

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(Государственный Университет)

На правах рукописи
УДК 621.039.51

БАТУРИН ДЕНИС МИХАЙЛОВИЧ

**РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ
ДЛЯ РЕШЕНИЯ РЕАКТОРНЫХ ЗАДАЧ**

05.13.18 – Математическое моделирование, численные методы и
комплексы программ

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Автор:

Москва
2002 г.

Работа выполнена в Московском инженерно-физическом институте (государственном университете).

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,
профессор Щукин Н.В.
кандидат физико-математических наук,
с.н.с. Зимин В.Г.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор Крянев В.А.
кандидат физико-математических наук
в.н.с. Попыкин А.И.

Ведущее предприятие:

РНЦ "Курчатовский институт"

Защита состоится "____" _____ 2002 г. в ____ час ____ мин.
на заседании диссертационного совета Д 212.130.09 в МИФИ по
адресу:

115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31, тел. 324-84-98

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МИФИ.

Автореферат разослан "____" _____ 2002 г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв
в одном экземпляре, заверенный печатью организации.

Ученый секретарь диссертационного совета,
д.ф.м.н., профессор

Леонов А.С.

Подписано к печати	Заказ	Тираж	экз.
Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31			

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Основу современной российской атомной энергетической системы составляют реакторы типа ВВЭР с гексагональными тепловыделяющими сборками. Ввод в эксплуатацию Ростовской АЭС, строительство новых энергоблоков и станций на территории России, Китая, Индии демонстрирует, что в ближайшие десятилетия этот тип реакторов останется доминирующим, поэтому задача разработки эффективной модели нейтронно-физических процессов в активной зоне реактора типа ВВЭР и других реакторов с гексагональной геометрией элементов загрузки активной зоны остается **актуальной**.

Основная цель данной работы – разработка, программная реализация и тестирование модели нейтронно-физических процессов в реакторах типа ВВЭР, БН и др. использующей нодальный метод решения уравнения переноса нейтронов в многогрупповом диффузионном приближении. Для этого предполагается на основе анализа существующих подходов разработать эффективный нодальный алгоритм расчета поля плотности потока нейтронов в реакторах с гексагональной геометрией элементов загрузки активной зоны. С целью верификации разработанного метода необходимо провести расчеты ряда двумерных и трехмерных стационарных и кинетических тестовых задач.

Практическая ценность работы заключается в том, что:

- разработанный полиномиальный нодальный метод может быть использован при расчете реакторов с гексагональной геометрией ТВС различного типа;
- создана программа NEKST-H для решения уравнения переноса нейтронов в двухгрупповом диффузионном приближении;
- программа NEKST-H использована для модернизации “Многофункционального анализатора реакторного отделения АЭС с ВВЭР-1000”, созданного в “Лаборатории тренажерных систем” МИФИ.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- разработан новый полиномиальный нодальный метод решения уравнения переноса нейтронов в диффузионном приближении в реакторах с гексагональной геометрией ТВС;
- проведен анализ точности разработанного метода на основе результатов расчетов стационарных и нестационарных тестовых задач;
- разработан новый метод учета отклонения условий выгорания топлива от номинальных;
- проведено исследование влияния изменения условий выгорания топлива на расчетную длительность кампании реактора ВВЭР-1000.

Автор выносит на защиту:

- полиномиальный нодальный метод расчета нестационарного поля нейтронов в ядерном реакторе с гексагональной геометрией в многогрупповом диффузионном приближении;
- метод учета реальных условий выгорания топлива при расчете реактора с использованием двухгрупповых диффузионных нейтронно-физических констант;

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы из 53 наименований и содержит 138 страниц, 65 иллюстраций, 27 таблиц. Каждая глава состоит из основного текста, разделенного на подпункты, и краткого заключения.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Разработанный полиномиальный нодальный метод решения уравнения переноса нейтронов в диффузионном приближении в реакторах с гексагональной геометрией ТВС использует нелинейную итерационную процедуру.

В нелинейной процедуре средний по грани ток нейтронов представляется в виде суммы двух слагаемых: первое — это выражение для тока нейтронов в конечно-разностном приближении; второе — это произведение некоторого нодального коэффициента

связи на сумму потоков в соседних ячейках:

$$\overline{J}_{gx+}^k = -d_{gx+}^{k,FDM}[\widehat{\varphi}_g^{k+1} - \widehat{\varphi}_g^k] - d_{gx+}^{k,NOD}[\widehat{\varphi}_g^{k+1} + \widehat{\varphi}_g^k], \quad (1)$$

где $d_{gx+}^{k,FDM} = \widehat{D}_g^k \widehat{D}_g^{k+1} / (\widehat{D}_g^k + \widehat{D}_g^{k+1})$; $\widehat{D}_g^k \equiv 2D_g^k/h$ - безразмерный коэффициент диффузии; $\widehat{\varphi}_g^k$ - средний поток нейтронов .

Подставив это выражение для тока нейтронов в уравнение баланса нейтронов, получается система алгебраических уравнений, матрица коэффициентов которой имеет структуру аналогичную конечно-разностному методу, но несимметричная даже для одногруппового случая.

Решение данной системы уравнений дает некоторые значения средних потоков нейтронов и эффективного коэффициента размножения. Если каким либо образом стало известно значение тока нейтронов между ячейками, то можно вычислить новые значения нодальных коэффициентов связи:

$$\widehat{D}_g^{k,Nod} = \frac{-J_{gx+}^k - \widehat{D}_g^{k,FDM}(\bar{\Phi}_g^{k+1} - \bar{\Phi}_g^k)}{\bar{\Phi}_g^{k+1} + \bar{\Phi}_g^k}. \quad (2)$$

и повторить расчет средних потоков и $K_{эфф}$.

Таким образом, основным является вопрос определения значений средних по грани расчетной ячейки токов нейтронов. Эта задача решается в рамках нодального метода с помощью решения вспомогательных двухъячеечных задач.

