

На правах рукописи
УДК 621.039.5



Березнев Валерий Павлович

**Разработка нейтронно-физического кода CORNER для анализа стационарных
и нестационарных процессов в реакторах на быстрых нейтронах**

Специальность 05.14.03 – Ядерные энергетические установки, включая
проектирование, эксплуатацию и вывод из эксплуатации

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук.

Научный руководитель: доктор технических наук, заведующий лабораторией, Селезнёв Евгений Фёдорович

Официальные оппоненты: Волощенко Андрей Михайлович, доктор физико-математических наук, Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, зав. сектором

Кураченко Юрий Александрович, доктор физико-математических наук, ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии», главный научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное унитарное предприятие «Научно-исследовательский технологический институт им. А. П. Александрова»

Защита состоится 15 июня 2017 г. в 10:00 на заседании диссертационного совета Д 002.070.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук по адресу: 115191, г. Москва, ул. Б. Тульская, д. 52.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук и на сайте <http://www.ibrae.ac.ru/contents/313/>.

Автореферат разослан «__» _____ 2017 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
к.т.н.



В.Е. Калантаров

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Развитие технологии реакторов на быстрых нейтронах – перспективное направление ядерной энергетики, которое позволяет решить ряд важнейших задач, таких как эффективное использование ядерного топлива и обеспечение безопасности АЭС. Реакторы-размножители могут эффективно использоваться для расширенного воспроизводства ядерного топлива, для утилизации плутония, для выжигания долгоживущих компонентов отходов отработавшего топлива перед захоронением.

Россия – мировой лидер в области энергетических реакторов на быстрых нейтронах. Белоярская АЭС является единственной в мире, где работают промышленные реакторы на быстрых нейтронах (БН-600 и БН-800). Активно развиваются и другие проекты ядерных энергетических установок на быстрых нейтронах, такие как БН-1200, БРЕСТ-ОД-300, СВБР.

Таким образом, актуальность работы объясняется необходимостью проведения прецизионных расчетных исследований по решению задач переноса нейтронов с применением эффективных методов на стадии рабочего и эскизного проектирования перспективных ядерных энергетических установок на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем.

Кроме того, современные тенденции развития вычислительной техники диктуют повышение требований к точности моделирования нейтронно-физических процессов и способствуют переходу к широкомасштабному использованию высокоточных методов решения уравнения переноса при выполнении проектно-конструкторских работ, в расчетном обосновании и сопровождении РУ БР, а не только для проведения реперных расчетов. Значительно возросшие мощности вычислительной техники и методы распараллеливания сделали возможным переход к моделям с высокой детализацией расчетной области, максимально приближенных к реальному описанию геометрии и основных физических процессов.

Таким образом, основные направления деятельности в области нейтронно-физических расчетов связаны с разработкой новых и модификацией ранее разработанных моделей, численных методов и созданием на их основе программных комплексов нового поколения для полномасштабного моделирования основных нейтронно-физических процессов в быстрых ядерных реакторах с жидкометаллическим теплоносителем и для проведения прецизионных расчетов активной зоны и защиты ЯЭУ.

Цели и задачи исследования

Основной целью диссертационного исследования являлась разработка нейтронно-физического кода CORNER для анализа стационарных и нестационарных процессов в реакторах на быстрых нейтронах.

Исходя из поставленной цели, в диссертационной работе решались следующие задачи:

- анализ методов решения уравнения переноса нейтронов;
- разработка алгоритмов решения стационарных и нестационарных задач переноса нейтронов методом дискретных ординат;

- создание вычислительного инструмента по решению задач переноса нейтронов методом дискретных ординат в трехмерной гексагональной и детальной геометрии;
- проведение расчетных исследований.

Научная новизна работы

Впервые в рамках нейтронно-физического расчетного кода на основе метода дискретных ординат разработано и реализовано улучшенное квазистатическое приближение для решения нестационарной задачи, в котором совмещено использование теории возмущений первого порядка и асимптотических оценок для определения реактивности.

Впервые в отечественной практике разработана и реализована нодальная методика в рамках метода дискретных ординат в трехмерной гексагональной геометрии.

Практическая значимость

Разработанный нейтронно-физический код CORNER входит в состав универсального расчетного кода нового поколения ЕВКЛИД/V1, поданного на аттестацию и используемого для проведения проектных расчетов РУ БРЕСТ-ОД-300 и РУ БН-1200.

Расчетный код CORNER используется в качестве контрольно-реперного модуля для аттестованного программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800 расчетно-экспериментального сопровождения эксплуатации реактора БН-800 Белоярской АЭС (аттестационный паспорт программного средства № 404 от 14 июля 2016 года).

Положения, выносимые на защиту

- 1) Разработанный нейтронно-физический расчетный код CORNER.
- 2) Результаты проведенных верификационных и кросс-верификационных расчетов.

Достоверность результатов

Достоверность работы отдельных модулей нейтронно-физического кода CORNER подтверждена результатами верификационных расчетов экспериментов и кросс-верификации с другими расчетными кодами на бенчмарк-моделях.

Личный вклад автора

Все результаты, выносимые на защиту, получены автором лично, а именно:

- 1) Разработка алгоритмов решения нестационарных и стационарных задач переноса нейтронов методом дискретных ординат.
- 2) Создание нейтронно-физического кода CORNER на основе метода дискретных ординат в трехмерной гексагональной и детальной геометрии, одним из модулей которого является программа для ЭВМ «Программа для решения неоднородной задачи переноса нейтронов. Версия 1.0» (Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014619231), разработанная В.П. Березневым в рамках работ по государственному контракту от 22.03.2013 № Н.4х.90.13.1084 «Разработка интегрированных систем кодов нового поколения для

разработки и обоснования безопасности ядерных реакторов, проектирования АЭС, создания технологий и объектов ядерного топливного цикла. Этап 2013 года».

3) Проведение верификационных и кросс-верификационных исследований, анализ полученных результатов.

Апробация работы

Основные этапы и положения диссертационной работы докладывались на 4 семинарах и 8 конференциях: Межведомственный семинар «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики» «Нейтроника» (г. Обнинск, 2011, 2013, 2014, 2016); Школа Молодых Ученых ИБРАЭ РАН «Безопасность и риски в энергетике» (г. Москва, 2011 – 2015 гг.); Международная конференция «50 лет БФС» (г. Обнинск, 2012); Десятая международная научно-техническая конференция «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики» (г. Москва, 2016); Международная научно-техническая конференция «Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики» МНТК НИКИЭТ (г. Москва, 2012, 2016).

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы из 63 библиографических ссылок. Общий объем работы составляет 96 страниц основного текста, включая 19 таблиц и 30 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы цели и задачи исследования, научная новизна, практическая значимость, основные положения, выносимые на защиту, достоверность результатов, личный вклад автора, апробация и публикации по теме исследования.

Первая глава посвящена обзору нейтронно-физических расчетных методов и современных программных комплексов, среди которых можно выделить:

- детерминистический подход:
 - 1) метод дискретных ординат (ODETTA, CORNER, КАТРИН, PMSNSYS, LUCKY, PARTISN, PENTRAN, Attila и др.);
 - 2) метод характеристик (MCCG3D, OpenMOC и др.);
 - 3) метод сферических гармоник;
 - 4) метод поверхностных гармоник (SUHAM и др.);
- стохастический подход – метод Монте-Карло (MCU, MCNP и др.);
- инженерный подход – диффузионное приближение (ГЕФЕСТ, JAR-FR, TRIGEX, ERANOS, DIF3D и др.);
- гибридные методы (MCNP+MCCG3D).

Достоинством метода дискретных ординат является возможность учета угловой зависимости плотности потока нейтронов с желаемой степенью точности. К недостаткам можно отнести вынужденную гомогенизацию среды, поскольку для геометрически сложных расчетных областей пространственная аппроксимация удовлетворительного порядка точности затруднительна. Одним из путей решения данной проблемы является использование метода конечных элементов на неструктурированных сетках. Другой недостаток S_N метода – лучевой эффект –

приводит к вычислительным осцилляциям и характерен для задач с точечным источником и слабым рассеянием.

Метод характеристик, обладая применимостью к геометриям любой сложности, требует большего расчетного времени и вычислительных ресурсов по сравнению с методом дискретных ординат.

Метод поверхностных гармоник занимает промежуточное место между детерминистическими и инженерными методами, обладая достоинствами первых по точности расчета и вторых по вычислительным затратам.

