

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ
ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи



ЧЕРНОВА ИРИНА СЕРГЕЕВНА

**СОЗДАНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММ ПОЛНОМАСШТАБНОЙ
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КИНЕТИКИ ДЛЯ РАСЧЕТОВ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНАХ**

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

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата технических наук

Научный руководитель:

Селезнев Евгений Федорович,

доктор технических наук

Москва – 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ.....	4
Введение.....	5
Глава 1. Задачи кинетики. Программы по решению задач кинетики	13
1.1 Обзор задач кинетики.....	13
1.2 Программы по решению прямой нестационарной задачи переноса нейтронов	15
1.3 Программы по решению обратной задачи кинетики.....	19
1.4 Краткие выводы к главе 1	20
Глава 2. Решение прямой нестационарной задачи переноса нейтронов.....	21
2.1 Постановка прямой нестационарной задачи переноса нейтронов	21
2.2 Программа полномасштабной пространственной кинетики для расчетов реакторов на быстрых нейтронах TIME-800	24
2.2.1 База данных	26
2.2.2 Топливный архив.....	26
2.2.3 Подготовка констант CONSYST/БНАБ-93.....	27
2.2.4 Модуль нестационарного расчета TIME-800	28
2.3 Обзор приближенных методов решения прямой нестационарной задачи переноса нейтронов	31
2.3.1 Погрешность определения реактивности в приближенных методах решения.	40
2.4 Краткие выводы к главе 2.....	41
Глава 3. Решение обратной задачи кинетики	42
3.1 Решение обратной задачи кинетики	42
3.2 Модуль решения обратной задачи TIME_INVERSE	50
3.3 Точность результатов расчета по программе TIME_INVERSE.....	52
3.4 Краткие выводы к главе 3	57
Глава 4. Расчетные исследования пространственно-временных задач кинетики реактора на быстрых нейтронах	59
4.1 Точность результатов расчета по программе TIME-800	59

4.2 Исследование пространственной кинетики в реакторах на быстрых нейтронах	63
4.2.1 Запаздывающие нейтроны в реакторах на быстрых нейтронах	63
4.2.2 Эксперименты по измерению эффективности стержней СУЗ.....	66
4.2.3 Решение оптимизационной задачи по выбору места внесения возмущения в реактор.....	80
4.2.4 Решение оптимизационной задачи по выбору места расположения детектора	86
4.3 Оценка эффективности стержней СУЗ в различных приближенных методах решения нестационарной задачи переноса нейтронов.....	87
4.3.1 Комбинированные схемы решения.....	88
4.3.2 Точность приближенных схем решения нестационарного уравнения переноса нейтронов при моделировании гетерогенного возмущения в быстром реакторе	89
4.3.3 Точность приближенных схем решения нестационарного уравнения переноса нейтронов при моделировании прохождения реактора через критические состояния.....	92
4.3.4 Погрешность второго комбинированного приближения	96
4.4 Краткие выводы к главе 4.....	99
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	100
Список литературы.....	102
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Аттестационный паспорт программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800	113
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Сравнение различных методов решения нестационарной задачи переноса нейтронов.....	122

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

а.з.	— активная зона
АЗ	— стержень аварийной защиты
АЗП	— стержень аварийной защиты тепловыделяющей петли
АР	— стержень автоматического регулирования
АЭС	— атомная электростанция
БН	— реактор на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем
БФС	— Быстрый физический стенд
ВВЭР	— водо-водяной энергетический реактор
ВТЗВ	— верхняя торцевая зона воспроизводства
ЗБО	— зона большого обогащения
ЗМО	— зона малого обогащения
ЗСО	— зона среднего обогащения
КР	— стержней компенсации реактивности
КС	— компенсирующий стержень
КСЦ	— компенсирующий стержень центральный
МОКС	— смешанное уран-плутониевое оксидное топливо
НТЗВ	— нижняя торцевая зона воспроизводства
ОРУК	— обращенное решение уравнения кинетики
ПАЗ	— стержень пассивной защиты
ПКР	— постоянный компенсатор реактивности
пэл	— поглощающий элемент
РБМК	— реактор большой мощности канальный
РС	— регулирующий стержень
РУ	— реакторная установка
СБЗ	— сборка борной защиты
ССЗ	— сборка стальной защиты
СУБД	— система управления базами данных
СУЗ	— система управления и защиты
ТВС	— тепловыделяющая сборка
твэл	— тепловыделяющий элемент
ЭВМ	— электронно-вычислительная машина

Введение

Актуальность темы исследования

Ядерная энергетика в настоящее время обеспечивает около 18% мирового производства электроэнергии. Доля ядерной электроэнергии, вырабатываемых на атомных электростанциях (АЭС), среди всех источников электроэнергии в России на 2016 год составляет 18,3 %: из них 55 % приходится на водо-водяные энергетические реакторы (ВВЭР), 39% – на реакторы большой мощности канальные (РБМК) и чуть более 5% – на реакторы на быстрых нейтронах [1 – 3].

Тепловые реакторы в настоящее время составляют основную платформу атомной энергетики не только в России, но и в мире. Но тепловые реакторы не способны разрешить современные проблемы отрасли, заключающиеся в постоянном увеличении количества отработавшего ядерного топлива и радиоактивных отходов и в неэффективном использовании запасов природного урана, даже при замыкании топливного цикла. Успешный опыт России в области промышленной эксплуатации реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем (БН-600 и БН-800) позволяет сформировать в стране двухкомпонентную ядерную энергетику, при которой тепловые реакторы работают на избыточном ядерном топливе, нарабатываемом в быстрых реакторах [3 -8].

Обязательное условие, способствующее успешной реализации данной стратегии, заключается в обеспечении безопасности как отдельных комплексов (реакторных установок (РУ), перерабатывающих заводов и т.д.), так и всей отрасли в целом.

Технологии быстрых реакторов существенно отличаются от тепловых прежде всего из-за принципиально противоположного подхода к условиям для осуществления цепной реакции деления. Вся конструкция быстрых реакторов проектируется таким образом, чтобы минимизировать смягчения спектра нейтронов деления, что отражается на протекании различных нейтронно-физических процессов в активной зоне [9 -13].

При работе ядерный реактор крайне редко находится в критическом состоянии, поскольку изменение хотя бы одного технологического параметра (например, температуры или расхода теплоносителя, положения органов регулирования и т.д.) из-за тесной связи физических свойств его параметров неизбежно находит отклик в изменении локальных характеристик его среды и становится причиной переходных режимов. То есть при эксплуатации реактора в нем постоянно протекают многочисленные нестационарные процессы.

Ужесточающиеся требования ядерной безопасности [14] увеличивают потребность в развитии кодов качественного нестационарного расчета кинетики реактора.

Большинство современных программ по решению прямой нестационарной задачи переноса нейтронов основано на использовании предположения о пространственно-временном разделении переменных в аргументах функции плотности потока нейтронов. В таком случае происходит искажение причинно-следственной связи процессов, наблюдаемых в реакторе при нестационаре: возмущение реактора описывается одним параметром в решаемых уравнениях – реактивностью, которая определяется еще до начала нестационарного процесса. Прямое численное решение уравнения переноса нейтронов лишено данного недостатка, поскольку возмущение реактора описывается через состояние локальных характеристик среды в рассматриваемый момент времени.

При рассмотрении реализованных и разрабатываемых проектов быстрых реакторов с натриевым теплоносителем наблюдается тенденция к уплощению активной зоны: если в БН-350 отношение диаметра активной зоны к высоте составлял примерно $d/h \approx 1,5$, то для БН-600 и БН-800 это соотношение чуть меньше 3, а для БН-1200 – больше 4 [15-18]. В подобной геометрии возможно усиление проявления пространственных эффектов, что может отразиться на его эксплуатации, например при измерении параметров реакторов, таких, как эффективность органов регулирования. Наличие изотопов плутония в смешанном уран-плутониевом оксидном топливе (МОКС-топливе) приведет к уменьшению доли запаздывающих нейтронов [2], что также отразится на параметрах безопасности РУ.

Программы полномасштабной пространственной кинетики могут стать надежным инструментом по анализу временного поведения быстрого реактора. Отказ от приближенных схем при решении нестационарного уравнения переноса нейтронов позволяет отслеживать состояние локальных характеристик реально наблюдаемых в реакторе в рассматриваемый момент времени, что открывает перспективы по созданию новых инструментов, предназначенных для анализа влияния пространственных эффектов. Например, еще на стадии проектирования реактора можно обосновать место размещения детектора таким образом, чтобы обеспечить наименьшее изменение его эффективности в процессе эксплуатации, что повлияет на точность работы оборудования и экспериментов, основанных на обработке их показаний. Также можно выявить такие области реактора, движение поглощающих стержней в которых обеспечит наиболее быстрый и стабильный выход реактора в асимптотику.

Учет пространственных эффектов также необходим при обчете экспериментов на РУ.

Цели и задачи исследования

Исходя из вышеописанных проблем, целью настоящей диссертационной работы является создание программ полномасштабного прямого и обратного решения задачи кинетики реактора на быстрых нейтронах для проведения исследовательских, проектных и экспериментальных расчетов.

Для достижения данной цели необходимо решить следующие задачи:

- разработать программу решения прямой многогрупповой задачи переноса нейтронов в трехмерной гексагональной геометрии реактора на быстрых нейтронах в диффузионном приближении без использования приближенных схем решения;
- разработать программу решения обратной задачи кинетики с учетом пространственных эффектов;
- провести расчетные исследования пространственно-временных задач кинетики реактора на быстрых нейтронах;
- разработать инструменты по решению задач оптимизации места расположения детектора и места внесения возмущения в реактор;
- на основе разработанных программ по решению прямой задачи кинетики без использования приближенных схем и обратной задачи кинетики провести анализ различных широко распространенных приближенных схем решения прямой задачи кинетики и обосновать погрешности приближенных схем.

Научная новизна

Научная новизна работы состоит в следующем:

- При использовании разработанных программ впервые был обнаружен и исследован эффект изменения эффективности стержней СУЗ в зависимости от протекающих на момент их движения процессов в реакторе. Показано, что реальные эксперименты по измерению эффективности стержней СУЗ, проведенные по одной и той же методике, могут продемонстрировать различную эффективность одного и того же стержня при его сбросе в активную зону с различной скоростью. Более того, фактическая эффективность стержней аварийной защиты (АЗ) при их вводе в реактор при срабатывании уставки по скорости нарастания плотности нейтронного потока будет меньше рассчитанной из стационарных оценок или экспериментально измеренной при штатных условиях.

- Впервые разработаны инструменты по решению задачи оптимизации места расположения детектора в реакторе на основе численного решения прямой нестационарной пространственной задачи кинетики реактора без использования приближенных схем.
- Впервые разработаны инструменты по решению задачи оптимизации места внесения возмущения в реактор на основе анализа первой гармоники.
- Решение прямой нестационарной задачи переноса нейтронов без использования приближенных схем впервые было применено для обоснования погрешностей различных приближенных схем (в том числе и разработанных комбинированных схем), основанных на пространственно-временном разделении переменных плотности потока нейтронов. На основе проведенного анализа разработана комбинированная приближенная схема решения нестационарной задачи переноса нейтронов.

Практическая значимость и предложения по внедрению результатов работы

Практическая значимость проведенной работы заключается в следующем:

- Разработанные программы решения прямой пространственной нестационарной задачи переноса нейтронов TIME-800 и решения обратной задачи кинетики TIME_INVERSE входят в состав аттестованного программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800, предназначенного для сопровождения эксплуатации РУ БН-800.
- Разработанные инструменты решения задачи оптимизации места расположения детектора и задачи оптимизации места внесения возмущения в реактор могут быть использованы при конструировании РУ для минимизации пространственных эффектов в процессе ее эксплуатации, а также при планировании экспериментов.

Положения, выносимые на защиту

- Разработанные программы решения прямой и обратной задачи кинетики;
- Разработанные инструменты по решению оптимизационных задач по месту внесения возмущения в активную зону и месту расположения детекторов;
- Комбинированная приближенная схема решения нестационарной задачи переноса нейтронов.

Достоверность результатов

Достоверность результатов расчетов была подтверждена в рамках работ по верификации программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800, предназначенного для сопровождения эксплуатации РУ БН-800, в состав которого включены созданные программы решения прямой пространственной нестационарной задачи переноса нейтронов TIME-800 и решения обратной задачи кинетики TIME_INVERSE.

Достоверность результатов комбинированных приближенных схем решения прямой задачи кинетики основана на сравнении с реперными расчетами по программе TIME-800.

Апробация работы

Основные положения диссертации докладывались на следующих мероприятиях:

- Межведомственный XXIII семинар «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики с замкнутым топливным циклом» (Нейтроника-2012), г. Обнинск, 30.10.2012 - 01.11.2012 г.;
- International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Safe Technologies and Sustainable Scenarios (FR13), г. Париж, Франция, 4 - 7 марта 2013 г.;
- XIV научная школа молодых ученых ИБРАЭ РАН, г. Москва, 25 - 26 апреля 2013 г.;
- Межведомственный XXIV семинар «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики с замкнутым топливным циклом» (Нейтроника-2013), г. Обнинск, 6 - 8 ноября 2013 г.;
- XV научная школа молодых ученых ИБРАЭ РАН, г. Москва, 24 - 25 апреля 2014 г.;
- International Conference on the Physics of Reactors: The Role of Reactor Physics towards a Sustainable Future (PHYSOR 2014), Киото, Япония, 28.09.2014 - 03.10.2014 г.;
- Межведомственный XXV семинар «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики с замкнутым топливным циклом» (Нейтроника-2014), г. Обнинск, 21 - 24 октября 2014 г.;
- Научно-техническая конференция «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики с замкнутым топливным циклом» (Нейтроника-2015), г. Обнинск, 12 - 16 октября 2015 г.;
- XVI научная школа молодых ученых ИБРАЭ РАН, г. Москва, 23 - 24 апреля 2016 г.;

- International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear Systems for Sustainable Development (FR17), г. Екатеринбург, Россия, 26 - 29 июня 2017 г.

Публикации по теме исследования

По теме диссертации опубликовано 16 научных работ, из них 4 работы напечатаны в ведущих реферируемых отечественных журналах из списка, рекомендованного ВАК при Минобрнауки России:

1. Чернова И.С., Селезнев Е.Ф., Асатрян Д.С. и др. — Комплекс программ ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик БН-800 в нестационарном режиме // Атомная энергия. — Москва. — 2015. — Том 119. — Выпуск 1. — С. 3 – 8.
2. Чернова И.С., Селезнев Е.Ф., Асатрян Д.С. и др. — Комплекс программ ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик БН-800 в стационарном режиме // Атомная энергия. — Москва. — 2015. — Том 118. — Выпуск 6. — С. 303 – 308.
3. Чернова И.С., Селезнев Е.Ф. — Зависимость эффективности стержней СУЗ от начальных условий их движения // Атомная Энергия. — Москва. — 2016. — Том 20 — Выпуск 5. — С. 258 – 261.
4. Панова И.С., Селезнев Е.Ф., Белов А.А. и др. — Пространственная кинетика в реакторах на быстрых нейтронах // Известия российской академии наук. Энергетика. — ФГУП Издательство «Наука» — 2013. — №3. — С. 41 – 52.
5. Панова И.С. — Влияние пространственной кинетики на эффективность органов СУЗ в реакторах на быстрых нейтронах // Сборник трудов XV научной школы молодых ученых ИБРАЭ РАН. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2014. — С. 165 – 168.
6. Чернова И.С. — Модификация улучшенного квазистатического приближения для решения нестационарной задачи переноса нейтронов // Сборник трудов XVII научной школы молодых ученых ИБРАЭ РАН. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2016. — С. 189 – 192.
7. Панова И.С. — Применение программного кода TIME для исследования пространственной кинетики реакторов на быстрых нейтронах. // Сборник трудов XIV научной школы молодых ученых ИБРАЭ РАН — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2013. — С. 150 – 153.
8. Панова И.С., Селезнев Е.Ф., Асатрян Д.С. и др. — Нейтронно-физические коды // Сборник докладов международной научно-технической конференции

- "Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики" («МНТК НИКИЭТ-2012»). — Москва. — ОАО «НИКИЭТ». — 2012. — С. 396 – 407.
9. Панова И.С., Селезнев Е.Ф., Асатрян Д.С. и др. — Комплекс программ ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик РУ БН-800 // Сборник трудов девятой международной научно-технической конференции «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики» (МНТК-2014). — Москва. — ОАО «Концерн Росэнергоатом». — 2014. — С. 120 - 125.
 10. Панова И.С., Селезнев Е.Ф. — Модули нестационарных расчетов задач кинетики в комплексе программ ГЕФЕСТ-800 // Материалы межведомственного XV семинара «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики» (Нейтроника-2014). — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2014. — С. 76 – 77.
 11. Панова И.С., Асатрян Д.С. — Программа обработки экспериментов по определению эффективности стержней СУЗ в комплексе ГЕФЕСТ-800 // Материалы межведомственного XXV семинара «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики» (Нейтроника-2014). — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2014. — С. 7 – 9.
 12. Панова И.С., Селезнев Е.Ф. — Особенности расчета пространственной кинетики в реакторах на быстрых нейтронах // Сборник докладов межведомственного XXIII семинара «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики с замкнутым топливным циклом» (Нейтроника-2012). — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2013. — Том 2. — С. 406 – 415.
 13. Panova I.S., Belov A.A., Seleznev E.F. and etc. — Spatial Kinetics in Fast Reactors // Proceedings of the International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Safe Technologies and Sustainable Scenarios (FR13) on CD-ROM. — Vienna. — IAEA. — 2013. — 10 p (available on web-site www-pub.iaea.org).
 14. Panova I.S., Seleznev E.F., Belov A.A. and etc. — Some results of studying of spatial kinetics in fast reactors // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: The Role of Reactor Physics toward a Sustainable Future on CD-ROM (PHYSOR 2014) — 2014. — 10 p (available on [http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix\(CD-ROM\).zip](http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix(CD-ROM).zip)).
 15. Белов А.А., Белоусов В.И., Чернова И.С. и др. — Использование комплекса ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик РУ БН-800 // Сборник трудов десятой международной научно-технической конференции «Безопасность, эффективность и экономика атомной

энергетики» (МНТК-2016). — Москва. — АО «Концерн Росэнергоатом» — 2016. — С. 112 – 117.

16. Chernova I., Seleznev E. — Analysis of various approximations in neutronic calculations of transient in fast reactors // Proceeding of International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear Systems for Sustainable Development on CD. — Vienna. — IAEA. — 2017. — Index of paper CN245-036. — 10 p.

Личный вклад автора

Все результаты научных работ по теме исследования получены диссертантом лично или при непосредственном участии автора, а именно:

- Реализованы алгоритмы решения прямой нестационарной задачи переноса нейтронов без использования приближенных схем в программе TIME-800 и обратной задачи кинетики с учетом пространственных эффектов в программе TIME_INVERSE.
- По разработанным программам проведены расчетные исследования нестационарных процессов в реакторах на быстрых нейтронах с последующим анализом полученных результатов.
- Разработаны инструменты решения оптимизационных задач по месту внесения возмущения в активную зону и месту расположения детекторов;
- Проведены стационарные и нестационарные расчеты для обоснования погрешностей приближенных схем решения. На основе анализа результатов данных расчетов созданы комбинированные приближенные схемы решения нестационарной задачи переноса нейтронов.
-

Структура и объем работы

Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы из 96 библиографических ссылок и двух приложений. Общий объем работы составляет 123 страницы, включая 9 таблиц и 29 рисунков (в том числе и графики).

Глава 1. Задачи кинетики. Программы по решению задач кинетики

1.1 Обзор задач кинетики

Среди задач кинетики реактора можно выделить два направления. Решение прямой задачи кинетики заключается в определении пространственного распределения поля нейтронов и мощности в конкретный момент времени по известному механизму возмущения реактора, описанного через распределение нейтронно-физических характеристик свойств среды реактора. Решение обратной задачи кинетики состоит в определении различных параметров реактора по временному изменению его мощности. В традиционной постановке через решение обращенного уравнения кинетики (ОРУК) оценивается возмущение реактора, т.е. реактивность [19].

Решение прямой нестационарной задачи может быть реализовано детерминистическим (метод дискретных ординат, метод характеристик, метод сферических гармоник, метод поверхностных гармоник) и инженерным (диффузионная теория) подходами [20 -23].

Уже в 70-х годах обсуждалась возможность непосредственного численного решения нестационарного уравнения переноса нейтронов, но до настоящего времени по-прежнему широко используются приближенные схемы решения, основанные на представлении потока нейтронов в виде произведения пространственной составляющей – форм-функции и временной – амплитудной функции (приближение точечной кинетики, адиабатическое, квазистатическое или улучшенное квазистатическое приближения) [21].

Между прямым конечно-разностным численным решением и решением по приближенным схемам имеется существенное различие в описании физики реактора.

В приближенных схемах исходная задача разбивается на ряд подзадач по определению форм-функции, ценности нейтронов деления, параметров кинетики, реактивности, амплитудной функции и т.д. Само понятие возмущения реактора описывается вводом в реактор ненулевой реактивности, которая должна быть определена еще до начала нестационарного процесса. Определение реактивности может осуществляться, например, через собственные числа условно-критических задач или по теории возмущений с использованием решения сопряженной задачи. Вычисление амплитудной функции, а следовательно, и мощности реактора, основано на реактивности. Таким образом, в приближенных схемах решения реактивность выступает в роли причины нестационарного процесса, т.е. является основным фактором изменения мощности реактора.

При прямом конечно-разностном численном решении без применения приближенных схем решается только одна задача по определению потока нейтронов. Реактивность не принимает непосредственного участия при решении нестационарной задачи. Возмущение реактора происходит за счет изменения распределения нейтронно-физических характеристик реактора (например, вследствие перемещения стержней СУЗ), на которое реактор реагирует перераспределением плотности потока нейтронов с последующим изменением локального энерговыделения и мощности реактора в целом. Изменение реактивности в течение нестационарного процесса может быть дополнительно определено по анализу истории изменения мощности. Таким образом, реактивность в данном случае является следствием самого нестационарного процесса или, по-другому, мерой оценки скорости изменения мощности [24].

Более того, при прямом численном решении нестационарной задачи будут использоваться реально наблюдаемые при работе реактора параметры (плотность потока нейтронов; концентрации предшественников запаздывающих нейтронов; доли запаздывающих нейтронов при каждом делении оригинального нуклида). В приближенных схемах помимо основных параметров придется оперировать некоторыми умозрительными функционалами, такими как ценность нейтронов деления, время жизни мгновенных нейтронов, эффективная доля запаздывающих нейтронов [25]. Данные параметры не могут непосредственно наблюдаться при работе реактора, само их определение осуществляется таким образом, чтобы допускать физическую интерпретацию в простейших ситуациях [21].

Численное решение нестационарной задачи переноса нейтронов в трехмерной модели реактора даже на современном уровне развития вычислительной техники осложнено рядом трудностей. С одной стороны, при решении таких задач приходится оперировать огромным объемом информационных ресурсов, потребность в которых увеличивается при увеличении детализации модели реактора, уменьшении временной сетки, а также зависит от используемого приближения решения исходной задачи, учета запаздывающих нейтронов и т.д. Обработка, передача и хранение подобного объема данных является весьма затратным процессом как по времени, так и по требованиям к оборудованию. При создании кода решения прямой пространственно-временной задачи метод ее решения ограничивается, с одной стороны, точностью решения, а с другой стороны, скоростью получения результатов [9, 21].

В качестве компромисса для создания кода полномасштабной пространственной кинетики, основанного на непосредственном численном решении нестационарного уравнения переноса нейтронов без использования приближенных схем, было выбрано многогрупповое

диффузионное приближение. Выбор приближения осуществлялся исходя из следующих соображений:

- Во-первых, спектр быстрых реакторов охватывает широкий диапазон энергии. Если для тепловых реакторов можно успешно использовать малогрупповое приближение, то для качественного анализа кинетики быстрого реактора необходимо реализовать многогрупповой расчет для полного учета его спектра [10, 12].
- Во-вторых, диффузионное приближение предполагает изотропное распределение нейтронов, т.е. ограничивается резким изменением свойств среды реактора на расстояниях, сопоставимых со средней длиной свободного пробега нейтрона. В области высоких энергий сечения поглощения обычно малы. Средняя длина свободного пробега нейтронов в быстрых реакторах значительно больше размеров тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов) и шириной каналов теплоносителя, что обеспечивает хорошую взаимосвязь отдельных областей активной зоны [10, 11, 13].

1.2 Программы по решению прямой нестационарной задачи переноса нейтронов

Первые программы нейтронно-физического расчета стали активно развиваться в 60 - 70 годах XX века, при этом решение нестационарного уравнения переноса нейтронов осуществлялось в приближении точечной кинетики или в одномерной геометрии. Среди первых программ по решению прямой нестационарной задачи можно выделить программу TIMEX. Программа TIMEX предназначена для решения нестационарной задачи переноса нейтронов в одномерном пространстве (плоская, цилиндрическая, сферическая геометрия) в многогрупповом приближении с учетом запаздывающих нейтронов. Решается как обычная, так и сопряженная, неоднородная и однородная задачи с различными граничными условиями. Используется приближение дискретных ординат для угловой переменной [26].

В дальнейшем решение нестационарной задачи переноса нейтронов было реализовано преимущественно в диффузионных кодах в качестве отдельных программ или в рамках сложных интегральных кодов. Нестационарная задача решается с использованием приближенных схем (приближение точечной кинетики, квазистатическое приближение, улучшенное квазистатическое приближение). Ниже приведен краткий обзор зарубежных и отечественных программ по решению прямой нестационарной задачи переноса нейтронов.

Семейство кодов SIMMER включает в себя коды SIMMER-III и SIMMER-IV. SIMMER-III представляет собой двумерный многогрупповой код для нейтронно-физических и

теплогидравлических расчетов для анализа тяжелых аварий в быстрых реакторах. SIMMER-IV является преемником кода SIMMER-III для трехмерной геометрии. Нестационарная задача переноса нейтронов кода SIMMER решается в улучшенном квазистатическом приближении (модуль SNATCH) в диффузионном или SN приближении (PARTISN) [27 – 29].

Программа PARTISN (PARallel, Time-dependent SN) является преемником кода стационарных расчетов DANTSYS. В PARTISN реализовано решение пространственно-временного уравнения переноса нейтронов для одно- и двухмерной (RZ , XY и $R-\theta$) и трехмерной (декартова, $R-Z-\theta$) геометрии в SN приближении. Для пространственной аппроксимации используются алмазные и адаптивные взвешенные конечно-разностные схемы, для временной — схема Кранка-Николсона [30].

Широко известный код DIF3D, разработанный в Аргоннской национальной лаборатории, способен находить нейтронное поле в одно-, двух- и трехмерной геометрии в диффузионном приближении методом конечных элементов (VARI3D) или различными нодальными методами в PN приближении (PERSENT). Нестационарная задача решается только в диффузионном модуле в улучшенном квазистатическом приближении (DIF3D-K) [31 - 32].

Код ERANOS был разработан французским комиссариатом по атомной и альтернативным видам энергии и верифицирован в 1980-х годах для нейтронно-физических расчетов активной зоны реакторов на быстрых нейтронах [33]. Код работает с одно-, двух- и трехмерной геометрией в многогрупповом приближении для расчета прямого и сопряженного распределения плотности потока нейтронов в диффузионном или транспортном приближении. Некоторые его компоненты помогают моделировать выгорание, определять параметры кинетики, проводить исследования пространственно-временных задач, возмущений и оценки чувствительности. Используется библиотека констант JEFF и ENDF/B.

Код FRENETIC разрабатывается в Туринском политехническом университете (Politecnico di Torino) и представляет собой интегральный код, объединяющий нейтронно-физические и теплогидравлические нестационарные расчеты в гексагональной геометрии для жидкометаллических быстрых реакторов. Модуль нейтронно-физического расчета позволяет решать многогрупповую диффузионную задачу с учетом запаздывающих нейтронов. Нестационарный расчет представлен в квазистатическом приближении [34].

RELAP5-3D позволяет рассчитывать нестационарную задачу в двух вариантах [35]:

- в приближении точечной кинетики (модуль IREKIN);

- нодальным методом в одно-, двух- и трехмерной гексагональной геометрии (модуль NESTLE) в двух и четырех энергетических группах. Код также позволяет решать сопряженную функцию, задачу на собственное значение [36].

Также можно отметить детерминистические коды DORT-TD (диффузионное приближение или метод дискретных ординат), TORT-TD (метод дискретных ординат), предназначенные для решения нестационарной задачи переноса нейтронов при помощи квазистатической или улучшенной квазистатической схемы [37].

Также существуют программы, предназначенные для решения нестационарных уравнений переноса нейтронов методом Монте-Карло: TDMC, SERPENT 2, TRIPOLI, TMCC, TDMCC, КИР, TDKENO [37, 38].

Комплекс программ JAR предназначен для стационарного и квазистационарного расчета нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов в многогрупповом диффузионном приближении на основе решения условно-критического уравнения или неоднородного уравнения с внешним источником нейтронов с известными групповыми макро- или микроконстантами для физических зон, входящих в модель реактора. Версия кода JAR-IQS с использованием нодальной методики решения уравнения диффузии предназначена для расчета трехмерной нейтронной кинетики, а также термомеханики твэлов с учетом обратных связей по температурам и плотностям материалов активной зоны реактора [39].

Для анализа безопасности АЭС с реактором БН-600 был разработан комплекс программ JOKER. В этом комплексе моделируются нестационарные процессы реактора БН-600 через использование полномасштабных моделей активной зоны реактора, оборудования и трубопроводов первого, второго и третьего контуров. Нейтронно-физический модуль основан на использовании пространственно-распределенной кинетики активной зоны [40].

Интегральный код SOCRAT-BN был разработан в ИБРАЭ РАН совместно с АО "ОКБМ Африкантов" и АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ". Нейтронно-физический модуль SYNTES предназначен для проведения нейтронно-физических расчетов реактора в диффузионном приближении в двухмерной геометрии в стационарном состоянии и пошагового расчета поведения реактора во времени при движении органов регулирования. Нейтронно-физическая задача решается методом итерационного синтеза на разрывных функциях. Подпрограмма KINETIC, включенная в состав модуля, позволяет проводить исследования нестационарного поведения реактора в квазистатическом приближении [41].

Интегральный расчетный код ЕВКЛИД/V1 предназначен для обоснования безопасности АЭС нового поколения с натриевым (БН-1200) и свинцовым (БРЕСТ-ОД-300)

теплоносителями. Расчетный код ЕВКЛИД/V1 имеет модульную структуру и состоит из теплогидравлического, нейтронно-физического и твэльного модулей, связь между которыми организована с использованием интегрирующей оболочки. Нейтронно-физический модуль кода ЕВКЛИД/V1 предназначен для моделирования нестационарных распределений плотности потока нейтронов, распределения мощности энерговыделения и расчета функционалов, соответствующих интегральным нейтронно-физическим параметрам, и распределенных характеристик. В нейтронно-физическом коде DINA реализованы решение нестационарного уравнения переноса нейтронов в представлении потока нейтронов в виде произведения амплитудной функции и форм-функции и различные приближения, включая точечную кинетику, адиабатическое и квазистатическое приближения, а также модифицированное приближение, реализованной в программе CORNER [22, 42, 43].

В конце 80-х годов была разработана программа HEXTIME [44, 45], в которой реализуется конечно-разностное решение нестационарного двухгруппового диффузионного уравнения с шестью группами запаздывающих нейтронов в трехмерной гексагональной и прямоугольной геометрии расчета. Программа использовалась для моделирования экспериментов и исследования точности приближенных схем, но, к сожалению, из-за длительного времени счета не нашла широкого распространения в практике расчета нейтронно-физических задач.

Программно-технический комплекс ГЕФЕСТ800 предназначен для эксплуатационных нейтронно-физических расчетов быстрого реактора с натриевым теплоносителем БН-800, а именно эффективного коэффициента размножения, максимального запаса реактивности, эффективности одиночных и групп стержней системы управления и защиты (СУЗ), полной, удельной и линейной мощности энерговыделения в тепловыделяющей сборке (ТВС), коэффициентов неравномерности энерговыделения в ТВС и реакторе, повреждающей дозы облучения ТВС, выгорания топлива, коэффициентов реактивности (температурного, мощностного, плотностного) и пустотного эффекта реактивности, эффективной доли запаздывающих нейтронов, характеристик переходных процессов для режимов нормальной эксплуатации, остаточного энерговыделения, активности отработавших ТВС и др. [46].