В качестве расчетной ячейки (нода) рассматривается гексагональная призма, которую можно определить как:

$$\begin{aligned} V^k(x, y, z) : \quad & x \in [-h/2, h/2] \\ & y \in [-y_s(x)/2, y_s(x)/2], \quad y_s(x) = 1/\sqrt{3}(h - |x|) \\ & z \in [-\Delta z^k/2, \Delta z^k/2] \end{aligned}$$

где h - размер ноды “под ключ”.

Многогрупповое уравнение диффузии нейтронов в матричной

форме записывается в следующем виде:

$$- D^k \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi^k(x, y, z) + \left[\Sigma_r^k - \Sigma_s^k - \frac{1}{k_{eff}} \chi (\nu \Sigma_f^k)^T \right] \varphi^k(x, y, z) = 0, \quad (3)$$

где все обозначения традиционные.

Интегрируя (3) в направлении z , получаем двумерное уравнение диффузии:

$$- D^k \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \varphi_z^k(x, y) + \left[\Sigma_r^k - \Sigma_s^k - \frac{1}{k_{eff}} \chi (\nu \Sigma_f^k)^T \right] \varphi_z^k(x, y) = -L_z^k(x, y), \quad (4)$$

где

$$\varphi_z^k(x, y) = \frac{1}{\Delta z^k} \int_{-\Delta z^k/2}^{\Delta z^k/2} \varphi^k(x, y, z) dz \text{ усредненный по } z$$

нейтронный поток;

$$L_z^k(x, y) = \frac{1}{\Delta z^k} \{ J_z^k(x, y, \Delta z^k/2) - J_z^k(x, y, -\Delta z^k/2) \} \text{ утечка}$$

нейтронов в направлении z ;

$$J_z^k(x, y, \pm \Delta z^k/2) - z\text{-компонента тока нейтронов на}$$

верхней/нижней гранях нода.

Индекс z в дальнейшем опустим.

Предположим, что нам известна функция конформно отображающая шестигранник с размером “под ключ” h и стороной R , определенный на комплексной плоскости $\mathbb{Z} = x + iy$, на прямоугольник размером $u \in [-a/2, a/2]$ $v \in [0, b]$, определенный на комплексной плоскости $\mathbb{W} = u + iv$. Оператор Лапласа инвариантен по отношению к конформному отображению, т.е.:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} = \frac{1}{g^2(u, v)} \left(\frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{\partial^2}{\partial v^2} \right), \quad (5)$$

где $g(u, v) = \left| \frac{\partial \mathbb{Z}}{\partial \mathbb{W}} \right|$ - коэффициент искажения.

Конформное отображение шестигранника на прямоугольник получается путем последовательных конформных отображений шестигранника на круг, круга на полуплоскость, полуплоскости на прямоугольник. Продифференцировав уравнения последовательных отображений, получаем формулу для расчета функции искажения:

$$g(u, v) = |(R/3R_0)(2/i)^{1/3}(1 - s^2)^{1/6}(9 - s^2)^{1/6}/s^{1/3}| \quad (6)$$

где $s = sn(u + iv, 1/9)$ - координата на \mathbb{S} -плоскости (переменную s удобно использовать по двум причинам: первая - формула для функции искажения имеет более простой вид; вторая - действительная ось \mathbb{S} -плоскости соответствует граничным точкам расчетной ячейки); sn - эллиптический синус.

Уравнение диффузии в новых координатах будет выглядеть следующим образом:

$$- D^k \left(\frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{\partial^2}{\partial v^2} \right) \varphi^k(u, v) + \left[\Sigma_r^k - \Sigma_s^k - \frac{1}{k_{eff}} \chi (\nu \Sigma_f^k)^T \right] \varphi^k(u, v) g^2(u, v) = -L_z(u, v) g^2(u, v) \quad (7)$$

Сравнивая (4) и (7), становится очевидно, что они отличаются только наличием коэффициента искажения, что превращает гомогенную ячейку в гетерогенную.

Определим поперечно-интегрированный поток нейтронов как:

$$\overline{\varphi^k}(u) = \frac{1}{b} \int_0^b \varphi^k(u, v) dv \quad (8)$$

Проинтегрируем (7) в направлении v :

$$-D^k \frac{\partial^2 \overline{\varphi^k}(u)}{\partial u^2} + \left[\Sigma_r^k - \Sigma_s^k - \frac{1}{k_{eff}} \chi (\nu \Sigma_f^k)^T \right] \overline{\varphi^k}(u) \overline{g^2}(u) = \\ -L_z(u) \overline{g^2}(u) - \frac{1}{b} [J_v(u, b) - J_v(u, 0)], \quad (9)$$

где

$$\overline{g^2}(u) = \frac{1}{b} \int_0^b g^2(u, v) \varphi(u, v) dv / \overline{\varphi}(u) \approx \frac{1}{b} \int_0^b g^2(u, v) dv;$$

$J_v(u, b)$ и $J_v(u, 0)$ - ток в направлении нормали
прямоугольника на верхней и нижней гранях;

Используя токи на гранях шестигранника и функцию искажения,
ток нейтронов $J_v(u, b)$ и $J_v(u, 0)$ представим в виде:

$$J_v(u, b) = g(u, b) [J_{TR}(u) \mu(u) + J_{TL}(u) \mu(-u)] \quad (10) \\ J_v(u, 0) = g(u, 0) [J_{BR}(u) \mu(u) + J_{BL}(u) \mu(-u)],$$

где

$\mu(u)$ - единичная ступенчатая функция;

$J_{TR}(u), J_{TL}(u), J_{BR}(u), J_{BL}(u)$ - отображение токов на гранях
шестигранника.

Так как функция $g(u, v)$ симметричная, то $g(u, b) = g(u, 0)$.

