здесь \hat{L}_i, \hat{Q}_i ($i = 0, 1$) – известные операторы уравнения переноса нейтронов, относящиеся к исходному (отмеченному значением индекса $i = 0$) и возмущенному (отмеченному индексом $i = 1$) состояниям реактора, $\varphi_i(x)$ – собственные функции, принадлежащие множеству D функций гильбертова пространства и удовлетворяющие определенным граничным условиям, x – совокупность аргументов, от которых они зависят.

Функции $\varphi_i(x)$ и собственные числа $K_{\text{эф},i}$ находятся с помощью метода итераций источников деления [1]. Такой способ получения ЭР будем называть в дальнейшем разностным методом.

Наряду с этим известен альтернативный подход к расчету ЭР, основанный на использовании теории возмущений, развитой в работах [2]–[4]. В этом методе, называемом в дальнейшем методом возмущений, тот же эффект реактивности ρ может быть получен с помощью одного из следующих выражений:

$$\rho = \frac{-\langle \varphi_1^+, \Delta \hat{L} \varphi_0 \rangle + \lambda_0 \langle \varphi_1^+, \Delta \hat{Q} \varphi_0 \rangle}{\langle \varphi_1^+, \hat{Q}_1 \varphi_0 \rangle}, \quad (3)$$

$$\rho = \frac{-\langle \varphi_0^+, \Delta \hat{L} \varphi_1 \rangle + \lambda_0 \langle \varphi_0^+, \Delta \hat{Q} \varphi_1 \rangle}{\langle \varphi_0^+, \hat{Q}_1 \varphi_1 \rangle}, \quad (3-a)$$

в которых $\Delta \hat{L} = \hat{L}_1 - \hat{L}_0$, $\Delta \hat{Q} = \hat{Q}_1 - \hat{Q}_0$, $\langle f, g \rangle$ – скалярное произведение функций $f(x)$, $g(x)$, а $\varphi_i^+(x)$ ($i = 0, 1$) – асимптотические ценности нейтронов в исходном (невозмущенном) и возмущенном состояниях реактора. Ценности находятся из решения сопряженных условно-критических задач:

$$-\hat{L}_i^+ \varphi_i^+(x) + \lambda_i \hat{Q}_i^+ \varphi_i^+(x) = 0, \varphi_i^+(x) \in D^+, \quad (4)$$

где \hat{L}_i^+ , \hat{Q}_i^+ – сопряженные по отношению к \hat{L}_i , \hat{Q}_i операторы, определенные на таком множестве функций D^+ гильбертова пространства, что при любых $\varphi_i(x) \in D$ выполняются тождества:

$$\langle \varphi_i^+, \hat{L}_i \varphi_i \rangle = \langle \hat{L}_i^+ \varphi_i^+, \varphi_i \rangle, \langle \varphi_i^+, \hat{Q}_i \varphi_i \rangle = \langle \hat{Q}_i^+ \varphi_i^+, \varphi_i \rangle.$$

Уравнения (4) решаются обычно также с использованием метода итераций источников.

Сравнивая эти способы расчета ЭР, можно отметить, что с точки зрения вычислительных затрат они практически не различаются. В обоих случаях необходимо найти решения двух однородных уравнений, получая либо $\varphi_0(x)$, $\varphi_1(x)$ при использовании равенства (1), либо $\varphi_0(x)$, $\varphi_1^+(x)$ (или $\varphi_0^+(x)$, $\varphi_1(x)$) для расчета ЭР по формулам вида (3), (3-а). Если эти функции и соответствующие им числа λ_0 , λ_1 определяются точно, то выражения (1), (3) и (3-а) дают одно и то же значение ρ .

Вопрос о способе расчета ЭР возникает лишь в случае приближенного нахождения чисел λ_i ($i = 0, 1$). В этих условиях метод возмущений выглядит предпочтительнее при определении небольших значений ρ , сравнимых по величине с погрешностями расчета собственных чисел $K_{эф,0}$, $K_{эф,1}$. Формулы (3), (3-а) дают верный предельный переход: $\rho \rightarrow 0$ при $\|\Delta \hat{L}\| \rightarrow 0$ и $\|\Delta \hat{Q}\| \rightarrow 0$ одновременно. Рассчитывая же при этом ЭР по формуле (1), можно ошибиться не только в абсолютном значении, но и в знаке эффекта. Кроме того, соотношения (3), (3-а) позволяют одновременно оценить как величину ρ , так и отдельные ее составляющие (например, спектральную составляющую или вклад от изменения утечки нейтронов), которые полезно знать при анализе ЭР.