Пространственная кинетика определяется модулем TIME-800 в трехмерной модели реактора в многогрупповом диффузионном приближении. Характеристики запаздывающих нейтронов определяются в модуле и могут содержать шесть или восемь групп их предшественников. В качестве причин нестационарного процесса рассматривается возмущение свойств среды, например, перемещение органов регулирования. Прямая нестационарная задача решается несколькими методами:

- 1) конечно-разностным методом без использования приближений с учетом внешнего источника, спектра мгновенных и запаздывающих нейтронов [46 – 50];
- 2) квазистатическим приближением с параметрами кинетики реактора, переопределяемыми несколькими способами;
- 3) улучшенным квазистатическим приближением без учета внешнего источника, но с учетом спектров мгновенных и запаздывающих нейтронов, с оценкой концентрации предшественников запаздывающих нейтронов в каждой расчетной ячейке реактора на каждом шаге нестационарного процесса.

По сути последний пункт решения нестационарной задачи переноса нейтронов, реализованный в программе TIME-800, является более современной версией программы NEXTIME, главным образом за счет использования современного константного обеспечения. Прогресс в вычислительной мощности современных электронно-вычислительных машин (ЭВМ) на данном этапе позволяет успешно использовать многогрупповые константы при больших пространственных сетках.

1.3 Программы по решению обратной задачи кинетики

К самым ранним работам, посвященным решению обратной задачи кинетики, следует отнести работу [51], в которой описан математический аппарат задачи по определению изменения реактивности по известному изменению плотности нейтронов. Для решения поставленной задачи используются данные по запаздывающим нейтронам (λ_i и β_i). В работе пренебрегают наличием внешним источником нейтронов. Данная работа охватывала как режимы работы реактора с увеличением мощности реактора, так и с уменьшением.

Поскольку при сбросе в реактор поглощающих стержней он переходит в подкритическое состояние, то для повышения точности результатов в подкритическом реакторе требуется учитывать наличие внешнего источника нейтронов, что привело к следующему этапу развития ОРУК [52, 53]. Такой алгоритм решения ОРУК заключается в определении двух параметров – реактивности ρ и эффективного внешнего источника нейтронов $S_{\text{эф}}$. В отличие от предыдущей версии обработка показаний детекторов не может осуществляться в процессе эксперимента, а носит постпроцессинговый характер.

Следующий этап в развитии методов ОРУК заключается в коррекции пространственных эффектов, вводимых в уравнение через параметр относительной эффективности детектора [54]. При этом используется предположение о его линейном изменении во время движения стержня. Программы такого класса применялись также на критических стендах MASURKA, БФС-1,

БФС-2 и РУ Суперфеникс и БН-600. Различные модификации трехпараметрического ОРУК различаются в определении понятия «эффективность детектора».

1.4 Краткие выводы к главе 1

В материалах настоящей главы приведен обзор прямой и обратной нестационарных задач кинетики. Решение прямой нестационарной задачи переноса нейтронов возможно осуществить двумя принципиально разными подходами:

- через численное решение исходного уравнения переноса нейтронов, записанного в конечно-разностном виде (без использования различных приближенных схем);
- с использованием приближенных схем решения, основанных на предположении о пространственно-временном разделении аргументов функции плотности потока нейтронов.

В первом случае в процессе решения задачи оперируют только реально существующими параметрами и соблюдается естественная причинно-следственная связь процессов возмущения реактора: реактивность выступает лишь мерой оценки величины возмущения, т.е. является следствием самого нестационарного процесса. При этом реактивность не является обязательным параметром для решения задачи.

Во втором случае при решении задачи вводятся некие умозрительные величины, не наблюдаемые в реальном реакторе, исходная задача разделяется на ряд подзадач, приводящих к нарушению причинно-следственной связи процессов возмущения реактора: первопричиной изменения мощности реактора является ввод в него ненулевой реактивности.

Обзор отечественных и зарубежных программ по решению нестационарной задачи говорит об отсутствии на данный момент активно используемого расчетного кода, реализующего решение нестационарного уравнения переноса нейтронов без использования приближенных схем. Данный способ решения задачи реализован в разработанной программе полномасштабной пространственной кинетики для расчетов реакторов на быстрых нейтронах ТИМЕ-800, входящей в состав комплекса ГЕФЕСТ800.

Глава 2. Решение прямой нестационарной задачи переноса нейтронов

2.1 Постановка прямой нестационарной задачи переноса нейтронов

Запишем исходную систему уравнений, описывающих нестационарную задачу переноса нейтронов в реакторе в многогрупповом диффузионном приближении [9]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v^g} \frac{\partial \Psi^g(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= D^g \Delta \Psi^g(\mathbf{r}, t) - S_a^g \Psi^g(\mathbf{r}, t) + \sum_{l=1}^{g-1} S_s^{l \rightarrow g} \Psi^l(\mathbf{r}, t) + \\ &+ c_{\text{MH}}^g - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \frac{\partial}{\partial t} v \Sigma_f^j \Psi^j(\mathbf{r}, t) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \chi_{\text{зн}, j}^{g, n} \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) + Q^g(\mathbf{r}, t), \\ \frac{\partial C_j^n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= -\lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) + a_j^n \sum_{l=1}^G v_{\text{зн}}^l S_f^l \Psi^l(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (2.1)$$

где v^g – скорость нейтронов группы g , м/с;

$\Psi^g(\mathbf{r}, t)$ – плотность потока нейтронов в момент времени t в точке реактора с координатами \mathbf{r} , нейтр./см²с;

D – коэффициент диффузии см²/с;

Σ_a – макроскопическое сечение поглощения нейтронов, см⁻¹;

$S_s^{l \rightarrow g}$ – макроскопическое сечение перевода нейтронов из группы l в группу g , см⁻¹;

χ_{MH}^g – спектр мгновенных нейтронов деления;

JD – число групп запаздывающих нейтронов;

β_j – доля группы j запаздывающих нейтронов;

G – число энергетических групп многогруппового приближения;

v – число нейтронов деления;

Σ_f – макроскопическое сечение деления, см⁻¹;

N – число делящихся нуклидов;

$\chi_{\text{зн}, j}^{g, n}$ – энергетический спектр запаздывающих нейтронов группы j делящегося нуклида n ;

λ_j^n – постоянная распада предшественников запаздывающих нейтронов группы j делящегося нуклида n , с⁻¹;

C_j^n – концентрация предшественников запаздывающих нейтронов группы j делящегося нуклида n ;
 Q – интенсивность внешнего источника нейтронов;
 a_j^n – относительный выход запаздывающих нейтронов группы j делящегося нуклида n ;
 ν_{3n}^n – число запаздывающих нейтронов деления.

Исходная задача (2.1) должна быть дополнена граничными

$$\frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} \Big|_{r_g} = - \frac{\gamma^g(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}, t)}{D^g(\mathbf{r}, t)} \Big|_{r_g} \quad (2.2)$$

и начальными условиями

$$\psi(\mathbf{r}, 0) \Big|_{t_0} = \psi_0(\mathbf{r}), \quad (2.3)$$

где $\gamma^g(\mathbf{r})$ – величина, определяющая тип граничных условий.

Начальные условия (2.3) могут представлять собой решение стационарной неоднородной или условно-критической задачи переноса нейтронов при отсутствии источника внешних нейтронов.

Уравнение условно-критической задачи имеет вид:

$$\begin{aligned}
 D^g \Delta \psi^g(\mathbf{r}) + S_a^g \psi^g(\mathbf{r}) - \sum_{l=1}^{g-1} S_s^{l@g} \psi^l(\mathbf{r}) = \\
 = \frac{1}{k_{эф}} \sum_{\mathbf{e}} \dot{\mathbf{e}} \chi_{\text{мн}}^g \dot{\mathbf{e}} - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \dot{\mathbf{a}} \sum_{\emptyset l=1}^{\emptyset G} \nu S_f^l \psi^l(\mathbf{r}) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \dot{\mathbf{a}} \chi_{3n,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G \nu_d^n S_f^l \psi^l(\mathbf{r}) \dot{\mathbf{a}}
 \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $k_{эф}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов.

Из теории физики реакторов известно, что в задаче без источника внешних нейтронов поле может быть однозначно определено только для строго критического состояния реактора [9, 21, 52, 55]. В таком случае эффективный коэффициент размножения равен единице. Описание некритического состояния реактора соответствует $k_{эф} \neq 1$. Для того чтобы некритический реактор оказался критическим, необходимо, чтобы удовлетворялся баланс рождения и поглощения нейтронов. Это достигается путем математического воздействия на среднее число нейтронов, испускаемых в одном акте деления ν , некоторым множителем $\lambda = 1 / k_{эф}$, которое в условно-критической задаче заменяется некоторым фиктивным значением

$v_{\text{фикт}} = v / k_{\text{эф}}$ [55]. Исходя из этого $k_{\text{эф}}$ трактуется как отношение эффективного среднего числа рождающихся в реакторе в единицу времени нейтронов к эффективному среднему числу нейтронов, исчезающих из реактора за то же время. Таким образом, если $k_{\text{эф}} < 1$, то вывод нейтронов из системы превалирует над их генерацией, и такой реактор называется подкритическим. И наоборот, при $k_{\text{эф}} > 1$ генерация нейтронов превышает их вывод из системы, и реактор называют надкритическим. Такое условно-критическое представление нейтронного поля в некритических реакторах широко используется при теоретическом анализе поведения реактора. Но принимая во внимание то, что среднее число нейтронов, испускаемых в одном акте деления, v является физической величиной, фактическое воздействие на которую не представляется возможным, то стационарное распределение нейтронного поля для реактора с $k_{\text{эф}}$ отличным от единицы не существует на практике [9, 55, 56].

Система уравнений (2.1) вместе с условиями (2.2) – (2.3) описывает пространственно-временное поведение реактора. Как уже говорилось ранее, для ее решения на практике используются приближенные схемы, основанные на пространственно-временном разделении переменных плотности потока нейтронов [21]. Эти схемы будут рассмотрены ниже, в Разделе 2.3.

Исходная задача (2.1) может быть численно решена без использования каких-либо приближений [21]. В таком случае решение задачи не содержит ошибок, свойственных приближенным схемам вследствие заложенных в них допущений [25]. Решение прямой нестационарной задачи позволяет отслеживать изменение локальных характеристик реактора, например плотности потока нейтронов или энерговыделения во времени. При прямом численном решении выстраивается естественная причинно-следственная связь процессов: возмущение реактора осуществляется изменением распределения нейтронно-физических характеристик его среды, вследствие чего изменяется доля процессов поглощения к делению в реакторе и соответственно нарушается баланс образования и исчезновения нейтронов, плотность потока нейтронов начинает изменяться, приводя к росту или уменьшению мощности реактора. Величина возмущения может быть оценена неким параметром – реактивностью, которая отражает в себе скорость изменения мощности реактора. При этом реактивность может быть определена в результате решения обратной задачи кинетики, поскольку она не является членом решаемых уравнений переноса нейтронов (2.1).

Решение уравнения (2.1), записанного в неявном конечно-разностном виде, может быть получено методом точечной верхней релаксации Гаусса - Зейделя [20, 57 – 59].

Процесс итераций для решения прямой задачи имеет следующий вид:

$$\mathbf{L}\psi^{(k)} = \chi Q^{(k)}, \quad (2.5)$$

где \mathbf{L} представляет собой конечно-разностный аналог оператора переноса нейтронов, $Q^{(k)}$ - полный источник нейтронов в реакторе, k - номер поколения нейтронов. Задаваясь произвольным распределением источников и нейтронов первого поколения $Q^{(1)}$ и решая диффузионное уравнение в каждой группе, находят функции $\phi^{(1)}$, по которой определяют распределение источников нейтронов $Q^{(2)}$ второго поколения и т.д. Эту процедуру продолжают до тех пор, пока функции $Q^{(k-1)}$ и $Q^{(k)}$ в двух последовательных итерациях с некоторой заданной точностью не совпадут по форме, т.е. критерием окончания итераций является условие:

$$\left| \frac{\psi_n^{g(k)}(\mathbf{r}, t) - \psi_n^{g(k-1)}(\mathbf{r}, t)}{\psi_n^{g(k-1)}(\mathbf{r}, t)} \right| < \varepsilon, \quad (2.6)$$

где n - номер итерации; ε - заданная точность расчета плотностей потоков нейтронов во внешних итерациях. Для нестационарной неоднородной задачи процесс итерации источника сходится медленно, что приводит к существенным затратам временных ресурсов.

Рассмотренный метод реализован в программном модуле TIME-800 программно-технического комплекса расчетно-экспериментального сопровождения эксплуатации реактора БН-800 Белоярской АЭС ГЕФЕСТ800 [46, 48 – 50, 57, 60, 61]. Полученное решение качественно описывает изменение характеристик реактора как локальных, так и интегральных по реактору.

2.2 Программа полномасштабной пространственной кинетики для расчетов реакторов на быстрых нейтронах TIME-800

При разработке программы полномасштабной пространственной кинетики для расчетов реакторов на быстрых нейтронах были поставлены следующие требования [62]:

- Быстрые реакторы характеризуются жестким рабочим спектром нейтронов, который простирается на широком диапазоне энергии. Соответственно для корректного учета ядерных процессов необходимо реализовать многогрупповой подход [10, 11, 63].
- Необходимо учесть спектр запаздывающих нейтронов. Несмотря на то что запаздывающие нейтроны составляют довольно малую долю среди всех нейтронов в реакторе, их значение для регулирования цепной реакции деления очень важно. Спектр запаздывающих нейтронов мягче спектра мгновенных нейтронов, но он приходится на рабочий диапазон энергии [9, 60, 64].

- Скорости нейтронов в рабочей области реактора выше, чем в тепловых реакторах, что приводит к большой длине свободного пробега нейтронов. При малых размерах ТВЭЛов и пэлов в ТВС и стержнях СУЗ соответственно и больших размерах активной зоны, это приводит к хорошей взаимосвязи различных частей реактора [11].
- Сечения радиационного захвата нейтронов при их энергиях в быстрых реакторах ниже, чем в тепловых реакторах. Учитывая приведенные выше суждения, можно сделать вывод о возможности применения гомогенизации нейтронно-физических характеристик среды реактора при расчетах и обоснованности использования диффузионного приближения [10, 11].
- Диффузионное приближение также способствует уменьшению числа переменных при математическом описании распределения свойств среды реактора и его различных параметров и соответственно способствует сокращению времени расчета и вычислительных ресурсов ЭВМ.
- Программа должна реализовать решение неоднородной нестационарной задачи, так как в работающем реакторе всегда присутствует источник внешних нейтронов, например, пусковой источник или распределенные по реактору ядерные реакции с испусканием нейтронов, а также спонтанное деление.

Программа предназначена:

- для анализа быстропротекающих процессов, при которых невозможно использовать представление о пространственно-временном разделении переменных;
- для получения информации о локальных характеристиках реактора в нестационарных режимах;
- для расчетных исследований влияния пространственных эффектов на различные процессы, протекающие при нестационарном режиме;
- для использования в качестве реперного расчета для сравнения точности других расчетных кодов, предназначенных для решения нестационарной задачи при помощи приближенных схем.

В соответствии с вышеизложенными замечаниями была разработана программа TIME-800, предназначенная для решения прямой пространственной нестационарной задачи в диффузионном приближении с учетом спектра запаздывающих нейтронов и наличия источника внешних нейтронов.

Программа TIME-800 взаимодействует с рядом программных модулей программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800:

- Программной оболочкой со встроенными программными модулями;
- Базой данных моделей;
- Топливным архивом и архивом сечений;
- Программой CONSYST.

Аттестационный паспорт программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800 представлен в Приложении 1.

2.2.1 База данных

База данных моделей представляет собой таблицы СУБД Firebird. Управление данными осуществляется программой DBM (Database Manager) [57, 61, 65 – 67]. DBM позволяет корректно модифицировать, добавлять и удалять записи в таблицах баз данных, не нарушая структуры уже существующих данных, и компилирует динамическую библиотеку глобальной области данных после каждого изменения ее содержимого. Кроме этого на DBM возложена функция регистрации, а также включения в работу и выключения из работы расчетных модулей.

В базе данных Winmod содержится информация о программных модулях, которые входят в комплекс, о глобальных областях данных и о переменных, которые располагаются в этих областях данных.

2.2.2 Топливный архив

Топливный архив представляет собой файл для хранения информации о топливных сборках, стержнях и прочих составных частей модели активной зоны реактора [60, 61, 65]. Информация состоит из:

- паспортных данных сборки;
- характеристик сборки, необходимых для проведения нейтронно-физического расчета;
- характеристик сборки, отражающих модельный режим выгорания.

Топливный архив формирует шестигранную трехмерную геометрическую модель реактора с одной расчетной точкой на канал с распределением ядерных концентраций по расчетным ячейкам неравномерного высотного шага. Топливный архив обязан

инструментарием для работы с ним – записи и чтения необходимых данных, выборки и анализа интересующих параметров, добавления и сокращения отслеживаемых величин. Упрощенная блок-схема взаимодействия программ с топливным архивом представлена на Рисунке 1.

В архиве сечений хранятся необходимые для нейтронно-физических расчетов макро- и микроконстанты. Организация данных наследует в общем структуру топливного архива. Программы доступа к архиву сечений унифицированы и собраны в динамическую библиотеку [61].

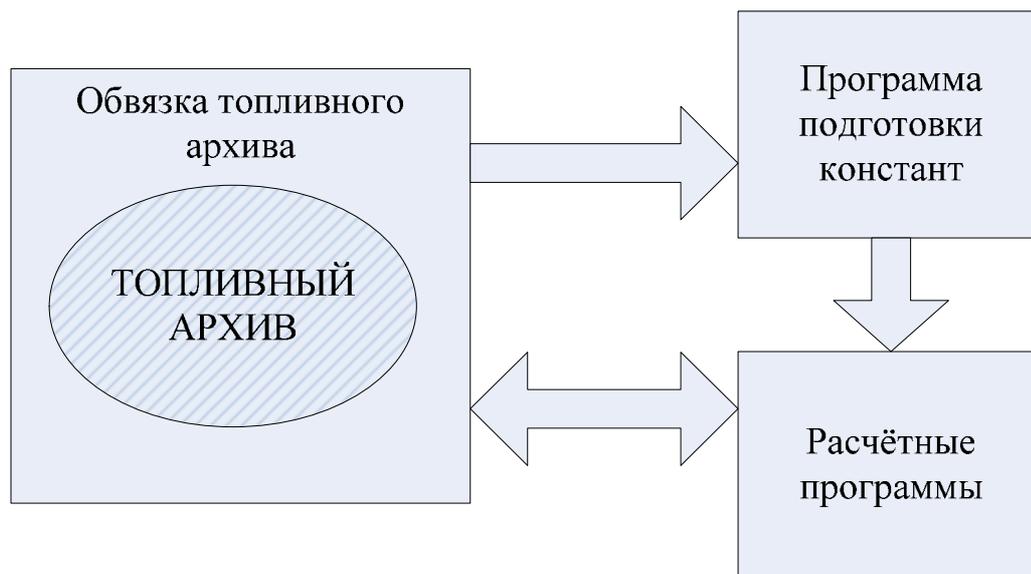


Рисунок 1. Упрощенная блок-схема взаимодействия программ с топливным архивом

2.2.3 Подготовка констант CONSYST/БНАБ-93

Программная система CONSYST/БНАБ-93 представляет собой специализированное константное обеспечение для внедрения констант БНАБ [68 – 70] в практику проектных и исследовательских расчетов реакторов.

Программа CONSYST рассчитывает макро- и микроконстанты для конкретной системы. Кроме программы CONSYST, система содержит подпрограмму PRECON, которая подготавливает константы в так называемом формате АРАМАКО. Программы, базирующиеся на формате АРАМАКО (русские диффузионные программы, такие как TRIGEX, ГЕФЕСТ, JARFR), рассчитаны на использование нейтронных констант в 26-ти группах и учитывают анизотропию рассеяния в диффузионном приближении, широко используемом при многомерных расчетах реакторов (как в программе TRIGEX, ГЕФЕСТ и др.)

Групповые константы БНАБ основаны на файлах библиотеки оцененных нейтронных данных РОСФОНД [71]. Файлы для библиотеки РОСФОНД предварительно отобраны из

библиотек оцененных ядерных данных БРОНД, ENDF/B-VI и VII, JENDL-3 и 4, JEFF-3 после их тщательного физического рассмотрения, сравнения с экспериментальными результатами, изучения полноты и т.д.

В процессе подготовки констант для расчета нейтронных полей готовятся микроскопические групповые константы нуклидов, входящих в состав зон рассчитываемого реактора, используемые для расчета макроконстант. При этом изотопный состав расчетной ячейки и концентрации соответствующих нуклидов берутся из топливного архива.

Расчет микро- и макросечений разделен для ТВС и стержней СУЗ. При расчете сечений стержней СУЗ данные о концентрациях поглотителя, конструкционных материалов и теплоносителя читаются из топливного архива комплекса.

Высотное разбиение канала ТВС и канала со стержнем СУЗ может быть различным. Для правильного размещения получаемых сечений стержня в ячейки модели реактора пользователем должны быть заданы глубины их погружения. Макроконстанты для стержня рассчитываются последовательно для каждой из высотных зон модели реактора снизу вверх. В каждой из расчетных ячеек стержня СУЗ определяются концентрации нуклидов стержня. Пересчет констант в расчетной ячейке канала модели реактора со стержнем СУЗ позволяет задавать любое положение стержня СУЗ без ограничения на их высотное разбиение. При этом константы Σ будут пересчитываться с учетом «веса» объема расчетной ячейки V_m и распределения плотности потока нейтронов по зонам стержня СУЗ ψ_m :

$$S = \frac{\sum_{m=1}^n \sigma_m V_m \psi_m}{\sum_{m=1}^n V_m \psi_m} . \quad (2.7)$$

Подготовленные константы по числу высотных зон в модели реактора на каждый тип сечения записываются в макросечения ТВС на места, где должны находиться стержни СУЗ. Таким образом, после каждого движения стержня должен быть запущен модуль пересчета констант.

2.2.4 Модуль нестационарного расчета TIME-800

Программа TIME-800 написана на алгоритмическом языке Fortran и подсоединена к системной оболочке, обеспечивающей пользовательские сервисы (контроль параметров, графика, подготовка данных, анализ результатов расчета) в интерактивном режиме.

При приемлемости более низкой точности результатов решаемой задачи для сокращения времени счета в программе TIME-800 предусмотрена возможность перехода на двухгрупповое приближение: первая группа получается при свертке первых семи энергетических групп многогруппового приближения, вторая группа учитывает все остальные энергетические группы многогруппового приближения [50, 72].

Программа способна работать как с шестигрупповым, так и с восьмигрупповым представлением о запаздывающих нейтронах и учитывать любое число делящихся нуклидов.

Традиционно, при расчетах данные о предшественниках запаздывающих нейтронов аппроксимируются шестью группами, каждой из которых приписывается определенная константа спада λ . Первоначально информация о параметрах групп запаздывающих нейтронов бралась из данных Кипина, полученных по интегральным данным – кривым спада нейтронной активности образцов, облученных нейтронным импульсом. Альтернативой явилась оценка относительных долей и постоянных распада групп запаздывающих нейтронов, выполненная Брэди и Ингландом на основе аппроксимации просуммированных вкладов 271 предшественника запаздывающих нейтронов.

В последних версиях библиотек оцененных нейтронных данных приняты [68]:

- в JENDL-3 – данные Кипина (несколько отличающиеся для деления тепловыми и быстрыми ($E \sim 2$ МэВ) нейтронами);
- в ENDF/B-6 – данные Брэди и Ингланда.

В настоящее время в системе констант БНАБ-93 для основных топливных нуклидов присутствуют оба варианта, для остальных топливных нуклидов – данные Брэди и Ингланда [68].

В шестигрупповом представлении запаздывающих нейтронов эффективные константы спада λ_j^n , а следовательно, спектры каждой группы запаздывающих нейтронов $\chi_{zn,j}^{g,n}$, различны для каждого нуклида. В восьмигрупповом представлении предшественники запаздывающих нейтронов объединены в группы таким образом, чтобы константы спада не зависели от делящегося нуклида $\lambda_j^n = \lambda_j$ для любого нуклида n . В таком случае каждая группа запаздывающих нейтронов характеризуется одинаковым спектром для различных нуклидов $\chi_{zn,j}^{g,n} = \chi_{zn,j}^g$ для любого нуклида n и от делящегося нуклида зависит только выходы каждой из восьми групп a_j^n . Такой подход позволяет несколько уменьшить объем входных данных и уменьшить число уравнений, описывающих изменение концентрации предшественников запаздывающих нейтронов.

Приведенные в данной работе результаты были получены только при расчетах с использованием восьмигруппового представления о запаздывающих нейтронах. При расчете параметров запаздывающих нейтронов уточняется их спектр, энергетическая зависимость числа запаздывающих нейтронов деления $\nu_{\text{зн}}^g$ и доля запаздывающих нейтронов каждого нуклида [73].

В программе предполагается одновременное размещение в разных точках реактора до шести детекторов, позволяющих отслеживать изменение локальных характеристик, а также одного интегрального детектора для отслеживания изменения характеристик реактора в целом (например, мощности).

Источником возмущения среды реактора является моделирование изменения положения стержней СУЗ.

Для учета источника внешних нейтронов в программе используются нейтроны спонтанного деления.

Помимо прямого численного решения нестационарной задачи переноса нейтронов программа TIME-800 может решать исходную задачу приближенными методами, описанными в Разделе 1.3 [50].

При моделировании реального реактора, находящегося в критическом состоянии, эффективный коэффициент размножения нейтронов из условно-критической задачи всегда отличен от единицы $k_{\text{эф}} \neq 1$ из-за неточного моделирования реального объекта, используемых расчетных алгоритмов решения уравнений и т.д. Для корректности последующих расчетов необходимо ввести поправку расчета на учет некритичности модели критического реактора $k_{\text{кр}}$.

Из теории физики реактора [21, 52, 56] известно, что при наличии источника внешних нейтронов $Q \neq 0$ стационарное состояние реактора возможно при $k_{\text{эф}} < 1$, поэтому в результате коррекции моделируется слегка подкритическое состояние реактора. При заданной интенсивности внешнего источника количество нейтронов в реакторе, а значит и его мощность, тем больше, чем ближе $k_{\text{эф}}$ к единице, что позволяет найти связь между подкритичностью реактора и его мощностью [74].

Параметр k_s учитывает долю нейтронов внешнего источника в общем числе нейтронов деления

$$k_s = k_{\text{кр}} \frac{\langle F^+ Q \rangle}{\langle F^+ F F \rangle} \quad (2.8)$$

где Φ^+ – функция ценности нейтронов, Q – источник внешних нейтронов, F – оператор источника нейтронов деления, нормированный на известную мощность подкритического реактора, Φ – плотность потока нейтронов, интегрирование по всему фазовому пространству обозначено символом $\langle \rangle$. Из (2.8) видно, что для реактора с источником $k_s > k_{кр}$. Таким образом, нормируя функцию Φ на желаемую мощность, в результате итерационного процесса можно определить величину k_s , которая позволяет соблюсти неизменность значения мощности реактора при переходе от решения стационарной задачи к нестационарной для невозмущенного состояния реактора [9].

К выходным параметрам программы TIME-800 относятся:

- Изменение мощности по показаниям шести локальных детекторов и одного интегрального;
- Изменение реактивности по показаниям шести локальных детекторов и одного интегрального;
- Изменение относительной эффективности детекторов;
- Изменение доли запаздывающих нейтронов каждой группы и каждого делящегося нуклида в точках расположения шести локальных детекторов и одного интегрального.

2.3 Обзор приближенных методов решения прямой нестационарной задачи переноса нейтронов

К наиболее востребованным приближенным схемам решения исходной задачи (2.1) можно отнести:

- Приближение точечного реактора;
- Адиабатическое приближение;
- Квазистатическое приближение;
- Улучшенное квазистатическое приближение.

Приближенные методы решения прямой пространственно-временной задачи переноса нейтронов основаны на представлении плотности потока нейтронов в виде произведения форм-функции $\varphi^s(\mathbf{r}, t)$ и амплитудной функции $T(t)$:

$$\psi^s(\mathbf{r}, t) = \varphi^s(\mathbf{r}, t)T(t). \quad (2.9)$$

При этом предполагаем, что основная временная зависимость описывается амплитудной функцией, а форм-функция слабо меняется во времени [21].

Рассмотрим полный путь получения решения нестационарной задачи переноса нейтронов на примере улучшенного квазистатического приближения.

Для вывода решения введем стационарное уравнение для сопряженной функции:

$$\begin{aligned}
 & D^g D\varphi^{+g}(\mathbf{r}) + S_a^g \varphi^{+g}(\mathbf{r}) - \overset{G}{\mathbf{a}} S_s^{g\otimes l} \varphi^{+l}(\mathbf{r}) \\
 &= \frac{1}{k_{\text{эф}}} \left(\overset{JD}{\mathbf{a}} \beta_j - \overset{\circ}{\mathbf{a}} \beta_j \right) \varphi^g(\mathbf{r}) + \sum_{j=1}^G \sum_{n=1}^N \overset{JD}{\mathbf{a}} \overset{N}{\mathbf{a}} v_{\text{3H}}^n \Sigma_f^g a_j^n \overset{G}{\mathbf{a}} \chi_{\text{3H},j}^{l,n} \varphi^l(\mathbf{r}) - \sum_{l=1}^G \chi_{\text{MH}}^l \varphi^l(\mathbf{r})
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

где $\varphi^{+g}(\mathbf{r})$ – функция распределения ценности нейтронов.

Умножив уравнение (2.1) на $\varphi^{+g}(\mathbf{r})$, а (2.10) на представление (2.9) и проинтегрировав функционалы уравнений по всему рассматриваемому пространству, получим:

$$\begin{aligned}
 & \left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \frac{\mathbb{I}[\varphi^g(\mathbf{r}, t) T(t)]}{\mathbb{I}t} \right\rangle = \\
 &= T(t) \left\{ \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) D^{*g} D\varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle - \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) S_a^{*g} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle \right\} + \\
 &+ T(t) \left\langle \overset{G-1}{\mathbf{a}} S_s^{*l\otimes g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \left(\overset{JD}{\mathbf{a}} \beta_j - \overset{\circ}{\mathbf{a}} \beta_j \right) \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \\
 &+ \left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{3H},j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \langle Q^g(\mathbf{r}, t) \rangle, \\
 & \frac{\mathbb{I}C_j^n(\mathbf{r}, t)}{\mathbb{I}t} = -\lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) + a_j^n \sum_{l=1}^G v_{\text{3H}}^n S_f^l \varphi^l(\mathbf{r}, t),
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

$$\begin{aligned}
 & \left\langle \varphi^g(\mathbf{r}, t) D^g D\varphi^{+g}(\mathbf{r}) \right\rangle + \left\langle \varphi^g(\mathbf{r}, t) S_a^g \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \right\rangle - \left\langle \overset{G}{\mathbf{a}} S_s^{g\otimes l} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \varphi^{+l}(\mathbf{r}) \right\rangle = \\
 &= \frac{1}{k_{\text{эф}}} \left\langle \left(\overset{JD}{\mathbf{a}} \beta_j - \overset{\circ}{\mathbf{a}} \beta_j \right) \varphi^g(\mathbf{r}, t) + \sum_{j=1}^G \sum_{n=1}^N \varphi^g(\mathbf{r}, t) v_{\text{3H}}^n \Sigma_f^g a_j^n \overset{G}{\mathbf{a}} \chi_{\text{3H},j}^{l,n} \varphi^l(\mathbf{r}) - \sum_{l=1}^G \chi_{\text{MH}}^l \varphi^l(\mathbf{r}) \right\rangle,
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

где символом * отмечены возмущенные макросечения взаимодействия нейтронов.