Основное преимущество метода Монте-Карло состоит в том, что не требуется энергетической, пространственной и угловой аппроксимации. Основной недостаток – большие расчетные времена для уменьшения статистических ошибок, которые обратно пропорциональны квадратному корню из числа моделируемых поколений нейтронов.

Все детерминистические и стохастические методы уступают диффузионному приближению по скорости получения решения. Но инженерный подход имеет границы применимости: наличие сильно поглощающей среды или источников нейтронов, выраженная пространственная гетерогенность, т.е. наличие границ раздела сред с разными свойствами.

Во второй главе приведена постановка задачи математического моделирования переноса нейтронов в ядерных реакторах, в основе которого лежит линеаризованное интегро-дифференциальное уравнение Больцмана.

Нестационарный процесс описывается системой уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{1}{\nu(E)} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \nabla + \Sigma_t(\vec{r}, E, t) \right] \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \int_{4\pi} dE' \int_{\Sigma_s}(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E, t) \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t) d\vec{\Omega}' + \\ + \chi_p(E) \left(1 - \sum_j \beta_j \right) \int \nu \Sigma_f(\vec{r}, E', t) \Phi(\vec{r}, E', t) dE' + \sum_n \sum_j \chi_{d,j}^n(E) \lambda_j^n C_j^n(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t), \\ \frac{\partial C_j^n(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\lambda_j^n C_j^n(\vec{r}, t) + a_j^n \int \nu_d^n \Sigma_f^n(\vec{r}, E', t) \Phi(\vec{r}, E', t) dE', \\ \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \Big|_{\Gamma, (\vec{r}, \vec{\Omega}) < 0} = 0, \\ \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t_0) \Big|_{t=t_0} = \varphi_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, E), \\ C_j^n(\vec{r}, t_0) = \frac{a_j^n}{\lambda_j^n} \int \nu_d^n \Sigma_f^n(\vec{r}, E', t_0) \Phi(\vec{r}, E', t_0) dE', \end{array} \right. \quad (1)$$

в которой используются следующие обозначения:

- $\vec{r} = (x, y, z)^T \in D \subset \mathbb{R}^3$ – радиус-вектор, пространственная переменная;
- $\vec{\Omega} \in \mathbb{S}^2 = \left\{ \vec{\Omega} \in \mathbb{R}^3 : \|\vec{\Omega}\|_2 = 1 \right\}$ – единичный вектор направления, угловая переменная;
- $E \in \mathbb{R}^+$ – энергия, энергетическая переменная;
- $t \in \mathbb{R}$ – время, временная переменная;
- $\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \in \mathbb{R}^+$ – плотность потока нейтронов;

- $\Phi(\vec{r}, E, t) \in \mathbb{R}^+$ – интегральная по углу плотность потока нейтронов;
- $v(E) \in \mathbb{R}^+$ – модуль скорости нейтронов;
- $\Sigma_t(\vec{r}, E, t) \in \mathbb{R}^+$ – полное макроскопическое сечение взаимодействия;
- $\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E, t) \in \mathbb{R}^+$ – макроскопическое сечение рассеяния нейтронов с направлением полета $\vec{\Omega}'$ и энергией E' , после которого он приобретет направление полета $\vec{\Omega}$ и энергию E ;
- $\nu\Sigma_f(\vec{r}, E, t) \in \mathbb{R}^+$ – макроскопическое сечение размножения;
- $\Sigma_f^n(\vec{r}, E', t) \in \mathbb{R}^+$ – макроскопическое сечение деления нуклида n ;
- $\chi_p(E) \in \mathbb{R}^+$ – спектр мгновенных нейтронов деления;
- $\chi_{d,j}^n(E) \in \mathbb{R}^+$ – спектр запаздывающих нейтронов j -ой группы нуклида n ;
- $\beta_j \in \mathbb{R}^+$ – доля j -ой группы запаздывающих нейтронов;
- $\lambda_j^n \in \mathbb{R}^+$ – постоянная распада j -ой группы запаздывающих нейтронов нуклида n ;
- $C_j^n(\vec{r}, t) \in \mathbb{R}^+$ – концентрация предшественников j -ой группы запаздывающих нейтронов нуклида n ;
- $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \in \mathbb{R}^+$ – функция распределения внешних источников;
- $a_j^n \in \mathbb{R}^+$ – относительный выход запаздывающих нейтронов j -ой группы нуклида n ;
- $\nu_d^n \in \mathbb{R}^+$ – среднее число запаздывающих нейтронов нуклида n , приходящееся на один акт деления;
- $t_0 \in \mathbb{R}$ – начальный момент времени;
- $\varphi_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \in \mathbb{R}^+$ – начальное распределение плотности потока нейтронов.

Однородная задача переноса нейтронов описывается стационарным уравнением без внешних источников с нулевыми граничными условиями:

$$\begin{cases} \vec{\Omega} \cdot \nabla \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \\ = \int_{4\pi} dE' \int \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' + \frac{\chi(E)}{K_{eff}} \int \nu\Sigma_f(E') \Phi(\vec{r}, E') dE', \\ \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \Big|_{\Gamma, \vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0} = 0. \end{cases}$$

Сопряженная ей задача относительно функции ценности имеет вид:

$$\begin{cases} \vec{\Omega} \cdot \nabla \varphi^+(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \varphi^+(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \\ = \int_{4\pi} dE' \int \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}, E \rightarrow \vec{\Omega}', E') \varphi^+(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' + \frac{\nu\Sigma_f(E)}{K_{eff}} \int \chi(E') \Phi^+(\vec{r}, E') dE', \\ \varphi^+(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \Big|_{\Gamma, \vec{\Omega} \cdot \vec{n} > 0} = 0. \end{cases}$$

Неоднородная задача описывается стационарным уравнением переноса нейтронов с заданным пространственно-энергетическим распределением источников. В качестве граничных условий задается значение входящего внутрь расчетной области потока нейтронов.

$$\begin{cases} \vec{\Omega} \cdot \nabla \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \\ = \int dE' \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow \vec{\Omega}, E) \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d\vec{\Omega}' + S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E), \\ \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \Big|_{\Gamma, \vec{\Omega} \cdot \vec{n} < 0} = \varphi_{\Gamma}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E). \end{cases}$$

Третья глава посвящена разработке нейтронно-физического кода CORNER.

Расчетный код CORNER основан на S_N методе дискретных ординат и P_M приближении сечения рассеяния и позволяет решать нестационарные задачи переноса нейтронов в улучшенном квазистатическом приближении в HEX-Z геометрии и стационарные задачи в HEX-Z и детальной геометрии.

Энергетическая зависимость учитывается в многогрупповом приближении. В качестве константного обеспечения используется система подготовки констант CONSYST с библиотеками ядерных данных БНАБ-93 и БНАБ-РФ.

В расчетном коде CORNER предусмотрена возможность учета анизотропии рассеяния до P_5 приближения. Источник рассеяния в P_M приближении имеет вид:

$$Q_s^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{g'=1}^G \int_{4\pi} \Sigma_{s,l}^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}) \varphi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' = \sum_{g'=1}^G \sum_{l=0}^M (2l+1) \Sigma_{s,l}^{g' \rightarrow g}(\vec{r}) \sum_{u=-l}^l Y_{lu}(\vec{\Omega}) \Phi_{lu}^g(\vec{r}),$$

где сферические функции $Y_{lu}(\vec{\Omega})$ и присоединенные полиномы Лежандра $P_l^u(\cos \theta)$ имеют вид:

$$Y_{lu}(\vec{\Omega}) = Y_{lu}(\theta, \omega) = \left[(2 - \delta_{u,0}) \frac{(l-|u|)!}{(l+|u|)!} \right]^{1/2} \cdot P_l^{|u|}(\cos \theta) \begin{cases} \sin(|u|\omega), m = -l, \dots, -1 \\ \cos(u\omega), m = 0, \dots, l \end{cases}$$

$$P_l^u(\cos \theta) = \frac{(-1)^l}{2^l l!} (\sin \theta)^u \frac{d^{u+l}}{d(\cos \theta)^{u+l}} (\sin \theta)^{2l}.$$

Угловые моменты плотности потока нейтронов определяются выражением

$$\Phi_{lu}^g(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} Y_{lu}^*(\vec{\Omega}) \varphi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega}.$$

В расчетном коде CORNER используются квадратуры Чебышева-Лежандра (обозначение P_N - T_N или CL_N), полученные как произведение одномерных квадратур Гаусса-Чебышева (узлы и веса для азимутального угла ω) и Гаусса-Лежандра (узлы и веса для полярного угла θ). Узлы (θ_i, ω_j) , $i, j = \overline{1, N}$ квадратуры Чебышева-Лежандра – корни соответствующих полиномов $P_N(\cos \theta)$ и $T_N(\omega)$, а веса $w_{i,j}$ имеют вид

$$w_{i,j} = \frac{\pi}{N(N+1)^2} \frac{2(1-\xi_i^2)}{P_{N+1}^2(\xi_i)}.$$

Также в расчетном коде CORNER используется полностью симметричный LQ_N квадратурный набор, узлы которого имеют симметрию вращения относительно всех трех координатных осей и могут быть вычислены согласно выражению:

$$\mu_i^2 = \mu_1^2 + \frac{2(i-1)(1-3\mu_1^2)}{N-2}, \quad i=1,2,\dots,N/2.$$

Общее число направлений M , которое необходимо для задания полностью симметричной квадратуры, определяется по формуле: $M = N(N+2)$. Для значений $N \geq 20$ в квадратуре появляются отрицательные значения весов.