Это можно пояснить на примере простой модели (плоская одномерная геометрия) реактора типа ВВЭР-1000 с двумя зонами разного обогащения в односкоростном диффузионном приближении. Основные параметры невозмущенной модели (толщины зон $\Delta h^{(j)}$, сечения поглощения $\Sigma_a^{(j)}$, коэффициенты диффузии $D^{(j)}$ и произведения числа вторичных нейтронов $\nu_f^{(j)}$ на сечение деления $\Sigma_f^{(j)}$) приведены в табл. 1 и выбраны так, что эффективный коэффициент размножения $K_{эф,0} = 1,0$, а поток нейтронов в 1 зоне постоянен. Параметры возмущенных моделей отличались от параметров невозмущенной лишь иными значениями сечений поглощения в 1 зоне $\Sigma_{a,1}^{(1)} = \Sigma_{a,0}^{(1)} - \Delta \Sigma_a^{(1)}$. Распределения нейтронов находились методом разложения по собственным функциям соответствующих условно-критических задач.

В табл. 2 для возмущенных моделей с $\Delta \Sigma_a^{(1)} = 0,0437 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta \Sigma_a^{(1)} = 0,0337 \text{ см}^{-1}$ приведены значения коэффициентов $K_{эф,0}$, $K_{эф,1}$, рассчитанные с разной точностью ϵ методом итераций источников. В скобках указано минимальное число итераций N , при котором впервые выполняется условие:

$$|K_{эф,i} - K_{эф,i}^{(0)}| \leq \varepsilon,$$

где $K_{эф,i}^{(0)}$ – «точные» значения коэффициентов, полученные из условия критичности, $K_{эф,0}^{(0)} = 1,00000$, а значения $K_{эф,1}^{(0)}$ представлены в табл. 3. На первой итерации принимались следующие распределения $g(x)$ источников:

$$g(x) = \begin{cases} 1, & x \in \Delta h^{(1)} \\ 0, & x \in \Delta h^{(2)} \end{cases} \text{ – для невозмущенной модели,}$$

$$g(x) = \begin{cases} 0, & x \in \Delta h^{(1)} \\ 1, & x \in \Delta h^{(2)} \end{cases} \text{ – для любой возмущенной модели.}$$

Таблица 1

Основные параметры невозмущенной модели

Параметры	1 зона ($j=1$)	2 зона ($j=2$)
$\Delta h^{(j)}$, см	105	53
$v_f^{(j)} \Sigma_f^{(j)}$, см ⁻¹	0,083192	0,127105
$\Sigma_a^{(j)}$, см ⁻¹	0,083192	0,121290
$D^{(j)}$, см	5,30	6,62

Таблица 2

Значения реактивностей для моделей с $\Delta \Sigma_a^{(1)} = 0,0^437, 0,0^337$

ε		0,001	0,0001	0,00001
$K_{эф,0} (M)$		1,000970 (23)	1,000090 (91)	1,000009 (165)
$\Delta \Sigma_a^{(1)} = 0,0^437$	$K_{эф,1} (M)$	0,999387 (48)	1,000239 (121)	1,000309 (201)
	ρ_{PM}	-0,001582	0,000149	0,000300
	ρ_{MB}	0,000329	0,000323	0,000322
$\Delta \Sigma_a^{(1)} = 0,0^337$	$K_{эф,1} (M)$	1,002302 (58)	1,003200 (132)	1,003290 (207)
	ρ_{PM}	0,001326	0,003100	0,003270
	ρ_{MB}	0,003345	0,003296	0,003288

Таблица 3

«Точные» значения реактивности $\bar{\rho}_{PM}$, $\bar{\rho}_{MB}$ при разных $\Delta \Sigma_a^{(1)}$

$\Delta \Sigma_a^{(1)}$, см ⁻¹	0,000037	0,00037	0,0037	0,037
$K_{эф,1}^{(0)}$	1,000318	1,00330	1,03905	1,51035
$\bar{\rho}_{PM}$	0,000318	0,00329	0,03758	0,33790
$\bar{\rho}_{MB}$	0,000321	0,00329	0,03760	0,33792

Здесь же приведены значения реактивностей, найденные разностным методом ($\rho = \rho_{PM}$) по формуле (1) и методом возмущений ($\rho = \rho_{MB}$) по формуле (3-а) с использованием распределений, полученных на N -ой итерации.

В табл. 3 приведены «точные» значения $\bar{\rho}_{PM}$, $\bar{\rho}_{MB}$, рассчитанные по формулам (1) и (3) с использованием коэффициентов $K_{эф,i}^{(0)}$ ($i = 0, 1$) и соответствующих распределений $\varphi_i(x)$. Сравнение их с ранее найденными значениями ρ_{PM} , ρ_{MB} дает пред-

ставление о точности расчета реактивности при разных погрешностях ε определения коэффициентов размножения $K_{эф.i}$.