Уравнение (2.11) для возмущенного состояния может быть переписано в виде:

$$\begin{aligned}
& \left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \frac{\mathbb{1}[\varphi^g(\mathbf{r}, t)]}{\mathbb{1}t} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^g(\mathbf{r}, t) \frac{\mathbb{1}T(t)}{\mathbb{1}t} \right\rangle = \\
& = \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) D^{*g} \mathbb{D} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle - \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \mathbb{S}_a^{*g} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \\
& + \left\langle \overset{\circ}{\mathbf{a}} \mathbb{S}_s^{*l@g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{MH}}^g \overset{\circ}{\mathbf{c}}^l - \overset{\circ}{\mathbf{a}} \beta_j \overset{\circ}{\mathbf{a}} \overset{JD}{\underset{\emptyset}{\mathbb{1}}} \overset{G}{\underset{\emptyset}{\mathbb{1}}} v \Sigma_f^{*l} \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \\
& + \frac{1}{T(t)} \left\langle \overset{\circ}{\mathbf{a}} \overset{JD}{\underset{j=1}{\mathbb{1}}} \overset{N}{\underset{n=1}{\mathbb{1}}} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{3H},j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \frac{1}{T(t)} \left\langle Q^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle, \\
& \frac{\mathbb{1}C_j^n(\mathbf{r}, t)}{\mathbb{1}t} = -\lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) + a_j^n \overset{\circ}{\mathbf{a}} \overset{G}{\underset{l=1}{\mathbb{1}}} v_{\text{3H}}^n \mathbb{S}_f^l \varphi^l(\mathbf{r}, t).
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Форм-функцию $\varphi^g(\mathbf{r}, t)$ следует нормировать таким образом, чтобы выполнялось соотношение [21]:

$$\frac{\mathbb{1}}{\mathbb{1}t} \left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle = 0, \tag{2.14}$$

тогда будет возможным удовлетворить требованию:

$$\left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^g(\mathbf{r}, t) \frac{\mathbb{1}T(t)}{\mathbb{1}t} \right\rangle = \frac{\mathbb{1}T(t)}{\mathbb{1}t} \left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle. \tag{2.15}$$

Уравнение (2.14) не определяет никакой нормировки для функций $\varphi^g(\mathbf{r}, t)$ и $T(t)$. Часто амплитудный фактор $T(t)$ отождествляют с мощностью реактора в некоторый момент времени t_0 : $T(t) = T(t_0) = T_0$. Это в свою очередь определяет нормировку форм-функций $\varphi^g(\mathbf{r}, t)$ в момент $t = t_0$: $\varphi^g(\mathbf{r}, t) = \varphi^g(\mathbf{r}, t_0)$, и из уравнения (2.14) будет определена нормировка во все другие времена. Тем не менее $T(t)$ остается почти равной мощности реактора, пока форм-функция не сильно отличается от начального распределения [21].

С учетом (2.14) и (2.15) уравнение (2.13) переписется в виде:

$$\begin{aligned}
& \left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle \frac{1}{T(t)} \frac{\mathbb{T}T(t)}{\mathbb{T}t} = - \langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) D^{*g} \mathbf{D} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \rangle - \langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \mathbf{S}_a^{*g} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \rangle + \\
& + \left\langle \mathring{\mathbf{a}} \mathbf{S}_s^{*l \otimes g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{MH}}^g \frac{\mathring{\mathbf{a}}}{\mathbf{e}} \beta_j \frac{JD}{\varnothing^{l=1}} \frac{\ddot{\mathbf{a}}^G}{\varnothing^{l=1}} v_{\Sigma_f^l} \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \\
& + \frac{1}{T(t)} \left\langle \mathring{\mathbf{a}} \mathring{\mathbf{a}} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{ЗН},j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \frac{1}{T(t)} \langle Q^g(\mathbf{r}, t) \rangle, \\
& \frac{\mathbb{T}C_j^n(\mathbf{r}, t)}{\mathbb{T}t} = - \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) + a_j^n \mathring{\mathbf{a}} v_{\text{ЗН}}^n \mathbf{S}_f^l \varphi^l(\mathbf{r}, t).
\end{aligned} \tag{2.16}$$

Вычитая из уравнения (2.16) невозмущенное (стационарное) состояние (2.12), получаем:

$$\begin{aligned}
& \left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle \frac{1}{T(t)} \frac{\mathbb{T}T(t)}{\mathbb{T}t} = - \langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \delta D^g \Delta \varphi^g(\mathbf{r}, t) \rangle - \\
& - \langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \delta \mathbf{S}_a^g \varphi^g(\mathbf{r}, t) \rangle + \left\langle \mathring{\mathbf{a}} \delta \mathbf{S}_s^{l \otimes g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \\
& + \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{MH}}^g \frac{\mathring{\mathbf{a}}}{\mathbf{e}} \beta_j \frac{JD}{\varnothing^{l=1}} \frac{\ddot{\mathbf{a}}^G}{\varnothing^{l=1}} \frac{\mathring{\mathbf{e}}}{\mathbf{e}} \frac{\mathring{\mathbf{a}}_1}{\mathbf{e}} \mathbf{S}_f^l + \delta \Sigma_f^l \frac{\ddot{\mathbf{a}}^G}{\varnothing} \frac{1}{k_{\varnothing\Phi}} v_{\Sigma_f^l} \frac{\dot{\mathbf{u}}}{\mathring{\mathbf{u}}} \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \\
& + \frac{1}{T(t)} \left\langle \mathring{\mathbf{a}} \mathring{\mathbf{a}} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{ЗН},j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \frac{1}{T(t)} \langle Q^g(\mathbf{r}, t) \rangle, \\
& \frac{\mathbb{T}C_j^n(\mathbf{r}, t)}{\mathbb{T}t} = - \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) + a_j^n \mathring{\mathbf{a}} v_{\text{ЗН}}^n \mathbf{S}_f^l \varphi^l(\mathbf{r}, t),
\end{aligned} \tag{2.17}$$

где δ обозначает разности между соответствующими величинами в данный момент времени (возбужденные макросечения) и в стационарном состоянии, т.е. $\delta \Sigma(\mathbf{r}, t) = \Sigma^*(\mathbf{r}, t) - \Sigma(\mathbf{r})$, а для макросечения деления справедливо

$$\mathbf{S}_f^{*l} = \frac{1}{k_{\varnothing\Phi}} \mathbf{S}_f^l + \delta \mathbf{S}_f^l, \quad \delta \mathbf{S}_f^l = \mathbf{S}_f^{*l} - \frac{\mathbf{S}_f^l}{k_{\varnothing\Phi}}. \tag{2.18}$$

Определим следующие понятия:

- ценность нейтронов деления CND

$$CND = \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{MH}}^g \frac{\mathring{\mathbf{a}}}{\mathbf{e}} \beta_j \frac{JD}{\varnothing^{l=1}} \frac{\ddot{\mathbf{a}}^G}{\varnothing^{l=1}} v_{\Sigma_f^l} \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{ЗН}}^g \mathring{\mathbf{a}} \beta_j \mathring{\mathbf{a}} v_{\text{ЗН}} \Sigma_f^l \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle; \tag{2.19}$$

- время генерации мгновенных нейтронов Λ

$$L = \frac{1}{CND} \left\langle \frac{1}{v_g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle; \quad (2.20)$$

эффективная доля j -ой группы запаздывающих нейтронов $\beta_{j,\text{эф}}$

$$\beta_{j,\text{эф}} = \frac{1}{CND} \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{MH}}^g \overset{ID}{\underset{j=1}{\mathbf{a}}} \beta_j \overset{G}{\underset{l=1}{\mathbf{a}}} v \Sigma_f^l \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle; \quad (2.21)$$

• эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}}$

$$\beta_{\text{эф}} = \overset{ID}{\underset{j=1}{\mathbf{a}}} \beta_{j,\text{эф}}; \quad (2.22)$$

• эффективность источника внешних нейтронов S

$$S = \frac{1}{CND} \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) Q^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle; \quad (2.23)$$

• реактивность ρ

$$\begin{aligned} \rho = & - \frac{1}{CND} \left\{ \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \delta D^g \mathbf{D} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \delta \mathbf{S}_a^g \varphi^g(\mathbf{r}, t) \right\rangle \right\} + \\ & + \frac{1}{CND} \overset{\dot{\mathbf{a}}}{\underset{\dot{\mathbf{b}}}{\mathbf{a}}} \left\langle \overset{g-1}{\mathbf{a}} \delta \mathbf{S}_s^{\otimes g} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle + \left\langle \varphi^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{\text{MH}}^g \overset{G}{\underset{l=1}{\mathbf{a}}} v \delta \Sigma_f^l \varphi^l(\mathbf{r}, t) \right\rangle \overset{\ddot{\mathbf{y}}}{\underset{\mathbf{p}}{\mathbf{y}}}; \end{aligned} \quad (2.24)$$

• интегральная концентрация предшественников запаздывающих нейтронов c_j^n

$$c_j^n(t) = \frac{1}{L \times CND} \left\langle \chi_{\text{эп},j}^{g,n} \varphi^{+g}(\mathbf{r}) C_j^n(\mathbf{r}, t) \right\rangle. \quad (2.25)$$

Введенные параметры отчасти произвольны, во-первых, вследствие того, что функция φ^{+g} определена не полностью, так как, как и говорилось ранее, соответствующая ей критическая система (2.10) отчасти произвольна, и, во-вторых, из-за выбора величины CND . При описанном выше определении величин получаются связанные между собой параметры, допускающие некоторую физическую интерпретацию [21]. Например, формула для определения времени генерации мгновенных нейтронов (2.20) отражает в себе отношение взвешенного по функции ценности числа нейтронов к взвешенной скорости испускания нейтронов.

С учетом (2.19)-(2.25) система (2.17) принимает вид классического уравнения точечной кинетики:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{dT(t)}{dt} &= \frac{(\rho - \beta)}{\Lambda} T(t) + \sum_{j=1}^{JD} \lambda_j c_j(t) + \frac{S(t)}{L}, \\ \frac{1}{v_g} \frac{dc_j(t)}{dt} &= -\lambda_j c_j(t) + \frac{\beta_{j,\Phi}}{L} T(t). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Решение пространственной составляющей задачи определяется уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{d\varphi^g(\mathbf{r}, t)}{dt} + \frac{1}{v_g} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \frac{1}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt} &= \\ &= D^{*g} \Delta \varphi^g(\mathbf{r}, t) - S_a^{*g} \varphi^g(\mathbf{r}, t) + \sum_{l=1}^{g-1} \mathring{a} S_s^{*l@g} \varphi^l(\mathbf{r}, t) + \\ &+ \chi_{\text{MH}}^g \frac{\mathring{a}}{e} \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \frac{\mathring{a}}{\mathring{a}} v \Sigma_f^{*l} \varphi^l(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{T(t)} \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \chi_{\text{ZH},j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) + \frac{Q^g(\mathbf{r}, t)}{T(t)}, \\ \frac{1}{v_g} \frac{dC_j^n(\mathbf{r}, t)}{dt} &= -\lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t) + T(t) a_j^n \sum_{l=1}^G v_{\text{ZH}}^n S_f^l \varphi^l(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Если в (2.27) представить источник запаздывающих нейтронов в виде:

$$Q_d(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t v S_f^g \varphi^g(\mathbf{r}, t') T(t') \sum_{j=1}^{JD} \beta_j^n \chi_{\text{ZH}}^g \lambda_j^n e^{-\lambda_j(t-t')} dt', \quad (2.28)$$

то окончательное уравнение для определения форм-функции представляется в виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{d\varphi^g(\mathbf{r}, t)}{dt} + \frac{1}{v_g} \varphi^g(\mathbf{r}, t) \frac{1}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt} &= \\ &= D^{*g} \Delta \varphi^g(\mathbf{r}, t) - S_a^{*g} \varphi^g(\mathbf{r}, t) + \sum_{l=1}^{g-1} \mathring{a} S_s^{*l@g} \varphi^l(\mathbf{r}, t) + \\ &+ \chi_{\text{MH}}^g \frac{\mathring{a}}{e} \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \frac{\mathring{a}}{\mathring{a}} v \Sigma_f^{*l} \varphi^l(\mathbf{r}, t) + \frac{Q_d(\mathbf{r}, t)}{T(t)} + \frac{Q^g(\mathbf{r}, t)}{T(t)}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Схема улучшенного квазистатического приближения предполагает решение исходной нестационарной задачи с использованием двух расчетных сеток для временной задачи с шагом τ_A и пространственной задачей – τ_Φ . Расчет пространственной составляющей задачи является существенно более ресурсозатратным, чем определение амплитудной функции. Возможен подбор расчетных сеток в виде $\tau_A < \tau_\Phi$, что позволяет сократить расчетное время получения результата.

В конечных разностях по неявной схеме для момента времени $t_{n+1} = t_n + \tau_A$ система уравнений (2.26) представляется в виде:

$$T_{n+1} = \frac{T_n + \frac{\tau_A}{L} \overset{JD}{\underset{j=1}{\overset{\circ}{\mathbf{a}}}} \frac{\lambda_j}{1 + \tau_A \lambda_j} \frac{\langle \Phi_{n+1}^{+g}(\mathbf{r}) \chi_{3\text{н},j}^{g,n} C_{j,n}(\mathbf{r}) \rangle}{CND_{n+1}} + \frac{\tau_A}{L} S_{n+1}(\mathbf{r})}{1 - \frac{\tau_A (r - b_{\text{эф}})}{L} - \frac{\tau_A}{L} \overset{JD}{\underset{j=1}{\overset{\circ}{\mathbf{a}}}} \frac{\tau_A l_j}{1 + \tau_A l_j} b_{j,\text{эф},n+1}}, \quad (2.30)$$

$$C_{j,n+1}(\mathbf{r}) = \frac{C_{j,n}(\mathbf{r})}{1 + \tau_A l_j} + \frac{\tau_A}{1 + \tau_A l_j} a_j \overset{G}{\underset{l=1}{\overset{\circ}{\mathbf{a}}}} v_{3\text{н}} S_{j,n+1}^l(\mathbf{r}) T_{n+1}.$$

В конечно-разностной схеме для момента времени $t_{i+1} = t_i + \tau_\phi$ уравнение (2.29) принимает вид:

$$-D^{*g} \overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{D}}}}(\mathbf{r}) + \frac{\overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{a}}}} \frac{T_{n+1} - T_n}{T_{n+1}} \frac{1}{\overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{u}}}}(t_{i+1} - t_i)} + S_a^{*g} \overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{u}}}}(\mathbf{r}) =$$

$$= \frac{1}{\overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{u}}}}(t_{i+1} - t_i)} + \overset{g-1}{\underset{l=1}{\overset{\circ}{\mathbf{a}}}} S_s^{*l} \overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{u}}}}(\mathbf{r}) + c_{\text{мн}}^g \frac{\overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{a}}}}}{\overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{e}}}} - \overset{JD}{\underset{j=1}{\overset{\circ}{\mathbf{a}}}} b_j \frac{\overset{G}{\underset{l=1}{\overset{\circ}{\mathbf{a}}}}}{\overset{g}{\underset{i+1}{\overset{\circ}{\mathbf{u}}}}} n S_{f,i+1}^{*l}(\mathbf{r}) + \frac{Q_{d,i+1}(\mathbf{r})}{T_{n+1}} + \frac{Q_{i+1}^g(\mathbf{r})}{T_{n+1}}. \quad (2.31)$$

На Рисунке 2 приведена схема решения нестационарной задачи переноса нейтронов в улучшенном квазистатическом приближении. Форм-функция пересчитывается при решении нестационарного уравнения на каждом временном интервале, причем в уравнении учитывается число запаздывающих нейтронов с учетом истории нестационарного процесса, что должно способствовать получению более точного решения по сравнению, например, с квазистатическим приближением.



Рисунок 2. Упрощенная схема решения нестационарной задачи переноса нейтронов в улучшенном квазистатическом приближении

В некоторых работах, например [21], утверждается, что решение улучшенного квазистатического приближения почти полностью соответствует точному решению прямой нестационарной задачи без использования приближений. Однако в приближенных методах решения, в отличие от точного решения, причинно-следственная связь процессов иная: возмущение среды реактора определяется через изменение параметров этого возмущения, т.е. реактивности, которая в свою очередь приводит к изменению амплитудной функции и формы потока нейтронов. Т.е. в отличие от точного решения здесь оценка параметров возмущения (реактивности) происходит прежде расчета возмущенного поля нейтронов. Это несет в себе главную причину погрешности использования такого приближения, а результаты решения всегда требуют отдельного обоснования.

Если в уравнении (2.29) пренебречь производной по времени $\partial\varphi^g(\mathbf{r},t)/\partial t = 0$, а концентрацию предшественников запаздывающих нейтронов определять по уравнению (2.28), то можно получить квазистатическое приближение [21, 75]:

$$\frac{1}{u_g} j^g(\mathbf{r}, t) \frac{1}{T(t)} \frac{\partial T(t)}{\partial t} = D^* j^g(\mathbf{r}, t) - S_a^* j^g(\mathbf{r}, t) + \sum_{l=1}^{g-1} S_s^{*l} j^l(\mathbf{r}, t) + c_{mn}^g \frac{\partial}{\partial t} \sum_{j=1}^D b_j \frac{\partial}{\partial t} n S_f^{*j}(\mathbf{r}, t) + \frac{Q_d(\mathbf{r}, t)}{T(t)} + \frac{Q^g(\mathbf{r}, t)}{T(t)}. \quad (2.32)$$

В квазистатическом приближении форм-функция пересчитывается при решении стационарного уравнения на каждом временном интервале, а реактивность определяется через разность собственных чисел двух условно-критических состояний:

$$\rho_i = \frac{1}{k_{i-1}} - \frac{1}{k_i} \frac{\partial}{\partial t} k_{кр}, \quad (2.33)$$

где $k_{кр}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов для критического состояния реактора. В теории критическое состояние характеризуется $k_{кр} = 1$. Из практики расчета известно, что реальному критическому состоянию реактора соответствует расчетное $k_{кр} \neq 1$ [9, 74]. Причины такого расхождения были описаны в Разделе 2.2.4.

Если в уравнении (2.29) пренебречь не только производной по времени $\partial\varphi^g(\mathbf{r},t)/\partial t = 0$, но и предположить, что при расчете источника запаздывающих нейтронов $Q_d(\mathbf{r})$ форм-функция не зависит от времени, т.е. $\varphi^g(\mathbf{r},t) = \varphi^g(\mathbf{r})$, а сам источник запаздывающих нейтронов объединить с мгновенными, после чего рассчитывать собственную функцию и соответствующее значение $k_{эф}$, то получается адиабатическое приближение. Такое приближение описывает задачи, сопровождающиеся медленным изменением мощности реактора, например, при выгорании топлива. Поскольку в течение времени характеристики среды реактора меняются, то форм-функция также будет медленно меняться. Реактивность определяется через разность собственных чисел двух условно-критических состояний (2.33).

Если предположить, что форм-функция полностью не зависит от времени, то можно получить приближение точечного реактора. Форм-функция определяется лишь однажды – на старте нестационарного расчета, поэтому данное приближение используется при достаточно малых деформациях формы поля нейтронов (слабые возмущения свойств среды реактора), например, при асимптотическом поведении реактора. Определение реактивности лежит вне самого алгоритма решения нестационарной задачи, и она может быть представлена, например,

в табличном виде. Приближение точечного реактора обеспечивает максимальную скорость получения решения.

В Приложении 2 приведена сравнительная таблица различных схем решения прямой нестационарной задачи переноса нейтронов.

2.3.1 Погрешность определения реактивности в приближенных методах решения

Поскольку математически в приближенных схемах решения возмущение реактора сведено к одному параметру – реактивности и она непосредственно определяет изменение мощности реактора, то погрешность реактивности будет определять точность самой схемы решения.

В приближении точечного реактора реактивность, используемая для решения системы уравнений точечной кинетики, определяется извне, т.е. вне решения нестационарной задачи.

Таким образом, погрешность полученного решения связана:

- с видом форм-функции, которая не меняется в течение всего нестационарного процесса;
- с тем, что определение реактивности лежит вне самого решения нестационарной задачи.

В случае квазистатического приближения погрешность полученного решения связана:

- с определением форм-функции из стационарного уравнения. Решение стационарного уравнения описывает лишь асимптотическое состояние нестационарного процесса, когда существует установившийся баланс между количеством мгновенных и запаздывающих нейтронов в каждой расчетной ячейке, который реализуется в реальном нестационарном процессе спустя сотни секунд после внесения возмущения (период полураспада самой медленной группы предшественников запаздывающих нейтронов составляет время около минуты);
- с тем, что реактивность определяется из решения двух стационарных состояний, т.е. также из оценок асимптотических состояний.

В случае улучшенного квазистатического приближения погрешность полученного решения главным образом связана с определением реактивности из теории возмущения первого порядка с использованием функции ценности, полученной до внесения исходного возмущения. Отсюда проблемы связаны с тем, что:

- в течение длительного нестационарного процесса состояние реактора может многократно проходить через критические состояния с отличным от начального распределения плотности потока нейтронов и функции ценности, а при определении реактивности будет использоваться исходная функция ценности, имеющая весьма опосредованное отношение к анализируемому состоянию в конкретный момент времени;
- Из опыта использования теории возмущений первого порядка в реакторах на быстрых нейтронах следует, что оценка на основе теории возмущений и реальная эффективность могут отличаться на 100% и более. Это утверждение не касается тепловых реакторов и обусловлено существенной гетерогенностью возмущения в быстрых реакторах (стержни СУЗ, пустотный натриевый эффект реактивности и пр.). Например, конструкция стержней СУЗ быстрого реактора, как правило, занимает весь канал или большую часть его, т.е. стержень имеет существенно большую гетерогенность. В то же время в тепловых реакторах стержни вводятся небольшими пэлами, распределенными между твэлами ТВС, т.е. существенно более гомогенно при основном гомогенном размещении поглотителя в виде борной кислоты в теплоносителе.

Таким образом, использование алгоритма улучшенного квазистатического приближения может обеспечить получение весьма посредственного результата.

2.4 Краткие выводы к главе 2

В материалах настоящей главы:

- приведена математическая постановка прямой нестационарной задачи переноса нейтронов в диффузионном многогрупповом приближении;
- описана созданная программа, реализующая решение нестационарной задачи как без использования приближенных схем, как и при помощи них.
- приведено описание приближенных схем решения нестационарной задачи и описаны основные присущие им источники погрешностей.

Глава 3. Решение обратной задачи кинетики

3.1 Решение обратной задачи кинетики

В процессе работы реактора в нем протекают различные нестационарные процессы, приводящие к изменению его мощности. В качестве меры отклонения реактора от стационарного состояния широкое распространение получила величина реактивности. Однако используемая аппаратура не позволяет отслеживать реактивность непосредственно, в отличие, например от некоторых других технологических параметров, например температуру, давление и т.д. На практике реактивность определяется в результате расчетного анализа наблюдаемого изменения мощности реактора или плотности потока нейтронов [52]. Широко распространен метод определения реактивности по временному поведению мощности, основанный на решении обращенного уравнения кинетики.

Приведем полный путь получения алгоритма трехпараметрического ОРУК, учитывающего пространственные эффекты.

Перепишем еще раз уравнение кинетики в классическом виде (2.26) [9, 21, 52, 56]:

$$\begin{cases} \frac{dT(t)}{dt} = (r - b_{эф})T(t) + \sum_j^N \sum_k^{JD} a_j^k C_j^k(t) + Q_{эф}, \\ \frac{dC_j^k(t)}{dt} = -\lambda_j^k C_j^k(t) + b_{j,эф}^k T(t). \end{cases} \quad (3.1)$$

Общий вид решения системы уравнений (3.1) для предшественников запаздывающих нейтронов является интеграл вида [76]:

$$C_j^k(t) = a_j^k \int_0^t dt' e^{(-\lambda_j^k(t-t'))} T(t'), \quad (3.2)$$

где $a_j^k = b_{j,эф}^k / b_{эф}$ – эффективная относительная доля запаздывающих нейтронов j -ой группы k -ого нуклида.

Подставив (3.2) в (3.1) и выполнив ряд алгебраических преобразований [9], получим

$$\frac{r}{b_{эф}} = 1 - \frac{\sum_j^N \sum_k^{JD} a_j^k \int_0^t dt' e^{(-\lambda_j^k(t-t'))} T(t')}{T(t)} - \frac{Q_{эф}}{T(t)} + \frac{L}{b_{эф} T(t)} \frac{dT(t)}{dt}. \quad (3.3)$$

Реактивность в системе уравнений (3.1) определяется из (2.33). Таким образом, величина реактивности используется при рассмотрении точечной кинетики реактора при условии, что форм-функция имеет ту же пространственно-энергетическую зависимость, что и собственная функция плотности потока нейтронов условно-критической задачи с указанным собственным числом $k_{эф}$. В общем случае поведения собственной функции и форм-функции отличаются друг от друга.

В эксперименте отсутствует возможность определить мощность реактора в целом. Вместо этого измеряется временная зависимость какого-либо процесса, например, скорость реакции $^{10}_5B(n,\alpha)^7Li$ или $^{235}_{92}U(n,f)$, в определенной точке реактора, которая затем в электрической схеме преобразуется в ток. Поэтому на выходе канала реактивности формируется либо непрерывный ток, либо число отсчетов с шагом дискретизации τ . Использование предположения о пропорциональности между зарегистрированной скоростью счета и мощностью реактора не учитывает пространственно-энергетические изменения в потоке нейтронов в процессе изменения реактивности, что вносит погрешности в измерении реактивности. В реализуемом в программе TIME_INVERSE алгоритме для учета пространственных эффектов вводится поправочный коэффициент, связывающий мощность реактора и показания детектора через его эффективность:

$$T(t) = N(t)\epsilon(t), \quad (3.4)$$

где $N(t)$ – скорость счета детектора, $\epsilon(t)$ – эффективность детектора, определяемые как [9, 52]:

$$N(t) = \oint_d(\mathbf{r}_d, E)\Phi_\Omega(\mathbf{r}_d, E, t)dE, \quad (3.5)$$

$$\epsilon(t) = \frac{\prod_{j=1}^{JD} \prod_{k=1}^N \epsilon_i(t)}{\prod_{j=1}^{JD} \prod_{k=1}^N \frac{\oint_d(\mathbf{r}_d, E)\Phi_\Omega(\mathbf{r}_d, E, t)dE}{\oint_d(\mathbf{r}_d, E)\Phi_\Omega(\mathbf{r}_d, E, t)dE}} = \frac{\prod_{j=1}^{JD} \prod_{k=1}^N \iint f_i(E, \Omega, \mathbf{r}_d, E, \Omega') d\Omega' dE'}{\oint_d(\mathbf{r}_d, E)\Phi_\Omega(\mathbf{r}_d, E, t)dE}. \quad (3.6)$$

При экспериментальном измерении эффективности стержней СУЗ измеряемый стержень (или их группа) извлекается из активной зоны, а критичность реактора поддерживается изменением положения других стержней СУЗ. После взвода измеряемого стержня СУЗ реактор переводится в слегка надкритическое состояние, из-за чего его мощность начинает расти. Разгон реактора осуществляют до достижения установившегося периода удвоения мощности в течение интервала времени не менее 30 с. Далее измеряемый стержень СУЗ вводится в активную зону с максимально возможной скоростью. После прекращения движения стержня СУЗ по показаниям детекторов фиксируется изменение мощности реактора на интервале

времени ~180 с. Качественное изменение мощности реактора в процессе эксперимента на реакторе представлено на Рисунке 3.

В основе метода ОРУК лежит уравнение (3.1), которое не описывает обратные связи реактора. Для минимизации их влияния штатные эксперименты по измерению эффективности стержней СУЗ приходится проводить при достаточно низком уровне мощности (~0,1% от номинальной мощности). После сброса стержней СУЗ в активную зону мощность реактора существенно уменьшается и в сигнале детектора увеличивается доля реакторных шумов. Предварительный разгон реактора способствует увеличению продолжительности качественного сигнала детектора, пригодного для обработки.

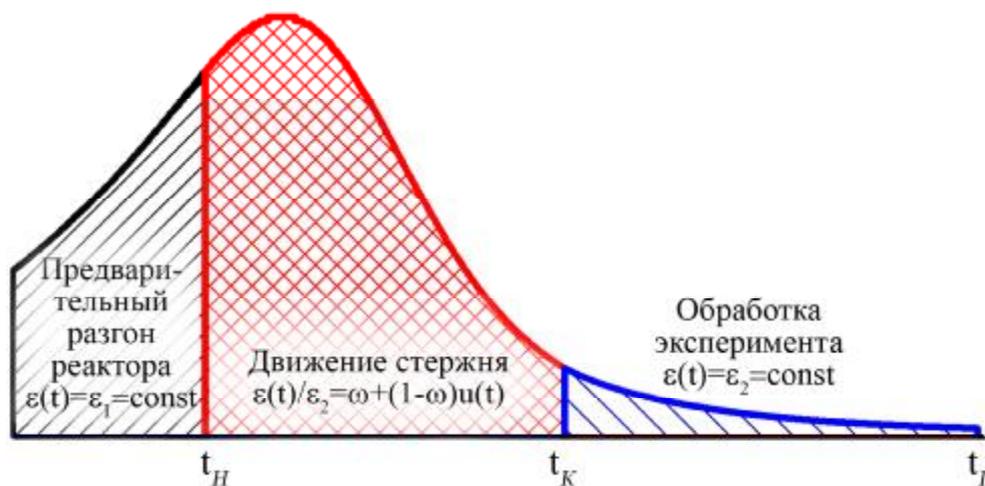


Рисунок 3. Изменение показаний детектора при проведении эксперимента по измерению эффективности стержней СУЗ методом разгон-сброс:

t_H – точка начала движения стержня, t_K – точка окончания движения стержня СУЗ, $[t_K - t_i]$ – область обработки сигнала через ОРУК

Эксперимент по измерению эффективности стержней СУЗ методом разгон-сброс условно можно разделить на три этапа:

1. Этап роста мощности при установившемся периоде удвоения мощности реактора. Предполагая неизменность формы поля нейтронов на данном этапе, эффективность детектора (4.8) может быть принята постоянной величиной $\varepsilon(t)=\varepsilon_1=const$. Во временном представлении данный этап будем обозначать $[-\infty; t_H]$.
2. Этап сброса стержня СУЗ в активную зону. При этом происходит резкое уменьшение мощности реактора. На этом этапе изменение эффективности детектора $\varepsilon(t)$ обуславливается как деформацией нейтронных полей при введении стержня СУЗ, так

и изменением «пропускания» нейтронов системой стержней СУЗ в направлении детектора. Во временном представлении данный этап будем обозначать $[t_H; t_K]$.

3. Этап обработки сигнала представляет собой историю скорости счета детектора из m точек после окончания изменения формы поля нейтронов, при этом эффективность детектора будет равна $\epsilon(t)=\epsilon_2=const$. Во временном представлении данный этап будем обозначать $[t_K; t_i]$.