Примеры угловых квадратур приведены на рисунке 1.

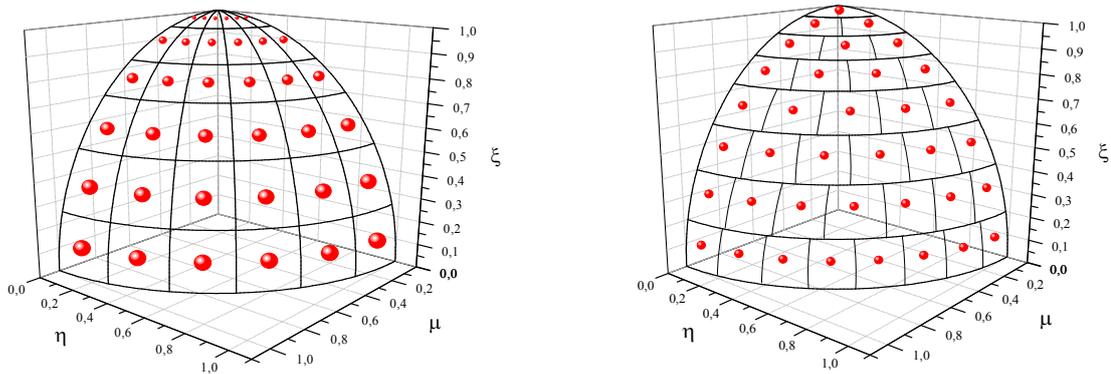


Рисунок 1 – Узлы и веса квадратурных формул (слева – P_6-T_6 , справа – LQ_{16})

В основе пространственной аппроксимации лежит получение балансного уравнения для усредненных в ячейке и на гранях плотностей потока интегрированием уравнения переноса в пределах пространственной ячейки для фиксированного углового направления $\vec{\Omega}_m$ и фиксированной энергетической группы g (индексы g и m будут опускаться там, где это не противоречит пониманию):

$$\frac{2}{3\Delta x} \sum_{\alpha \in \{x,u,v\}} |\mu^\alpha| (\Phi_{out}^\alpha - \Phi_{in}^\alpha) + \frac{|\xi|}{\Delta z_k} (\Phi_{out}^z - \Phi_{in}^z) + \Sigma_t \Phi = Q. \quad (2)$$

Индексы «in» и «out» отвечают входящим и выходящим граням соответственно. Используется понятие освещенности грани расчетной ячейки: если $(\vec{\Omega}, \vec{n}) < 0$, где \vec{n} – вектор нормали к рассматриваемой грани, то грань является освещенной, т.е. входящей, если $(\vec{\Omega}, \vec{n}) > 0$, то грань – выходящая. Для расчетной ячейки типа HEX-Z существует 12 вариантов освещенности (6 вариантов для боковых граней, изображенных на рисунке 2, и 2 варианта для оснований ячейки).

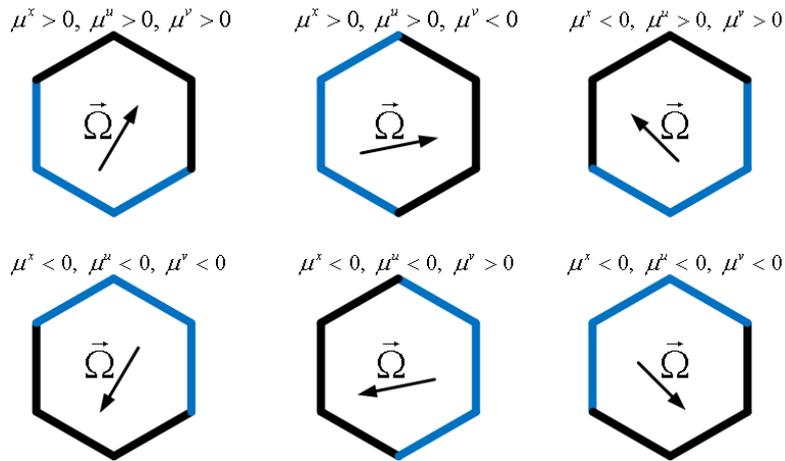


Рисунок 2 – Варианты освещенности боковых граней HEX-Z ячейки

Балансное уравнение (2) необходимо дополнить соотношениями, которые связывают значения плотности потока нейтронов на выходящих гранях со значениями на входящих. Наиболее распространенным является семейство WDD разностных схем:

$$\Phi = P^\alpha \Phi_{out}^\alpha + (1 - P^\alpha) \Phi_{in}^\alpha, \quad \alpha \in \{x, u, v, z\}$$

с весовыми коэффициентами $P^\alpha : 0 \leq P^\alpha \leq 1$.

Варьируя форму дополнительных соотношений, можно улучшить качество сеточного решения. Максимальный порядок аппроксимации достигается при $P^\alpha = 1/2$, что соответствует DD («алмазной») схеме. Согласно теореме Годунова, линейная конечно-разностная схема со вторым порядком аппроксимации не является положительной и монотонной.

Неположительность может приводить к появлению отрицательных значений сеточного решения. Эта проблема решается, например, использованием алгоритма нулевой коррекции, суть которого заключается в обнулении отрицательных значений на выходящих гранях и пересчете ячейки для сохранения баланса.

Другой недостаток – немонотонность – приводит к появлению нефизических осцилляций (новых локальных экстремумов). Для монотонизации решения первоначально расчет ячейки выполняется со значениями параметров, отвечающих наибольшему из возможных порядков аппроксимации. Если полученное решение не удовлетворяет условию положительности и/или монотонности, проводится коррекция сеточного решения: ячейка пересчитывается со значениями параметров, гарантирующих полное или частичное выполнение рассматриваемых условий. При коррекции порядок схемы снижается.

Примером положительной и частично монотонной схемы является DTW-схема, представляющая собой обобщенную θ -схему на случай $\theta_m^\alpha = (\mu_m^\alpha)^2$, $\alpha \in \{x, u, v, z\}$. Для прямоугольной геометрии эта схема разработана в коде PENTRAN. В расчетном коде CORNER обобщена DTW-схема для HEX-Z геометрии. Весовые коэффициенты имеют вид:

$$P^\alpha = 1 - \frac{Q + \frac{2}{3} \frac{|\mu^\alpha|}{\Delta x} \Phi_{in}^\alpha + (\mu^\alpha)^2 \left(\frac{2}{3\Delta x} \sum_{\alpha' \neq \alpha} |\mu^{\alpha'}| \Phi_{in}^{\alpha'} + \frac{|\xi|}{\Delta z_k} \Phi_{in}^z \right)}{\left(\frac{4}{3\Delta x} \sum_{\alpha' \neq \alpha} |\mu^{\alpha'}| \Phi_{in}^{\alpha'} + \frac{2}{\Delta z_k} |\xi| \Phi_{in}^z + \Sigma_t^g \right) \Phi_{in}^\alpha}, \quad \alpha \in \{x, u, v\},$$

$$P^z = 1 - \frac{Q + \frac{|\xi|}{\Delta z_k} \Phi_{in}^z + \xi^2 \frac{2}{3\Delta x} \sum_{\alpha} |\mu^\alpha| \Phi_{in}^\alpha}{\left(\frac{4}{3\Delta x} \sum_{\alpha} |\mu^\alpha| \Phi_{in}^\alpha + \Sigma_t^g \right) \Phi_{in}^z}.$$

В качестве сравнения DD и DTW схем можно привести радиальное распределение плотности потока нейтронов (рисунок 3) в центральной плоскости одной из моделей реактора БН-800. В качестве альтернативного варианта взят результат, полученный из расчета по методу Монте-Карло с помощью программы ММК. Как видно из рисунка 3, использование DD-схемы (вариант «а»), приводит к появлению осцилляций, а DTW-схема (вариант «б») позволяет существенно уменьшить уровень осцилляций.