Можно отметить хорошее совпадение значений $\bar{\rho}_{PM}, \bar{\rho}_{MB}$ во всем интервале изменения сечения $\Sigma_a^{(1)}$. Незначительные расхождения связаны, скорее всего, с погрешностями расчета собственных чисел как корней соответствующих трансцендентных уравнений.

При заданных погрешностях определения функций $\varphi_i(x)$ точность расчета ЭР в разностном методе можно повысить, используя вариационную оценку собственных чисел [1]:

$$\lambda_i = \frac{\langle \varphi_i^+, \hat{L}_i \varphi_i \rangle}{\langle \varphi_i^+, \hat{Q}_i \varphi_i \rangle}, i = 0, 1 \quad (5)$$

и решая наряду с (2) задачи (4). Такой способ получения значения ρ будем называть вариационно-разностным методом. По сравнению с другими методами вычислительные затраты возрастают в 2 раза. Правда, этот недостаток пропадает, если одновременно с величиной ρ рассчитываются коэффициенты чувствительности $\frac{d\rho}{du}$, о которых говорится ниже. Однако, по-прежнему малые значения ρ находятся в виде разности больших чисел.

Остановимся на особенностях расчета производных $H_u^{(\rho)} = \frac{d\rho}{du}$, имеющих смысл коэффициентов чувствительности эффекта реактивности к изменению технологических параметров u , в число которых могут входить: обогащение топлива, микроскопические сечения элементов и др. Учитывая известное определение производной, значения $H_u^{(\rho)}$ можно было бы оценить, используя (при достаточно малых $|\delta u|$) приближенные выражения:

$$H_u^{(\rho)} = \frac{\rho(u + \delta u) - \rho(u)}{\delta u}.$$

Помимо большого объема вычислений (когда рассматривается много параметров u) такой способ не обладает высокой точностью: расчет производных на основе приближенных значений функции относится к числу некорректных задач [5]. Известны разные методы их решения. Основное внимание в дальнейшем уделяется традиционному для реакторных задач подходу, основанному на методах теории малых возмущений.

Рассматривая ρ или $K_{эф}$ как функционалы, определенные на решениях уравнений (1) или (2), можно получить коэффициенты чувствительности, используя хорошо известные преобразования [4]. В случае разностного метода придем к равенству:

$$H_u^{(\rho)} = \frac{d\lambda_0}{du} - \frac{d\lambda_1}{du}, \quad (6)$$

$$\text{где } \frac{d\lambda_i}{du} = \frac{\langle \varphi_i^+, (\hat{L}_i)_u \varphi_i \rangle - \lambda_i \langle \varphi_i^+, (\hat{Q}_i)_u \varphi_i \rangle}{\langle \varphi_i^+, \hat{Q}_i \varphi_i \rangle}, (\hat{L}_i)_u = \frac{d\hat{L}_i}{du}, (\hat{Q}_i)_u = \frac{d\hat{Q}_i}{du}, i = 0, 1.$$

Такие же равенства для коэффициентов $H_u^{(\rho)}$ получим в вариационно-разностном методе. Формула (6) была использована в работе [6] для расчета соответствующих коэффициентов чувствительности.

В методе возмущений приходим к более сложному выражению. Например, принимая за определение ЭР выражение (3), получим:

$$H_u^{(p)} = \frac{\partial \rho}{\partial u} + \frac{\langle \varphi_1^+, \Delta \hat{Q} \varphi_0 \rangle}{\langle \hat{Q}_1^+ \varphi_1^+, \varphi_0 \rangle} \frac{d\lambda_0}{du} + \langle f_0^+, -(\hat{L}_0)_u \varphi_0 + \lambda_0 (\hat{Q}_0)_u \varphi_0 \rangle + \langle f_0^+, -(\hat{L}_1)_u \varphi_1^+ + \lambda_1 (\hat{Q}_1)_u \varphi_1^+ \rangle. \quad (7)$$

Здесь

$$\frac{\partial \rho}{\partial u} \langle \hat{Q}_1^+ \varphi_1^+, \varphi_0 \rangle = \langle \varphi_1^+, -(\Delta \hat{L})_u \varphi_0 + \lambda_0 (\Delta \hat{Q})_u \varphi_0 \rangle - \rho \langle \varphi_1^+, (\hat{Q}_1)_u \varphi_0 \rangle, \quad (8)$$

$(\Delta \hat{L})_u = (\hat{L}_1)_u - (\hat{L}_0)_u$, $(\Delta \hat{Q})_u = (\hat{Q}_1)_u - (\hat{Q}_0)_u$, $(\hat{L}_1)_u = \frac{d\hat{L}_1^+}{du}$, $(\hat{Q}_1)_u = \frac{d\hat{Q}_1^+}{du}$, а $f_0^+(x)$, $f_1(x)$ – частные решения неоднородных уравнений

$$\begin{aligned} -\hat{L}_0 f_0^+(x) + \lambda_0 \hat{Q}_0^+ f_0^+(x) &= -q^+(x), \quad f_0^+(x) \in d^+, \\ -\hat{L}_1 f_1(x) + \lambda_1 \hat{Q}_1 f_1(x) &= -q(x), \quad f_1(x) \in d, \end{aligned} \quad (9)$$