Введем обозначение относительной эффективности детектора ω :

$$\omega = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (3.7)$$

С учетом (3.7) изменение эффективности детектора на протяжении всего эксперимента можно определить как:

$$\frac{\epsilon(t)}{\epsilon_2} = \omega + (1 - \omega)u(t), \quad (3.8)$$

где $u(t)$ – функция влияния, имеющая значение некой нормированной функции изменения относительной эффективности детектора, меняющая при обработке эксперимента значение в диапазоне от нуля до единицы. В программе TIME_INVERSE предполагается, что эффективность детектора меняется линейно от ϵ_1 до ϵ_2 с вводимой реактивностью за все время движения стержня СУЗ

$$\frac{\epsilon(t)}{\epsilon_2} = \omega + (1 - \omega) \frac{r_1 - r(t)}{r_1 - r_2}, \quad (3.9)$$

где r_1 и r_2 – реактивность реактора до начала движения стержня СУЗ и после его остановки. Тогда

$$u(t) = \frac{r_1 - r(t)}{r_1 - r_2}. \quad (3.10)$$

На момент обработки эксперимента (третий этап) с учетом (3.4) и (3.8) уравнение (3.3) переписется в виде:

$$F(t) = \overset{JD}{\underset{j}{\overset{\circ}{a}}} \overset{N}{\underset{k}{\overset{\circ}{a}}} F_j^k(t),$$

$$F_j^k(t) = \int_{t_k}^{t_i} a_j^k e^{-1^k(t-t')} N(t') dt'; \quad (3.14)$$

$$G(t) = \overset{JD}{\underset{j}{\overset{\circ}{a}}} \overset{N}{\underset{k}{\overset{\circ}{a}}} G_j^k(t),$$

$$G_j^k(t) = \int_{t_H}^{t_i} a_j^k e^{-1^k(t-t')} N(t') u(t') dt'; \quad (3.15)$$

$$H(t) = \overset{JD}{\underset{j}{\overset{\circ}{a}}} \overset{N}{\underset{k}{\overset{\circ}{a}}} H_j^k(t),$$

$$H_j^k(t) = \int_{t_K}^{t_i} a_j^k e^{-1^k(t-t')} N(t') dt'. \quad (3.16)$$

Тогда (3.13) переписывается в виде:

$$\frac{r}{b_{\text{эф}}} N(t) + w \{F(t) - G(t)\} + S + G(t) + H(t) - \frac{L}{b_{\text{эф}}} \frac{dN(t)}{dt} - N(t) = 0. \quad (3.17)$$

Примем скорость счета детектора кусочно-непрерывной зависимостью в конце канала i и в начале канала $i + 1$ со значением $N(t_i) = N_i$ при постоянной ширине канала τ . При таком представлении дифференцирование в (3.17) запишется в виде:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{N_i - N_{i-1}}{\tau}, \quad (3.18)$$

а интегралы (3.14) – (3.16) можно вычислить при помощи рекуррентных соотношений:

$$F(t_i) = F_i = \overset{JD}{\underset{j}{\overset{\circ}{a}}} \overset{N}{\underset{k}{\overset{\circ}{a}}} F_j^k(t_i),$$

$$F_j^k(t_i) = F_{j,i}^k = \begin{cases} F_{j,i-1}^k e^{-1^k \tau} + d_j^k N_{i-1} + h_j^k N_i, & t_i \in [t_{K-1}, t_K), \\ F_{j,i-1}^k e^{-1^k \tau}, & t_i \in [t_{K+1}, t_{K+m}). \end{cases} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned}
G(t_i) = G_i &= \overset{JD}{\underset{j}{\mathbf{a}}} \overset{N}{\underset{k}{\mathbf{a}}} G_j^k(t_i), \\
G_j^k(t_i) &= G_{j,i}^k = \begin{cases} G_j^k(t_i) = 0, & t_i = t_H, \\ G_{j,i-1}^k e^{-l_j^k t} + d_j^k N_{i-1} u_{i-1} + h_j^k N_i u_i, & t_i \in [t_{H+1}, t_K], \\ G_{j,i-1}^k e^{-l_j^k t}, & t_i \in [t_{K+1}, t_{K+m}], \end{cases}
\end{aligned} \tag{3.20}$$

$$\begin{aligned}
H(t_i) = H_i &= \overset{JD}{\underset{j}{\mathbf{a}}} \overset{N}{\underset{k}{\mathbf{a}}} H_j^k(t_i), \\
H_j^k(t_i) &= H_{j,i}^k = \begin{cases} H_j^k(t_i) = 0, & t_i = t_K \\ H_{j,i-1}^k e^{-l_j^k t} + d_j^k N_{i-1} + h_j^k N_i, & t_i \in [t_{K+1}, t_{K+m}], \end{cases}
\end{aligned} \tag{3.21}$$

где

$$\begin{aligned}
d_j^k &= a_j^k \frac{e^{-l_j^k t} - e^{-l_j^k t_0}}{l_j^k t - l_j^k t_0}, \\
h_j^k &= a_j^k \frac{1 - e^{-l_j^k t}}{l_j^k t}.
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Начальные значения $F_j^k(t_0) = F_{j,0}^k$ определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
\mathbf{a}_0 &= \frac{1}{2t} \ln \frac{N_3 + N_4}{N_1 + N_2}, \\
N_0 &= \frac{1}{4} \overset{4}{\mathbf{a}} N_i e^{-i a_0 t}, \\
F_{j,0}^k &= N_0 a_j^k \frac{\mathbf{a}_0}{l_j^k + \mathbf{a}_0}.
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Подставим (3.18) - (3.21) в уравнение (3.17) и получим систему линейных условных алгебраических уравнений для трех параметров: $\rho/\beta_{эф}$, ω , S :

$$\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{b}_{эф}} N_i + \mathbf{w} \{ F_i - G_i \} + S + G_i + H_i - \frac{1}{\mathbf{a}_k} \frac{N_i - N_{i-1}}{t} - N_i = 0, \tag{3.24}$$

где \mathbf{a}_k – декремент затухания мгновенных нейтронов в критическом реакторе. Или

$$R A_i + \mathbf{w} B_i + S + C_i = 0, \tag{3.25}$$

где коэффициенты обозначены следующим образом:

$$\begin{aligned}
 A_i &= N_i, \\
 B_i &= F_i - G_i, \\
 C_i &= G_i + H_i - \frac{1}{a_\kappa} \frac{N_i - N_{i-1}}{t} - N_i, \\
 R &= \frac{r}{b_{\text{эф}}}.
 \end{aligned}
 \tag{3.26}$$

Для определения R , ω , S воспользуемся методом наименьших квадратов, потребовав минимизацию отклонений суммы квадратов:

$$Y(R, \omega, S) = \sum_{i=1}^m (RA_i + \omega B_i + S + C_i)^2 = \min.
 \tag{3.27}$$

Условие (3.27) выполняется, если

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial Y(R, \omega, S)}{\partial R} &= 2 \sum_{i=1}^m (RA_i + \omega B_i + S + C_i) A_i = 2 \sum_{i=1}^m (RA_i^2 + \omega A_i B_i + SA_i + A_i C_i) = 0, \\
 \frac{\partial Y(R, \omega, S)}{\partial \omega} &= 2 \sum_{i=1}^m (RA_i + \omega B_i + S + C_i) B_i = 2 \sum_{i=1}^m (RA_i B_i + \omega B_i^2 + SB_i + B_i C_i) = 0, \\
 \frac{\partial Y(R, \omega, S)}{\partial S} &= 2 \sum_{i=1}^m (RA_i + \omega B_i + S + C_i) = 2 \sum_{i=1}^m (RA_i + \omega B_i + S + C_i) = 0.
 \end{aligned}
 \tag{3.28}$$

После ряда преобразований:

$$\begin{aligned}
 R \sum_{i=1}^m A_i^2 + \omega \sum_{i=1}^m A_i B_i + S \sum_{i=1}^m A_i + \sum_{i=1}^m A_i C_i &= 0, \\
 R \sum_{i=1}^m A_i B_i + \omega \sum_{i=1}^m B_i^2 + S \sum_{i=1}^m B_i + \sum_{i=1}^m B_i C_i &= 0, \\
 R \sum_{i=1}^m A_i + \omega \sum_{i=1}^m B_i + S m + \sum_{i=1}^m C_i &= 0,
 \end{aligned}
 \tag{3.29}$$

или в матричном виде:

$$\begin{array}{cccc}
\sum_{i=1}^m \ddot{a}_{A_i}^2 & \sum_{i=1}^m \ddot{a}_{A_i B_i} & \sum_{i=1}^m \ddot{a}_{A_i} \ddot{\omega} & \sum_{i=1}^m \ddot{a}_{A_i C_i} \ddot{\omega} \\
\sum_{i=1}^m \ddot{a}_{A_i B_i} & \sum_{i=1}^m \ddot{a}_{B_i}^2 & \sum_{i=1}^m \ddot{a}_{B_i} \ddot{\omega} & \sum_{i=1}^m \ddot{a}_{B_i C_i} \ddot{\omega} \\
\sum_{i=1}^m \ddot{a}_{A_i} & \sum_{i=1}^m \ddot{a}_{B_i} & m & \sum_{i=1}^m \ddot{a}_{C_i} \ddot{\omega}
\end{array} \cdot \begin{array}{c} \ddot{\omega} \\ \ddot{\omega} \\ \ddot{\omega} \\ \ddot{\omega} \end{array} = \begin{array}{c} \ddot{\omega} \\ \ddot{\omega} \\ \ddot{\omega} \\ \ddot{\omega} \end{array} \quad (3.30)$$

Решая систему линейных алгебраических уравнений (3.30) относительно трех параметров методом Крамера, находим реактивность реактора после сброса стержня СУЗ R в долях $\beta_{эф}$, относительную эффективность детектора ω и эффективный внешний источник нейтронов S .

Реактивность реактора до ввода стержня СУЗ R_0 определяется как:

$$R_0 = \Lambda a_0 + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{k=1}^N \frac{a_j^k a_0}{a_0 + \lambda_j^k} \quad (3.31)$$

Таким образом, окончательно эффективность стержня СУЗ ΔR как изменение реактивности реактора при введении в него измеряемого стержня СУЗ найдем по формуле:

$$\Delta R = R_0 - R \quad (3.32)$$

3.2 Модуль решения обратной задачи TIME_INVERSE

Программа TIME_INVERSE предназначена для расчета эффективности стержня СУЗ (или группы стержней СУЗ) с учетом пространственных эффектов, а также построения интегральных характеристик стержня СУЗ или их группы для РУ БН-800 методом разгона-сброса. В программе реализовано ОРУК, алгоритм которого был описанный выше. Данная методика многократно использовалось на различных ядерных установках при различных модификациях алгоритма решения. Программа написана на объектно-ориентированном языке программирования Delphi [77] и входит в состав аттестованного программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800.

Входными данными являются экспериментальный сигнал, изменение положение стержня СУЗ во времени, параметры кинетики (число групп запаздывающих нейтронов JD , число учитываемых делящихся нуклидов N , постоянные распада запаздывающих нейтронов каждой группы каждого делящегося нуклида λ_j^k , относительная a_j^k или эффективная $b_{j,эф}^k$ доля

запаздывающих нейтронов каждой группы каждого делящегося нуклида), параметры идентификации стержней СУЗ и детекторов.

Программа TIME_INVERSE снабжена следующими инструментами:

1. Предварительная автоматическая обработка сигнала:
 - а) Сортировка входных сигналов по показаниям разных детекторов (программа позволяет одновременное размещение до шести детекторов для одного эксперимента по определению эффективности стержня СУЗ);
 - б) Определение точек начала и окончания движения стержней СУЗ (определяется на основании информации о движении стержня СУЗ);
 - в) Дискретизация сигнала детектора с равномерным шагом в предположении его кусочно-непрерывной зависимости между двумя точками отсчета;
 - г) Расчет итогового сигнала как среднего по показаниям группы (до шести) детекторов;
 - д) Сглаживание итогового сигнала [78];
2. Графическое отображение входных данных;
3. Ручная обработка сигнала:
 - а) Редактирование точек начала и окончания движения стержней СУЗ;
 - б) Редактирование числа учитываемых в итоговом сигнале детекторов;
 - в) Редактирование дискретизации итогового сигнала;
 - г) Редактирование сглаживания итогового сигнала или отказ от сглаживания;
 - д) Редактирование длины сигнала первого и третьего этапов эксперимента;
4. Определение временного изменения реактивности при помощи простого однопараметрического ОРУК без учета пространственных эффектов [51, 52], обратных связей и наличия источника внешних нейтронов;
5. Определение эффективности стержней СУЗ по результатам трехпараметрического ОРУК и табличное отображение результатов расчета;
6. Расчет интегральной характеристики одиночного стержня СУЗ и/или их групп.

Расчет каждого эксперимента можно проводить отдельно в ручном режиме. Также в программе TIME_INVERSE имеется возможность потокового расчета всех загруженных экспериментов в автоматическом режиме.

3.3 Точность результатов расчета по программе TIME_INVERSE

Для определения достоверности результатов расчета программы TIME_INVERSE были проведены обсчеты экспериментов по измерению эффективности стержней СУЗ РУ БН-600 на начало 66-й, окончание 68-й и начало 69-й микрокампаний.

В активной зоне реактора БН-600 присутствует 27 стержней СУЗ: 19 компенсирующих стержней (КС); 2 регулирующих стержня (РС) и 5 стержней аварийной защиты (АЗ) и еще один стержень аварийной защиты тепловыделяющей петли (АЗП), предназначенный для снижения мощности реактора в режиме отключения одной из трех теплоотводящих петель.

Эксперименты проводились на уровнях мощности от $1 \cdot 10^{-8}$ % до 1 % от номинальной мощности РУ БН-600.

Обработка выходных файлов осуществлялась разработанной программой TIME_INVERSE и верифицированной и аттестованной штатной программой РУ БН-600 WCR [79], предназначенной для решения обратной задачи кинетики с учетом пространственных эффектов.

Для проведения сравнительных расчетов использовались одинаковые комплекты данных по параметрам кинетики реактора, учитывающие 4 делящихся нуклида при шестигрупповом представлении данных по запаздывающим нейтронам. Проведенные в данной главе расчеты осуществлялись с шагом интегрирования 0,1 с. В Таблицах 1 – 3 представлены сравнение результатов расчета по двум программам.

Также был проведен обсчет экспериментов по измерению эффективности стержней СУЗ на конец первой кампании РУ БН-800. Описание РУ БН-800 приведено в Разделе 4.2. Для определения точности обсчета использовались результаты оценки эффективности стержней СУЗ, полученные из стационарных расчетов программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800. Результаты сравнения приведены в Таблице 4.

Таблица 1. Сравнение эффективностей стержней СУЗ, полученных по результатам обчета экспериментальных сигналов на начало 66-й микрокампании РУ БН-600

Стержень СУЗ	Расхождение в результатах (TIME_INVERSE/ WCR)
КС ₁	1,0030
КС ₂	1,0026
КС ₃	1,0033
КС ₄	1,0044
КС ₅	1,0049
КС ₆	1,0030
КС ₇	0,9959
КС ₈	1,0051
КС ₉	1,0030
КС ₁₀	1,0010
КС ₁₁	1,0029
КС ₁₂	1,0034
КС ₁₃	1,0046
КС ₁₄	1,0090
КС ₁₅	1,0057
КС ₁₆	1,0055
КС ₁₇	1,0020
КС ₁₈	1,0033
КСЦ*	1,0046
РС ₁	1,0046
РС ₂	1,0056
АЗ ₁	0,9942
АЗ ₂	1,0020
АЗ ₃	1,0089
АЗ ₄	1,0093
АЗ ₅	1,0086
АЗП	1,0078

* Компенсирующий стержень центральный

Таблица 2. Сравнение эффективностей стержней СУЗ, полученных по результатам обчета экспериментальных сигналов на конец 68-й микрокампании РУ БН-600

Стержень СУЗ	Расхождение в результатах (TIME_INVERSE/ WCR)
РС ₁	1,0150
РС ₂	1,0132
КС ₁	1,0030
КС ₂	1,0047
КС ₃	1,0060
КС ₄	1,0045
КС ₅	1,0039
КС ₆	1,0077
КС ₇	1,0041
КС ₈	1,0072
КС ₉	1,0073
КС ₁₀	1,0072
КС ₁₁	1,0049
КС ₁₂	1,0038
КС ₁₃	1,0054
КС ₁₄	0,9970
КС ₁₅	1,0023
КС ₁₆	1,0068
КС ₁₇	1,0045
КС ₁₈	1,0074
КСЦ	1,0023
АЗП	1,0152
АЗ ₁	1,0175
АЗ ₂	1,0243
АЗ ₃	1,0215
АЗ ₄	1,0298
АЗ ₅	1,0222
САЗ	1,0170

Таблица 3. Сравнение эффективностей стержней СУЗ, полученных по результатам обчета экспериментальных сигналов на начало 69-й микрокампании РУ БН-600

Стержень СУЗ	Расхождение в результатах (TIME_INVERSE/ WCR)
РС ₁	1,0097
РС ₂	0,9951
КС ₁	0,9894
КС ₂	0,9912
КС ₃	0,9945
КС ₄	0,9915
КС ₅	0,9909
КС ₆	0,9911
КС ₇	0,9899
КС ₈	0,9996
КС ₉	0,9937
КС ₁₀	0,9918
КС ₁₁	0,9934
КС ₁₂	0,9947
КС ₁₃	—
КС ₁₄	0,9939
КС ₁₅	0,9924
КС ₁₆	0,9915
КС ₁₇	0,9928
КС ₁₈	0,9923
КСЦ	0,9884
АЗП	0,9736
АЗ ₁	1,0049
АЗ ₂	—
АЗ ₃	0,9939
АЗ ₄	1,0115
АЗ ₅	—

Таблица 4. Сравнение эффективностей стержней СУЗ, полученных по результатам обчета экспериментальных сигналов РУ БН-800

Стержень СУЗ	Расхождение в результатах (ГЕФЕСТ800/TIME_INVERSE)
РС ₁	0,9717
РС ₂	0,9711
КС ₁	0,9919
КС ₂	0,9933
КС ₃	0,9701
КС ₄	0,9815
КС ₅	—
КС ₆	0,9789
КС ₇	0,9919
КС ₈	0,9775
КС ₉	0,9796
КС ₁₀	0,9789
КС ₁₁	0,9727
КС ₁₂	0,9819
КС ₁₃	0,9714
КС ₁₄	0,9714
КС ₁₅	0,9726
КС ₁₆	1,0059
АЗ ₁	1,0161
АЗ ₂	1,0221
АЗ ₃	0,9993
АЗ ₄	1,0215
АЗ ₅	1,0190
АЗ ₆	1,0191
АЗ ₇	1,0063
АЗ ₈	1,0140
АЗ ₉	1,0212

Стержень СУЗ	Расхождение в результатах (ГЕФЕСТ800/TIME_INVERSE)
ПАЗ ₁ *	0,9803
ПАЗ ₂	0,9729
ПАЗ ₃	0,9781
Группа КС ₁ ÷КС ₄ .	1,0275
Группа АЗ	0,9965

* стержень пассивной защиты (ПАЗ)

Анализ результатов показал, что относительные погрешности результатов обсчета экспериментов по определению эффективности стержней СУЗ методом разгон-сброс не превышает:

- 6% для измеряемой реактивности в диапазоне от $+0,8 \beta_{эф}$ до $-0,8 \beta_{эф}$;
- 7% для измеряемой реактивности в диапазоне от $-0,8 \beta_{эф}$ до $-5,0 \beta_{эф}$;
- 15% для измеряемой реактивности вне диапазона от $+0,8 \beta_{эф}$ до $-0,8 \beta_{эф}$.

Следует отметить, что заявленные в аттестационном паспорте погрешности обусловлены искажением сигнала детектора вследствие технологического несовершенства оборудования, а также учитывают тот факт, что на момент окончания обсчета эксперимента реактор еще не достиг своего асимптотического состояния, соответствующее реактору с новым положением стержней СУЗ.

3.4 Краткие выводы к главе 3

На основании представленного в настоящей главе материала можно сделать следующие выводы:

- Дана математическая постановка обратной задачи кинетики реактора и показано ее решение для случая учета пространственных эффектов;
- Приведено описание разработанной программы TIME_INVERSE, предназначенной для расчета эффективности стержня СУЗ (или группы стержней СУЗ) с учетом пространственных эффектов на РУ БН-800 методом разгона-сброса;

- Продемонстрирована точность результатов расчета программы TIME_INVERSE на примерах обсчета сигналов, полученных при измерении эффективностей стержней СУЗ на РУ БН-600 и БН-800, которая не превышает значения, указанные в [47].

Глава 4. Расчетные исследования пространственно-временных задач кинетики реактора на быстрых нейтронах

4.1 Точность результатов расчета по программе TIME-800

Для оценки точности результатов расчета программы TIME-800 был проведен нестационарный расчет по сбросу одного кластера поглощающих стержней критической сборки БФС-105.

Критическая сборка БФС-105 (Быстрый Физический Стенд) состоит из трех типов труб, внутри которых размещаются блочки различных конструкционных материалов и топливного материала. Первый тип – трубы, изготовленные из алюминиевого сплава, второй тип – трубы из стали, третий тип – стальные трубы штатных органов системы управления и защиты критического стенда БФС-1. Диаметр всех типов труб одинаковый и составляет 50×1 мм. К одному концу каждой трубы приварен хвостовик для установки ее в дистанционирующую гексагональную решетку с шагом отверстий 51 мм [18, 80].

Сборка БФС-105 состоит из активной зоны и бокового экрана. В качестве делящегося материала используется низкофоновый плутоний. Всего в активной зоне содержится 210 топливных стержней. В центральной части топливных стержней расположен делящийся материал, окруженный сверху и снизу торцевыми экранами из обедненного оксида урана.

Боковой экран формируется 601 стержнем бокового экрана, внутри которых размещены блочки с двуокисью обедненного урана.

На Рисунке 4 приведена картограмма расчетной модели критической сборки БФС-105.

В состав активной зоны входит 14 штатных стержней СУЗ: 6 стержней АЗ, 6 стержней компенсаторов реактивности (КР), 2 стержня автоматического регулирования (АР). В нижней части стержни СУЗ повторяют состав топливных стержней, а над верхним торцевым экраном расположен поглощающий материал. В качестве поглощающего материала в стержнях КР и АЗ используется карбид бора B_4C , в АР – алюминий.

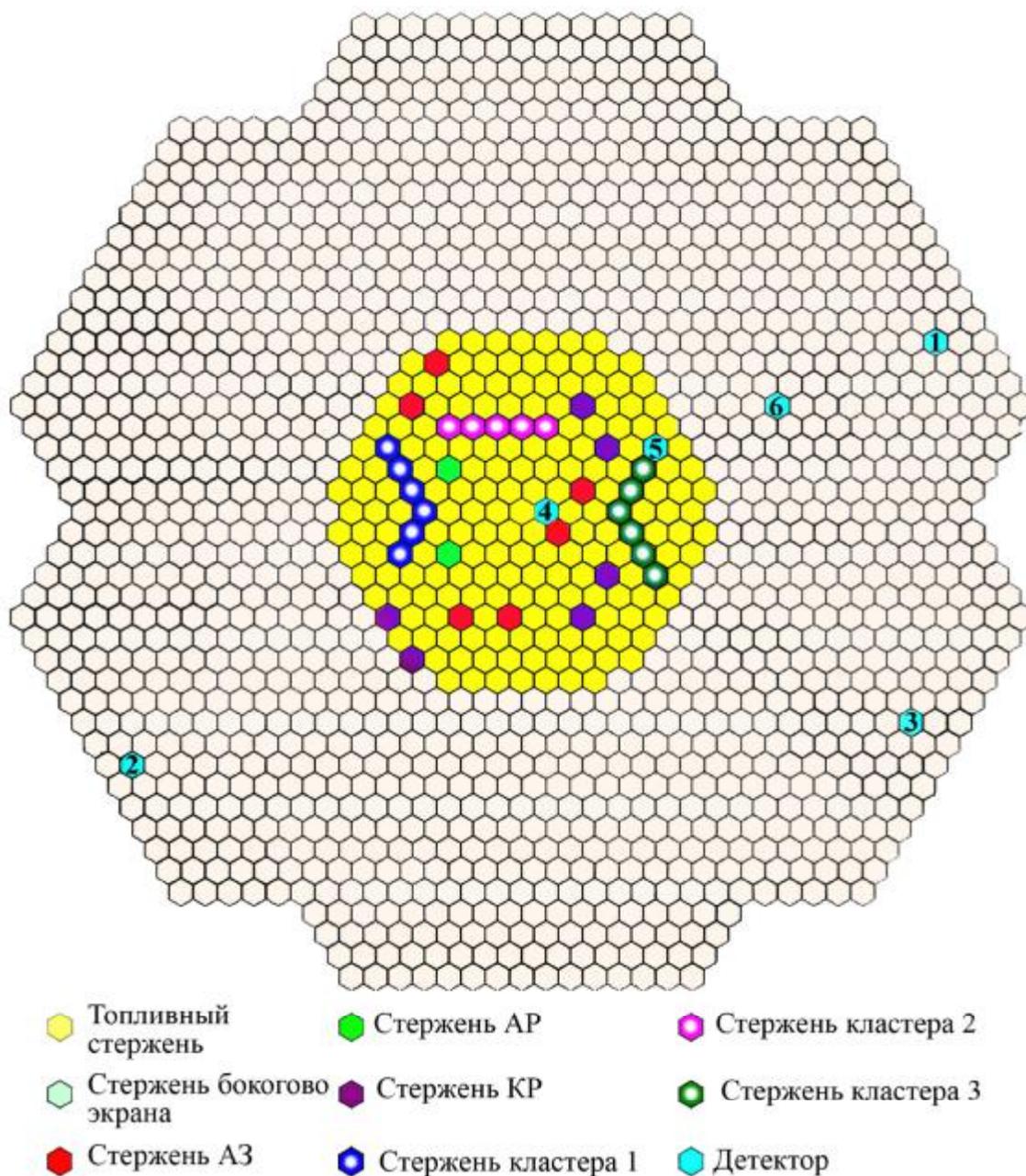


Рисунок 4. Картограмма расчетной модели критической сборки БФС-105

Кроме штатных стержней СУЗ в сборке БФС-105 присутствовали 17 специально изготовленных "двухэтажных" стержней, подвешенных с помощью специального экспериментального устройства к подъемному крану. Экспериментальные поглощающие стержни предназначены для замены материала активной зоны на поглотитель из естественного карбида бора. Они расположены в три кластера по 5–6 стержней в каждом. Поглощающие стержни были собраны так, чтобы одна часть стержней представляла собой сегмент активной зоны БФС-105, а другая, выступающая над зоной примерно на 60 см, собиралась из таблеток В₄С. При сбросе верхняя часть стержней, поглощающая нейтроны, заменяла собой часть активной зоны критической сборки. Схематичное положение материальных зон при

моделировании движения стержней СУЗ и стержней кластеров с поглотителем представлено на Рисунке 5.

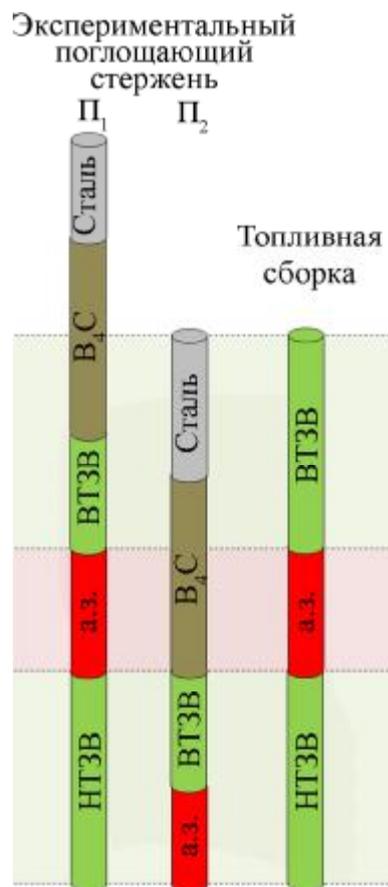


Рисунок 5. Схема расположения материальных зон экспериментальных поглощающих стержней при их крайних положениях относительно топливных стержней в рассчитываемой модели БФС-105:

НТЗВ – нижняя торцевая зона воспроизводства; а. з. – активная зона, ВТЗВ – верхняя торцевая зона воспроизводства; В₄С – поглощающий материал; П₁ – поглотитель полностью выведен из активной зоны; П₂ – поглотитель полностью введен в активную зону

Контроль нейтронного потока осуществлялся с помощью борных ионизационных камер. При проведении экспериментов детекторы (№1, №2) были расположены на половине высоты ТВС двух периферийных каналов. Число каналов с ионизационной камерой в расчетной модели было увеличено до 6: помимо моделирования экспериментальных ионизационных камер, в расчетной модели были расположены дополнительные детекторы (рядом со стержнем АЗ в центре активной зоны, на периферии активной зоны и в зоне воспроизводства, см. Рисунок 3).

Данный эксперимент был промоделирован при помощи программы TIME-800 с шагом временной решетки 0,1 с. На Рисунках 6 и 7 представлены результаты сравнения экспериментальных и расчетных данных изменения мощности реактора в течение эксперимента для двух детекторов.

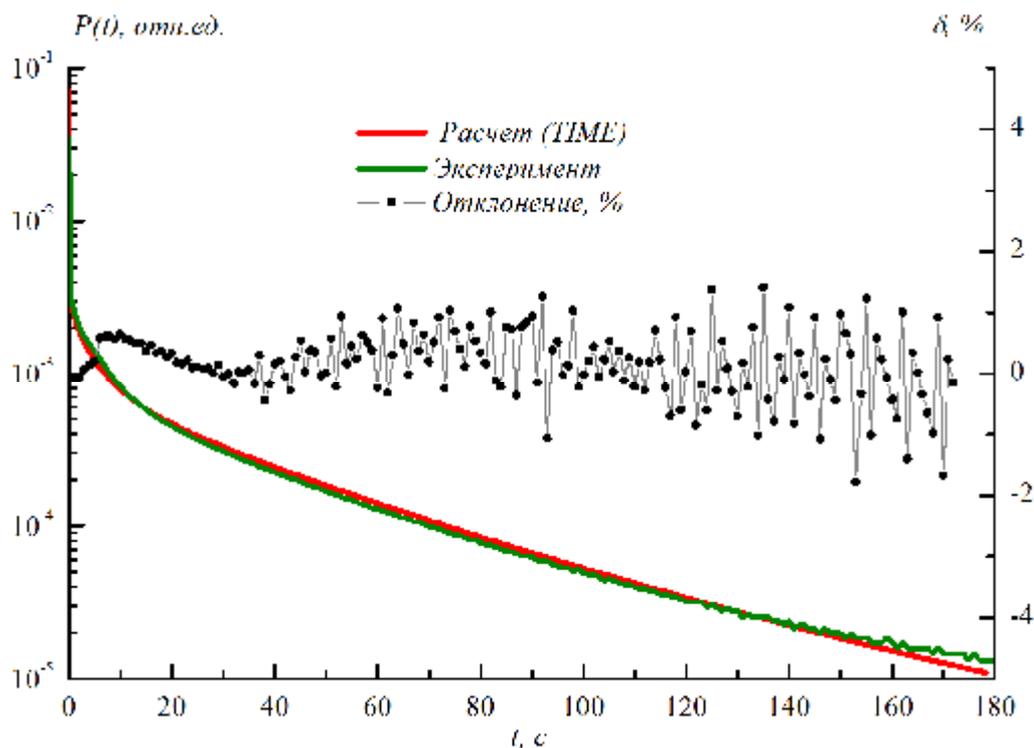


Рисунок 6. Изменение мощности БФС-105 по показаниям детектора 1, полученной экспериментально и в результате расчетного моделирования при помощи программы TIME-800 (по левой оси) и относительное отклонение результатов расчета от эксперимента (по правой оси)

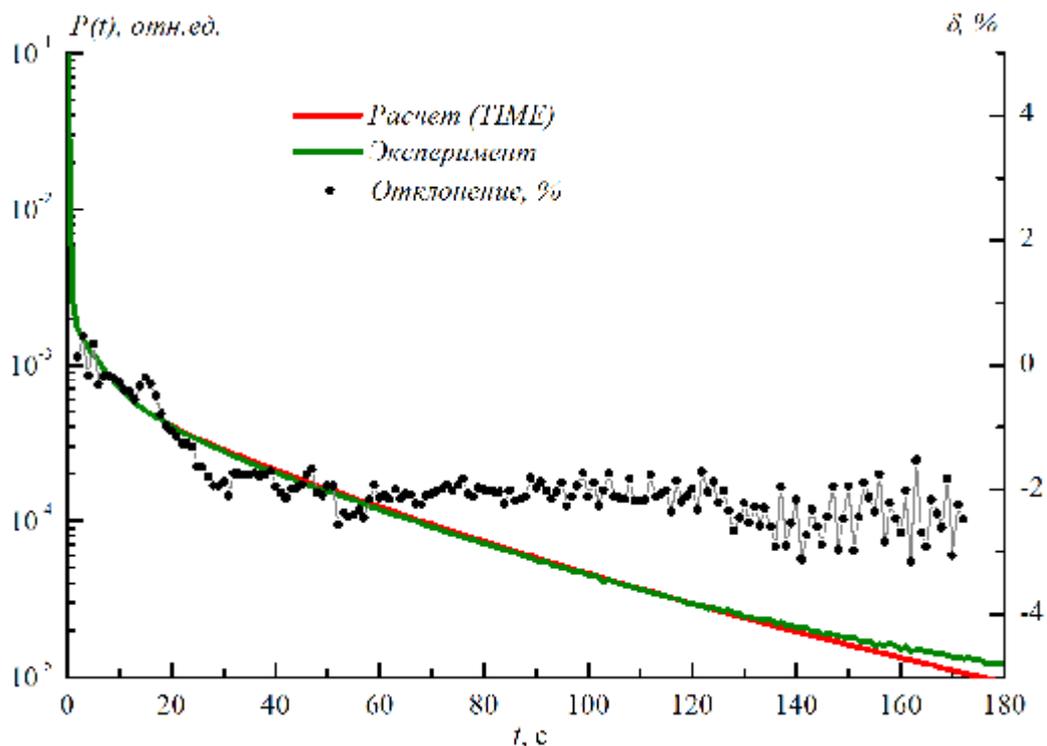


Рисунок 7. Изменение мощности БФС-105 по показаниям детектора 2, полученной экспериментально и в результате расчетного моделирования при помощи программы TIME-800 (по левой оси) и относительное отклонение результатов расчета от эксперимента (по правой оси)

Результаты расчета учитывали пространственное искажение формы поля нейтронов и продемонстрировали небольшую относительную погрешность по изменению мощности реактора в штатных переходных процессах, не превышающих 3%. При этом максимальная погрешность изменения мощности реактора, полученной по программе решения прямой нестационарной задачи переноса нейтронов для штатных переходных процессов, предусмотренных регламентом эксплуатации в условиях нормальной эксплуатации, не должна превышать 5% [47].