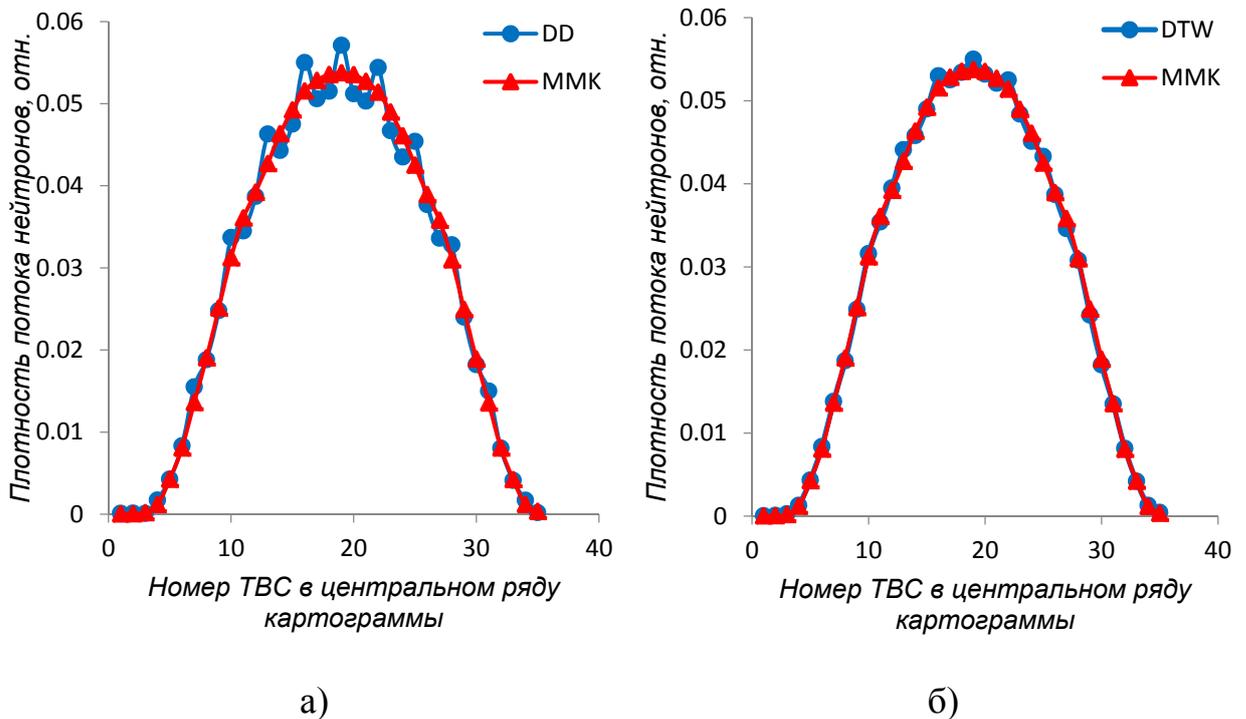


Рисунок 3 – Плотность потока нейтронов в центральном слое модели активной зоны реактора БН-800

Для детального описания внутренней структуры сборок (расположение чехла, твэлов и т.д.) НЕХ-Z геометрия неприменима, для этого требуется пространственная сетка, которая учитывала бы конструкционные особенности конкретной расчетной модели.

Введение такой пространственной сетки предполагает разбиение гексагональной ячейки в плане на некоторое количество многоугольников. Такое разбиение будем называть вложенной сеткой. В расчетной практике нашли

распространение DDL-схемы для произвольных выпуклых многоугольников, принцип построения которых аналогичен DD-схеме. Однако, в общем случае DDL-схемы имеют первый порядок аппроксимации. Таким образом, введение такой мелкой сетки с одной стороны позволяет учесть конструктивные особенности исходной расчетной модели и уменьшить технологическую составляющую погрешности, но с другой стороны понижает порядок аппроксимации конечно-разностной схемы, т.е. приводит к увеличению методической составляющей погрешности.

Второй порядок аппроксимации, максимальный для линейных конечно-разностных схем, сохраняется на сетках, ячейками которых являются параллелепипеды. В дальнейшем HEX-Z геометрию со вложенными сетками из параллелепипедов будем называть детальной. Степень детализации ограничивается лишь вычислительными ресурсами ЭВМ, наиболее современные и производительные могут позволить провести потвальный расчет а.з.

Балансное уравнение в детальной геометрии имеет вид:

$$\sum_{j=1}^6 (\vec{\Omega}_m, \vec{n}_j) \Phi_{m,j}^g \Delta S_j + \Sigma_t^g \Phi_{m,0}^g \Delta V = Q_{m,0}^g \Delta V,$$

где j – номер боковой поверхности ячейки (параллелепипеда), \vec{n}_j – внешняя нормаль к j -ой поверхности, ΔS_j – площадь j -ой поверхности, ΔV – объем ячейки, $\Phi_{m,j}^g$ – усредненная по j -ой поверхности плотность потока нейтронов, $\Phi_{m,0}^g$ и $Q_{m,0}^g$ – усредненные по объему ячейки плотность потока нейтронов и источник соответственно.

Замыкающие соотношения WDD-схемы:

$$\Phi_0 = P_j \Phi_j + P_{j'} \Phi_{j'}, \quad j': \vec{n}_{j'} = -\vec{n}_j, \quad j = 1, \dots, 6,$$

$$P_j + P_{j'} = 1, \quad 0 \leq P_j \leq 1.$$

Порядок обхода ячеек вложенной сетки основывается на освещенности исходной HEX-Z ячейки.

Проведено численное исследование K_{eff} в зависимости от количества ячеек вложенной сетки на примере расчетной модели NEACRP 3-D Neutron Transport Benchmark Model 4. Результаты исследования приведены в таблице 1 (в скобках указано относительное отклонение от реперного значения, в качестве которого используется результат, полученный по методу Монте-Карло).

Вложенная сетка позволяет выделить ячейки, моделирующие чехол сборки. Если стержень СУЗ занимает конструктивно не весь объем сборки, то его можно выделить в отдельные ячейки, как показано на рисунке 4. Такое представление позволит повысить точность оценки эффективности стержня СУЗ по причине учета гетерогенности среды.

Таблица 1 – Значения K_{eff} в зависимости от числа ячеек вложенной сетки

Количества ячеек вложенной сетки	K_{eff} (стержни СУЗ полностью выведены из а.з.)	K_{eff} (стержни СУЗ частично введены в а.з.)
1 (гексагональная ячейка)	1.09358 (-0.14%)	0.90618 (2.99%)
3	1.09102 (-0.37%)	0.86568 (-1.62%)
12	1.09357 (-0.14%)	0.87645 (-0.39%)
27	1.09402 (-0.10%)	0.87797 (-0.22%)
48	1.09416 (-0.09%)	0.87855 (-0.15%)
192	1.09431 (-0.07%)	0.87928 (-0.07%)
Реперное значение	1.0951	0.8799

При моделировании процесса опустошения (кипение теплоносителя), например, в натриевой полости для реактора типа БН, подобные вложенные сетки позволяют точнее оценивать пустотный эффект реактивности.