Введем новые обозначения и функции. Поперечную утечку для
прямоугольника обозначим как:

$$L_v(u) = \frac{2}{3h} [(J_{TR}(u) - J_{BR}(u)) \mu(u) + (J_{TL}(u) - J_{BL}(u)) \mu(-u)] = \\ L_v^R(u) \mu(u) + L_v^L(u) \mu(-u) \quad (11)$$

где

$L_v^R(u) = \frac{2}{3h} (J_{TR}(u) - J_{BR}(u))$ - поперечная утечка в правой
половине прямоугольника,

$L_v^L(u) = \frac{2}{3h} (J_{TL}(u) - J_{BL}(u))$ – поперечная утечка в левой половине прямоугольника.

Введем для краткости записи уравнений вспомогательную функцию

$$s(u) = \frac{1}{b} \frac{3h}{2} g(u, 0) \quad (12)$$

и новую безразмерную координату $\xi = 2u/a$, тогда уравнение (9) будет определено на интервале $[-1, 1]$ и, с учетом введенных обозначений, может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} -\frac{4}{a^2} D^k \frac{\partial^2 \overline{\varphi^k}(\xi)}{\partial \xi^2} + \left[\Sigma_r^k - \Sigma_s^k - \frac{1}{k_{eff}} \chi (\nu \Sigma_f^k)^T \right] \overline{\varphi^k}(\xi) \overline{g^2}(\xi) = \\ - L_z(\xi) \overline{g^2}(\xi) - s(\xi) [L_v^R(\xi) \mu(\xi) + L_v^L(\xi) \mu(-\xi)] \end{aligned} \quad (13)$$

Для сокращения вида последующих формул введены новые обозначения:

$$B^{2k} = \frac{a^2}{4} D^{k-1} \left[\Sigma_r^k - \Sigma_s^k - \frac{1}{k_{eff}} \chi (\nu \Sigma_f^k)^T \right] - \text{баклинг } k\text{-ой ячейки};$$

$$s_v^k(\xi) = \frac{a^2}{4} D^{k-1} s(\xi) L_v(\xi) - \text{поперечная утечка в } v\text{-направлении};$$

$$s_z^k(\xi) = \frac{a^2}{4} D^{k-1} L_z(\xi) \overline{g^2}(\xi) - \text{поперечная утечка в } z\text{-направлении}.$$

В результате получаем простой вид уравнения диффузии нейтронов:

$$-\frac{\partial^2 \varphi^k(\xi)}{\partial \xi^2} + B^{2k} \overline{g^2}(\xi) \varphi^k(\xi) = -s_v^k(\xi) - s_z^k(\xi) \quad (14)$$

Для решения данного уравнения используется полиномиальный нодальный метод. Поперечно-интегрированный поток нейтронов представим в виде разложения по полиномам до четвертой степени включительно:

$$\overline{\varphi^k}(\xi) = \sum_{i=0}^4 a_{ui}^k P_i(\xi) = \widehat{\varphi}^k + \sum_{i=1}^4 a_{ui}^k P_i(\xi), \quad (15)$$

где

$$a_{u0}^k = \frac{1}{N_0} \int_{-1}^1 \overline{\varphi}^k(\xi) \overline{g^2}(\xi) d\xi = \widehat{\varphi}^k$$

$$a_{ui}^k = \text{col}\{a_{ui_1}^k, \dots, a_{ui_G}^k\}$$

Поперечная утечка аппроксимируется полиномом второй степени:

$$s_{vz}^k(\xi) = \sum_{i=0}^2 s_{vzi}^k P_i(\xi), \quad (16)$$

$$\text{где } s_{vzi}^k = \frac{1}{N_i} \int_{-1}^1 \{s_v^k(\xi) + s_z^k(\xi)\} P_i(\xi) d\xi.$$

Для повышения точности метода за счет корректного учета функции искажения был построен набор полиномов ортогональных на $[-1, 1]$ с весом $\overline{g^2}(\xi)$:

$$\int_{-1}^1 P_i(\xi) \overline{g^2}(\xi) P_j(\xi) d\xi = \begin{cases} 0 & \text{если } i \neq j \\ N_i & \text{если } i = j \end{cases} \text{ и } P_i(1) = 1 \quad (17)$$

Для определения тока нейтронов на грани нода рассматривается вспомогательная система, состоящая из двух соседних ячеек k и $k+1$. В каждой поток нейтронов описывается уравнением диффузии вида (14). Задача имеет $4 \times 2 \times G$ неизвестных.

Для каждой ячейки запишем:

- *уравнения нейтронного баланса (нулевого момента)* (всего $2G$):

$$c_2^J a_{u2}^k + c_4^J a_{u4}^k = B^{2k} \widehat{\varphi}^k + s_{vz0}^k$$

- *уравнения второго момента* (всего $2G$):

$$c_{22} a_{u2}^k + c_{42}^{-1} a_{u4}^k = B^{2k} a_{u2}^k + s_{vz2}^k$$

- *уравнения первого момента* (всего $2G$):

$$c_{31}^{-1} a_{u3}^k = B^{2k} a_{u1}^k + s_{vz1}^k$$

- *уравнение непрерывности потока нейтронов на общей грани двух ячеек* (всего G):

$$\widehat{\varphi}^k + a_{u1}^k + a_{u2}^k + a_{u3}^k + a_{u4}^k = \widehat{\varphi}_{k+1} - a_{u1}^{k+1} + a_{u2}^{k+1} - a_{u3}^{k+1} + a_{u4}^{k+1}$$

- уравнение непрерывности тока нейтронов на общей грани двух ячеек (всего G):

$$-\widehat{D}^k [c_1^J a_{u1}^k + c_2^J a_{u2}^k + c_3^J a_{u3}^k + c_4^J a_{u4}^k] = \\ -\widehat{D}_{k+1} [c_1^J a_{u1}^{k+1} - c_2^J a_{u2}^{k+1} + c_3^J a_{u3}^{k+1} - c_4^J a_{u4}^{k+1}]$$

где: $c_i, c_{22}, c_{42}, c_{31}$ - некоторые известные константы, определяемые выбранными полиномами; $\widehat{D}^k = \frac{2D^k}{\Delta u^k}$ - безразмерный коэффициент диффузии.