4.2 Исследование пространственной кинетики в реакторах на быстрых нейтронах

4.2.1 Запаздывающие нейтроны в реакторах на быстрых нейтронах

Время жизни мгновенных нейтронов в быстром реакторе составляет $\sim 10^{-7}$ с, что обеспечивает достижение асимптотики переходных процессов на мгновенных нейтронах через $\sim 10^{-3}$ с. Отслеживание изменения характеристик реактора при столь малом временном шаге при

проведении экспериментов, сопровождающихся нестационарным поведением реактора, затруднено. На практике экспериментаторы используют величину ширины канала детектора 0,1 с и более. Решение уравнений пространственной кинетики при таком большом временном шаге также носит асимптотический характер. Таким образом, могут возникнуть условия, когда точности решения нестационарной задачи переноса нейтронов с использованием приближенных схем будет достаточно.

Быстропротекающие переходные процессы влияют на концентрацию предшественников запаздывающих нейтронов, и это воздействие проявляется с задержкой по времени, обусловленной периодом полураспада каждой из групп предшественников запаздывающих нейтронов [9, 21]. Таким образом, продолжительность переходных процессов в реакторах на быстрых нейтронах определяется запаздывающими нейтронами.

Для исследования нестационарных процессов введем величину мгновенной доли запаздывающих нейтронов $b_{m,j}^n(\mathbf{r},t)$, которая показывает долю запаздывающих нейтронов j -й группы n -го нуклида по отношению ко всем нейтронам этого нуклида, появляющимся в точке \mathbf{r} в момент времени t :

$$b_{m,j}^n(\mathbf{r},t) = \frac{\lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r},t)}{\frac{1}{k_s} \int_0^\infty dE n_{mn}^n S_f^n y(E, \mathbf{r}, t) + \sum_j \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r},t)}, \quad (4.1)$$

где $C_j^n(\mathbf{r},t)$ – концентрация предшественников j -й группы n -го нуклида. Знаменатель (4.1) определяет скорость образования нейтронов в точке \mathbf{r} от конкретного нуклида n в данный момент времени t , а числитель – скорость образования запаздывающих нейтронов от этого же нуклида. Значение мгновенной доли запаздывающих нейтронов $b_{m,j}^n(\mathbf{r},t)$ отличается от эффективной, и в нестационарных процессах значение $b_{m,j}^n(\mathbf{r},t)$ может изменяться на интервале от нуля, например, при разгоне на мгновенных нейтронах, до единицы [73].

Исследование изменения мгновенной доли запаздывающих нейтронов при различном возмущении реактора было проведено на модели БФС-105 (см. Раздел 4.1). В расчетах отслеживалось изменение относительной доли запаздывающих нейтронов a_j каждой группы j при вводе в реактор положительной и отрицательной реактивности. Относительная доля запаздывающих нейтронов a_j определялась по формуле:

$$a_j = \frac{b_{m,j}(t)}{\sum_{j=1}^{JD} b_{m,j}(t)} \quad (4.2)$$

Ввод реактивности осуществлялся посредством соответствующего изменения положения стержня СУЗ. Нестационарные уравнения переноса нейтронов (2.1) решались конечно-разностным методом без использования приближенных схем. При расчетах использовалось восьмигрупповое представление о запаздывающих нейтронах ($JD = 8$). Соответствующие периоды полураспада $T_{1/2}$ каждой группы приведены в Таблице 5. На Рисунке 8 представлены результаты расчета.

Таблица 5. Периоды полураспада предшественников запаздывающих нейтронов $T_{1/2}$ при их восьмигрупповом представлении

Номер группы запаздывающих нейтронов	1	2	3	4	5	6	7	8
$T_{1/2}, c$	55,45	24,49	16,31	5,21	2,37	1,04	0,42	0,20

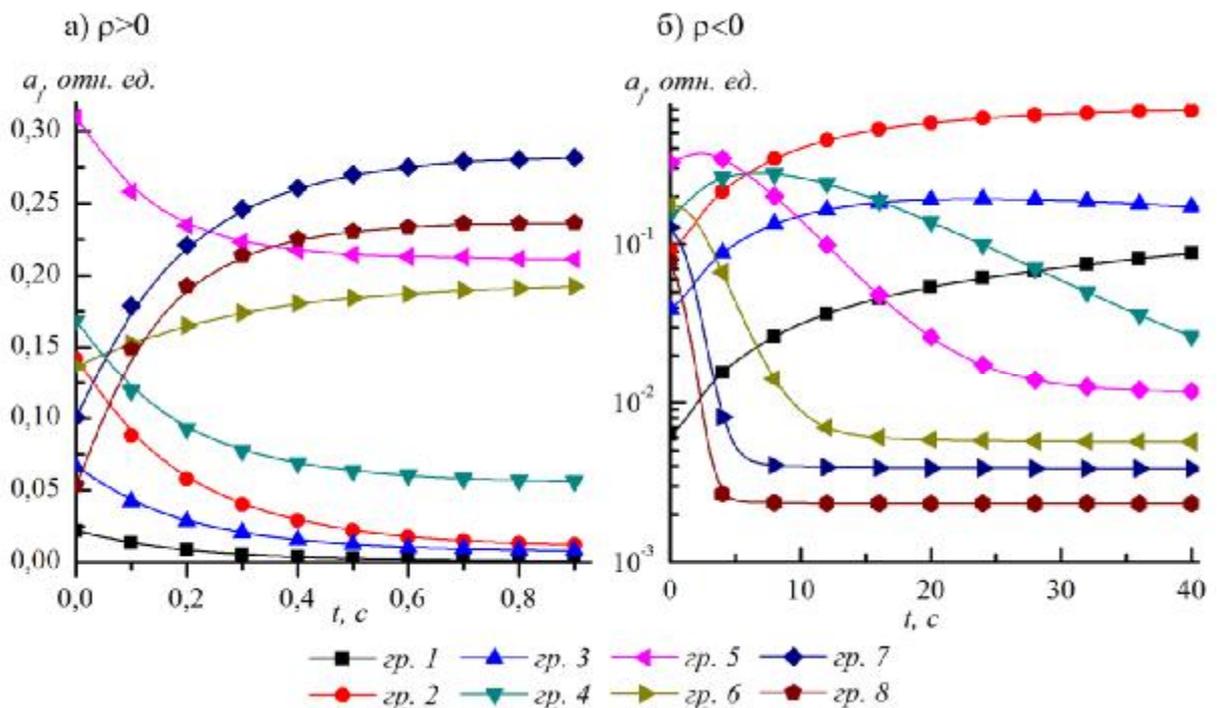


Рисунок 8. Изменение относительных долей запаздывающих нейтронов каждой группы a_j при вводе в реактор:

а) положительной реактивности; б) отрицательной реактивности;
цифрами 1 - 8 обозначены соответствующие группы запаздывающих нейтронов

По графикам, представленным на Рисунке 8, видно, что группы запаздывающих нейтронов с малым периодом полураспада (около секунды и менее, что соответствует группам 6 - 8) быстрее отслеживают изменение мощности реактора: при вводе отрицательной реактивности их доли сразу демонстрирует спад (Рисунок 8 б), для положительной реактивности – рост (Рисунок 8 а). Доли короткоживущих групп запаздывающих нейтронов быстро достигают своего асимптотического значения. Остальные группы запаздывающих нейтронов – долгоживущие – сохраняют некоторую инертность по отношению к изменению мощности, так как после ввода возмущения распределение их предшественников запаздывающих нейтронов $C_j(\mathbf{r}, t)$ соответствует невозмущенному состоянию и требуется значительное время для завершения перестроения их распределения и достижения асимптотики.

При росте мощности реактора из-за инертности перераспределения предшественников запаздывающих нейтронов член $\lambda_j C_j(\mathbf{r}, t)$ в формуле (4.1) изменяется медленно, а значение интеграла $\int_0^t \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) dt$ быстро растет за счет увеличения числа делений. Таким образом, мгновенная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{m,j}(t)$ по отношению ко всем нейтронам уменьшается. Т.е. при разгоне реактора доля запаздывающих нейтронов, появляющихся от распадов их предшественников, стремится к нулю, и увеличивается вероятность неконтролируемого разгона реактора на мгновенных нейтронах.

Стоит отметить, что распад предшественников запаздывающих нейтронов дает вклад в источник нейтронов в уравнении (2.1) для определения плотности потока нейтронов $\psi^s(\mathbf{r}, t)$ или в уравнении (2.29) для определения форм-функции $\phi^s(\mathbf{r}, t)$. Соответственно процессы на запаздывающих нейтронах в быстрых реакторах воздействуют на кинетику протекающих в них процессах и как частный случай могут повлиять на эффективность органов регулирования.

4.2.2 Эксперименты по измерению эффективности стержней СУЗ

Наиболее распространенным средством управления ядерным реактором при любых режимах его работы являются поглощающие стержни СУЗ. Основные их функции заключаются в компенсации избыточной реактивности, управлении мощностью реактора и его аварийном останове [52]. Ключевым параметром стержня СУЗ является его способность к поглощению нейтронов, называемая на практике эффективностью. Эффективность стержня СУЗ определяется как изменение реактивности при его введении в активную зону реактора, т.е. $\rho_{СУЗ} = \rho_0 - \rho_1$, где ρ_0 – реактивность реактора перед вводом стержня СУЗ в активную зону, ρ_1 – реактивность после окончания его движения.

При проектировании реактора эффективность стержня СУЗ обычно определяется через собственные значения решения стационарного условно-критического уравнения переноса нейтронов для двух состояний реактора, соответствующих двум крайним положениям измеряемого стержня (начальному и конечному) [81]. Такая оценка эффективности рассматривает асимптотическое состояние реактора, для достижения которого необходимо значительное время для затухания всех переходных процессов, т.е. имеет достаточно отдаленное отношение к нестационарным процессам, особенно аварийным, реализующимся в реакторе в данный момент времени.

При эксплуатации реактора эффективность стержней СУЗ определяется экспериментально, например методом разгона-сброса [52, 81]. Такая оценка эффективности стержней СУЗ представляет собой большой интерес, поскольку она отражает в себе переходные процессы, протекающие в реакторе в данный момент времени. Выходным параметром расчетных программ, реализующих численное решение прямой нестационарной задачи переноса нейтронов, является локальная мощность в расчетной ячейке, например, в точке расположения детектора, или интегральная по реактору мощность, поэтому расчетное моделирование аналогичного эксперимента по измерению эффективности стержней СУЗ позволяет подробно рассмотреть кинетические процессы, протекающие в реакторе в течение эксперимента. Практический интерес в подобных расчетах заключается в исследовании влияния пространственных эффектов на кинетику реактора.

Было проведено расчетное моделирование экспериментов по измерению эффективности трех кластеров экспериментальных поглощающих стержней в реакторе БФС-105 методом разгона-сброса [64, 72, 81 – 85]. Сбрасываемые кластеры экспериментальных поглощающих стержней характеризуются эффективностью $\approx 24 \beta_{эф}$. Ввод такого сильного возмущения в реактор приводит к невозможности использования приближенных схем, основанных на неизменной во времени форм-функции. Прежде всего потому, что сама форм-функция претерпевает существенные изменения даже после прекращения движения поглощающих стержней и перестает зависеть от времени лишь после завершения переходных процессов на запаздывающих нейтронах [21]. Поэтому для расчетов использовался конечно-разностный метод решения нестационарного уравнения переноса нейтронов без приближенных схем – программа TIME-800.

В расчетах сброс стержней осуществлялся с разной скоростью: быстрый сброс за 5 с и медленный – за 50 с. Продолжительность расчетного времени составила около 20 мин, то есть до достижения реактором нового асимптотического состояния. Полученные кривые изменения мощности подверглись обработке при помощи ОРУК. Результаты данной обработки в виде

временного поведения реактивности $\rho(t)$ после окончания движения стержней приведены на Рисунке 9.

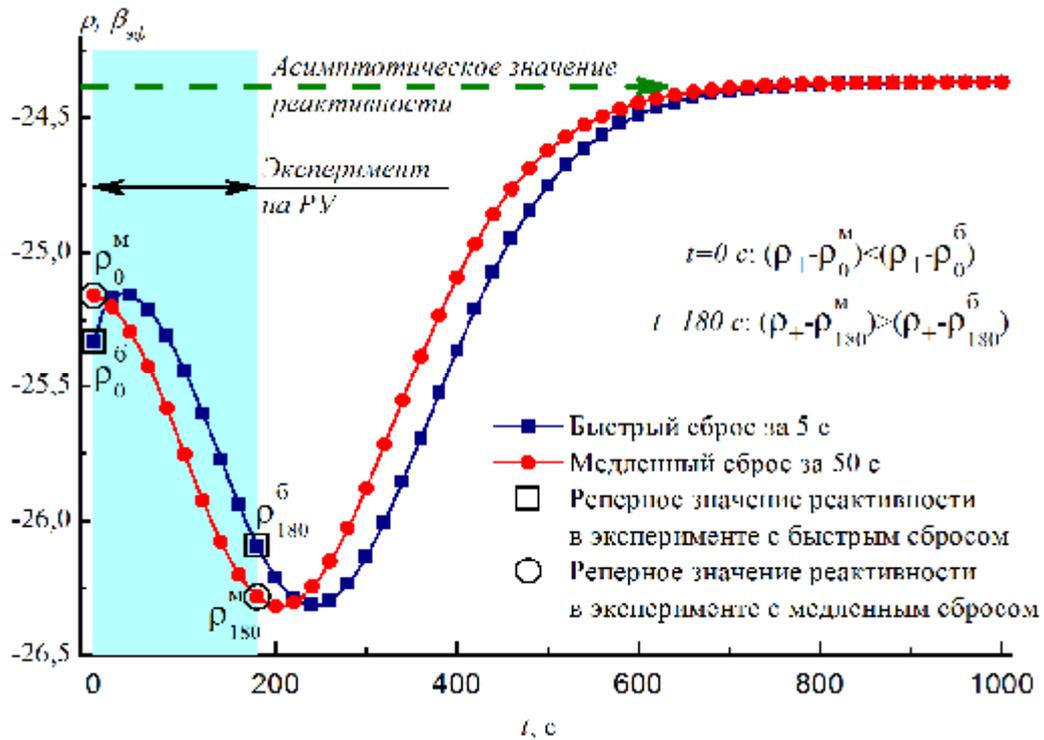


Рисунок 9. Графики изменения реактивности после окончания движения трех групп стержней СУЗ при различной скорости их ввода:

r_0^6 и r_{180}^6 - значение реактивности, полученное на момент окончания движения стержней и на момент окончания реального эксперимента соответственно при времени движения стержня СУЗ 5 с; r_0^M и r_{180}^M - значение реактивности, полученное на момент окончания движения стержней и на момент окончания реального эксперимента соответственно при времени движения стержня СУЗ 50 с; голубая область соответствует временному интервалу проведения эксперимента (180 с); зеленой стрелкой указано асимптотическое значение реактивности

Видно, что на момент окончания движения стержней при быстром вводе их эффективность больше, чем при медленном $|r_0^6| > |r_0^M|$, так как при быстром сбросе поглотитель попадает в больший поток нейтронов, и, следовательно, доля их поглощения будет выше.

Как уже было сказано в Разделе 3.1, на практике после окончания движения стержней СУЗ обработке подвергается достаточно короткая история изменения мощности продолжительностью около 3 мин. Но на момент окончания обработки сигнала в условиях

реального эксперимента эффективность поглощающих стержней при их быстром вводе будет ниже, чем при медленном $|\beta_{180}^{\bar{}}| < |\beta_{180}^{\text{м}}|$. Данный факт объясняется тем, что при быстром вводе стержня мощность реактора быстро падает, что способствует меньшему накоплению предшественников запаздывающих нейтронов, которые проявляют себя не сразу, а спустя некоторое время [9, 21]. Таким образом, при имеющемся ограничении по длине обрабатываемого сигнала сброс поглощающего стержня с различной скоростью может показать различную эффективность.

В работе [21] утверждается, что переходные процессы на запаздывающих нейтронах длятся несколько секунд. Если рассмотреть поведение реактивности на более длительном интервале времени (после 3 мин), что возможно только при использовании расчетного моделирования, то из Рисунка 9 видно, что спустя порядка 700-1200 с нестационарные процессы на запаздывающих нейтронах в реакторе затухают и он достигает нового асимптотического состояния. При этом значение реактивности стремится к асимптотическим значениям, соответствующим определению реактивности из стационарных задач (например, по собственным значениям). Таким образом, асимптотика некоторых нестационарных процессов в реакторах на быстрых нейтронах определяется асимптотикой процессов на запаздывающих нейтронах и составляет сотни секунд [9, 72, 85].

Одной из причин срабатывания аварийной защиты в процессе эксплуатации является скорость нарастания плотности нейтронного потока [14]. В связи с этим были проведены расчетные эксперименты по моделированию разгона реактора с последующим сбросом стержней СУЗ в активную зону. Первые исследования проводились на модели БФС-105 [64, 72, 82 – 85], а позже – на модели РУ БН-800 со стартовой и плутониевой загрузками активной зоны (см. Разделы 4.1 и 4.2) [86].

На модели БФС-105 при расчетах перед сбросом экспериментальных поглощающих стержней в активную зону моделировался разгон реактора в $0,0 \beta_{\text{эф}}$ (сброс из стационарного состояния) и в $0,10 \beta_{\text{эф}}$. Разгон реактора осуществлялся при помощи изменения положения поглощающих стержней, не подвергающихся последующему сбросу в активную зону. Графики изменения реактивности для данного расчета представлены на Рисунке 10.

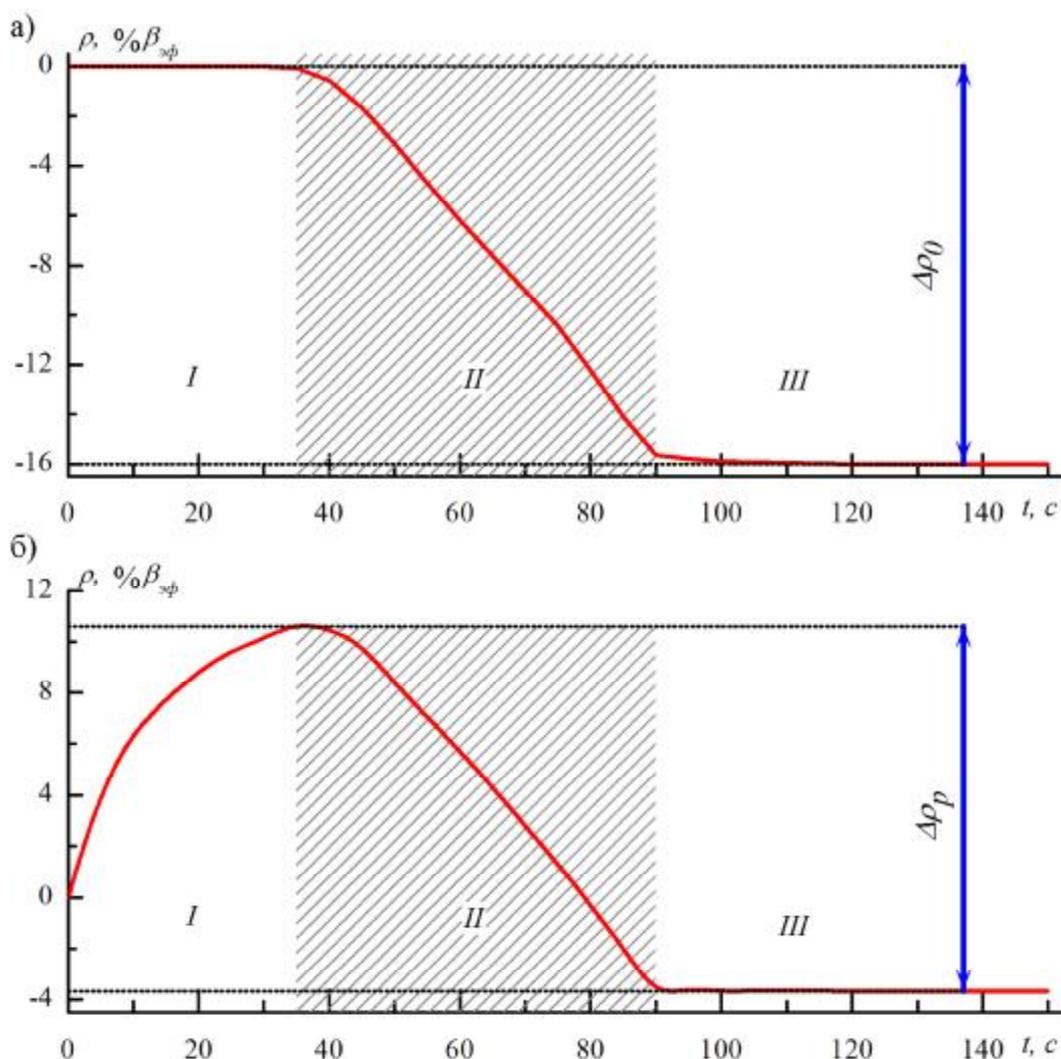


Рисунок 10. Графики изменения реактивности во время измерения эффективности поглощающих стержней:

а – эксперимент по сбросу поглощающих стержней в стационарный реактор; б – эксперимент по сбросу поглощающих стержней в разгоняющийся реактор; $\Delta\rho_0$ и $\Delta\rho_p$ – эффективности поглощающих стержней в экспериментах по их сбросу в стационарный и разгоняющийся реактор соответственно; I – этап предварительного разгона реактора, II – движение стержней, III – нестационарный процесс

По результатам расчетов выяснилось, что эффективность одних и тех же стержней СУЗ в обоих экспериментах оказалась разной: для случая их сброса в разгоняющийся реактор она оказалась меньше на 4%, т.е. $\Delta\rho_p < \Delta\rho_0$. Были проведены аналогичные расчеты при величине предварительного разгона реактора в 0,20 и 0,90 $\beta_{эф}$. Результаты этих расчетов приведены в Таблице 6. Из анализа данных Таблицы 6 видно, что эффективность поглощающих стержней уменьшается пропорционально величине реактивности в разгонной части эксперимента. Для случаев небольшого разгона реактора в 0,10 и 0,20 $\beta_{эф}$ эти результаты были подтверждены

экспериментально [9]. Таким образом, фактическая эффективность поглощающих стержней при аварийных условиях будет меньше на 15% по сравнению с реактивностью, рассчитанной на базе асимптотической оценки или определенной экспериментально при штатных условиях [87].

Таблица 6. Уменьшение эффективности поглощающих стержней в зависимости от величины предварительного разгона реактора по отношению к их эффективности, измеренной при сбросе стержней из стационарного состояния [9, 72]

Величина положительной реактивности, $\beta_{эф}$	Отклонение эффективности $\delta\rho^*$, %
0,10	4
0,20	7
0,90	15

$$* \delta\rho = \left| \frac{Dr_p - Dr_0}{Dr_0} \right| \times 100\%$$

Аналогичные расчеты были проведены на модели РУ БН-800 со стартовой и плутониевой загрузками активной зоны.

Активная зона модели реактора БН-800 при стартовой загрузке состоит из 578 ТВС, из которых:

- 204 ТВС зоны малого обогащения (ЗМО);
- 156 ТВС зоны среднего обогащения (ЗСО);
- 66 ТВС зоны большого обогащения (ЗБО);
- 132 ТВС с МОКС-топливом (таблеточное и виброуплотненное);
- 30 каналов со стержнями СУЗ.

В качестве топлива в ТВС ЗМО, ЗСО и ЗБО используется диоксид урана с массовой долей изотопа ^{235}U 18,5, 21 и 24 % соответственно. ТВС с МОКС-топливом содержат 18,7 и 19,5 % массовой доли плутония [46, 57, 65, 88 – 91].

Картограмма модели реактора БН-800 со стартовой загрузкой приведена на Рисунке 11. Высота топливной части составляет 90 см, шаг в узлах треугольной решетки – 10,0 см. В составе ТВС сверху и снизу от топливной части расположены торцевые зоны воспроизводства, состоящие из диоксида урана с массовой долей ^{235}U от 0,3 до 0,7 %, и газовая полость. Вся активная зона окружена стальной и борной защитой.

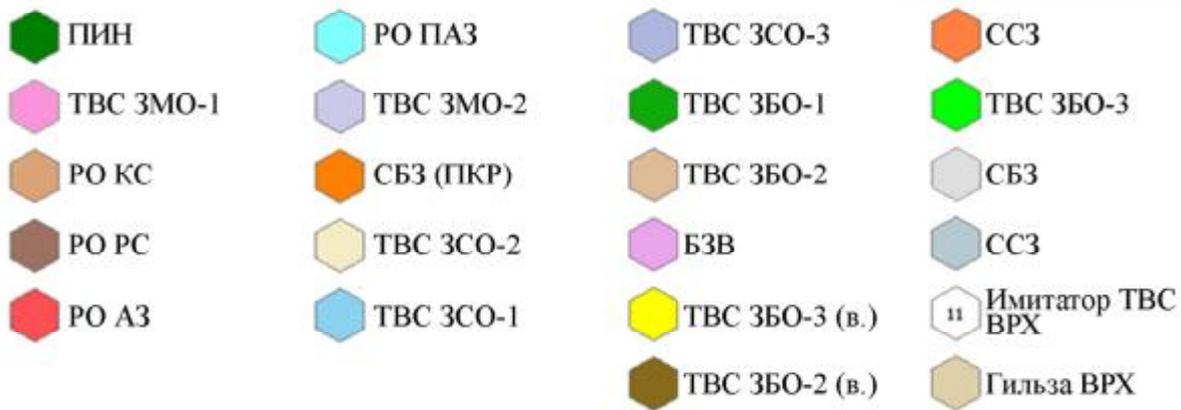
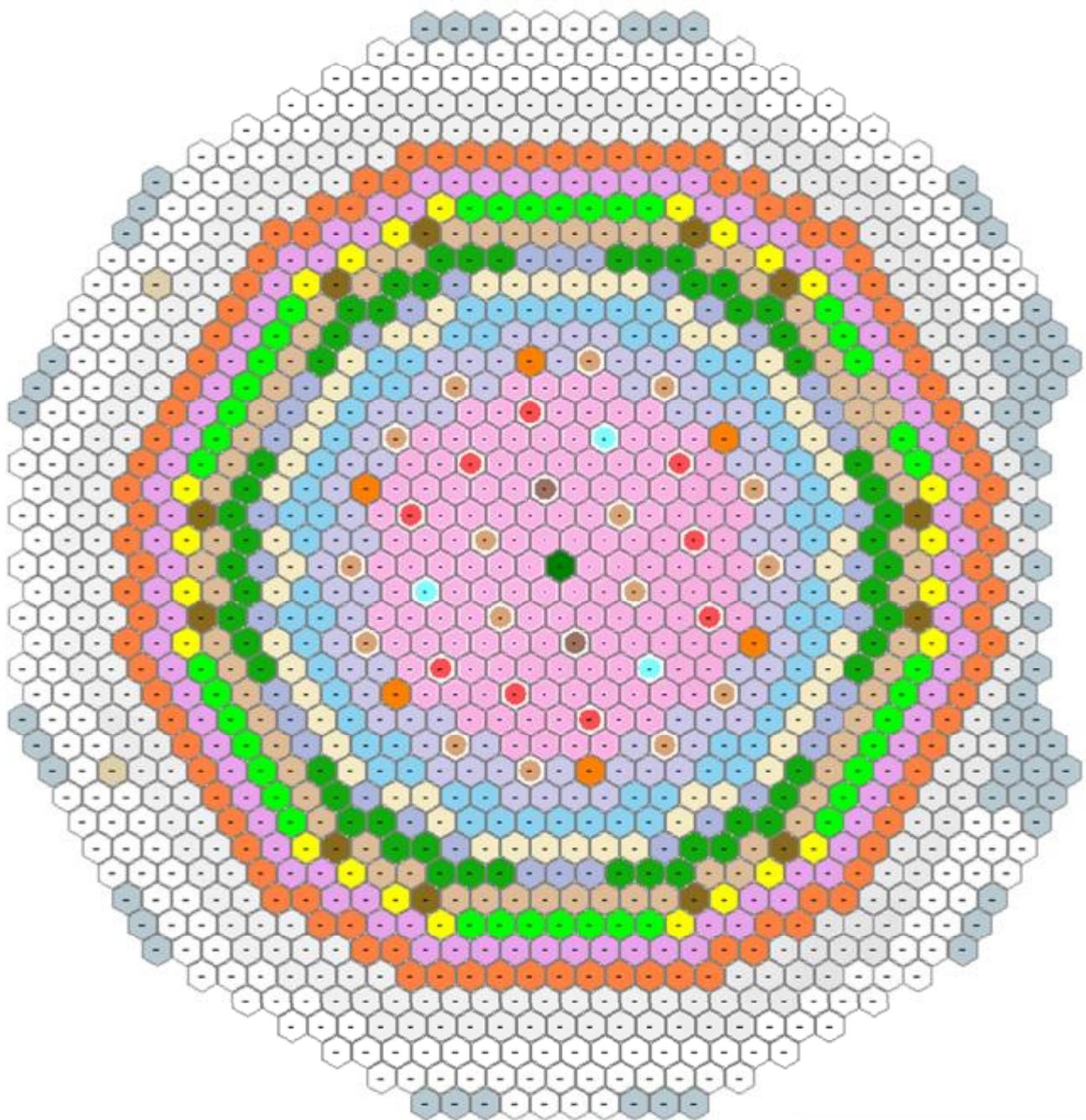


Рисунок 11. Картограмма расчетной модели БН-800 со стартовой загрузкой активной зоны

По своему назначению стержни СУЗ в реакторе БН-800 можно разделить на:

- 16 стержней КС на основе В₄С, обогащенного ¹⁰В до 60%, предназначенных для компенсации потери реактивности;
- 2 стержня РС на основе естественного В₄С, предназначенных для компенсации мощности реактора на заданном уровне мощности;
- 9 стержней АЗ на основе В₄С, обогащенного ¹⁰В до 92%, предназначенных для быстрого останова реактора;
- 3 стержня ПАЗ на основе В₄С, обогащенного ¹⁰В до 92%, предназначенных для остановки реактора в запроектных авариях, связанных с потерей расхода натрия.

Высота столба поглотителя в стержнях РС составляет 85 см, в остальных – 95 см.

Шесть сборок постоянных компенсаторов реактивности (ПКР) и 197 сборок борной защиты (СБЗ) по внешней конфигурации соответствуют ТВС и содержат естественный карбид бора высотой 130 см. 155 сборок стальной защиты (ССЗ) аналогичны по строению СБЗ, но вместо карбида бора содержат сталь.

Активная зона РУ БН-800 с плутониевой загрузкой состоит из 595 ТВС, из которых:

- 211 ТВС ЗМО;
- 156 ТВС ЗСО;
- 198 ТВС ЗБО;
- 30 каналов со стержнями СУЗ.

В качестве топлива в ТВС ЗМО, ЗСО и ЗБО используется смесь диоксидов урана и плутония с массовой долей изотопов плутония 15, 16,6 и 18,9 % соответственно [88].