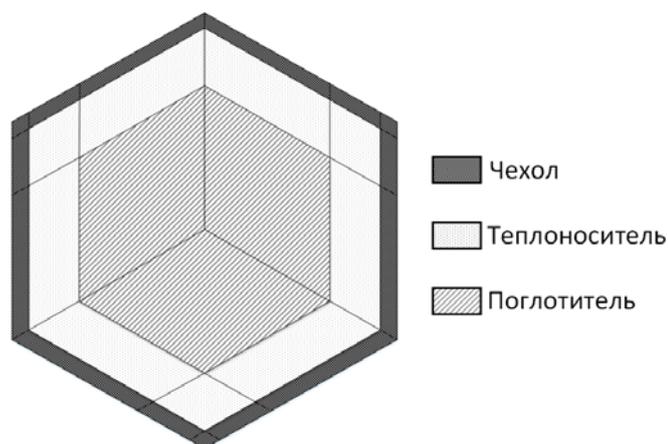


Рисунок 4 – Вложенная сетка с ячейками, моделирующими чехол, теплоноситель и поглотитель

Один из вариантов уменьшения погрешности пространственной аппроксимации – использование нодального метода повышенного порядка точности, в основе которого лежит представление плотности потока нейтронов внутри нода, элементарного объема с неизменными свойствами, в виде ряда по базисным функциям и последующее вычисление моментов разложения.

Поперечное интегрирование по $-y_b(x) < y < y_b(x)$ и $-1/2 < z < 1/2$ приводит к краевой задаче:

$$\begin{cases} \frac{\mu}{\Delta x} \frac{d}{dx} y_b(x) \Phi(x) + \Sigma_t y_b(x) \Phi(x) = y_b(x) Q(x) - L(x), \\ \Phi\left(-\frac{1}{2}\right) = \Phi_{x^-}, \end{cases} \quad (3)$$

решение которой

$$y_b(x) \Phi(x) = \frac{1}{2\sqrt{3}} e^{-\varepsilon_x \left(x + \frac{1}{2}\right)} \cdot \Phi_{x^-} + \frac{\Delta x}{\mu_x} \int_{-\frac{1}{2}}^x [y_b(t) Q(t) - L(t)] e^{-\varepsilon_x(x-t)} dt. \quad (4)$$

В системе (3) $L(x)$ – утечка нейтронов, имеющая радиальную $L_r(x)$ и аксиальную $L_z(x)$ составляющую

$$\begin{aligned} L(x) &= L_r(x) + y_b(x) L_z(x), \\ L_r(x) &= \begin{cases} L_{r+}(x) = \frac{\mu_u \Phi_{u+}(x) - \mu_v \Phi_{v+}(x)}{\sqrt{3} \Delta x}, & x > 0 \\ L_{r-}(x) = \frac{\mu_v \Phi_{v+}(x) - \mu_u \Phi_{u-}(x)}{\sqrt{3} \Delta x}, & x < 0 \end{cases} \\ L_z(x) &= \frac{\xi}{\Delta z_k} [\Phi_{z+}(x) - \Phi_{z-}(x)]. \end{aligned}$$

Разложение функций $\Phi(x)$, $Q(x)$ и $L(x)$ по базисным полиномам

$$h(x) = \left\{ 1, x, x^2 - \frac{5}{72} \right\}:$$

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \sum_{i=0}^2 \Phi_i^x h_i(x), \quad Q(x) = \sum_{i=0}^2 Q_i^x h_i(x), \\ L(x) &= \sum_{i=0}^2 [L_{r,i}^x + L_{z,i}^x y_b(x)] h_i(x) = L_{r,0}^x + \sum_{i=0}^2 L_{z,i}^x y_b(x) h_i(x), \\ L_{r,0}^x &= \begin{cases} L_{r+,0}^x = \frac{\mu_u \Phi_{u+} - \mu_v \Phi_{v+}}{\sqrt{3} \Delta x}, & x > 0 \\ L_{r-,0}^x = \frac{\mu_v \Phi_{v+} - \mu_u \Phi_{u-}}{\sqrt{3} \Delta x}, & x < 0 \end{cases} \end{aligned}$$

Моменты разложения аксиальной составляющей утечки определяются согласно выражению:

$$L_{z,i}^x = \frac{\xi}{\Delta z_k} \left[\Phi_{z+} \frac{\Phi_{k,i}^x \Delta z_{k+1} - \Phi_{k+1,i}^x \Delta z_k}{\Phi_{k,0}^x \Delta z_{k+1} - \Phi_{k+1,0}^x \Delta z_k} - \Phi_{z-} \frac{\Phi_{k,i}^x \Delta z_{k-1} - \Phi_{k-1,i}^x \Delta z_k}{\Phi_{k,0}^x \Delta z_{k-1} - \Phi_{k-1,0}^x \Delta z_k} \right].$$

Значение плотности потока нейтронов на выходящей грани

$$\begin{aligned} \Phi_{x+} &= \Phi\left(\frac{1}{2}\right) = \Phi_{x^-} e^{-\varepsilon_x} - \frac{2\sqrt{3}\Delta x}{\mu_x} \int_0^{1/2} e^{-\varepsilon_x \left(\frac{1}{2}-x\right)} dx \cdot L_{r+,0}^x - \frac{2\sqrt{3}\Delta x}{\mu_x} \int_0^{1/2} e^{-\varepsilon_x \left(\frac{1}{2}+x\right)} dx \cdot L_{r-,0}^x + \\ &+ \frac{2\Delta x}{\mu_x} \sum_{i=0}^2 \left[\int_0^{1/2} (1-x) h_i(-x) e^{-\varepsilon_x \left(\frac{1}{2}+x\right)} dx + \int_0^{1/2} (1-x) h_i(x) e^{-\varepsilon_x \left(\frac{1}{2}-x\right)} dx \right] (Q_i^x - L_{z,i}^x) = \\ &= \Phi_{x^-} e^{-\varepsilon_x} + \sum_{i=0}^2 \alpha_i^x (Q_i^x - L_{z,i}^x) - \beta_+^x L_{r+,0}^x - \beta_-^x L_{r-,0}^x. \end{aligned} \quad (5)$$

Поперечное интегрирование в радиальном направлении приводит к краевой задаче относительно переменной z :

$$\begin{cases} \frac{\xi}{\Delta z} \frac{d}{dz} \Phi(z) + \Sigma_t \Phi(z) = Q(z) - L(z), \\ \Phi\left(-\frac{1}{2}\right) = \Phi_{z-}, \end{cases}, \quad (6)$$

решение которой

$$\Phi_{z+} = \Phi_{z-} e^{-\varepsilon_z} + \frac{\Delta z_k}{\xi} \sum_{i=0}^2 \int_{-1/2}^{1/2} e^{-\varepsilon_z \left(\frac{1}{2}-z\right)} f_i(z) dz \cdot (Q_i^z - L_i^z) = \Phi_{z-} e^{-\varepsilon_z} + \sum_{i=0}^2 \alpha_i^z (Q_i^z - L_i^z),$$

В системе (6) $L(z)$ – утечка нейтронов в радиальном направлении:

$$L(z) = \frac{2}{3\Delta x} \sum_{s=\{x,u,v\}} \mu_s [\Phi_{s+}(z) - \Phi_{s-}(z)],$$

Разложение функций $\Phi(z)$, $Q(z)$ и $L(z)$ по базисным полиномам

$$f(z) = \left\{ 1, z, z^2 - \frac{1}{12} \right\}:$$

$$\Phi(z) = \sum_{i=0}^2 \Phi_i^z f_i(z), \quad Q(z) = \sum_{i=0}^2 Q_i^z f_i(z),$$

$$L(z) = \sum_{i=0}^2 L_i^z f_i(z) = L_0^z = \frac{2}{3\Delta x} \sum_{s=\{x,u,v\}} \mu_s (\Phi_{s+} - \Phi_{s-}).$$

Итоговая система уравнений с неизвестными значениями плотности потока нейтронов в ячейке и на выходящих гранях:

$$\begin{cases} \frac{2}{3\Delta x} \sum_s \mu_s (\Phi_{s+} - \Phi_{s-}) + \frac{\xi}{\Delta z_k} (\Phi_{z+} - \Phi_{z-}) + \Sigma_t \Phi = Q, \quad s = \{x, u, v\} \\ \Phi_{s+} = \Phi_{s-} e^{-\varepsilon_s} + \sum_{i=0}^2 \alpha_i^s (Q_i^s - L_{z,i}^s) - \beta_+^s L_{r+,0}^s - \beta_-^s L_{r-,0}^s \\ \Phi_{z+} = \Phi_{z-} e^{-\varepsilon_z} + \sum_{i=0}^2 \alpha_i^z (Q_i^z - L_i^z) \end{cases}. \quad (7)$$