Решив полученную систему уравнений, получаем полный набор коэффициентов аппроксимации плотности потока нейтронов в двух соседних ячейках.

Ток нейтронов между ячейками вычисляется по формуле:

$$\bar{J}_{x+}^k = \frac{b}{R} \bar{J}_{u+}^k = -\frac{b}{R} \widehat{D}^k \left\{ \sum_{i=1}^4 c_i^J a_{ui}^k \right\}, \quad (18)$$

где:

\bar{J}_{x+}^k - средний ток нейтронов на правой грани шестигранника;

\bar{J}_{u+}^k - средний ток нейтронов на правой грани прямоугольника.

Полученные значения токов нейтронов используются для вычисления нодальных коэффициентов коррекции $d_{gx+}^{k,NOD}$ по формуле (2).

В описанном нодальном методе рассчитываются средние по граням токи нейтронов. Следовательно, известно только среднее значение поперечной утечки. Как показал опыт развития нодальных методов, точность расчетов может быть существенно увеличена если использовать дополнительные предположения о форме поперечной утечки. Условия непрерывности поперечной утечки деленной на коэффициент диффузии и её производной используются для вычисления коэффициентов b_i^k параболической аппрок-

симации поперечной утечки в аксиальном направления:

$$L_z^k(u) = \sum_{i=0}^2 b_{zi}^k P_i(u). \quad (19)$$

Для поперечной в радиальном направлении утечки $L_v(u)$ известны средние по половинам значения утечки. Соответственно, форму поперечной радиальной утечки для внутренних ячеек можно представить в виде:

$$L_v(u) = \frac{3h}{2b} g(u, 0) (\bar{L}_v^R \mu(u) + \bar{L}_v^L \mu(-u)) \quad (20)$$

$$\text{где } \bar{L}_v^R = \frac{2}{3h} (\bar{J}_{TR} - \bar{J}_{BR}) \quad \bar{L}_v^L(u) = \frac{2}{3h} (\bar{J}_{TL} - \bar{J}_{BL})$$

Представленные результаты исследований показали, что данное приближение дает относительно большие погрешности при расчете моделей реакторов без отражателя. Для повышения точности расчетов вводится дополнительное предположение о форме поперечной утечки для граничных ячеек:

Предполагается, что токи нейтронов вдоль боковых граней шестигранника, прилегающих к грани с внешней границе, аппроксимируется линией:

$$J_{TR}^k(x') = \bar{J}_{TR}^k + l_R^k (x' - x'_0), \quad (21)$$

где константа l_R^k определяется с учетом граничных условий. В этом случае поперечная утечка записывается как (в безразмерных координатах):

$$L_v^R(\xi) = \frac{3h}{2b} g(\xi, 0) \{ \bar{L}_v^R + R l_R^k [\int_0^\xi g(\tau, 0) d\tau - \xi_0] \} \quad (22)$$

Константа $\xi_0 = u'_0/R$ выбирается из условия сохранения среднего значения поперечной радиальной утечки в правой половине:

$$\xi_0 = \int_0^1 g(\xi, 0) \left(\int_0^\xi g(\tau, 0) d\tau \right) d\xi / \int_0^1 g(\xi, 0) d\xi \quad (23)$$

Разработанный нодальной метод реализован в программе NEKST-H. Для верификации программы и нодального метода был рассчитан ряд двумерных и трехмерных стационарных тестовых задач. В таблице (1) представлены основные результаты расчетов. В скобках даны результаты, полученные с использованием кусочно-постоянной аппроксимации поперечной утечки во всех нодах. Использование кусочно-линейной аппроксимации поперечной утечки в граничных ячейках позволяет значительно повысить точность расчетов, особенно, в задачах, где отражатель явно не моделируется. Исключением являются модифицированные тестовые задачи IAEA с отражателем, в которых точность незначительно ухудшалась, но оставалась высокой. На результаты задачи по расчету HWR выбор формы поперечной утечки не влияет из-за большой толщины отражателя.

В целом, точность вычисления эффективного коэффициента размножения порядка 20 рсм, максимальная ошибка в распределении энерговыделения в пределах 2% (исключение — тест ВВЭР-1000 с $\gamma = 0.50$ - 2.7%), что более чем достаточно для практических расчетов т.к погрешность, обусловленная нодальным методом решения уравнения диффузии нейтронов, гораздо меньше погрешностей, обусловленных неточностями данных о материальном составе реактора и методикой подготовки нейтронных констант.

Таблица 1: Таблица результатов решения стационарных тестовых задач

Тест	$K_{эфф}^{эталон}$	Ошибка $K_{эфф}, (10^{-5})$	$\varepsilon_{max}, (\%)$	$\varepsilon_{avg}, (\%)$
двумерные				
ВВЭР440	1,00970	+23 (+35)	0.40 (0.81)	0.16 (0.45)
ВВЭР1000 $\gamma = 0.125$	1,014407	-3 (+60)	1.18 (2.75)	0.34 (1.60)
ВВЭР1000 $\gamma = 0.50$	1,006485	-6 (+62)	2.69 (5.66)	0.76 (2.93)
IAEA-R $\gamma = 0.125$	1,006630	-9 (+7)	0.92 (0.54)	0.44 (0.31)
IAEA-R $\gamma = 0.5$	1,005507	-14 (+21)	0.95 (0.53)	0.46 (0.26)
IAEA $\gamma = 0.125$	0,991378	-9 (+71)	0.89 (1.53)	0.35 (0.92)
IAEA $\gamma = 0.5$	0,978077	-19 (120)	1.89 (4.79)	0.79 (2.45)
HWR	0,991965	+4	0.19	0.09
трехмерные				
ВВЭР440	1,01132	14	-1.0	0.32
ВВЭР1000	1,011350	-1	1.21	0.41
ВВЭР1000 (Shultz)	1,049526	17	1.56	0.48