Геометрические и материальные характеристики остальных типов каналов одинаковы для стартовой и плутониевой загрузок активной зоны.

Результаты расчетов РУ БН-800 с двумя различными загрузками активной зоны также показали, что эффективность стержней СУЗ уменьшается при их вводе в разгоняющийся реактор по сравнению с их эффективностью, измеренной при сбросе стержней в стационарный реактор. При этом максимальное отклонение эффективности стержней СУЗ для стартовой загрузки активной зоны составило $\delta\rho_{max} = 4,2\%$, для плутониевой зоны – $\delta\rho_{max} = 2,3\%$ [86]. Результаты расчетов представлены на Рисунке 12.

Данный эффект связан со спецификой физики быстрого реактора, ключевую роль в котором играют запаздывающие нейтроны.

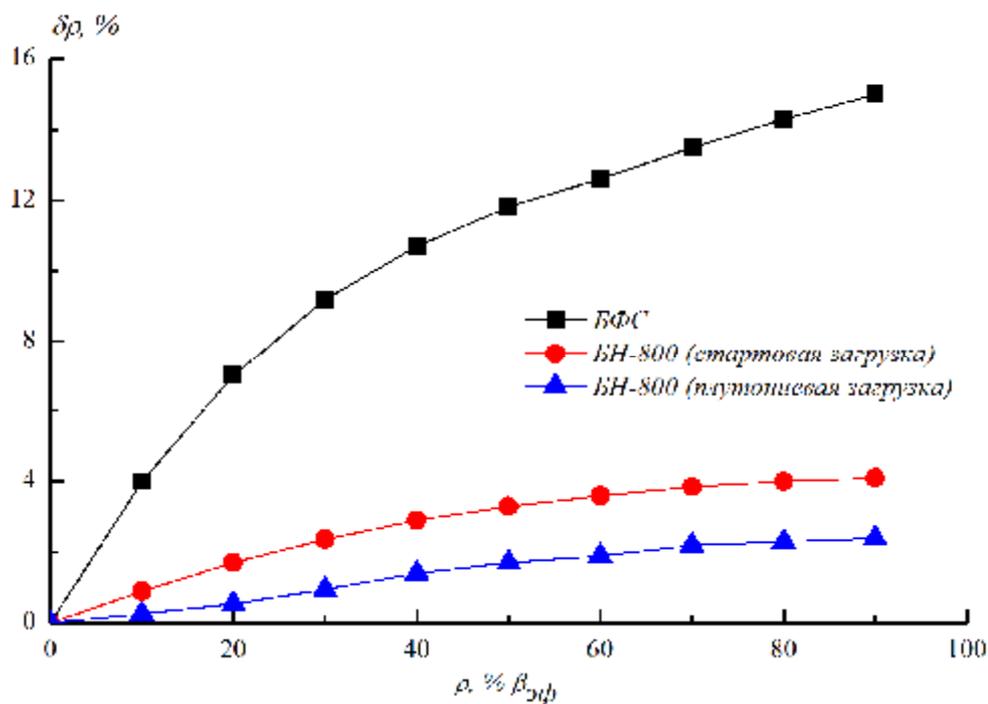


Рисунок 12. Изменение эффективности вводимых в активную зону поглощающих стержней в зависимости от величины положительной реактивности, предшествующей их сбросу, для различных активных зон

За интервал времени, в течение которого моделировался разгон реактора перед сбросом стержней СУЗ, концентрации предшественников запаздывающих нейтронов еще не достигли равновесного состояния. Поэтому стержни СУЗ сбрасывались в активную зону при разных спектрах нейтронов. На Рисунке 13 показано распределение относительной доли запаздывающих нейтронов непосредственно перед сбросом стержней СУЗ для плутониевой зоны в трех расчетных экспериментах: при постоянной мощности реактора $\rho=0$ и при вводе предварительного возмущения в 0,60 и 0,80 $\beta_{эф}$. Поскольку короткоживущие группы запаздывающих нейтронов быстрее реагируют на изменение мощности (см. подраздел 4.2.1), то ввод в реактор положительной реактивности смещает распределение запаздывающих нейтронов в область быстрораспадающихся групп. Как следствие, спектр запаздывающих нейтронов претерпевает изменения, смещаясь в обе стороны от своего максимального значения.

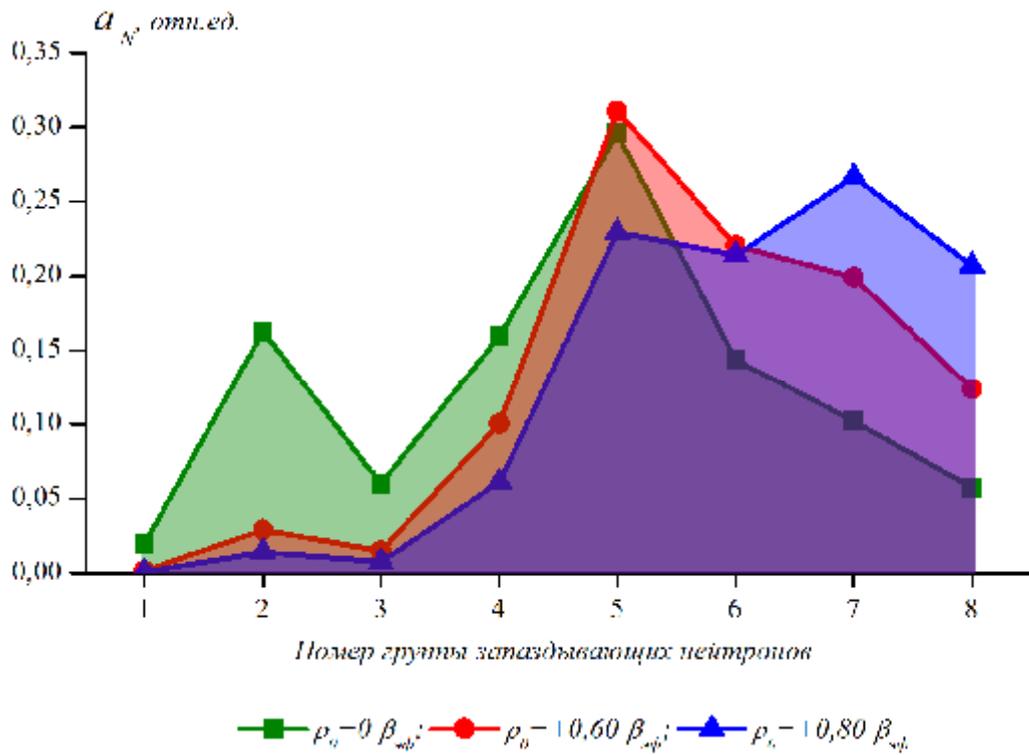


Рисунок 13. Распределение относительных долей запаздывающих нейтронов каждой группы, наблюдаемое в модели реактора БН-800 со стартовой загрузкой активной зоны, соответствующее состоянию реактора перед сбросом в него поглощающих стержней для трех экспериментов

Спектр запаздывающих нейтронов, наблюдаемый в стационарном и в разгоняющемся реакторе, представлены на Рисунке 14.

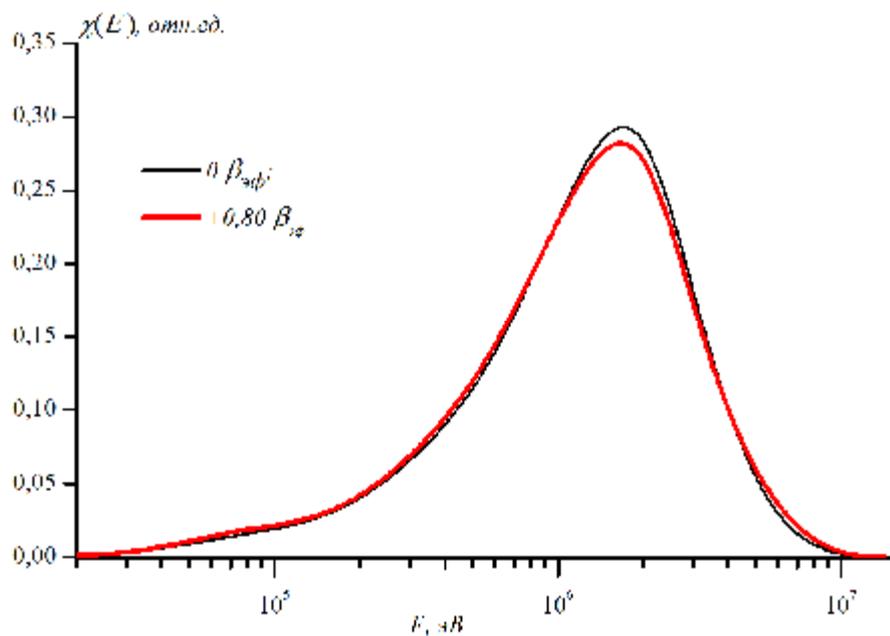


Рисунок 14. Спектры запаздывающих нейтронов, наблюдаемые в модели реактора БН-800 со стартовой загрузкой активной зоны, соответствующие состоянию реактора перед сбросом в него поглощающих стержней:

кривая $0 \beta_{эф}$ соответствует эксперименту по сбросу поглощающих стержней в стационарный реактор; $+0,80 \beta_{эф}$ – эксперименту по сбросу поглощающих стержней в разгоняющийся реактор

На Рисунке 15 приведены энергетические спектры мгновенных и запаздывающих нейтронов, а также типичные спектры быстрых и тепловых реакторов. Из него видно, что запаздывающие нейтроны образуются с меньшей по сравнению с мгновенными нейтронами энергией, но располагаются в высокоэнергетической области спектра реактора, на которую приходится основная доля ядерных реакций. Наиболее важными реакциями, характеризующими эффективность делящегося нуклида, являются реакции деления и захвата. На Рисунке 16 приведена энергетическая зависимость соотношения вероятности захвата деления $\alpha = s_c / s_f$ для ^{235}U и ^{239}Pu , для наглядности там же продублирован спектр запаздывающих нейтронов.

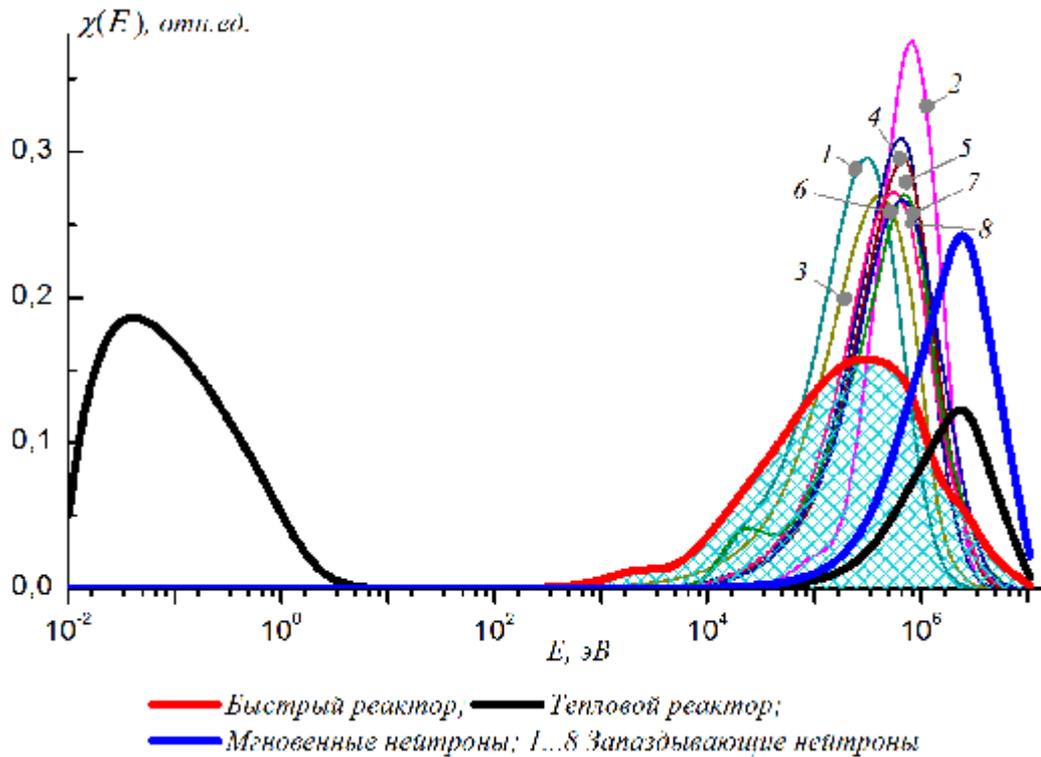


Рисунок 15. Спектры нейтронов быстрых и тепловых реакторов, мгновенных и запаздывающих нейтронов

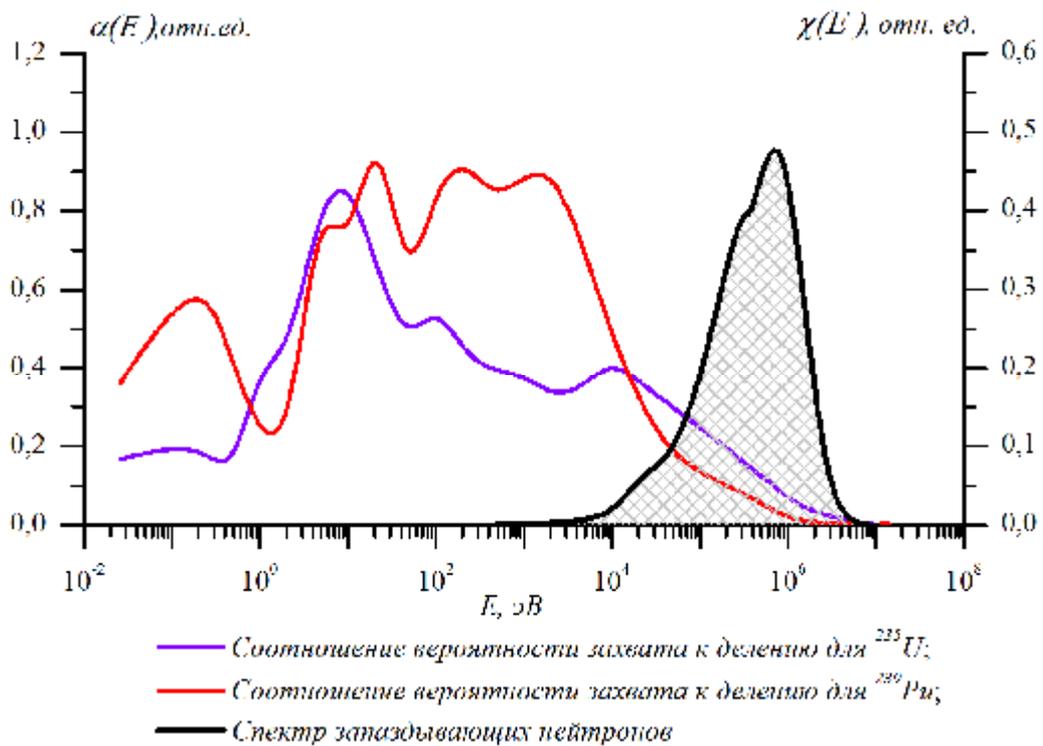


Рисунок 16. Соотношения вероятности захвата к делению для ^{235}U и ^{239}Pu (по левой оси) и спектр запаздывающих нейтронов (по правой оси) [92]

Доля захватов запаздывающих нейтронов среди общего числа захватов нейтронов в реакторе в целом D_c определяется по соотношению:

$$D_c(t) = \frac{k_s}{(1 - \beta_{эф})} \frac{\int_{g=1}^G \int_{n=1}^N \int_{j=1}^{JD} \sigma_c^g c_{MH}^g \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t)}{\int_{g=1}^G \int_{l=1}^G \int_{n=1}^N \sigma_c^g c_{MH}^g \lambda_{MH}^n S_f^l(\mathbf{r}, t) + \int_{g=1}^G \int_{n=1}^N \int_{j=1}^{JD} \sigma_c^g c_{MH}^g \lambda_j^n C_j^n(\mathbf{r}, t)}. \quad (4.3)$$

Доля захватов показывает, что рост нейтронно-физических сечений при уменьшении средней энергии нейтронов приводит к более значимому вкладу запаздывающих нейтронов во все процессы.

Уменьшение мгновенной доли запаздывающих нейтронов $\beta_m^n(t)$ (см. формулу (4.1)) вместе с изменениями скоростей деления и захвата ввиду изменения спектра приводит к уменьшению доли поглощения запаздывающих нейтронов среди общего количества захватов нейтронов $D_c(t)$ (см. Рисунок 17).

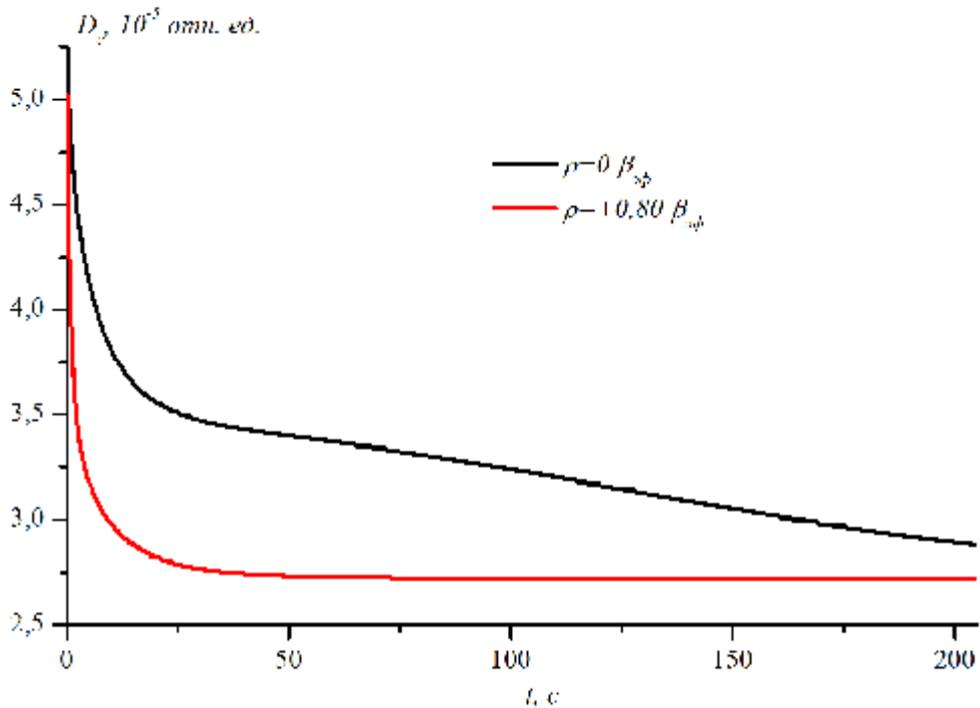


Рисунок 17. Изменение доли поглощения запаздывающих нейтронов среди общего количества захватов нейтронов после сброса поглощающих стержней в активную зону БН-800 со стартовой загрузкой:

кривая $\rho = 0 \beta_{эф}$ соответствует эксперименту по сбросу стержней СУЗ в стационарный реактор; $\rho = +0,80 \beta_{эф}$ — эксперименту по сбросу стержней СУЗ в разгоняющийся реактор

Для плутониевой загрузки активной зоны БН-800 данный эффект проявляется меньше, поскольку доля запаздывающих нейтронов ^{239}Pu ниже, чем ^{235}U . Энергетическая зависимость доли запаздывающих нейтронов от энергии приведена на Рисунке 18.

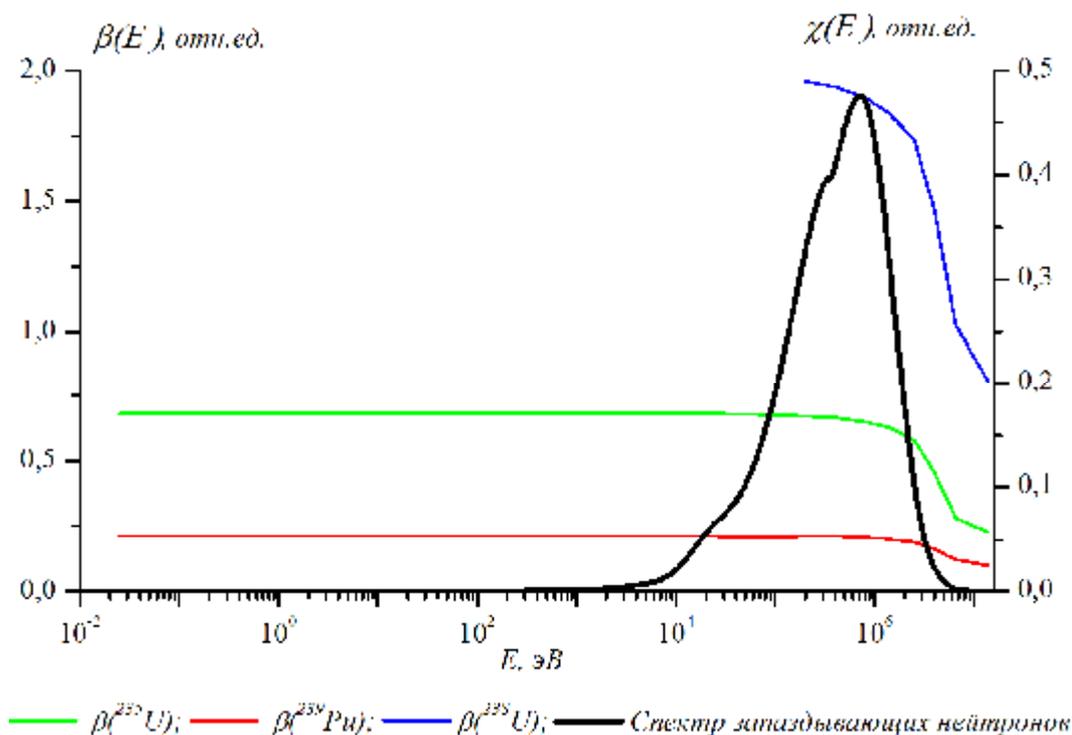


Рисунок 18. Зависимость доли запаздывающих нейтронов β от энергии для делящихся нуклидов (по левой оси) и спектр запаздывающих нейтронов (по правой оси) [92]

В расчетах БФС-105 эффективности поглощающих стержней от величины предварительного разгона изменяется сильнее (по сравнению с расчетами стартовой загрузки активной зоны БН-800), что связано со сложной конструкцией поглощающих стержней. При погружении поглощающего стержня в активную зону часть делящихся материалов в топливной части стержня выводится в зону воспроизводства, что приводит к росту числа делений на ^{238}U . Доля запаздывающих нейтронов ^{238}U существенно выше, чем у ^{239}Pu и ^{235}U (см. Рисунок 18), из-за чего увеличивается доля поглощения запаздывающих нейтронов среди общего числа захватов нейтронов в реакторе и существенно снижает эффективность поглощающих стержней.

В тепловых реакторах запаздывающие нейтроны после распада своего предшественника быстро теряют свою энергию и переходят в низкоэнергетическую область спектра, так же как и мгновенные нейтроны. Поэтому в рабочей области теплового реактора для ядерных реакций делящихся нуклидов отсутствуют различия между мгновенным и запаздывающим нейтронами и описанные в данном разделе эффекты не наблюдаются.

Таким образом, в быстрых реакторах в силу специфики спектра нейтронов нестационарные процессы на запаздывающих нейтронах могут существенно влиять на кинетику. При сбросе поглощающих стержней в разгоняющийся реактор происходят следующие взаимосвязанные процессы: уменьшается мгновенная доля запаздывающих нейтронов, спектр запаздывающих нейтронов смещается в область быстрораспадающихся групп, в силу низкоэнергетического спектра изменяются скорости захвата и деления на запаздывающих нейтронах. Это в совокупности приводит к нежелательному, с точки зрения ядерной безопасности, уменьшению эффективности стержней СУЗ. Меньше всего данный эффект выражен в активной зоне с плутониевым топливом, что дает ей определенные преимущества по сравнению с урановым [86].

По нормативным документам [14] экспериментальная погрешность определения эффективности стержня методом «сброса» не должна превышать 10%. Согласно проведенным исследованиям, с целью уменьшения экспериментальной погрешности можно рекомендовать организацию проведения экспериментов без предварительного ввода положительной реактивности.

4.2.3 Решение оптимизационной задачи по выбору места внесения возмущения в реактор

Минимизация пространственных эффектов может быть достигнута путем анализа размещения поглощающих стержней СУЗ в активной зоне реактора. При исследовании нестационарных процессов в моделируемых экспериментах по измерению эффективности стержней СУЗ было замечено, что сброс стержней СУЗ, находящихся в пределах кольца из однотипных стержней (например, из нескольких компенсирующих стержней), даже при полностью симметричной геометрии активной зоны, могут достигать стабильного значения реактивности с различными временными интервалами. В реальных экспериментах по техническим соображениям имеется ограничение по времени измерения спада мощности (см. Раздел 3.1). Соответственно чем стабильнее будут показания детекторов, тем меньше будет ошибка в результатах обсчета эксперимента.

Как известно из теории физики реактора, решение нестационарной задачи переноса нейтронов в общем случае имеет вид ряда [21]:

$$j(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \sum_j \hat{a}_j(\mathbf{r}, E, \Omega) e^{s_j t}, \quad (4.4)$$

где множество чисел s_j составляет спектр собственных значений уравнения переноса. Так как s_0 - наибольшее по вещественной части значение среди всех s_j , то с течением времени (в

асимптотике) все высшие гармоники $\varphi_j(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ временного разложения в ряд затухают и поток нейтронов приобретет асимптотическую форму неизменного во времени «фундаментального» распределения $\varphi_0(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$, экспоненциально меняющего только свою амплитуду во времени

$$j_{ac}(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}, t) = j_0(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) e^{s_0 t}. \quad (4.5)$$

Соответственно значение s_0 нашло широкое применение на практике, так как характеризует поведение потока нейтронов: при $s_0 < 0$ поток нейтронов затухает во времени, при $s_0 > 0$ - растет, при $s_0 = 0$ - остается постоянным, что соответствует достижению асимптотического состояния [93].

Был разработан инструмент, позволяющий оценить форму следующей, наиболее медленно спадающей из всех оставшихся, гармоники (первой) – $\varphi_1(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ [83, 84]. Собственное значение Λ_1 и собственная функция $\varphi_1(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ первой гармоники могут быть определены методом λ - разности итерационного процесса [59]. Формула для вычисления Λ_1 имеет следующий вид:

$$\Lambda_1 = \frac{\|L^{(k)} L^{(k-1)} Q^{(k+1)} - L^{(k-1)} L_0 Q^{(k)}\|}{\|L^{(k-1)} Q^{(k)} - L_0 Q^{(k-1)}\|} = \sqrt{\frac{L^{2(k)} L^{2(k-1)} \langle Q^{(k+1)}, Q^{(k+1)} \rangle - 2L_0 L^{(k)} L^{(k-1)} \langle Q^{(k)}, Q^{(k+1)} \rangle + L^{2(k-1)} L_0^2 \langle Q^{(k)}, Q^{(k)} \rangle}{L^{2(k-1)} \langle Q^{(k)}, Q^{(k)} \rangle - 2L_0 L^{(k-1)} \langle Q^{(k-1)}, Q^{(k)} \rangle + L_0^2 \langle Q^{(k-1)}, Q^{(k-1)} \rangle}}, \quad (4.6)$$

где Λ_0 – собственное число нулевой гармоники; $\Lambda^{(k-1)}$, $\Lambda^{(k)}$, $\Lambda^{(k+1)}$ – текущее собственное значение, полученное на итерационных шагах $k-1$, k и $k+1$; $Q^{(k-1)}$, $Q^{(k)}$, $Q^{(k+1)}$ – источник нейтронов на итерационных шагах $k-1$, k и $k+1$; k должно быть меньше полного числа итераций поиска решения нулевой гармоники.

График поверхности собственной функции $\varphi_1(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ для модели БФС-105 представлен на Рисунке 19. Видно, что первая гармоника является знакопеременной и имеет максимум и минимум в областях наибольших градиентов нулевой гармоники внутри границ активной зоны.

Поиск второй гармоники показал, что она имеет меньшую амплитуду и быстро исчезает, поэтому ее влияние на кинетику реактора, по сравнению с влиянием первой гармоники, можно принять несущественной.

Используя области экстремумов первой гармоники, можно оценить области реактора, возмущение в которых обеспечит наиболее длительный его выход в асимптотическое состояние.

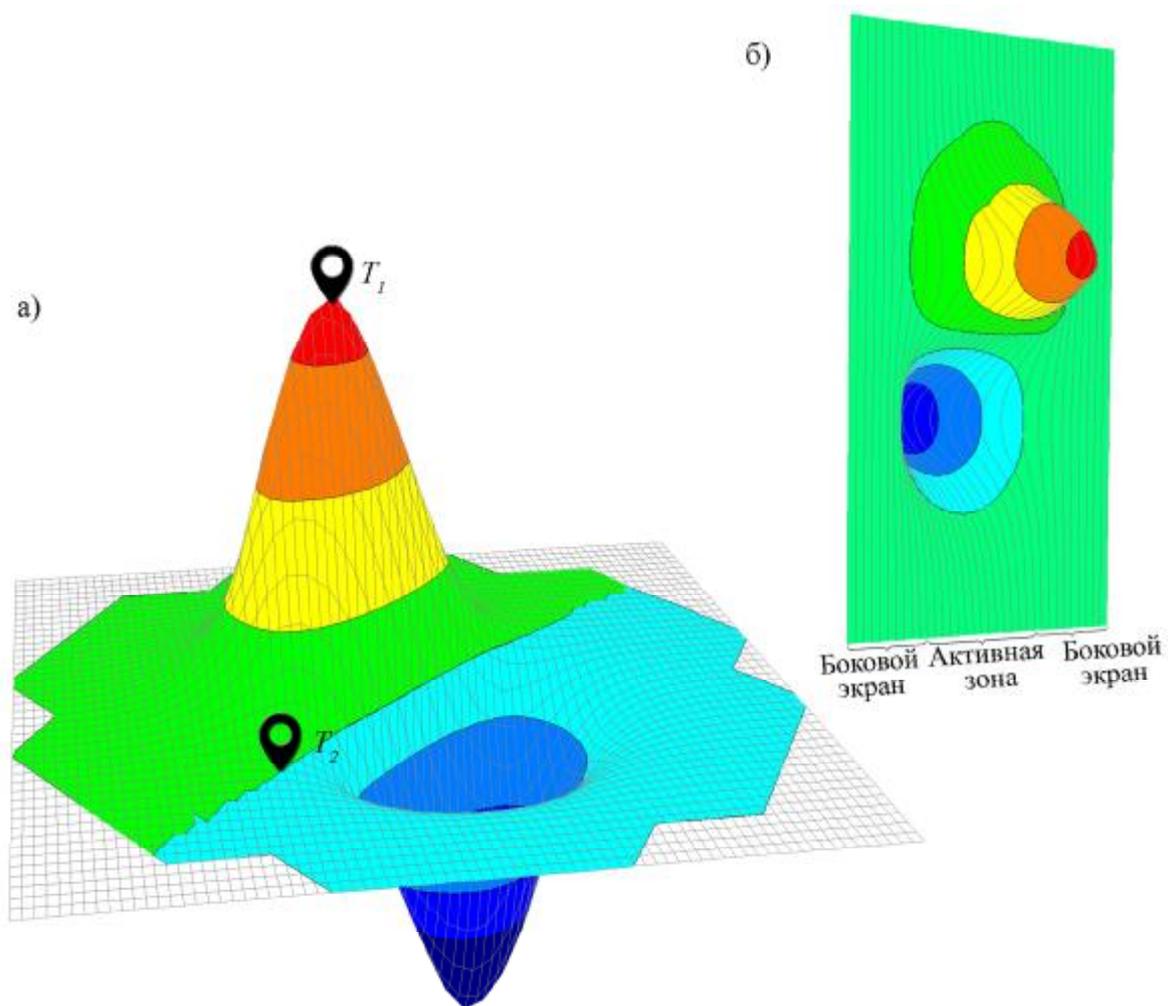


Рисунок 19. Распределение первой гармоники $\varphi_1(\mathbf{r})$:

а) поперечное сечение; б) по высоте сборок (соответствует сборкам, расположенным по одной диагонали расчетной модели реактора); T_1 – зона экстремума; T_2 – знакопеременная граница

Так как в зонах экстремума первая гармоника затухает медленнее, то изменение локальных характеристик в этих областях будут протекать дольше. В связи с этим было проведено расчетное моделирование экспериментов по сбросу поглощающих стержней, расположенных в точке экстремума первой гармоники (точка T_1 Рисунка 19) и на ее знакопеременной границе (точка T_2 Рисунка 19). При расчете использовался модуль конечно-разностного решения уравнения переноса нейтронов (без использования приближенных схем). Значения реактивности получены посредством обработки показаний детекторов через ОРУК. Изменение реактивности для данных расчетов приведены на Рисунке 20. По результатам видно, что ввод реактивности в зоне экстремума первой гармоники характеризуется большими изменениями и обеспечивает более длительный выход реактора на асимптотику.