в которых правые части $q^+(x)$, $q(x)$ имеют вид:

$$\begin{aligned} q^+(x) &= \frac{-(\Delta \hat{L})^+ \varphi_1^+ + \lambda_0 (\Delta \hat{Q})^+ \varphi_1^+ - \rho \hat{Q}_1^+ \varphi_1^+}{\langle \hat{Q}_1^+ \varphi_1^+, \varphi_0 \rangle}, \\ q(x) &= \frac{-\Delta \hat{L} \varphi_0 + \lambda_0 \Delta \hat{Q} \varphi_0 - \rho \hat{Q}_1 \varphi_0}{\langle \hat{Q}_1^+ \varphi_1^+, \varphi_0 \rangle} \end{aligned} \quad (10)$$

и удовлетворяют условиям $\langle q^+, \varphi_0 \rangle = 0$, $\langle \varphi_1^+, q \rangle = 0$. Соотношения (7)–(10) можно рассматривать как частный случай формул теории возмущений для произвольного дробно-билинейного функционала, записанных в работе [7].

Решение каждого уравнения (9) ищется итерационно среди функций, принадлежащих таким множествам $d^+ \subset D^+$, $d \subset D$, что выполняются условия $\langle f_0^+, \hat{Q}_0 \varphi_0 \rangle = 0$, $\langle \hat{Q}_1^+ \varphi_1^+, f_1 \rangle = 0$.

При этом время нахождения $f_0^+(x)$ (или $f_1(x)$) примерно такое же, как и получения $\varphi_0^+(x)$ (или $\varphi_1(x)$).

Таким образом, если наряду с величиной ρ необходимо знать производные $H_u^{(p)}$, то метод возмущений в отношении вычислительных затрат уступает остальным. В методе возмущений приходится решить на одно уравнение вида (2) (или (4)) больше, чем в разностном или вариационно-разностном методе. Это связано с получением

$\frac{d\lambda_0}{du}$ и приводит к увеличению времени расчета коэффициентов чувствительности примерно на 25%. Вероятно, на это можно пойти, когда значения $H_u^{(p)}$ срав-

нимы (по модулю) с погрешностями расчета производных $\frac{d\lambda_i}{du}$, $i = 1, 2$. Кроме того, в некоторых случаях (например, при решении задач оптимизации реакторов с использованием методов линеаризации [8]) приходится рассчитывать $\frac{d\lambda_0}{du}$ не зави-

симо от значений $H_u^{(p)}$. Тогда отмеченный недостаток не повлияет на время решения оптимизационной задачи.

Преимущества метода возмущений при проведении и анализе расчетных исследований проиллюстрируем на примерах расчета в многогрупповом диффузионном приближении пустотного эффекта реактивности (ПЭР) быстрого реактора, состоящего из одной активной зоны. Такая простая модель (называемая иногда «нуль-мерной») позволяет в качестве $\varphi_i(x)$ рассматривать решения многогрупповых уравнений для спектров $\varphi_i^{(k)}$ ($k = 1, 2, \dots, m$):

$$-\alpha^2 D_i^{(k)} \varphi_i^{(k)} - \Sigma_{ad,i}^{(k)} \varphi_i^{(k)} + \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_{d,j}^{(j \rightarrow k)} \varphi_i^{(j)} + \frac{1}{K_{\text{эф},i}} \chi^{(k)} \sum_{j=1}^m \nu_f^{(j)} \Sigma_{f,j}^{(j)} \varphi_i^{(j)} = 0, i = 1, 2. \quad (11)$$

Здесь приняты известные обозначения для коэффициентов диффузии $D^{(k)}$, спектра нейтронов деления $\chi^{(k)}$, макроскопических сечений поглощения $\Sigma_a^{(k)}$, деления $\Sigma_f^{(k)}$ и увода $\Sigma_d^{(j \rightarrow k)}$ нейтронов из группы j в группу k , а через α^2 обозначен геометрический параметр реактора. Как и раньше, индекс i указывает на соответствие макроскопических сечений тому или иному состоянию реактора.