Для анализа точности моделирования нестационарных процессов с использованием программы NEKST-H был проведен расчет тестовой задачи AER-DYN-002 - это расчет переходного процесса в активной зоне реактора типа ВВЭР-440, вызванного асимметричным извлечением одного стержня СУЗ с "весом" порядка 2β . Начальная мощность реактора близка к нулю, реактор находится в критическом состоянии. Быстрое извлечение стержня СУЗ вызывает всплеск мощности, который ограничивается Доплер-эффектом. Обратная связь по температуре топлива является основной при переходных процессах такого рода, что позволяет провести расчет без привлечения сложных теплогидравлических моделей. Переходный процесс моделируется в течении 2 сек.

Эталонного решения тестовой задачи AER-DYN-002 на данный момент не существует. Известны результаты решения тестовой задачи с применением конечно-разностной программы MAG и программы CRONOS, использующей для решения уравнения переноса нейтронов метод конечных элементов. Существуют также решения теста по нодальным программам, полученные участниками группы *Atomic Energy Research*: БИПР-8, DYN3D/M2, HEXTRAN, KIKO3D.

В таблице (2) приведены значения эффективного коэффициента размножения в начальном состоянии $K_{эфф}^0$ и в случае полностью выведенного стержня СУЗ $K_{эфф}^1$. Как показывают представленные данные, надежного значения $K_{эфф}$ не получено даже для начального состояния. Однако, можно совершенно уверенно утверждать, что величина вносимой реактивности существенно выше, чем расчетное значение, полученное по нодальным программам,

Таблица 2: Эффективный коэффициент размножения и "вес" стержня СУЗ

Программа	вариант	$K_{эфф}^0$	$K_{эфф}^1$	$1 - K_{эфф}^0/K_{эфф}^1, \%$	$\rho/\rho_{DYN3D} - 1, \%$
CRONOS	$L_{\infty} \times \infty$	0.99782	1.00852	1.0607	8.73
CRONOS	$P_{\infty} \times \infty$	0.99784	1.00862	1.0658	9.26
MAG	∞, ∞	0.99790	1.00860	1.0609	8.75
BIPR8		0.998442	1.008673	1.0143	4.0
DYN3D		0.999941	1.009792	0.9755	-
HEXTRAN		0.99902	1.009181	1.0069	3.2
KIKO3D		0.999994	1.009926	0.9834	0.8
NEKST-H		0.99817	1.00853	1.0273	5.3

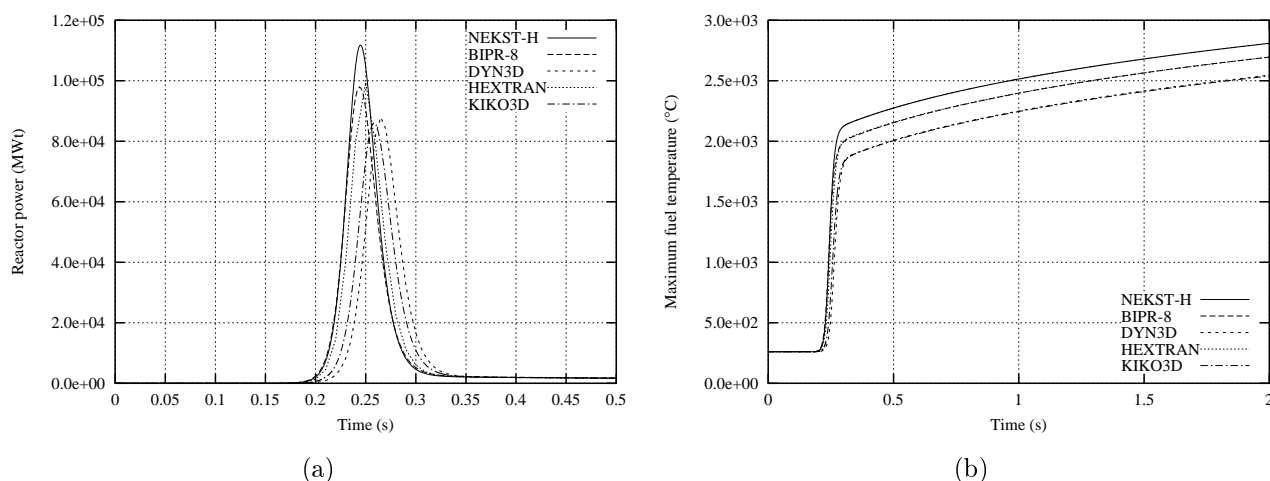


Рис. 1: Мощность реактора (а) и максимальная температура топлива (б) в тесте AER-DYN-002

при этом программа NEKST-H дает наиболее близкую оценку. Реактивность, вносимая при выведении стержня СУЗ, рассчитанная по программе NEKST-H, оказалась наибольшей среди результатов нодальных программ. Разница в эффективности СУЗ приводит к разнице в величине пика мощности, времени достижения пика, интегральной мощности и максимальной температуры топлива. Соответствующие результаты представлены на рисунке (1). Мощность в пике, рассчитанная по программе NEKST-H, превышает остальные минимум на 15%, что вносит основной вклад в превышение расчетных максимальной температуры и интегральной мощности реактора. Максимальная температура топлива по программе NEKST-H превышает на 115 °C результат по БИПР-8 и HEXTRAN и на 265 °C результат по DYN3D и KIKO3D. В таблице (3) представлены результаты расчета мощности ТВС, расположенных на средней линии активной зоны реактора, проходящей через ТВС с извлекаемым стержнем СУЗ.