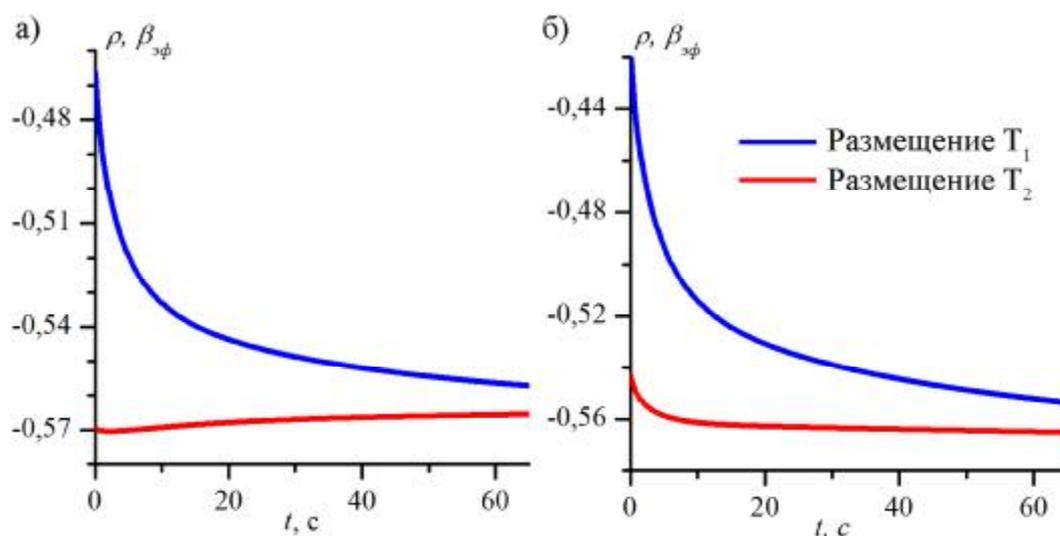


Рисунок 20. Графики изменения реактивности после окончания движения стержня СУЗ:

а — полученная по обработке показаний детектора 1; б — полученная по обработке показаний детектора 2; Размещение T_1 — измеряемый стержень расположен в зоне экстремума первой гармоники (точка T_1 на Рисунке 19); Размещение T_2 — измеряемый стержень расположен в зоне знакопеременной границы первой гармоники (точка T_2 на Рисунке 19)

Аналогичные результаты показали расчеты на модели прототипа РУ БРЕСТ. Модель активной зоны прототипа реактора БРЕСТ содержит в себе 169 шестигранных канала [76, 94, 95], из которых:

- 84 канала с ТВС центральной зоны;
- 60 каналов с ТВС периферийной зоны;
- 25 каналов со стержнями СУЗ (7 АЗ, 4 АР, 14 КР).

Высота топливной части составляет 110 см, всей модели – 270 см. Шаг в узлах треугольной решетки составляет 17,77 см. В качестве топлива используется смесь монокридов обедненного урана и энергетического плутония. Снизу и сверху топливная часть окружена газовыми полостями высотой 30 и 70 см соответственно. Под нижней газовой полостью расположен нижний торцевой отражатель толщиной 50 см. Толщина верхнего отражателя, расположенного над верхней газовой полостью, составляет 10 см.

Активная зона реактора окружена 144 каналами со свинцовым отражателем (из них 18 устройств пассивной обратной связи) и 66 каналами со стальной защитой.

Картограмма расчетной модели прототипа реактора БРЕСТ представлена на Рисунке 21.

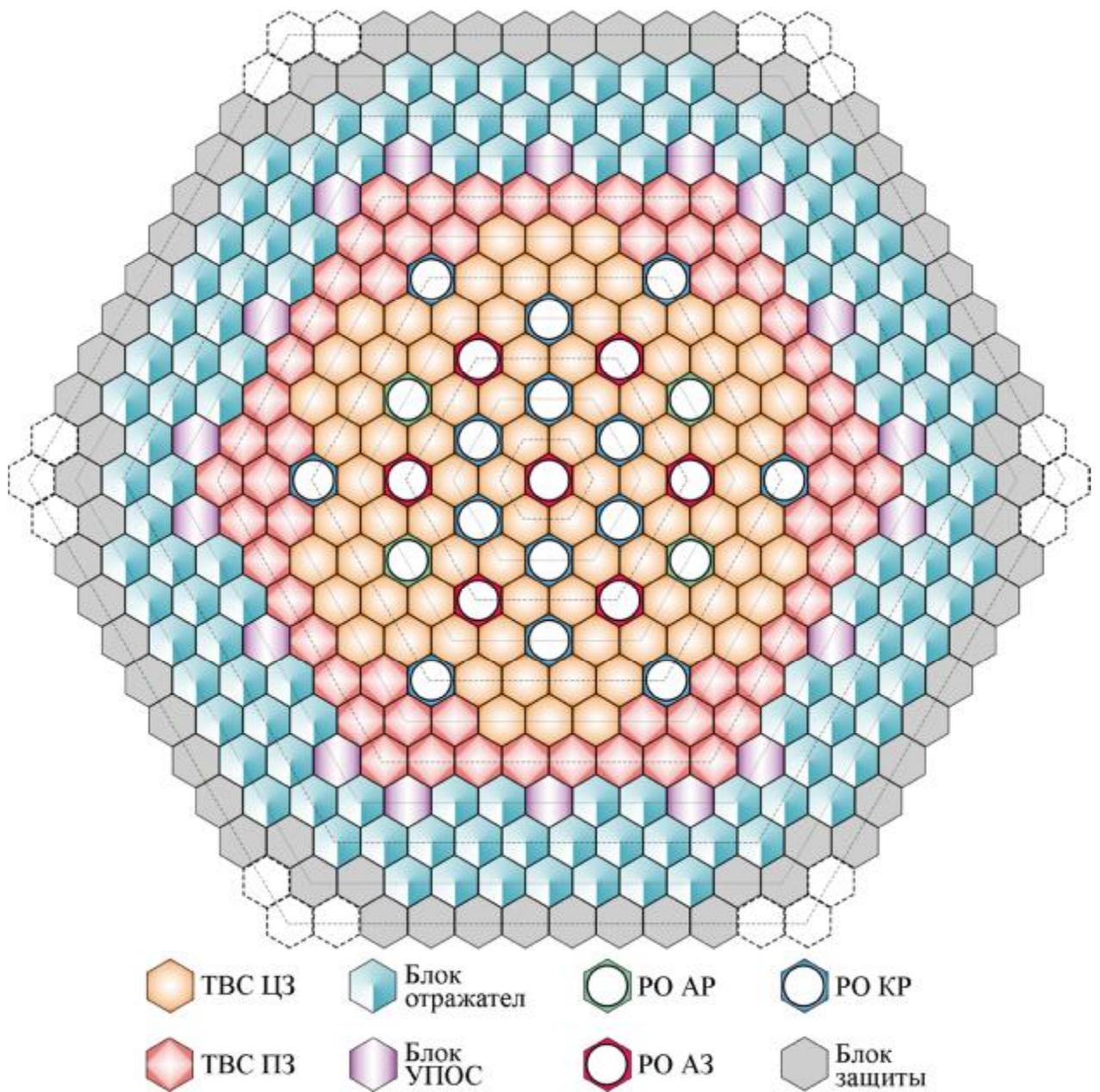


Рисунок 21. Картограмма загрузки активной зоны прототипа реактора БРЕСТ

На Рисунке 22 показано распределение первой гармоники в расчетных ячейках, расположенных на середине активной зоны. В расчетах моделировался сброс одного из 6 стержней аварийной защиты, расположенных в кольце. Положения остальных стержней не менялось.

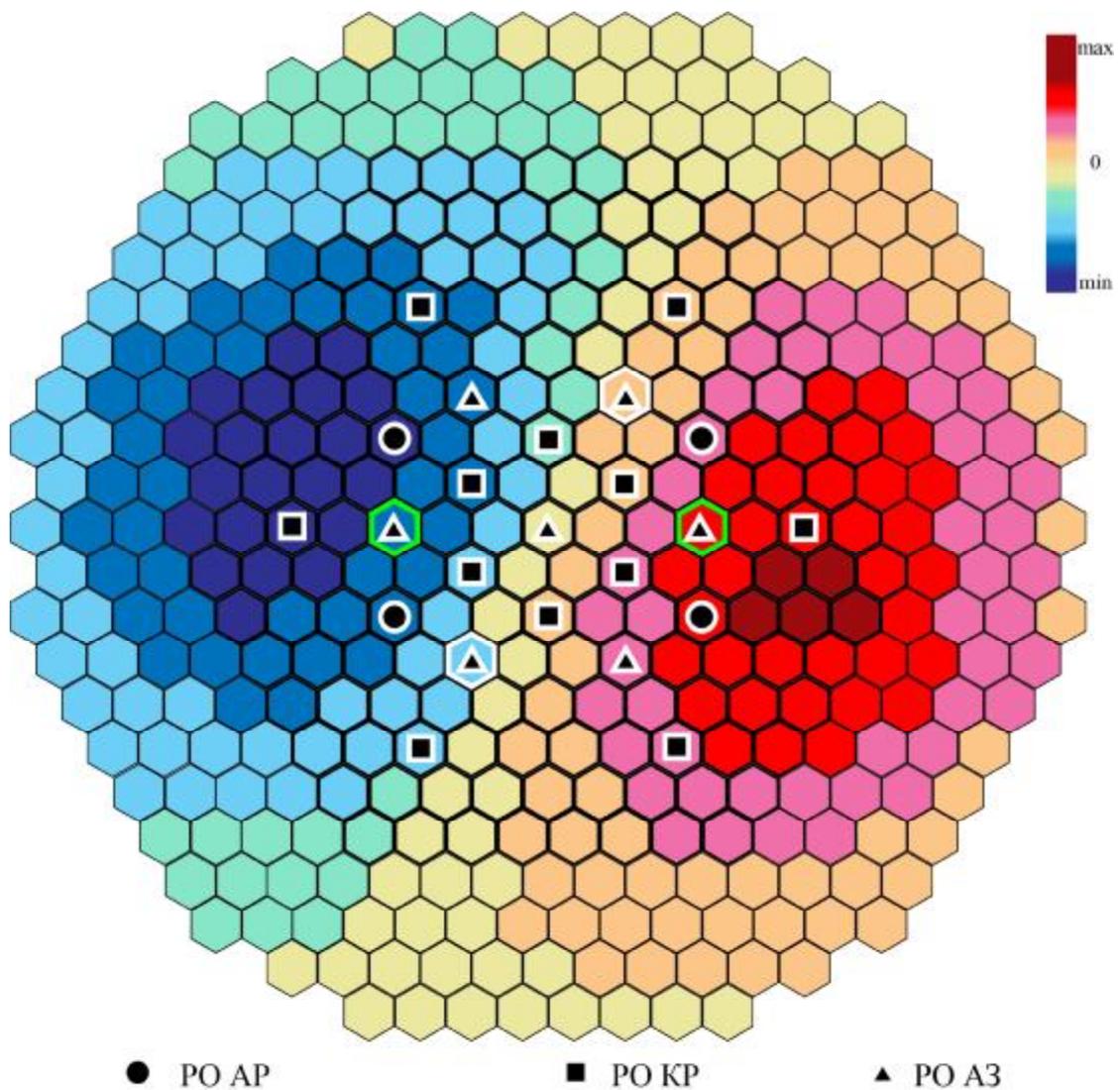


Рисунок 22 – Распределение первой гармоники по каналам прототипа РУ БРЕСТ

Результаты расчета соответствуют выводам по предыдущему расчетному эксперименту:

- сброс стержней АЗ, ближе всего расположенных к зонам экстремума первой гармоники (ячейки с зеленой границей на Рисунке 22) характеризуется большим разбросом значения реактивности;
- Наиболее стабильное изменение реактивности показали эксперименты со сбросом стержней АЗ, выделенных на Рисунке 22 белой границей.

Таким образом, применением знаний о форме первой гармоники можно уменьшить влияние пространственных эффектов еще на стадии проектирования реактора путем выбора места расположения органов регулирования.

4.2.4 Решение оптимизационной задачи по выбору места расположения детектора

При вводе в реактор сильного возмущения форма потока нейтронов претерпевает изменения. Показания детектора пропорциональны значению плотности потока нейтронов в точке его расположения, а не интегральной мощности реактора. Поэтому деформация формы поля нейтронов при использовании уравнений точечной кинетики приводит к большим ошибкам. Для их минимизации используют поправку в виде параметра – эффективности детектора (см. Раздел 3.1).

Конечно-разностное решение нестационарной задачи переноса нейтронов без использования приближенных схем позволяет отслеживать изменение эффективности детектора в процессе всего моделируемого эксперимента.

Результаты подобных расчетов могут быть полезны при обработке экспериментальных данных. Например, в работе [18] приведена методика уменьшения влияния пространственных эффектов с привлечением расчетного изменения эффективности детектора.

Также данные расчеты могут быть применены еще на стадии проектирования реактора, поскольку они позволяют выявить области реактора, где эффективность детектора меньше всего подвержена изменению. Аналогично, можно идентифицировать нежелательные области с сильными изменениями эффективности детекторов, установка датчиков в которых может существенно усложнить эксплуатацию реактора.

На Рисунке 23 приведены графики изменения эффективности пяти детекторов, расположенных на разных высотах в пределах одного канала при обсчете эксперимента по сбросу поглощающих стержней в БФС-105 [85].

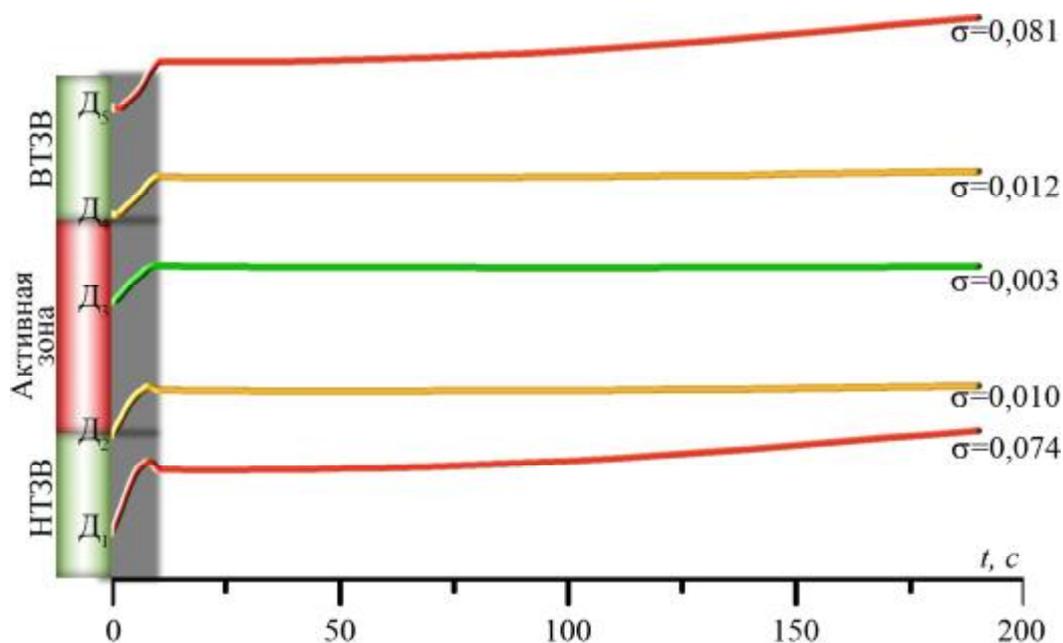


Рисунок 23. Изменение относительной эффективности детекторов во время эксперимента по сбросу поглощающих стержней при их расположении на разных высотах в пределах одного канала:

слева представлена модель ТВС, D_1 — D_5 соответствуют точкам расположения детекторов, серая область соответствует движению поглощающих стержней; σ - среднеквадратическое отклонение эффективности детектора после окончания движения поглощающих стержней

Из анализа полученных данных можно сказать, что наилучшим местом размещения детектора, при котором наблюдается сохранение относительной эффективности детекторов, является середина канала. При перемещении детектора к краям канала эффективность детектора меняется сильнее, что отражается на точности искомых параметров, оцениваемых на основе выдаваемого детектором сигнала. Таким образом, максимальная погрешность определения эффективности стержней будет иметь место при размещении детекторов над или под активной зоной реактора, что очевидно связано с движением стержней СУЗ по высоте реактора.

4.3 Оценка эффективности стержней СУЗ в различных приближенных методах решения нестационарной задачи переноса нейтронов

В Разделе 2.3 был приведен обзор приближенных методов решения нестационарной задачи переноса нейтронов и описаны присущие им ошибки, связанные прежде всего с погрешностью определения реактивности. Тем не менее, приближенные методы решения нестационарной задачи переноса нейтронов достаточно востребованы на практике, прежде

всего из-за приемлемой скорости получения результата. Точность результатов приближенных методов может быть удовлетворительной для ряда задач. Основываясь на классической схеме улучшенного квазистатического приближения, предложены две комбинированные схемы решения, главным отличием которых является способ определения реактивности [24, 25].

4.3.1 Комбинированные схемы решения

Теория возмущения первого порядка может давать приемлемые результаты только при небольшом изменении потока нейтронов относительно исходного состояния, например, в случае гомогенного возмущения в пространстве (при изменении температур среды в реакторе или плотности теплоносителя в нем и т.п.). Оценка реактивности осуществленного возмущения представляется как:

$$dr \approx \frac{\langle j^{+g}(\mathbf{r}) dS_m^g(\mathbf{r}) j^g(\mathbf{r}) \rangle}{\langle j^{+g}(\mathbf{r}) \mathbf{F} j^g(\mathbf{r}) \rangle}, \quad (4.7)$$

где в знаменателе находится ценность нейтронов деления, а интегрирование распространяется на все переменные: как на пространство, так и на энергию.

Из (4.7) следует, что если при внесении возмущения поведение функций ценности и плотности потока нейтронов в основном сохраняется, что и происходит при гомогенном возмущении, то, так как эти функции присутствуют и в числителе, и в знаменателе, изменение их амплитуды не окажет какого-либо значимого влияния на результат расчета. Если же возмущение носит выраженный гетерогенный характер, например, оно связано с перемещением стержней СУЗ, то функции плотности потока и ценности для возмущенной задачи будут существенно отличаться в месте возмущения от их распределения для невозмущенного состояния. Именно это обстоятельство обеспечивает большую погрешность при оценке реактивности с использованием теории возмущений первого порядка, так как для такой оценки используются невозмущенные функции [21]. Использование общей теории возмущений с использованием в (4.7) одной из функций возмущенной задачи, конечно, обеспечивает получение решения с небольшой ошибкой. Отдельно стоит подчеркнуть, что для всех случаев используются асимптотические решения. И так как для получения возмущенной функции, например плотности потока нейтронов, приходится решать возмущенную задачу, а значит, и получать собственное число этой возмущенной задачи. Но если такое число получено, то можно и оценить реактивность возмущения непосредственно через разность собственных чисел без использования дополнительных вычислений по выражению типа (4.7), которое, к тому же, будет приближенным по отношению к разности собственных чисел.

В первом комбинированном приближении предлагается определять реактивность по формуле общей теории возмущений

$$\rho = \frac{\langle \phi_0^{+g} \delta \Sigma_m \phi_k^g \rangle}{CND} \quad (4.8)$$

В отличие от аналогичной формулы классического улучшенного квазистатического приближения (2.24), где реактивность определяется при помощи теории возмущения первого порядка, в (4.8) при определении реактивности используется функция ценности ϕ_0^{+g} исходного состояния реактора и форм-функции ϕ_k^g конечного стационарного состояния. По сравнению с улучшенным квазистатическим приближением данный способ расчета реактивности менее чувствителен к гетерогенности возмущения, но проблема выбора распределения функции ценности при достижении реактором других критических состояний по-прежнему сохраняет актуальность.

Во втором комбинированном приближении предлагается определять реактивность по аналогии с квазистатическим приближением, т.е. через собственные числа $k_{эф}$ двух условно-критических задач для исходного и возмущенного состояний реактора без использования функции ценности нейтронов:

$$\rho = \frac{1}{k_{эф}^{исх}} - \frac{1}{k_{эф}^{возм}} \frac{\delta k_{эф}^{кр}}{\delta}, \quad (4.9)$$

где $k_{эф}^{кр}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов для критического состояния реактора. Полученная реактивность используется для определения мощности реактора с последующим расчетом форм-функции $\phi^g(\mathbf{r}, t)$. Данный алгоритм не чувствителен к гетерогенности возмущения и лишен сложностей с выбором состояния реактора для расчета функции ценности.

Ниже демонстрируется пример выбора наиболее оптимального алгоритма решения нестационарной задачи, осуществленный по результатам решения двух тестовых задач.

4.3.2 Точность приближенных схем решения нестационарного уравнения переноса нейтронов при моделировании гетерогенного возмущения в быстром реакторе

Первая тестовая задача предназначена продемонстрировать точность приближенных схем решения при моделировании гетерогенного возмущения в быстром реакторе [96].

$$r = \frac{\langle \varphi_{исх}^{+g} \delta \Sigma_m \varphi_{исх}^g \rangle}{CND}; \quad (4.11)$$

3. Аналогично варианту 2, но с использованием функции ценности нейтронов в виде константы ($\varphi^{+g} = const$):

$$r = \frac{\langle 1 \delta \Sigma_m \varphi_{исх}^g \rangle}{CND}; \quad (4.12)$$

4. По алгоритму первого комбинированного приближения, т.е. через общую теорию возмущений с использованием ценности нейтронов φ^{+g} исходного состояния и форм-функции φ^g конечного состояния:

$$r = \frac{\langle \varphi_{исх}^{+g} \delta \Sigma_m \varphi_k^g \rangle}{CND}; \quad (4.13)$$

5. Аналогично варианту 3, но с использованием форм-функции φ^g конечного состояния:

$$r = \frac{\langle 1 \delta \Sigma_m \varphi_k^g \rangle}{CND}; \quad (4.14)$$

6. Аналогично варианту 2, но с использованием форм-функции φ^g и ценности нейтронов φ^{+g} конечного состояния:

$$r = \frac{\langle \varphi_k^{+g} \delta \Sigma_m \varphi_k^g \rangle}{CND}. \quad (4.15)$$

Все расчеты проводились в диффузионном приближении в трехмерной геометрии. Результаты расчетов приведены в Таблице 7.

Таблица 7. Результаты тестовой задачи. Оценка реактивности при переходе реактора из состояния 1 в состояние 2 и из состояния 2 в состояние 1

Вариант	Эффективность всех стержней СУЗ, % $\Delta k/k$		Отклонение, %
	Переход (1→2)	Переход (2→1)	
1	-8,66	8,66	0
2	-17,69	4,32	>100
3	-17,88	3,06	>100
4	-8,76	8,68	≈1
5	-3,03	17,82	>100
6	-4,30	17,62	>100

Эффективность всех стержней СУЗ должна совпадать по абсолютному значению как в случае их ввода в активную зону, так и в случае вывода, т.е. $\Delta\rho^I = \Delta\rho^{II}$. Поскольку в варианте 1 для обоих случаев при расчете реактивности используется одна и та же пара собственных чисел ($k_{эф}^{(1)}$ и $k_{эф}^{(2)}$), то отклонение реактивности отсутствует. Расчет по варианту 4, соответствующий первому комбинированному приближению, несущественно реагирует на гетерогенность локального возмущения с отклонением $\approx 1\%$. Расчеты по вариантам 2 и 6, основанным на теории возмущения первого порядка, демонстрируют серьезные расхождения в эффективности стержней СУЗ более 100%. Основной вклад в определение реактивности по формуле теории возмущений первого порядка вносит распределение форм-функции, поскольку замена распределения функции ценности нейтронов на постоянное значение (варианты 3 и 5) практически не влияет на результат.

4.3.3 Точность приближенных схем решения нестационарного уравнения переноса нейтронов при моделировании прохождения реактора через критические состояния

Вторая тестовая задача предназначена для демонстрации точности схемы решения при прохождении реактора во время нестационарного процесса через критические состояния, отличные от исходного [96].

В задаче моделировались два стационарных состояния одного и того же реактора, характеризующиеся одинаковым собственным числом, но существенно различающиеся высотным положением стержней СУЗ. Так как активной зоне прототипа реактора БРЕСТ свойственна центральная симметрия, то рассчитываемые состояния различались положениями шести стержней КР внутреннего кольца. Схема их расположения для каждого состояния реактора приведена на Рисунке 25. Положение остальных стержней не изменялось.

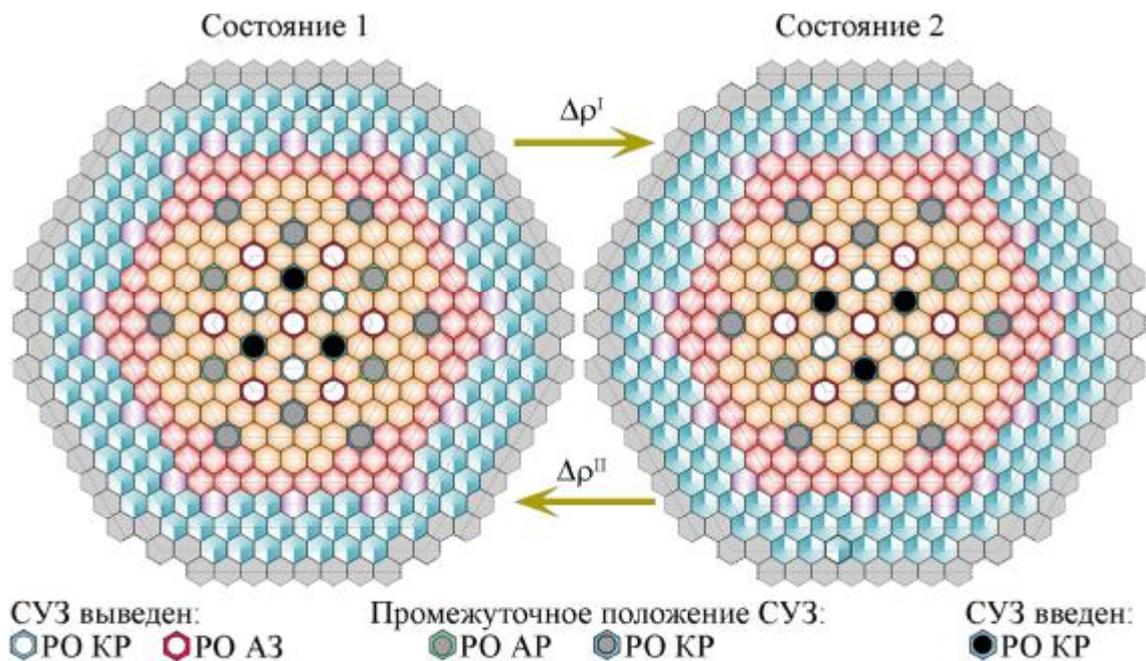


Рисунок 25. Рассчитываемые состояния модели активной зоны прототипа реактора БРЕСТ при расчете первой тестовой задачи

Необходимо провести стационарную оценку реактивности, характеризующей переход реактора из критического состояния 1 в критическое состояние 2, и, наоборот, из состояния 2 – в состояние 1. При определении реактивности использовались инструменты и алгоритмы, описанные в Разделе 4.4.2. Результаты расчетов приведены в Таблице 8.

Таблица 8. Результаты тестовой задачи. Оценка реактивности при переходе реактора из критического состояния 1 в критическое состояние 2 и из состояния 2 в состояние 1

Вариант	Реактивность, % $\Delta k/k$	
	Переход (1→2)	Переход (2→1)
1	0,00	0,00
2	-1,82	1,82
3	-2,08	2,08
4	-0,014	0,014
5	-2,08	2,08
6	-1,82	1,82

Так как собственные числа $k_{эф}$ обоих критических состояний одинаковы, то оба перехода из одного критического состояния в другое по варианту 1 оцениваются реактивностью в 0% $\Delta k/k$. Реактивность, рассчитанная по варианту 4, соответствующему первому комбинированному приближению, мала по абсолютному значению. Реактивность, определенная по вариантам 2 и 6, основанным на теории возмущения первого порядка,

существенно отличаются от нуля, причем распределение функции ценности нейтронов (варианты 3 и 5) кардинально не влияет на результат.

Для изучения полученных результатов были проведены пространственно-временные расчеты этой тестовой задачи при помощи нестационарного модуля TIME-800. В расчете моделировался единичный мгновенный переход реактора из одного критического состояния в другое с последующим отслеживанием изменения его мощности. Значения реактивности определяются посредством обработки временного поведения мощности при помощи ОРУК. Результаты нестационарного расчета до выхода реактора на асимптотику представлены на Рисунке 26.

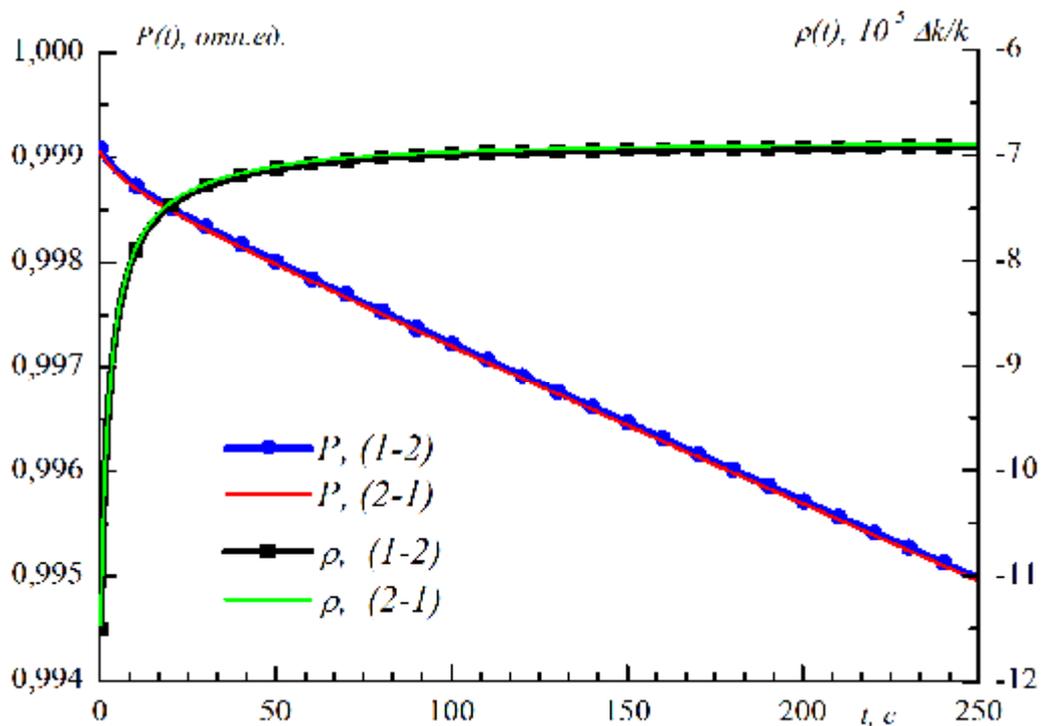


Рисунок 26. Графики изменения мощности $P(t)$ и реактивности $\rho(t)$ после однократного мгновенного перехода реактора из критического состояния 1 в критическое состояние 2 (1→2), и наоборот из 2 – в 1 (2→1), полученные в результате конечно-разностного решения уравнения переноса нейтронов без использования приближенных схем (программа TIME-800)

Переход реактора из одного критического состояния в другое приводит к резкому изменению распределения нейтронно-физических характеристик в шести каналах со стержнями КР внутреннего кольца. Вследствие этого нарушается пространственное распределение поля нейтронов $\psi^g(\mathbf{r}, t)$ и концентрация предшественников запаздывающих нейтронов $C_j^n(\mathbf{r}, t)$, что является причиной возникновения нестационарных процессов на запаздывающих нейтронах.