Моменты разложения одномерных потоков по базисным функциям находятся с помощью метода взвешенных невязок:

$$\begin{aligned} \Phi_i^x &= \frac{1}{2\sqrt{3}D_i^x} \int_{-1/2}^{1/2} h_i(x) e^{-\varepsilon_x \left(x + \frac{1}{2}\right)} dx \cdot \Phi_{x-}^{in} - \frac{1}{D_i} \frac{\Delta x}{\mu_x} \int_0^{1/2} h_i(x) dx \int_0^x e^{-\varepsilon_x(x-t)} dt \cdot L_+^x - \\ &- \frac{1}{D_i} \frac{\Delta x}{\mu_x} \left(\int_0^{1/2} h_i(x) dx \int_0^{1/2} e^{-\varepsilon_x(x+t)} dt + \int_0^{1/2} h_i(-x) ds \int_x^{1/2} e^{-\varepsilon_x(t-x)} dt \right) L_-^x + \\ &+ \frac{1}{\sqrt{3}D_i^x} \sum_{j=0}^2 \frac{\Delta x}{\mu_x} \left[\int_0^{1/2} h_i(x) dx \int_0^{1/2} (1-t) e^{-\varepsilon_x(t+x)} h_j(-t) dt + \right. \\ &+ \left. \int_0^{1/2} h_i(-x) ds \int_x^{1/2} (1-t) e^{-\varepsilon_x(t-x)} h_j(-t) dt + \int_0^{1/2} h_i(x) dx \int_0^x (1-t) e^{-\varepsilon_x(x-t)} h_j(t) dt \right] (Q_j^x - L_{z,j}^x) = \\ &= \Phi_{x-} \gamma_i^x + \sum_{j=0}^2 \delta_{ij}^x (Q_j^x - L_{z,j}^x) - \lambda_{+,i}^x L_{r+,0}^x - \lambda_{-,i}^x L_{r-,0}^x \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_i^z &= \frac{1}{D_i^z} \int_{-1/2}^{1/2} f_i(-z) e^{-\varepsilon_z \left(\frac{1}{2}-z\right)} dz \cdot \Phi_{z-} + \frac{\Delta z_k}{\xi D_i^z} \sum_{j=0}^2 \int_{-1/2}^{1/2} f_i(z) dz \int_{-1/2}^z f_j(z) e^{-\varepsilon_z(z-t)} dt \cdot (Q_j^z - L_j^z) = \\ &= \Phi_{z-} \gamma_i^z + \sum_{j=0}^2 \delta_{ij}^z (Q_j^z - L_j^z)\end{aligned}$$

Алгоритм расчета заключается в решении системы (7) для нулевых моментов любым из итерационных методов. Далее из балансного уравнения вычисляется плотность потока нейтронов в ячейке. В заключении вычисляются моменты разложения.

Описанная выше нодальная методика обладает порядком аппроксимации выше второго, но не гарантирует положительности решения. В данном случае может быть применен наиболее простой алгоритм коррекции отрицательных значений:

$$\Phi_{out}^s = \max(0, \tilde{\Phi}_{out}^s),$$

поскольку для вычисления плотности потока на выходящих гранях не используется балансное уравнение, и баланс нейтронов будет соблюден на этапе вычисления плотности потока Φ в расчетной ячейке.

Для решения задач пространственной кинетики был выбран улучшенный квазистатический метод с модифицированной методикой определения реактивности. В общепринятом квазистатическом методе реактивность определяется на основе теории возмущения первого порядка. Однако практика расчетов нестационарных режимов, особенно в быстрых реакторах, показала, что такая формулировка реактивности может приводить к существенным погрешностям. Поэтому в реализуемом методе реактивность определяется на основе собственных значений однородных задач, описывающих асимптотическое поведение поля нейтронов возмущенного и невозмущенного состояния реактора.

В основе метода лежит представление плотности потока нейтронов в виде произведения амплитудной функции $T(t)$, зависящей только от времени, и форм-функции $\psi^s(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$, характеризующей пространственное распределение:

$$\varphi^s(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = \psi^s(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) T(t). \quad (8)$$

Преимущество представления (8) состоит в том, что форм-функция не сильно меняется во времени и ее расчет, являясь наиболее ресурсоемким, использует грубую сетку по времени, а расчет амплитудной функции, которая меняется часто, проводится на мелкой сетке.

Конечно-разностная формулировка с использованием неявной схемы по времени приводит к системе уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l}
\left[\bar{\Omega} \cdot \nabla + \sum_{l,i+1}^g (\bar{r}) + \frac{1}{\nu^g \tau} \left(1 + \frac{T_{i+1} - T_i}{T_{i+1}} \right) \right] \psi_{i+1}^g(\bar{r}, \bar{\Omega}) = \sum_l \int_{4\pi} \Sigma_{s,i+1}^{l \rightarrow g}(\bar{r}, \bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}') \psi_{i+1}^l(\bar{r}, \bar{\Omega}') d\bar{\Omega}' + \\
+ \chi_p^g \left(1 - \sum_j \beta_j \right) \sum_l \nu \Sigma_{f,i+1}^l(\bar{r}) \Psi_{i+1}^l(\bar{r}) + \frac{1}{T_{i+1}} \sum_j \sum_n \chi_{d,j}^{g,n} \lambda_j^n C_{j,i+1}^n(\bar{r}) + \frac{1}{\nu^g \tau} \psi_i^g(\bar{r}, \bar{\Omega}), \\
C_{j,i+1}^n(\bar{r}) = C_{j,i}^n(\bar{r}) e^{-\lambda_j^n \tau} + a_j^n \left[\alpha_j T_i \sum_l \nu_d^{n,l} \Sigma_{f,i}^{n,l}(\bar{r}) \Psi_i^l(\bar{r}) + \gamma_j T_{i+1} \sum_l \nu_d^{n,l} \Sigma_{f,i+1}^{n,l}(\bar{r}) \Psi_{i+1}^l(\bar{r}) \right], \\
\psi^g(\bar{r}, \bar{\Omega}, t_0) \Big|_{t=t_0} = \psi_0^g(\bar{r}, \bar{\Omega}), \\
\psi_{i+1}^g(\bar{r}, \bar{\Omega}) \Big|_{\Gamma, (\bar{n} \cdot \bar{\Omega}) < 0} = 0, \\
C_{j,0}^n(\bar{r}) = \frac{a_j^n}{\lambda_j^n} T_0 \sum_l \nu_d^{n,l} \Sigma_{f,0}^{n,l}(\bar{r}) \Psi_0^l(\bar{r}).
\end{array} \right. \quad (9)$$

где

$$\alpha_j = \frac{\lambda_j^n \tau - 1 + e^{-\lambda_j^n \tau}}{(\lambda_j^n)^2 \tau}, \quad \gamma_j = \frac{1 - e^{-\lambda_j^n \tau}}{\lambda_j^n} - \alpha_j.$$

Амплитудная функция – есть решение системы уравнений точечной кинетики, для которой неявная схема имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l}
\frac{T_{i+1} - T_i}{\tau} = \frac{\rho_{i+1} - \beta_{eff,i+1}}{\Lambda_{i+1}} T_{i+1} + \sum_j \lambda_j C_{j,eff,i+1}, \\
\frac{C_{j,eff,i+1} - C_{j,eff,i}}{\tau} = -\lambda_j C_{j,eff,i+1} + \frac{\beta_{j,eff,i+1}}{\Lambda_{i+1}} T_{i+1}.
\end{array} \right. \quad (10)$$

Решение этой системы:

$$T_{i+1} = \left(\frac{1}{\tau} T_i + \sum_j \frac{\lambda_j C_{j,eff,i}}{1 + \lambda_j \tau} \right) / \left(\frac{1}{\tau} - \frac{\rho_{i+1} - \beta_{eff,i+1}}{\Lambda_{i+1}} - \frac{\tau}{\Lambda_{i+1}} \sum_j \frac{\lambda_j \beta_{j,eff,i+1}}{1 + \lambda_j \tau} \right), \quad (11)$$

$$C_{j,eff,i+1} = \frac{1}{1 + \lambda_j \tau} C_{j,eff,i} + \frac{\tau \beta_{j,eff,i+1}}{\Lambda_{i+1} (1 + \lambda_j \tau)} T_{i+1}, \quad j = 1, \dots, 8.$$

Для определения реактивности $\rho(t)$ на $(i+1)$ -ом временном шаге используется представление

$$\rho_{i+1} = 1 - \frac{K_{eff,0}}{K_{eff,i+1}}, \quad (12)$$

где $K_{eff,0}$ – собственное значение, соответствующее начальному критическому состоянию реактора, $K_{eff,i+1}$ – собственное значение, соответствующее возмущенному состоянию и определяемое из условно-критической задачи.