Относительно расчета радиального профиля энерговыделения можно сделать следующие выводы:

- проведенных расчетов недостаточно для формирования эталонного решения с высокой степенью надежности;
- результаты расчетов по программам MAG и CRONOS сходятся к эталонному решению с разных сторон;
- расчет по программе NEKST-H дает лучшее среди нодальных

Таблица 3: Радиальный профиль энерговыделения (центр—периферия) *1000

Код	вариант	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
CRONOS	P61x20	96	406	782	873	653	461	133	853	1549	1058
	C37xP20	96	405	782	873	653	459	133	851	1549	1058
MAG	96x40	100	404	763	852	643	463	142	867	1554	1079
	384x10	136	426	793	881	663	483	185	874	1545	1056
BIPR8		111	417	797	886	660	470	154	871	1556	1069
DYN3D		103	396	751	839	634	458	149	871	1570	1044
HEXTRAN		104	411	785	873	650	465	147	875	1570	1081
KIKO3D		98	391	745	834	629	454	143	869	1573	1091
NEKST-H		98	398	763	853	638	454	138	859	1555	1067

программ значение мощности ТВС с частично погруженными стержнями СУЗ;

- сравнивая результаты расчетов CRONOS C37xP20 и MAG 96x40, можно ожидать, что точность расчета ТВС по программе NEKST-H составит порядка 2–3% для соответствующих ТВС.

В 2001 году в ”Лаборатории тренажерных систем“ МИФИ был создан и сдан в эксплуатацию на Калининской АЭС ”Многофункциональный анализатор реакторного отделения АЭС с ВВЭР-1000“ (МФА-РО). В рамках программы модернизации, в МФА-РО была интегрирована модель нейтронной кинетики, основанная на полиномиальном нодальном методе, описанном диссертации. Для подготовки двухгрупповых нейтронно-физических констант элементов активной зоны реактора ВВЭР-1000 применялась программа GETERA. Для расчета топливных кампаний 1-го и 2-го блоков Калининской АЭС бала подготовлена библиотека нейтронно-физических констант охватывающая около 40 типов ТВС.

В ходе работ было проведено исследование влияния условий выгорания топлива на нейтронные константы ТВС водо-водяных реакторов. Выгорание топлива, обычно, моделируется при заданных номинальных значениях теплофизических параметров. Однако, реально топливо выгорает при разных значениях теплофизических параметров, что связано с переменным графиком нагрузки энергоблока, неравномерностью поля энерговыделения по активной зоне, применением борного регулирования и других перемен-

ных факторов. Влияние теплофизических параметров на выгорание топлива является комплексным и сложным для корректного учета. Основной проблемой является определение такого параметра, для которого коэффициент чувствительности мало групповых нейтронно-физических констант к его изменениям был бы консервативен по отношению к характеру причин, вызвавших изменение данного параметра. Искомый параметр получил название "спектральная история" SH . Он, в свою очередь, является усреднением по выгоранию другого параметра - "спектрального индекса" SI .

$$SH = \frac{1}{B} \int_0^B \frac{SI}{SI_{\text{ном}}} db, \quad (24)$$

где SI – текущее значение спектрального индекса, $SI^{\text{ном}}$ – значение спектрального индекса при номинальных условиях выгорания.

В ходе работ по интеграции новой модели нейтронной кинетики в МФА-РО был проведен ряд численных экспериментов по анализу влияния условий выгорания на двухгрупповые диффузионные константы. По программе GETERA была проведена серия расчетов бесконечной решетки ТВС ВВЭР-1000 с обогащением по ^{235}U 4,4%. В результате спектральный индекс принял вид:

$$SI = \frac{\Sigma_{c1}}{\Sigma_{a1} + (\Sigma_{s,1 \rightarrow 2}^* + \Sigma_{s,1 \rightarrow 2})/2} \frac{\Sigma_{c1}\Phi_1}{\Sigma_{f1}\Phi_1 + \Sigma_{f2}\Phi_2}, \quad (25)$$

Множители в формуле (25) имеют ясный физический смысл. Первый множитель – это вероятность резонансного поглощения; второй – отношение скорости резонансного захвата (скорости наработки ^{239}Pu) к скорости деления (скорости выгорания топлива).

Анализ полученных результатов приводит к двум выводам:

- предлагаемый модифицированный спектральный индекс устойчив к причинам, вызывающим изменение условий выгорания топлива;
- зависимость коэффициента чувствительности констант к из-

менению спектрального индекса является линейной функцией от выгорания.

Таким образом, с учетом истории выгорания двухгрупповые диффузионные константы могут быть рассчитаны следующим образом:

$$\Sigma_x = \Sigma_x^*(B, c_{\text{бор}}, T_{\text{топл}}, T_{\text{тн}}, \rho_{\text{тн}}) + k_x B(SH - 1), \quad (26)$$

где:

Σ_x^* – сечение из библиотеки констант, рассчитанной при номинальных условиях выгорания;

k_x – коэффициент пропорциональности

Коэффициент k_x , как показали исследования, является функцией от теплофизических параметров. Однако, следует учитывать только зависимость от плотности теплоносителя для всех сечений и от концентрации борной кислоты для коэффициента пропорциональности сечения поглощения тепловых нейтронов. Зависимость коэффициента от теплофизических параметров аппроксимируется функцией вида:

$$k_x \equiv k_x(c_{\text{бор}}, \rho_{\text{тн}}) = k_{0x} + k_{1x}\sqrt{\rho_{\text{тн}}} + k_{2x}\rho_{\text{тн}} + k_{3x}\rho_{\text{тн}}c_{\text{бор}} \quad (27)$$