В каждом состоянии реактора уравнения (11), а также сопряженные к ним уравнения вида (4) для спектров ценностей нейтронов $\varphi_i^{+(k)}$ решаются без итераций, используя условия нормировки:

$$K_{\text{эф},i} = \sum_{k=1}^m \nu_f^{(k)} \Sigma_{f,i}^{(k)} \varphi_i^{(k)}, K_{\text{эф},i} = \sum_{k=1}^m \chi^{(k)} \varphi_i^{+(k)}, i = 1, 2.$$

Также без итераций в этой модели реактора находятся частные решения уравнений вида (10). Например, значения $f_1^{(k)}$ (соответствующие функции $f_1(x)$) определяются при последовательном решении (начиная с первой группы) уравнения:

$$-\alpha^2 D_1^{(k)} f_1^{(k)} - \Sigma_{ad,1}^{(k)} f_1^{(k)} + \sum_{j=1}^{k-1} \Sigma_{d,1}^{(j \rightarrow k)} f_1^{(j)} = -q^{(k)}, k = 1, 2, \dots, m,$$

где правые части $q^{(k)}$ соответствуют значениям $q(x)$ в равенстве (10).

Расчеты проводились в 26-групповом приближении для реакторов с нитридным топливом, охлаждаемых жидким натрием (БН) или свинцом (БС). В обоих случаях принимались следующие значения объемных долей топлива ($\varepsilon_{\text{топ.}}$), теплоносителя ($\varepsilon_{\text{т.н.}}$), конструкционных материалов ($\varepsilon_{\text{кон.}}$) и геометрического параметра (α^2):

$$\varepsilon_{\text{топ.}} = 0,44, \varepsilon_{\text{т.н.}} = 0,37, \varepsilon_{\text{кон.}} = 0,19, \alpha^2 = 1,057 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}.$$

Топливо содержало смесь ядер оружейного плутония и сырьевого материала в форме природного урана. Микроскопические сечения $\sigma_p^{(k)}$ различных процессов взаимодействий ($p=c, f, d, tr$) оценивались для каждого состояния с использованием системы АРАМАКО и ядерных констант БНАБ-78 [9]. Значения ПЭР и коэффициентов чувствительности ПЭР к технологическим параметрам обозначены (как и раньше) через ρ и $H_u^{(p)}$ соответственно.

В табл. 4 для реактора БС представлены результаты решения задачи об изменении ПЭР и его составляющих в зависимости от доли тория $\varepsilon_{\text{Th}} = \frac{N_{\text{Th}}}{N_c}$ в смеси ядер сырьевого материала ($N_c = N_{\text{Th}} + N_U$, N_{Th} , N_U – концентрации ядер Th-232 и U-238

Таблица 4

Влияние замещения урана торием на величину ПЭР

ε_{Th}	$\rho_j \cdot 10^2$	$\rho_c \cdot 10^2$	$\rho_d \cdot 10^2$	$\rho_f \cdot 10^2$	$\rho \cdot 10^2$
0,0	-5,966	1,200	3,375	-0,109	-1,500
0,2	-5,996	1,043	3,330	-0,154	-1,747
0,4	-6,053	1,007	3,045	-0,082	-2,083
0,6	-6,141	1,008	2,732	-0,081	-2,482
0,8	-6,248	1,023	2,360	-0,083	-2,948
1,0	-6,385	1,099	1,888	-0,092	-3,488

соответственно). В каждом варианте обогащение топлива плутонием выбиралось таким, чтобы реактор в исходном (невозмущенном) состоянии оставался критическим. В этой же таблице приведены составляющие ПЭР, отражающие вклады от изменения утечки нейтронов ρ_J , радиационного захвата ρ_c , сечения увода нейтронов ρ_d (называемого также спектральной составляющей) и сечения деления ρ_f :

$$\rho = \rho_J + \rho_c + \rho_d + \rho_f.$$

Выраженные через изменения коэффициентов диффузии $\Delta D^{(k)} = D_1^{(k)} - D_0^{(k)}$ и соответствующих макроскопических сечений $\Delta \Sigma_p^{(k)} = \Sigma_{p,1}^{(k)} - \Sigma_{p,0}^{(k)}$ ($p = c, d, f$), они равны значениям

$$\begin{aligned} \rho_J &= -\frac{\alpha^2}{C} \sum_{k=1}^m \Delta D^{(k)} \varphi_1^{+(k)} \varphi_0^{(k)}, \quad \rho_d = \frac{1}{C} \sum_{k=1}^m \sum_{j=k+1}^m \Delta \Sigma_d^{(k \rightarrow j)} (\varphi_1^{+(j)} - \varphi_1^{+(k)}) \varphi_0^{(k)}, \\ \rho_c &= -\frac{1}{C} \sum_{k=1}^m \Delta \Sigma_c^{(k)} \varphi_1^{+(k)} \varphi_0^{(k)}, \quad \rho_f = \frac{1}{C} \sum_{k=1}^m (\lambda_0 K_{\text{эф},1} \Delta(v_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)}) \varphi_0^{(k)} - \Delta \Sigma_f^{(k)} \varphi_1^{+(k)} \varphi_0^{(k)}), \end{aligned}$$

в которых $C = K_{\text{эф},1} \sum_{k=1}^m v_f^{(k)} \Sigma_f^{(k)} \varphi_0^{(k)}$.