С целью уменьшения расчетного времени разработана параллельная версия расчетного кода CORNER. Для этого была использована технология OpenMP. Распараллеливание проводится по угловым направлениям. Идея такого подхода заключается в том, что на текущей внутренней итерации, т.е. для фиксированной энергетической группы, решение для выбранного углового направления не зависит от других дискретных направлений. Зависимость времени расчета от порядка угловой квадратуры представлена в таблице 2.

Таблица 2 – Зависимость времени расчета от порядка угловой квадратуры

Порядок угловой квадратуры	K_{eff}	Время расчета, с	
		Непараллельная версия	Параллельная версия
4	0.88021	98	38
6	0.88046	195	74
8	0.88050	322	127
10	0.88054	497	189
12	0.88055	683	262
14	0.88056	968	364
16	0.88056	1233	463

При распараллеливании на 8 вычислительных ядрах в среднем достигается ускорение в 2.6 раз.

Четвертая глава посвящена апробации расчетного кода CORNER, проведению верификационных и кросс-верификационных расчетов.

Расчет NEACRP 3-D Neutron Transport Benchmark Model 4 проводился в S_4 приближении с использованием нодальной методики. Рассчитывались следующие нейтронно-физические характеристики: эффективный коэффициент размножения нейтронов, эффективность стержней СУЗ, усредненные по физическим зонам плотности потока нейтронов. Результаты расчета K_{eff} и эффективности стержней СУЗ представлены в таблице 3 (в скобках указано относительное отклонение от реперных значений, полученных с помощью метода Монте-Карло). Результаты расчетов показывают хорошее согласие с реперным решением.

Таблица 3 – Результаты расчета K_{eff} и эффективности стержней СУЗ

K_{eff} (стержни полностью выведены из а.з.)	K_{eff} (стержни наполовину введены в а.з.)	K_{eff} (стержни полностью введены в а.з.)	Эффективность стержней СУЗ, % $\Delta k/kk'$
1.0951 (-0.04%)	0.9833 (-0.01%)	0.8802 (0.03%)	22.29 (-0.06%)

Проведен расчет бенчмарка JOYO-LMFR-RESR-001. Для верификации выбраны эксперименты по определению критичности, эффективности стержней СУЗ и изотермического температурного коэффициента реактивности. Для оценки эффективности стержней СУЗ использовалась детальная геометрия, для сборок со стержнями СУЗ вложенная сетка изображена на рисунке 5. В таблице 4 приведены результаты расчётов эффективности стержней СУЗ.

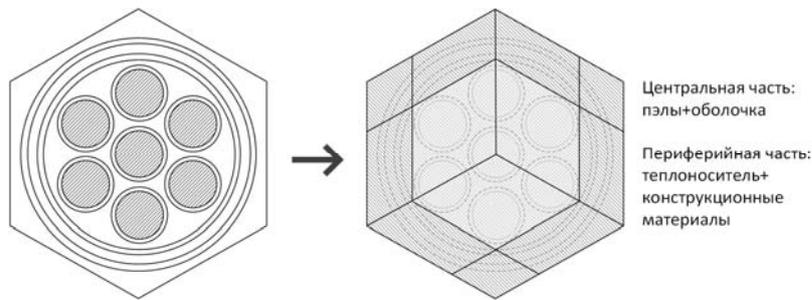


Рисунок 5 – Вложенная сетка для сборок с поглотителем

Таблица 4 – Результаты расчетов эффективности стержней СУЗ

Стержень СУЗ	CORNER, ‰	Бенчмарк, ‰	Отклонение, %
SR 1	393	399.4	-1.56%
SR 2	400	403	-0.69%
SR 3	387	390.2	-0.84%
SR 4	393	395.2	-0.51%
RR 1	384	381.8	0.47%
RR 2	378	379.4	-0.48%

Для критсборок БФС-56 и БФС-58-1 проведены оценки критичности и натриевого пустотного эффекта реактивности (НПЭР). Учитывалась пространственная гетерогенность топливных ячеек в аксиальном направлении. Для этого проводился расчет ячейки, расчетная схема такой задачи – набор плоских слоев, которые моделируют таблетки ячейки. После определения пространственно-энергетического распределения производится усреднение многогрупповых макросечений Σ_x^g типа x и спектра нейтронов деления χ^g в пределах ячеек с весом плотности потока нейтронов ϕ_k^g и объемов таблеток V_k :

$$\Sigma_x^g = \frac{\sum_k \Sigma_{x,k}^g \phi_k^g V_k}{\sum_k \phi_k^g V_k}, \quad \chi^g = \frac{\sum_k \chi_k^g V_k \sum_{g'} \nu \Sigma_{f,k}^{g'} \phi_k^{g'}}{\sum_k V_k \sum_{g'} \nu \Sigma_{f,k}^{g'} \phi_k^{g'}}.$$

Сравнение расчетов НПЭР с экспериментальными данными приведено в таблице 5.

Таблица 5 – Сравнение расчетных и экспериментальных значений НПЭР для критсборок БФС-56 и БФС-58-1

Критсборка	Количество опустошенных труб и область опустошения	CORNER, pcm	Эксперимент, pcm
БФС-56	362 (полость)	-778	-781
	362 (зона)	-538	-609
БФС-58-1	399 (зона)	112	105
	399 (полость)	-648	-718
	399 (вернули в зону)	46	20
	399 (вернули в полость)	-533	-624

При процессах опустошения и возвращения натрия в активную зону наибольшее влияние оказывает эффект гетерогенности, поэтому учет гетерогенной структуры топливных ячеек БФС в аксиальном направлении позволил получить результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными значениями. При анализе экспериментов с натриевой полостью главную роль играют кинетические эффекты. S_N приближение позволяет с хорошей степенью точности моделировать эксперименты с образованием, в которых, как показала практика расчетов, инженерные программы имеют большую погрешность.

В качестве тестовой нестационарной задачи моделировался процесс ввода всех стержней СУЗ в модели прототипа реактора на быстрых нейтронах. Кросс-верификация проводилась с расчетным кодом TIME, использующим прямой метод решения задач пространственной кинетики в диффузионном приближении. Для сравнения рассмотрены первые 5 секунд нестационарного процесса, стержни СУЗ прекращают движение спустя одну секунду после начала их ввода. На рисунках 6 и 7 приведено сравнение относительной мощности реактора и реактивности соответственно.