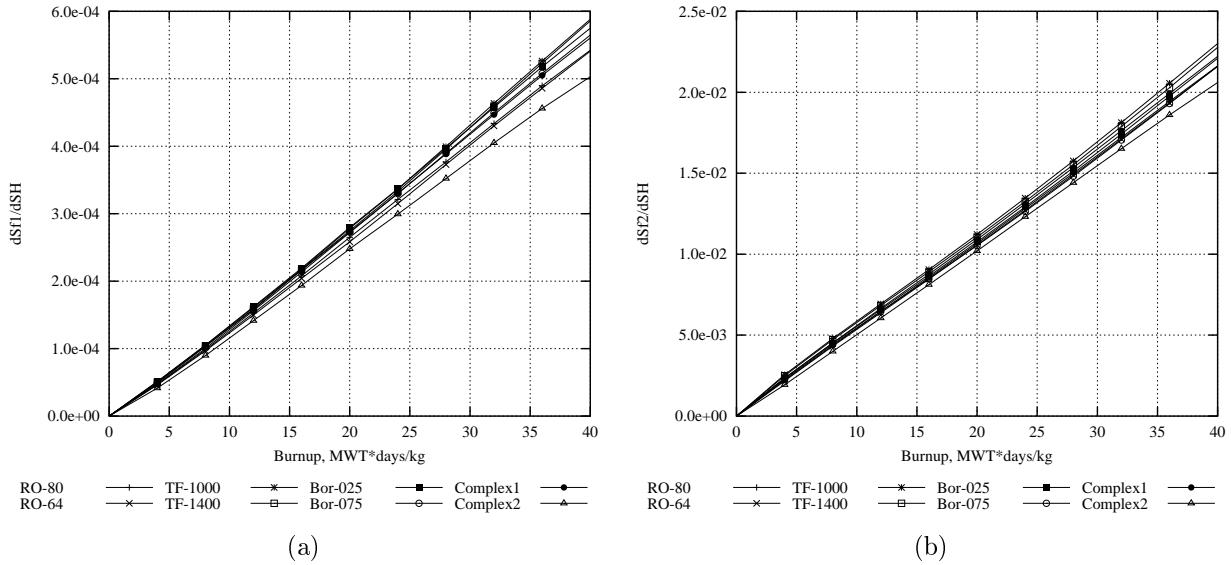


Рис. 2: Отношение отклонения сечения деления быстрыми (а) и тепловыми (b) нейтронами к отклонению спектральной истории

Таблица 4: Результаты расчета длительности кампаний

	Блок 1			Блок 2		
	$T_{расч}$	$T_{расч} - T_{эксп}$	ΔT^{SH}	$T_{расч}$	$T_{расч} - T_{эксп}$	ΔT^{SH}
1	298.4	-1.7	-13.1	327.3	1.2	-7.5
2	269.5	-3.3	-8.2	267.7	7.2	-8.1
3	223.3	3.4	-5.6	288.5	2.9	-10.3
4	257.0	-2.9	-8.7	268.5	8.2	-7.2
5	316.3	-14.1	-19.2	301.6	12.0	-6.8
6	334.8	-15.4	-15.5	321.8	6.8	-11.1
7	286.0	-6.4	-7.7	311.0	5.9	-5.5
8	273.4	-2.5	-19.3	252.6	4.9	-4.4
9	338.1	-7.2	-15.5	263.8	16.2	2.3
10	258.6	4.4	-6.8	318.8	8.0	-8.5
11	270.1	-3.6	-6.2	236.2	4.8	-5.9
12	236.3	-3.1	-8.7	207.3	5.3	-2.2
13	167.9	8.8	-2.9	265.6	-2.7	-4.4
14	229.5	9.2	-4.0			
15	276.3	0.2	-13.4			

Применение коррекции нейтронных констант (26) позволяет значительно уменьшить ошибку вычисления $K_{эфф}$, вызванную отличиями реальных условий выгорания топлива от номинальных значений.

Средствами МФА-РО был смоделирован ряд топливных кампаний 1-го и 2-го энергоблоков Калининской АЭС. Основной задачей расчетов являлся анализ функциональности МФА-РО после модификации модели нейтронной кинетики и влияния “спектральной истории” на расчетную длительность кампании. Основные результаты расчетов представлены в таблице (4).

Из анализа представленных результатов следует, что погрешность расчета длительности кампании достигает 16 дней, что говорят о необходимости дополнительных работ по согласованию модели нейтронной кинетики и существующей библиотеки нейтронно-физических констант.

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- Влияние переменных условий выгорания топлива необходимо учитывать.
- Изменение длительности разных топливных кампаний явля-

ется различным (от +2.3 сут до -19.5).

- Как и следовало ожидать, для первых топливных кампаний влияние спектральной истории является значительным из-за нестабильной работы реактора.
- Неожиданным является тот факт, что сильное влияние спектральной истории на длительность кампании наблюдается для кампаний, характеризующихся стабильной работой на номинальной мощностью. Это дает повод предположить, что условия выгорания топлива, при которых была подготовлена библиотека констант, соответствуют более низкой мощности реактора.

По результатам моделирования топливных кампаний Калининской АЭС было проведено сравнение расчетных полей энерговыделения с расчетно-экспериментальными данными АЭС в моменты времени, для которых имеются данные о показаниях датчиков внутриреакторного контроля – датчиков прямой зарядки (ДПЗ) и результаты расчетов по программе БИПР. Для приведенных в диссертации результатов, величина максимального отклонения расчетной мощности ТВС составила 5 - 7%, величина среднеквадратичного отклонения 2 - 3%. В соответствии с эксплуатационной документацией Калининской АЭС, а именно техническим отчетом ЖШ.00230-01 90 01-ЛУ СВРК ВВЭР-1000. “Комплекс программ УВКС. Технические условия. раздел 2.1.3.5 Требования к погрешностям расчетов” точность измерения параметров системой внутриреакторного контроля составляет 5%. Таким образом, результаты расчета полей в целом удовлетворительны. Однако, отмечено, что имеется тенденция к занижению мощности граничных ТВС, что требует дополнительного анализа используемых граничных условий и, возможно, использования более сложного константного обеспечения при описании отражателя.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе работы над диссертацией был проведен анализ существующих методов расчета плотности потока нейтронов в активной зоне ядерного реактора в диффузионном приближении.