Перечисленные составляющие ПЭР дают полезную информацию для анализа зависимости ρ от состава зоны. Из таблицы видно, что замещение урана торием снижает ПЭР в основном за счет уменьшения положительной спектральной составляющей ρ_d . Такое изменение ρ_d связано с двумя причинами: ужесточением спектра нейтронов при потере теплоносителя и тем, что торий хуже делится быстрыми нейтронами, чем уран. Как известно, в области высоких энергий сечения деления $\sigma_{f,\text{Th}}^{(k)}$ тория-232 в несколько раз меньше сечений деления $\sigma_{f,\text{U}}^{(k)}$ урана-238. Обращает внимание также нелинейный характер зависимости ρ от ε_{Th} , незначительный вклад величины ρ_f в общую сумму и достаточно большое (по модулю) значение составляющей ρ_J . Последнее говорит о необходимости более точного (чем это делается в «нуль-мерном» приближении) расчете вклада от изменения утечки нейтронов.

Другой пример относится к оценке константных составляющих погрешностей расчета значений λ_0 и ρ , и позволяет убедиться в работоспособности алгоритма (7)–(10) получения коэффициентов $H_u^{(p)}$. Под константной понимается та часть погрешности какой-либо характеристики реактора, которая связана лишь с неточностями знания многогрупповых микроскопических сечений. Для таких функционалов, как эффективный коэффициент размножения нейтронов $K_{\text{эф}}$ и коэффициент воспроизводства, задача рассматривалась в работе [10]. Экспериментальное обоснование погрешностей расчета ряда характеристик (включая ПЭР) быстрого реактора с оксидным топливом представлено в докладе [11]. В настоящее время задача об оценке погрешностей расчета остается по-прежнему актуальной и, прежде всего, в отношении эффектов реактивности в реакторах с перспективными видами топлива, в которых удастся добиться значений ЭР, близких к нулю.

Оценка погрешности характеристики F (в дальнейшем $F = \lambda_0$ или $F = \rho$) проводилась в предположении, что отклонения случайных параметров u_j ($j \in I$), от которых зависит F , малы, а вероятности отклонений подчиняются нормальным законам распределения. Известно [12], что в этом случае среднее квадратическое отклонение d_F величины F связано со средними квадратическими отклонениями d_j параметров u_j равенством:

$$d_F^2 = \sum_{i \in I} \sum_{j \in I} h_i^{(F)} h_j^{(F)} r_{i,j} d_i d_j, \quad (12)$$

где r_{ij} – коэффициенты корреляции, а $h_j^{(F)}$ имеют смысл коэффициентов чувствительности F к параметрам u_j . Множество I представляет собой объединение всевозможных значений индексов p, k, l , указывающих на выбор определенного сечения $\sigma_{p,l}^{(k)}$ процесса p в группе k для элемента l . Коэффициенты $h_j^{(F)}$ однозначно выражаются через коэффициенты чувствительности $H_{p,k,l}^{(F)} = \frac{dF}{d\sigma_{p,l}^{(k)}}$, учитывая соотношения, связывающие параметр u_j с сечениями $\sigma_{p,l}^{(k)}$.

В табл. 5 для модели реактора БН с нитридным топливом представлены результаты расчета относительных погрешностей $\delta_F = \frac{d_F}{|F|}$, ($F = \lambda_0, \rho$), полученных с учетом всех присутствующих в активной зоне элементов (суммарные погрешности), а также даны вклады $\delta_{\lambda}^{(j)}$, $\delta_{\rho}^{(j)}$ погрешностей некоторых случайных параметров. Расчеты выполнены в 12-групповом приближении с использованием приведенных в работе [9] значений погрешностей d_j и коэффициентов r_{ij} (ковариационных матриц). Двенадцатигрупповые микроскопические сечения элементов определялись путем усреднения 26-групповых ядерных констант по спектру нейтронов $\varphi_0^{(k)}$, учитывая указанное в той же работе соответствие между группами двух систем констант. Для исходного и возмущенного состояний реактора принимались одинаковые ковариационные матрицы и не учитывались корреляции между погрешностями сечений разных элементов.