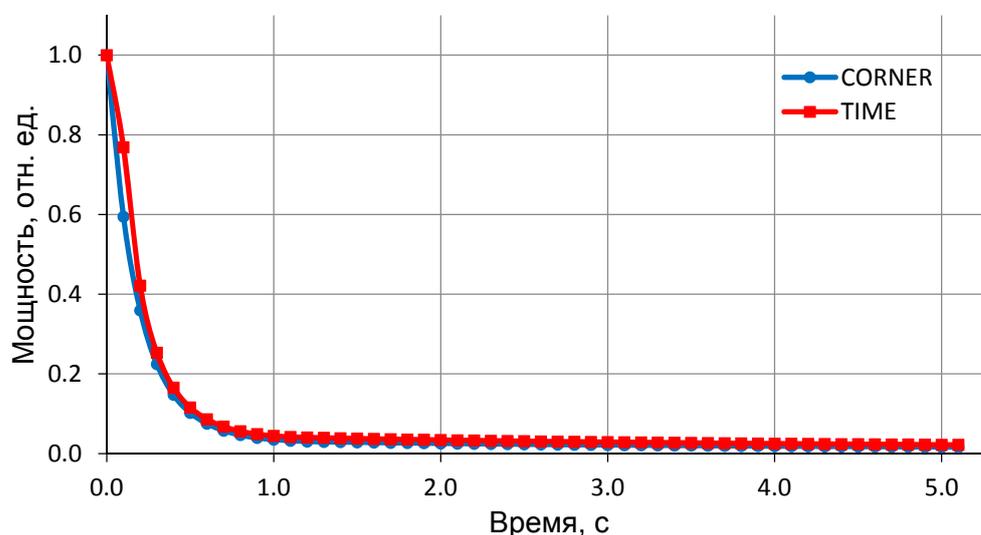


Рисунок 6 – Относительная мощность

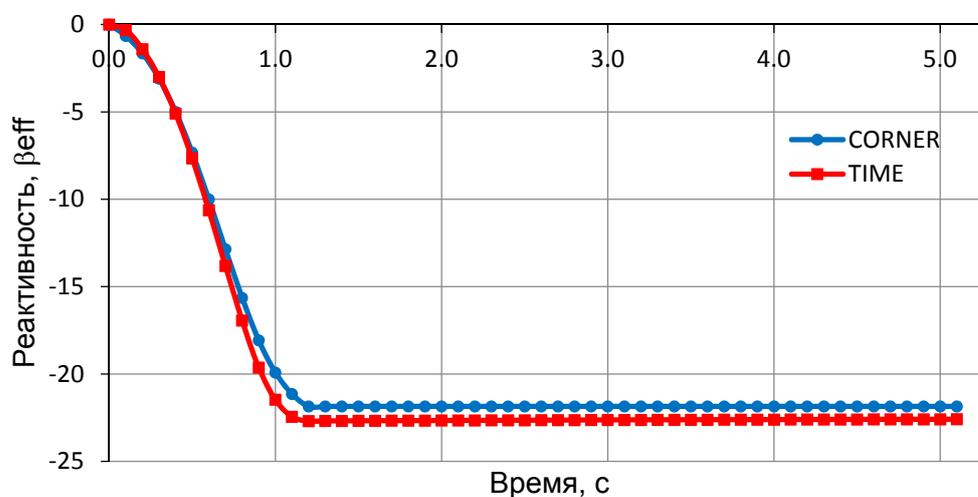


Рисунок 7 – Реактивность

Как видно из графиков, результаты хорошо согласуются между собой. Значение реактивности при расчете по коду CORNER получено исходя из рассмотрения асимптотического поведения поля нейтронов, в то время как в коде TIME для определения реактивности используется обращенное решение уравнения кинетики, т.е. в первом случае реактивность можно считать причиной нестационарного процесса, а во втором случае – следствием. Таким образом, разные определения реактивности являются причиной их разных значений, относительное отклонение составляет 3%. При анализе нестационарных процессов, важных для обоснования безопасности, т.е. таких, в которых $\rho > 0$, доля запаздывающих нейтронов мала ($< 1\%$), поэтому и погрешность, вносимая за счет использования методики определения реактивности, заложенной в коде CORNER, будет малой, в то время как использование теории возмущения первого порядка может приводить к существенным погрешностям.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

Необходимость анализа и обоснования безопасности перспективных РУ БР с одной стороны, и бурное развитие вычислительной техники с другой сформировали тенденции в развитии нейтронно-физических расчетов, особо стоит выделить следующие:

- развитие и разработка детерминистических программ, обладающих возможностью детального описания расчетной модели, в том числе на основе метода конечных элементов;
- разработка как детерминистических, так и на основе метода Монте-Карло программ для анализа нестационарных процессов с использованием как прямого моделирования, так и различных приближений;
- развитие параллельных вычислений, в том числе с использованием гибридных вычислительных систем.

Несмотря на обозначенные тенденции, нужно ориентироваться на те цели, которые преследует разработка конкретного расчетного кода. Например, программное средство, которое требует длительной и сложной подготовки исходных данных, требует новейшее компьютерное обеспечение, не будет широко использоваться в промышленных масштабах, даже несмотря на высокоточный результат. Т.е. использование методов и алгоритмов, повышающих точность расчетов, степень детализации расчетной модели, с одной стороны, уменьшает расчетную неопределенность при оценке функционалов нейтронного излучения, а с другой стороны, повышает требования к вычислительным ресурсам.

В расчетном коде CORNER соблюден «баланс» между точностью, детальностью описания расчетной модели, расчетным временем и доступностью, простотой использования.

Основные выводы по результатам работы:

- выполнена постановка задачи математического моделирования переноса нейтронов;
- разработан нейтронно-физический код CORNER для анализа стационарных и нестационарных процессов в реакторных установках на быстрых нейтронах на основе метода дискретных ординат;

- приведено описание расчетного кода CORNER, используемых в нем алгоритмов, методик и приближений;
- проведены верификационные и кросс-верификационные расчеты, подтверждающие высокое качество получаемого решения;
- разработанный нейтронно-физический код CORNER вошел в состав универсального расчетного кода нового поколения ЕВКЛИД/V1, используемого для проведения проектных расчетов РУ БРЕСТ-ОД-300 и РУ БН-1200.
- расчетный код CORNER используется в качестве контрольно-реперного модуля для программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800 расчетно-экспериментального сопровождения эксплуатации реактора БН-800 Белоярской АЭС.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Работы, опубликованные в ведущих реферируемых отечественных журналах из списка, рекомендованного ВАК при Минобрнауки России:

1. Асатрян Д.С., Березнев В.П., Селезнев Е.Ф. Нейтронно-физический расчетный код CORNER // Ядерная физика и инжиниринг – 2015. – Т.6, – №5-6, – С. 266-273.
2. Березнев В.П. Нодальный Sn метод в HEX-Z геометрии // Известия вузов. Ядерная энергетика – 2015. – №3, – С. 56-62.
3. Asatryan D.S., Bereznev V.P., Seleznev E.F. CORNER neutronic code // Nuclear Energy and Technology – 2015. – №1, – P. 117-121.
4. Белов А.А., Белоусов В.И., Березнев В.П. и др. Комплекс программ ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик БН-800 в стационарном режиме // Атомная энергия. – 2015. – Т.118. – вып. 6. – С. 303-308.
5. Белов А.А., Белоусов В.И., Березнев В.П. и др. Комплекс программ ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик БН-800 в нестационарном режиме // Атомная энергия. – 2015. – Т.119. – вып. 1. – С. 3-8.

Другие публикации:

1. Белов А.А., Березнев В.П. Результаты использования кода GUITAR.A на модели БН-600 // Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики «Нейтроника - 2011»: сб. докл. в 2-х т. – Обнинск: ГНЦ РФ ФЭИ, 2012. – т. 1, С. 274-280.
2. Селезнёв Е.Ф., Белов А.А., Березнев В.П. и др. Нейтронно-физические коды // Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики: сб. тр. междунар. науч.-техн. конф. – Москва: ОАО «НИКИЭТ», 2012. – С. 396-407.
3. Аввакумов А.В., Березнев В.П., Васекин В.Н. и др. Обоснование применимости интегрального кода нового поколения ЕВКЛИД/V1 для расчета РУ БРЕСТ-ОД-300 // Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики: сб. докл. в 2-х т. – Москва: ОАО «НИКИЭТ», 2016. – т. 2, С. 8-19.
4. Селезнёв Е.Ф., Белов А.А., Березнев В.П. и др. Использование комплекса ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических

характеристик РУ БН-800 // Десятая международная научно-техническая конференция «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики» (МНТК-2016): сб. тр. междунар. науч.-техн. конф. – Москва: ОАО «Концерн Росэнергоатом», 2016. – С. 137-142.

5. Березнев В.П. Использование кинетического приближения для улучшения диффузионного решения при определении плотности потока нейтронов в реакторах на быстрых нейтронах // XII научная школа молодых ученых ИБРАЭ РАН: сб. тр. – Москва: ИБРАЭ РАН, 2011. – С. 167-169.

6. Березнев В.П. Разработка расчетных модулей на базе кинетического приближения в HEX-Z геометрии и на основе МКЭ // XIV научная школа молодых ученых ИБРАЭ РАН: сб. тр. – Москва: ИБРАЭ РАН, 2013. – С. 35-38.

7. Березнев В.П. Реализация LN метода в расчетном коде на базе Sn приближения в HEX геометрии // XV научная школа молодых ученых ИБРАЭ РАН: сб. тр. – Москва: ИБРАЭ РАН, 2014. – С. 34-37.

8. Березнев В.П. Разработка нодального Sn метода в рамках расчетного кода CORNER // XVI научная школа молодых ученых ИБРАЭ РАН: сб. тр. – Москва: ИБРАЭ РАН, 2015. – С. 31-34.

Березнев Валерий Павлович

Разработка нейтронно-физического кода CORNER для анализа стационарных и нестационарных процессов в реакторах на быстрых нейтронах

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Подписано в печать 12.04.2017
Формат 60 × 84 1/16. Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,05.

Тираж 110 экз.
Печать на аппарате Rex-Rotary. ИБРАЭ РАН.
115191, Москва, ул. Б.Тульская, 52
Телефон: 8-495-955-22-66