Были отмечены особенности моделирования реакторов с гексагональной геометрией затрудняющие применение многих современных методов, изначально разработанных для прямоугольной геометрии.

Разработан новый нодальный метод решения уравнений диффузии нейтронов в гексагональной геометрии, который характеризуется следующими особенностями:

- применяется конформное отображение шестигранной расчетной ячейки на прямоугольную область;
- уравнение диффузии на прямоугольной области характеризуется наличием функции коэффициента искажения, что приводит к неоднородным свойствам расчетной ячейки;
- коэффициент искажения определяется аналитически;
- основным момент нодального метода – расчет среднего по грани тока нейтронов, для этого решается вспомогательная одномерная задача по расчету поля нейтронов в двух соседних ячейках;
- для аппроксимации формы одномерного нейтронного поля в радиальном направлении применяются полиномы четвертого порядка, ортогональные с весом функции коэффициента искажения;
- при расчете аксиальных токов одномерный поток нейтронов аппроксимируется с помощью полиномов Лежандра до четвертой степени включительно;
- для аппроксимации радиальной поперечной утечки во внутренних ячейках используется кусочно-постоянное приближение, для граничных ячеек — кусочно-линейное;
- при расчете радиальных токов аксиальная поперечная утечка и радиальная поперечная утечка при расчете аксиальных токов аппроксимируются параболой;
- для расчета поля нейтронов во всем объеме активной зоны используется нелинейная итерационная процедура: средний

ток нейтронов на границе двух ячеек представляется в виде суммы двух членов – ток нейтронов, рассчитанный в конечно-разностном приближении, и нодальная поправка, рассчитываемая в результате решения вспомогательных одномерных двухъячеечных задач;

- матрица коэффициентов линейных алгебраических уравнений для расчета потока нейтронов в активной зоне имеет структуру аналогичную случаю конечно-разностного приближения;

Разработанный нодальной метод реализован в программе NEKST-H.

Для верификации программы и нодального метода был рассчитан ряд стационарных двумерных и трехмерных тестовых задач. Полученные результаты демонстрируют высокую точность разработанного метода. Отклонение рассчитанного по программе NEKST-H эффективного коэффициента размножения от эталонного значения составляет порядка 20 pcm, максимальная погрешность расчета мощности ТВС не превышает 3%.

Проведен расчет нестационарной тестовой задачи AER-DYN-002. Сравнение с результатами расчетов тестовой задачи по различным нодальным и мелкосеточным программам демонстрирует, что программа NEKST-H дает наиболее точное среди рассматриваемых нодальных программ значение вносимой реактивности.

Представлены результаты имитационных расчетов ряда топливных кампаний 1-го и 2-го энергоблоков Калининской АЭС. Особое внимание было уделено оценке и учету влияния реальных условий выгорания топлива в рамках двухгруппового диффузионного приближения. Для этого была разработана и реализована методика расчета спектральной истории выгорания. Расчеты демонстрируют, что учет спектральной истории выгорания изменяет расчетную длительность топливной кампании на -19 ... +2 сут.

Результаты расчета распределения мощности ТВС представлены в моменты времени, для которых имеются данные о показаниях датчиков внутриреакторного контроля. Для представленных результатов величина максимального отклонения расчетной

мощности ТВС составила 5 — 7%, среднеквадратичного отклонения 2 — 3%. Учитывая тот факт, что точность стационарной системы измерений при расчете мощности ТВС составляет 5%, результаты расчетов признаны хорошими.

Результаты, изложенные в диссертации, докладывались на различных научных собраниях, среди которых можно отметить:

- XI семинар по проблемам физики реакторов "Волга-2000", Москва, 4–8 сентября 2000 г.;
доклад: С.Б. Выговский, А.А. Семенов, Д.М. Батулин и др.
"Программный комплекс "HARD-NUT" и результаты имитационного моделирования различных топливных кампаний Калининской АЭС"
- 11th Symposium of AER on VVER Reactor Physics and Reactor Safety, September 24–28, 2001, Csopak, Hungary;
доклад: V. Zimin and D. Baturin *"Analysis of the VVER-440 AER2 Rod Ejection Benchmark by the SKETCH-N Code"*
- семинар "Алгоритмы и программы для нейтронно-физических расчетов ядерных реакторов, Нейтроника 2001", г. Обнинск, 29 октября – 2 ноября 2001 г;
доклады:
 - Д.М. Батулин и В.Г. Зимин *"Полиномиальный нодальный метод решения диффузионных уравнений в гексагональной геометрии"*
 - В.Г. Зимин и Д.М. Батулин *"Анализ тестовой задачи AER2 о выбросе стержня в реакторе ВВЭР-440 по программе SKETCH-N"*
 - Д.М. Батулин, С.Б. Выговский *"Учет спектральной истории выгорания топлива при моделировании ВВЭР-1000"*
 - А.А. Семенов, С.Б. Выговский, Д.М. Батулин и др. *"Результаты тестирования программы "HARD-NUT" по экспериментальным данным АЭС"*

Основные научные положения диссертации опубликованы в следующих работах:

- Батури́н Д.М., Нодальный метод расчета полей нейтронов в решетках с гексагональной геометрией. - Атомная энергия, 1999, т.87, вып. 2, с.108-113
- Батури́н Д.М., Выговский С.Б., Учет спектральной истории выгорания при подготовке нейтронно-физических констант ТВС ВВЭР-1000. -Атомная энергия, 2001, т.90, вып. 4, с.256-260
- V.G. Zimin and D.M. Baturin, Polynomial Nodal Method for Solving Neutron Diffusion Equations in Hexagonal-Z Geometry. *Annals of Nuclear Energy* v.29 N8, 2002