Сравнение значений $\delta_{\rho}^{(j)}$, $\delta_{\lambda}^{(j)}$ для разных параметров показывает, что вклады их в суммарные погрешности $\delta_{\rho} = 0,429$, $\delta_{\lambda} = 0,0168$ зависят как от вида процесса взаимодействия, так и от концентраций ядер. Например, наибольший вклад в величину δ_{ρ} вносят погрешности групповых сечений основного делящегося элемента (Pu-239), транспортного сечения Na и сечения радиационного захвата U-238,

Таблица 5

Константные составляющие погрешностей расчета λ_0, ρ

Элемент	Параметр u_j	Составляющие $\delta_{\lambda}^{(j)}$	Составляющие $\delta_{\rho}^{(j)}$
U-235	v_{f5}	$4,76 \cdot 10^{-5}$	$5,93 \cdot 10^{-4}$
	σ_{c5}/σ_{f5}	$6,05 \cdot 10^{-5}$	$1,54 \cdot 10^{-3}$
	σ_{f5}	$9,70 \cdot 10^{-3}$	$1,51 \cdot 10^{-1}$
U-238	v_{f8}	$1,64 \cdot 10^{-3}$	$2,39 \cdot 10^{-2}$
	σ_{f8}	$9,27 \cdot 10^{-3}$	$2,49 \cdot 10^{-1}$
	σ_{f8}/σ_{f5}	$1,17 \cdot 10^{-3}$	$1,71 \cdot 10^{-2}$
Pu-239	v_{f9}	$3,22 \cdot 10^{-3}$	$3,26 \cdot 10^{-2}$
	σ_{c9}/σ_{f9}	$3,55 \cdot 10^{-3}$	$1,29 \cdot 10^{-1}$
	σ_{f9}/σ_{f5}	$8,47 \cdot 10^{-3}$	$1,65 \cdot 10^{-1}$
Na	$\sigma_{f,Na}$	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$2,21 \cdot 10^{-1}$
	$\sigma_{c,Na}$	$4,10 \cdot 10^{-4}$	$6,07 \cdot 10^{-2}$
Ni	$\sigma_{c,Ni}$	$2,81 \cdot 10^{-4}$	$4,38 \cdot 10^{-3}$
Fe	$\sigma_{c,Fe}$	$5,75 \cdot 10^{-4}$	$2,85 \cdot 10^{-5}$
Суммарная погрешность		$1,68 \cdot 10^{-2}$	$4,29 \cdot 10^{-1}$

т.е. тех ядер, которые в достаточно большом количестве присутствуют в активной зоне. Это не удивительно, поскольку коэффициенты чувствительности $H_{p,k,l}^{(F)}$ пропорциональны концентрациям N_l ядер сорта l . Исключение составляют лишь сечения деления $\sigma_{f,5}^{(k)}$ для U-235 (которого мало в природном уране). В этом случае повышенное значение вклада связано с косвенным влиянием этой погрешности на изменения сечений всех тяжелых ядер топлива. Действительно, пусть для ка-

кой-либо группы k $u_1 = \sigma_{f,5}^{(k)}$, $u_j = \frac{\sigma_{f,j}^{(k)}}{\sigma_{f,5}^{(k)}}$ при $j = 1, 2, \dots, J$, тогда $h_1^{(F)} = H_{f,k,5}^{(F)} + \sum_{j=1}^J H_{f,k,j}^{(F)} u_j$,

$h_j^{(F)} = H_{f,k,j}^{(F)} u_j$, $j = 1, 2, \dots, J$. В результате может оказаться, что $(h_1^{(F)})^2 > (H_{f,k,5}^{(F)})^2$.

В рассматриваемой модели реактора $\lambda_0 = 1,000$, $\rho = -0,00676$, а эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф} = 0,0041$. Абсолютное значение погрешности $\Delta\lambda = \lambda_0 \delta\lambda = 0,0168$ и близко к тому, что дано в работе [11]. Значение погрешности $\Delta\rho = |\rho| \delta\rho = 0,0029$, что примерно лишь в 1,5 раза меньше значения $\beta_{эф}$. Это говорит о необходимости дальнейшего уточнения многогрупповых сечений с тем, чтобы с достаточной степенью определенности судить о выполнении одного из важных для безопасности реакторов условия: $|\rho| \leq \beta_{эф}$.

Авторы выражают благодарность А.Н. Шмелеву за полезные обсуждения представленных здесь результатов и В.А. Апсэ за помощь в освоении вычислительных программ, с помощью которых рассчитывались блокированные многогрупповые сечения.

Литература

1. Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов (Т. 2). – М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Марчук Г.И., Орлов В.В. К теории сопряженных функций (В кн.: Нейтронная физика). – М.: Атомиздат, 1962. – С. 30-45.
3. Усачев Л.Н. Теория возмущений для коэффициента воспроизводства и других отношений чисел различных процессов в реакторах // Атомная энергия. – 1963. – Т. 15. – Вып. 5. – С. 472-481.
4. Орлов В.В. Оценка нейтронов и теории возмущений для расчета ядерных реакторов / Препринт ФЭИ ТР-640, 1964.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1986..
6. Новиков В.М., Слесарев И.С., Алексеев П.Н. и др. Ядерные реакторы повышенной безопасности (анализ концептуальных разработок). – М.: Энергоатомиздат, 1993.
7. Усачев Л.Н., Зарицкий С.М. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. – М.: Атомиздат, 1965. – Вып. 2. – С. 242.
8. Хромов В.В., Кузьмин А.М., Орлов В.В. Метод последовательной линеаризации в задачах оптимизации реакторов на быстрых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1978.
9. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. – М.: Энергоиздат, 1981.
10. Алексеев П.Н., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Оценка погрешностей расчета коэффициентов критичности и воспроизводства энергетических быстрых реакторов из-за неточности нейтронных данных // Атомная энергия. – 1980. – Т. 49. – Вып. 4. – С. 221-224.
11. Матвеев И.П. Экспериментальные исследования в обоснование эффективности и безопасности ядерной энергетики / Доклад на научной сессии МИФИ-2006.
12. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. – М.: Наука, 1969.

Поступила в редакцию 14.07.2006

and power redistribution. A software algorithm was developed and implemented for on-line ${}^6\text{Li}$, ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ calculation in each beryllium block of the core. The algorithm enables a forecast of changes in ${}^6\text{Li}$, ${}^3\text{H}$, and ${}^3\text{He}$ concentrations during the reactor operation and shutdowns. The calculated concentrations of ${}^6\text{Li}$, and ${}^3\text{He}$ nuclei are used for calculating neutronic characteristics of the MIR reactor using the MCU and BERCLI codes.

УДК 621.039.526

Methods of Perturbation Theory in Calculations of Reactivity Effects \ A.M. Kuzmin, N.A. Pedan, D.N. Skorohodov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnich zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 9 pages, 5 tables. – References, 12 titles.

The paper considers the numerical methods for determination of reactivity effects and their sensitivity factors to variations in technological parameters of nuclear reactors. The computational difficulties arising in use of these methods in numerical studies are also discussed. Capabilities of these methods are illustrated on examples of the problems related with influence of ${}^{232}\text{Th}$ on void reactivity effect and with evaluating the effect errors caused by nuclear data uncertainties for fast reactor loaded with nitride fuel.

УДК 621.039.52:615.849.1

Subcritical Systems for Neutron Capture Therapy \ Yu.A. Kurachenko, Yu.A. Kazansky, Eu.S. Matusevich; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnich zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 6 illustrations, 3 tables. – References, 7 titles.

New class of facilities for neutron, and especially for neutron capture therapy (NCT), based on the deep subcritical systems background irradiation by high energy charged particles is supposed. The most promising two of them are picked out. Optimization of the beam removal block is performed in accordance with the NCT quality criteria. Alongside with the outlet flux characteristics forming and studying, the proper shielding is calculated and optimized as well as heat release in subcritical systems and their constituents. Safety and simplicity of the proposed facilities are displayed.

УДК 621.039.51

Experiment-Calculated Activation Rate of Nickel Foils in the Reactor Hall of the BARS-6 Pulsed Reactor \ Yu.A. Kurachenko, Eu.S. Matusevich, Yu.A. Prokhorov, G.N. Fokin, P.A. Yakubov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnich zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 8 pages, 6 illustrations. – References, 4 titles.

A concise description of the BARS-6 pulse reactor designed for laser and medicobiologic studies is done. The input models of two reactor cores are outlines for the MCNP and KASKAD codes. The coincident fission rates received with these codes are presented. The experimental and calculated data on nickel foil activation in the ${}^{58}\text{Ni}$ (n,p) ${}^{58}\text{Co}$ reaction are compared for a set of 16 detectors placed in a distance from 0 to 190 cm above the core centers. A good coordination of these data is demonstrated. Fast neutron spectra in the nearest and uttermost detectors are presented. A conclusion of input models and calculation data adequacy is postulated.

УДК 621.039.54

The Neutron-Physical Analysis Of Perspective Fuel Cycles Of CANDU Reactors from Points of View of Natural Resources Utilization Effectiveness And Safety Indexes \ Min Min Soe, V.I. Naumov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnich zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 9 pages, 5 tables. – References, 13 titles.

The paper addresses the topics of advanced fuel cycles in heavy water reactors CANDU types. The comparative analysis of some variants of perspective fuel cycles of CANDU type heavy water reactors from points of view of nuclear fuel utilization effectiveness and influence on safety indexes is carried out. The variants which are based on the usage of low-enriched uranium, mixed oxide (MOX) fuel, the combined fuel cycle on the basis of low-enriched uranium and thorium, and also a combined fuel cycle with a PWR reactors (DUPIC-technology) are considered. Changes of reactors properties, relating to the replacement of heavy water coolant by light water and an opportunity of reduction of need for