Из-за симметрии активной зоны эти процессы протекают одинаково как для перехода из критического состояния 1 в состояние 2, так и из 2 – в 1. Как видно из графиков Рисунка 25, кривые мощности этих двух расчетов полностью совпадают друг с другом. Мощность реактора падает на всем временном интервале, поэтому в результате ее обработки через ОРУК получается отрицательное значение реактивности.

Также по программе TIME-800 была рассчитана нестационарная задача, в которой через каждые 0,1 с моделировался мгновенный переход реактора из одного критического состояния в другое, т.е. при $t = 0,0$ с реактор находился в критическом состоянии 1, при $t = 0,1$ с – в состоянии 2, при $t = 0,2$ с – снова в состоянии 1 и т.д. Результаты данного расчетного эксперимента представлены на Рисунке 26.

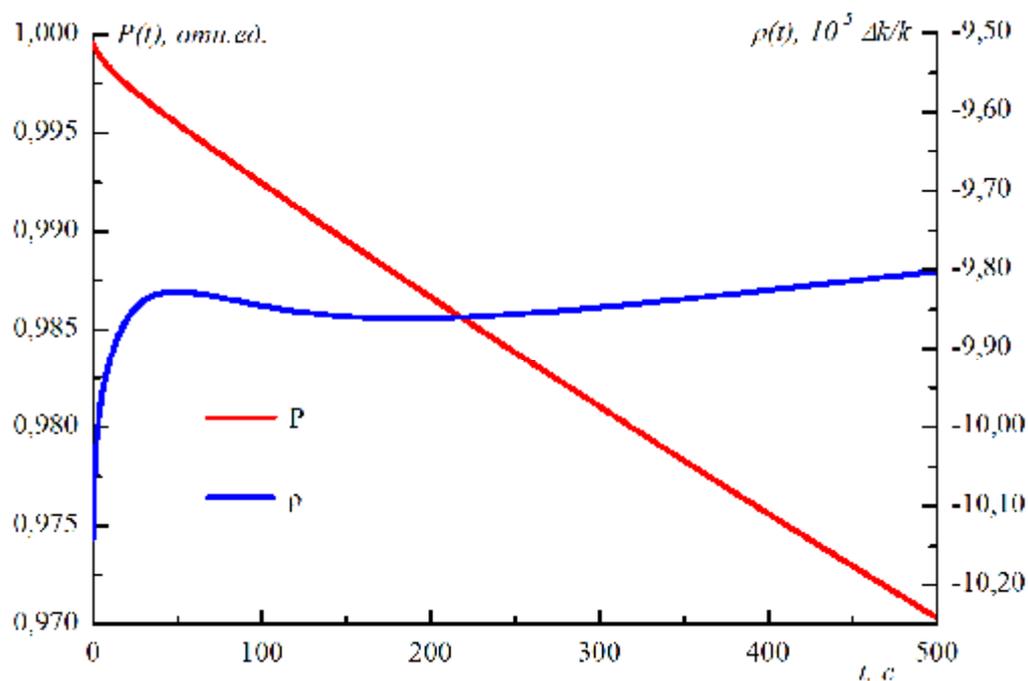


Рисунок 27. Графики изменения мощности $P(t)$ и реактивности $\rho(t)$ при многократных мгновенных переходах реактора из одного критического состояния в другое, полученные в результате конечно-разностного решения уравнения переноса нейтронов без использования приближенных схем (программа TIME-800)

Поскольку шаг по времени $\tau = 0,1$ с существенно меньше времени достижения асимптотического состояния, то каждый переход реактора в другое критическое состояние приводит к новому “обратному” перестроению неустановившегося распределения локальных характеристик реактора. Это также служит причиной уменьшения мощности реактора, в результате обработки которой получается отрицательная величина реактивности.

Нужно подчеркнуть, что при использовании теории возмущений (варианты 2 - 6) переход реактора из критического состояния 2 в состояние 1 в Таблице 8 оценивается положительной реактивностью, то есть противоречит результатам конечно-разностного решения нестационарного уравнения переноса нейтронов без использования приближенных схем. Поэтому реактивность, определенную по вариантам 2 - 6, следует отнести к погрешности самой схемы решения.

4.3.4 Погрешность второго комбинированного приближения

Исходя из результатов двух тестовых задач (см. Подразделы 4.3.2 и 4.3.1), можно сделать вывод, что решение нестационарной задачи при помощи второго комбинированного приближения обеспечивает наиболее точные результаты по сравнению с остальными приближенными методами. Реактивность данной схемы решения содержит погрешность, так как она определяется из асимптотического состояния, ненаблюдаемого при нестационарном процессе. Как было показано в Разделе 4.2.2, в нестационарных процессах реактивность не является постоянной, а меняется до достижения реактором асимптотики на запаздывающих нейтронах. В связи с этим необходимо оценить погрешность второго комбинированного приближения.

На Рисунке 28 приведены графики изменения мощности и реактивности при моделировании сброса всех стержней СУЗ в активную зону рассматриваемого реактора, полученные при помощи программы TIME-800. Данный нестационарный расчет полностью соответствует условию первой тестовой задачи, описанной в Разделе 4.3.2, при определении эффективности всех стержней СУЗ для первого перехода $\Delta\rho^I$.

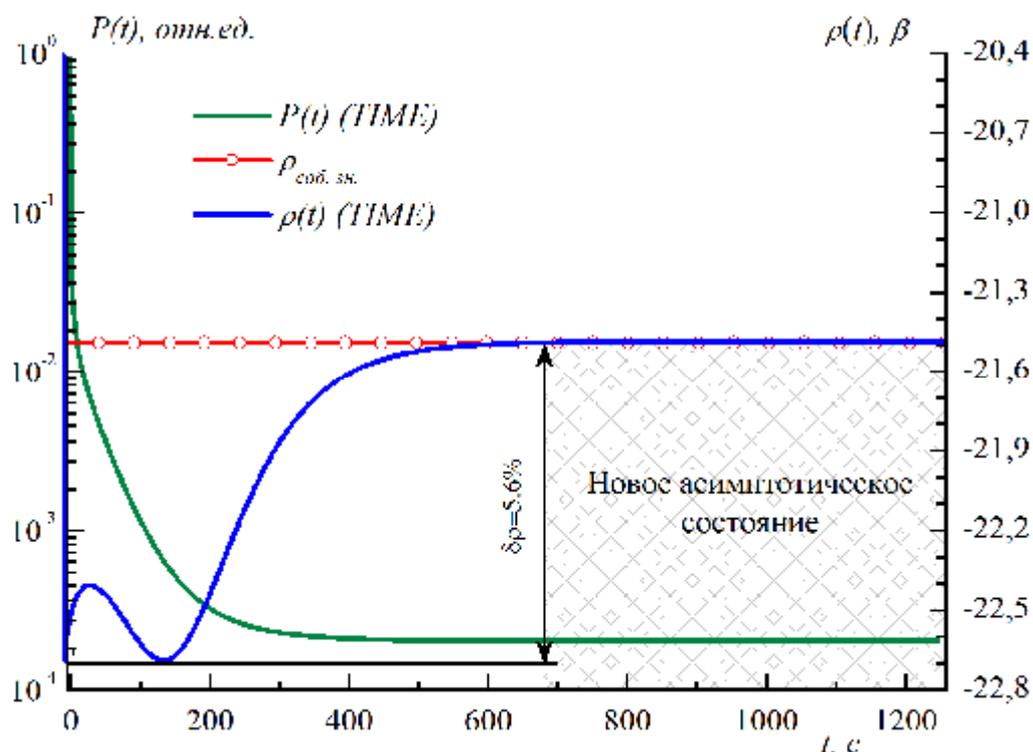


Рисунок 28. Графики изменения мощности $P(t)$ и реактивности $\rho(t)$ при вводе в реактор всех стержней СУЗ, полученные в результате конечно-разностного решения уравнения переноса нейтронов без использования приближенных схем (программа TIME-800) и реактивности $\rho_{\text{соб. зн.}}$, полученной из второго комбинированного приближения (см. Раздел 4.3.1)

Из Рисунка 28 видно, что реактор достиг нового асимптотического состояния спустя примерно 10 мин после окончания движения стержней СУЗ. При этом максимальное отклонение в значении реактивности, наблюдаемой в нестационарном процессе, от своего асимптотического значения составляет 5,6%. Установившееся значение реактивности, полученной по результатам обработки мощности, полностью совпадает с ее оценкой по собственным значениям.

Были проведены аналогичные расчеты по моделированию экспериментов по сбросу в активную зону прототипа реактора БРЕСТ различных комбинаций стержней СУЗ с суммарной эффективностью от $0,7 \beta_{\text{эф}}$ до $\sim 20 \beta_{\text{эф}}$:

- Двух стержней АР;
- Трех стержней АР;
- Всех стержней АР;
- Всех стержней АР и одного стержня КР;
- Всех стержней АР и трех стержней КР;

- Всех стержней АР и шести стержней КР;
- Всех стержней АР и восьми стержней КР и одного стержня АЗ;
- Всех стержней АР и восьми стержней КР и четырех стержней АЗ;
- Всех стержней АР и восьми стержней КР и всех стержней АЗ;
- Всех стержней АР и 11 стержней КР и всех стержней АЗ.

По результатам обработки данных, аналогичной представленной на Рисунке 28, составлен график зависимости максимальной погрешности реактивности, определенной по второму комбинированному приближению, от величины возмущения реактора. Результаты представлены на Рисунке 29.

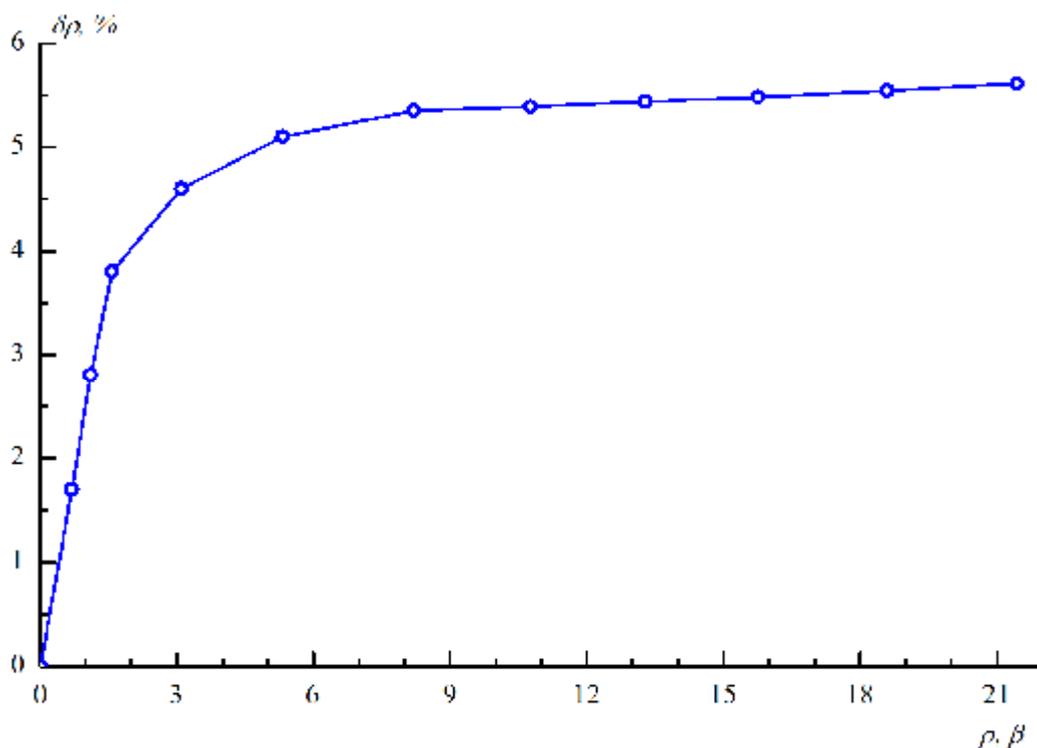


Рисунок 29. Оценка максимальной погрешности реактивности $\delta\rho$, полученной из рассмотрения асимптотического состояния, от величины возмущения реактора ρ .

Как видно из Рисунка 29, погрешность реактивности пропорциональна ее величине и достигает своего максимального значения в 5,6% при вводе в реактор возмущения в $-21,5\beta_{эф}$. Данная погрешность соизмерима с константной составляющей погрешности определения $\beta_{эф}$, оцененной создателями библиотеки БНАБ [68] на уровне 4 – 5%.

4.4 Краткие выводы к главе 4

На основании представленного в настоящей главе материала можно сделать следующие выводы:

- Запаздывающие нейтроны обладают более низкоэнергетическим спектром по сравнению с мгновенными нейтронами, но все же располагаются в рабочей области спектра быстрого реактора, вследствие чего ядерные процессы, протекающие на запаздывающих нейтронах, способны влиять на кинетику быстрых реакторов. Это проявляется в:
 - Изменении эффективности стержней СУЗ при их вводе в активную зону с различной скоростью;
 - Изменении эффективности стержней СУЗ при их вводе в разгоняющийся реактор, т.е. фактическая их эффективность, реализуемая в аварийных ситуациях, будет заведомо меньше, чем было определено из стационарных оценок или в штатных экспериментах. Плутониевая загрузка активной зоны нивелирует данный эффект вследствие более низкого значения доли запаздывающих нейтронов, присущей ^{239}Pu .
- Знания о первой гармонике могут быть использованы для обоснования места размещения стержней СУЗ в активной зоне реактора, обеспечивающего более стабильное изменение локальных характеристик реактора и скорейший выход реактора на асимптотику.
- Расчетная оценка эффективности детектора может быть использована для обоснования оптимального места расположения детектора, обеспечивающего минимальное искажение его показаний.
- Предложены две комбинированные приближенные схемы решения нестационарной задачи переноса нейтронов, обеспечивающих меньшую погрешность, чем улучшенное квазистатическое приближение.
- Проведено исследование погрешности второго комбинированного приближения, результаты которого показали, что данный метод обеспечивает приемлемую скорость получения решения при его достаточно высокой точности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана программа полномасштабного конечно-разностного решения нестационарной задачи переноса нейтронов в быстром реакторе без использования приближенных схем в трехмерной гексагональной геометрии с учетом запаздывающих нейтронов и наличием внешнего источника нейтронов. При данном способе решения прямой задачи кинетики соблюдается естественная причинно-следственная связь процессов возмущения реактора. Оно происходит за счет изменения распределения нейтронно-физических характеристик реактора, из-за чего нарушается баланс между рождением и исчезновением нейтронов, что отражается в перераспределении плотности потока нейтронов с последующим изменением локального энерговыделения и мощности реактора в целом. При этом реактивность не является обязательным параметром для решения задачи, а может быть определена дополнительно в результате обработки локального энерговыделения (или интегральной мощности) через ОРУК. В таком случае реактивность стоит понимать в качестве параметра, характеризующего скорость изменения мощности реактора.

Разработанная программа TIME-800 входит в состав программно-технического комплекса расчетно-экспериментального сопровождения эксплуатации реактора БН-800 Белоярской АЭС ГЕФЕСТ800. Максимальная погрешность, обеспечиваемая программой в области ее применения, не превышает 5%.

Создана программа решения обратной задачи кинетики для обчета экспериментов по измерению эффективности стержней СУЗ методом разгона-сброса TIME_INVERSE. Программа TIME_INVERSE также входит в состав программно-технического комплекса расчетно-экспериментального сопровождения эксплуатации реактора БН-800 Белоярской АЭС ГЕФЕСТ800. Точность результатов расчета программы TIME_INVERSE не превышает 6% при измерении реактивности в диапазоне $0,8 \beta_{эф} > \rho > -0,8 \beta_{эф}$, 7 % при измерении реактивности в диапазоне $-0,8 \beta_{эф} > \rho > -5,0 \beta_{эф}$ и 15% при измерении реактивности вне диапазона $0,8 \beta_{эф} > \rho > -5,0 \beta_{эф}$.

Проведен анализ различных приближенных методов решения задачи кинетики реактора на быстрых нейтронах с демонстрацией возможных погрешностей решения. В приближенных схемах решения задачи переноса нейтронов при описании возмущения реактора нарушена причинно-следственная связь: подразумевается, что первопричина изменения мощности заключена в вводе в реактор ненулевой реактивности. Погрешности в определении реактивности в приближенных методах определяют погрешности самой схемы решения. Проведено обоснование погрешности реактивности, рассчитанной через собственные числа

двух условно-критических состояний реактора (асимптотическая оценка), для нестационарных задач, связанных с движением стержней СУЗ. На основании исследований погрешностей различных приближенных схем предложены комбинированные приближенные методы, обеспечивающие удовлетворительную точность решения при приемлемой скорости расчета.

Проведены расчетные исследования пространственно-временных задач, решенных при помощи прямого конечно-разностного решения нестационарной задачи переноса нейтронов. Основные положения результатов исследований заключаются в следующем:

- В быстром реакторе сильнее проявляется влияние запаздывающих нейтронов на его кинетику, чем в тепловых. В рабочей области тепловых реакторов различия между процессами на мгновенных и запаздывающих нейтронах отсутствуют из-за быстрой потери нейтронами своей энергии. Спектр запаздывающих нейтронов мягче, чем у мгновенных. В быстрых реакторах спектр запаздывающих нейтронов приходится на рабочий спектр реактора. Вследствие чего ядерные процессы, протекающие на запаздывающих нейтронах, способны влиять на кинетику быстрых реакторов. Это проявляется в следующем:
 - Эффективность стержня СУЗ при его вводе в активную зону с разной скоростью при проведении реального эксперимента на реакторе будет неодинаковой из-за различного накопления и распада предшественников запаздывающих нейтронов в процессе движения стержня;
 - Эффективность стержней СУЗ при их вводе в разгоняющийся реактор (т.е. фактическая их эффективность, реализуемая в аварийных ситуациях) будет меньше, чем было определено из стационарных оценок или в штатных экспериментах. При этом плутониевая загрузка активной зоны нивелирует данный эффект вследствие более низкого значения доли запаздывающих нейтронов, присущей ^{239}Pu .
- Решение оптимизационной задачи на базе первой гармоники может быть использовано для выбора такого места размещения стержней СУЗ в активной зоне, при котором обеспечивается более стабильное изменение локальных характеристик реактора и более быстрое достижение асимптотического состояния.
- Расчетная оценка эффективности детектора может быть использована для обоснования оптимального места расположения детектора, обеспечивающего минимальное искажение его показаний.

Список литературы

1. Nuclear Power Reactors in the World // Reference Data Series No. 2. International Atomic Energy Agency. — Vienna. — IAEA. — 2016. — 86 p.
2. Итоги деятельности государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» за 2016 год. // Публичный годовой отчет. — Москва. — Госкорпорация "Росатом". — 2017. — 183 с.
3. Nuclear Power Reactors in the World // Reference Data Series No. 2. — Vienna. — IAEA. — 2017. — 88 p.
4. Пономарев-Степной Н.Н. — Перспективы развития и внедрения замкнутого ядерного топливного цикла // Сборник трудов девятой международной научно-технической конференции «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики». — Москва. — АО «Концерн Росэнергоатом». — 2014. — С. 19 - 22.
5. Об утверждении концепции федеральной целевой программы "Ядерные энерготехнологии нового поколения на период 2010 - 2015 годов и на перспективу до 2020 года": Распоряжение Правительства РФ от 23.07.2009 N 1026-р // Собрание законодательства Российской Федерации. — 2009. — №31 от 03.08.2009 — Ст. 3965.
6. Эффект масштаба // Годовой отчет 2013. — АО «Концерн Росэнергоатом». — Москва. — 2013. — 298 с.
7. Генерируем рекорды // Годовой отчет 2014. — АО «Концерн Росэнергоатом». — Москва. — 2014. — 204 с.
8. Стандарты безопасности. Возможности бизнеса // Годовой отчет 2015. — АО «Концерн Росэнергоатом». — Москва. — 2015. — 125 с.
9. Селезнев Е.Ф. — Кинетика реакторов на быстрых нейтронах. — Москва. — Наука. — 2013. — 239 с.
10. Бартоломей Г.Г., Бать Г.А., Байбаков В.Д. и др. — Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов // Учебное пособие для вузов. — Москва. — Энергоиздат. — 1982. — 512 с.
11. Джадд А. — Реакторы размножители на быстрых нейтронах. — Москва. — Энергоатомиздат. — 1984. — 136 с.
12. Усынин Г.Б., Кусмарцев Е.В. — Реакторы на быстрых нейтронах // Учебное пособие для вузов. — Москва. — Энергоатомиздат. — 1985. — 288 с.
13. Саркисов А.А., Пучков В.Н. — Нейтронно-физические процессы в быстрых реакторах с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — Наука. — 2011. — 168 с.

14. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций. Федеральные нормы и правила в области использования атомной энергии от 10 декабря 2007 г НП 082-07. — Постановление зарегистрировано Минюстом России 21 января 2008 г. №10951.
15. Дементьев Б.А. — Ядерные энергетические реакторы // Учебник для вузов. 2-е издание. — Москва. — Энергоатомиздат. — 1984. — С. 100 - 121.
16. Малышева И.В., Царапкина А.Н., Елисеев В.А. и др. — Особенности начального этапа работы активной зоны реактора БН-1200 // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. — Обнинск. — ИАТЭ НИЯУ МИФИ. — 2013. — №3. — С. 104 - 109.
17. Перегудов А.А. — Программный комплекс для расчета нейтронно-физических характеристик быстрых реакторов и оценки их погрешностей // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. — Обнинск. — АО «ГНЦ РФ - ФЭИ». — 2015. — С. 4 - 57.
18. Жуков А.М. — Минимизация влияния пространственных эффектов на измерения реактивности в быстрых реакторах нового поколения // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2012. — 118 с.
19. Юферов АГ. — Унификация прямой и обратной задач кинетики ядерного реактора // Препринт ФЭИ - 3165. — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2009. — 36 с.
20. Гринспен Х., Келбер К., Окренг К. — Вычислительные методы в физике реакторов // Сборник статей. — Москва. — Атомиздат. — 1972. — 372 с.
21. Белл Д., Глесстон С. — Теория ядерных реакторов // Учебное пособие для вузов. — Москва. — Атомиздат. — 1974. — 494 с.
22. Березнев В.П. — Разработка нейтронно-физического кода CORNER для анализа стационарных и нестационарных процессов в реакторах на быстрых нейтронах // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2017. — С. 11 - 22.
23. Тихомиров Г.В. — Комплексное математическое моделирование нейтронно-физических процессов на основе системного подхода // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. — Москва. — НИЯУ «МИФИ». — 2013. — С. 55 - 82.
24. Чернова И.С. — Модификация улучшенного квазистатического приближения для решения нестационарной задачи переноса нейтронов // Сборник трудов XVII научной

- школы молодых ученых ИБРАЭ РАН. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2016. — С. 189 - 192.
25. Чернова И.С., Селезнев Е.Ф. — Анализ алгоритма улучшенного квазистатического приближения решения нестационарного уравнения переноса нейтронов // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. — Москва. — НИЦ “Курчатовский институт”. — статья находится в печати..
 26. Hill T.R., Reed W.H. — TIMEX: a time-dependent explicit discrete ordinates program for the solution of multigroup transport equations with delayed neutrons // Report LA-6201-MS. — New Mexico, USA. — Los Alamos Scientific Lab. — 1974. — 72 p.
 27. V. Kriventsev, F. Gabrielli, A. Rineiski — Simulation of PHENIX control rod withdrawal experiments with SIMMER-IV // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: The Role of Reactor Physics toward a Sustainable Future on CD-ROM (PHYSOR 2014) — 2014. — Index of paper 1104108. — 14 p (available on [http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix\(CD-ROM\).zip](http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix(CD-ROM).zip)).
 28. M. Marchetti, F. Gabrielli, A. Rineiski and etc. — The SIMMER/PARTISH capability for transient analysis // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: The Role of Reactor Physics toward a Sustainable Future on CD-ROM (PHYSOR 2014). — 2014. — Index of paper 1104619. — 12 p (available on [http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix\(CD-ROM\).zip](http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix(CD-ROM).zip)).
 29. M. Guyot, R. Le Tellier — Improvement of space-time kinetics capability in the SNATCH solver and comparison to KIN3D/PARTISH results // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: The Role of Reactor Physics toward a Sustainable Future on CD-ROM (PHYSOR 2014). — 2014. — Index of paper 1084717. — 14 p (available on [http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix\(CD-ROM\).zip](http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix(CD-ROM).zip)).
 30. Benchmark Analyses of EBR-II Shutdown Heat Removal Tests. — Vienna. — IAEA. — 2017. — Режим доступа www-pub.iaea.org/books/IAEABooks/12247/Benchmark-Analysis-of-EBR-II-Shutdown-Heat-Removal-Tests свободный. — pp. 40 - 48.
 31. Derstine K.L. — DIF3D: A Code to Solve One-, Two-, and Three-Dimensional Finite-Difference Diffusion Theory Problems // ANL-82-64. — USA. — Argonne National Laboratory. — 1984. — 292 p.
 32. Taiwo T.A., Khalil H.S. — DIF3D-K: A nodal kinetics code for solving the time-dependent diffusion equation // Proceedings of the international conference on mathematics and

- computations, reactor physics, and environmental analyses. — USA. — American Nuclear Society. — 1995. — pp. 1171 - 1179.
33. ERANOS 2.3, Modular code and data system for fast reactor neutronics analyses // Режим доступа www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1683 свободный.
34. Caron D., Dulla S., Ravetto P. — New aspects in the implementation of the quasistatic method for the solution of neutron diffusion problems in the framework of nodal method // Annals of Nuclear Energy. — 2016. — №87. — С. 34 - 48.
35. RELAP5-3D. Code Manual Volume I: Code Structure, System Models and Solution Methods // INEEL-EXT-98-00834, Revision 4.0. — The INL is a U. S. Department of Energy National Laboratory operated by Battelle Energy Alliance. — 2005. — pp. 7.1 - 7.75.
36. P. J. Turinsky and etc. — NESTLE: few-group neutron diffusion equation solver utilizing the nodal expansion method for eigenvalue, adjoint, fixed-source steady state and transient problems // NC 27695-7909. — USA. — North Carolina State University. — 1994. — pp. 47 - 51.
37. Кондрушин А.Е. — Развитие метода поверхностных гармоник для решения задач нейтронной пространственной кинетики в ядерных реакторах // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — Москва. — НИЦ «Курчатовский институт». — 2014. — С. 12 - 43.
38. Зинченко А.С. — Разработка алгоритмов и программного обеспечения для расчета кинетики ядерных реакторов методом Монте-Карло // Автореферат на соискание ученой степени кандидата технических наук. — Москва. — НИЦ «Курчатовский институт». — 2016. — 28 с.
39. Белов А.А., Васекин В.Н., Вепрев Д.П. и др. — Расчет стационарных и переходных режимов работы ядерного реактора со свинцовым теплоносителем интегральным кодом ЕВКЛИД/VI // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. — Обнинск. — АО «ГНЦ РФ - ФЭИ». — 2015. — Вып. 3. — С. 91 - 102.
40. Балахнин Е.В., Гаврилов А.В., Карпенко А.И. и др. — Опытная эксплуатация комплекса программ обоснования безопасной эксплуатации реактора БН-600 в динамических режимах – JOKER // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. — Обнинск. — ИАТЭ НИЯУ МИФИ. — 2009. — №2. — С. 35 - 39.
41. Отчет о верификации и обосновании программного средства. Интегральный код для анализа запроектных аварий на АЭС с РУ БН. Версия 2.0. (СОКРАТ-БН/В2) — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2016. — 328 с.

42. Алипченков В.М., Беликов В.В., Васекин В.Н. и др. — Верификация интегрального универсального расчетного кода ЕВКЛИД/V1 // Сборник докладов международной научно-технической конференции "Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики" («МНТК НИКИЭТ-2012»). — Москва. — ОАО «НИКИЭТ». — 2012. — 17 с.
43. Белов А.А., Васекин В.Н., Вепрев Д.П. и др. — Расчет стационарных и переходных режимов работы ядерного реактора со свинцовым теплоносителем интегральным кодом ЕВКЛИД/V1 // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. — Москва. — 2015. - Вып.3. — С. 91-102.
44. Альперович М.Н., Иванов Л.Д. — Пространственно-временной анализ переходных процессов в реакторе // Нейтронно-физические проблемы безопасности ядерно-энергетических установок. Тезисы докладов Всесоюзного семинара по проблемам физики реакторов. — Москва. — ЦНИИ Атоминформ. — 1989. — С. 34.
45. Alperovich M.N., Seleznev E.F., Matvienko I.P. and etc. — The investigation of spread the neutron flux perturbation in the reactor core // Расчетно-экспериментальное обеспечение исследований по безопасности ядерной энергетике и ее топливному циклу: Тезисы докладов 8-го семинара по проблемам физики реакторов. — Москва. — МИФИ. — 1993. — Том 1. — С. 59 - 60.
46. Чернова И.С., Селезнев Е.Ф., Асатрян Д.С. и др. — Комплекс программ ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик БН-800 в нестационарном режиме // Атомная энергия. — Москва. — 2015. — Том 119. — Выпуск 1. — С. 3 - 8.
47. Аттестационный паспорт программного средства «ГЕФЕСТ 800 с системой подготовки констант CONSYST и библиотекой БНАБ-93» от 14 июля 2016 №404. — Москва. — Ростехнадзор. — 9 с.
48. Разработка и верификация первых версий интегрированных кодов нового поколения для анализа и обоснования безопасности реакторов на быстрых нейтронах с реакторными установками БРЕСТ, БН, их топливных циклов, включая отдельные элементы интегрированной системы кодов нового поколения. Выпуск документации по коду пространственного нестационарного расчета TIME // Отчет о научно-исследовательской и опытно-конструкторской работе ИБРАЭ РАН инв. №3537-1/5610-2-9. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2012. — 71 с.
49. Разработка и верификация первых версий интегрированных кодов нового поколения для анализа и обоснования безопасности реакторов на быстрых нейтронах с реакторными установками БРЕСТ, БН, их топливных циклов, включая отдельные

- элементы интегрированной системы кодов нового поколения. «Разработка пространственного нестационарного кода TIME диффузионно-нодального типа в мало- и многогрупповом приближении для решения прямой и обратной задачи» // Технический акт инв. №3537-1/5610-2-8-ТА. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2012. — 134 с.
50. Панова И.С., Селезнев Е.Ф. — Модули нестационарных расчетов задач кинетики в комплексе программ ГЕФЕСТ-800 // Материалы межведомственного XV семинара «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики» (Нейтроника-2014). — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2014. — С. 76 - 77.
51. Бриккер И.Н. — Обращенное решение уравнения кинетики // Атомная энергия. — Москва. — Академия наук союза ССР. Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР. — 1966. — Т. 21. — Вып. 1. — С. 9 - 13.
52. Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. — Экспериментальные методы физики реакторов // Учебное пособие для вузов. — Москва. — Энергоатомиздат. — 1984. — 272 с.
53. Могильнер А.И. и др. — Применение малых ЭВМ для измерения реактивности // Атомная энергия. — Москва. — Академия наук союза ССР. Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР. — 1974. — Т. 36. — Вып. 5. — С. 358 - 361.
54. Колесов В.Е., Макаров О.И., Матвеев И.П. и др. — Программа ДНЕСТР и ее применение для учета пространственных эффектов при измерении реактивности методом ОРУК // Препринт ФЭИ-1162. — 1981. — 16 с.
55. Стумбур Э.А. — Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. — Москва. — Атомиздат. — 1976. — 128 с.
56. Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б. — Теория ядерных реакторов. Т. 1. Элементарная теория реакторов // Учебник для вузов. — Москва. — Энергоатомиздат. — 1978. — 400 с.
57. Верификационный отчет АО «ГНЦ РФ-ФЭИ»: «Верификация программно-технического комплекса расчетно-экспериментального сопровождения эксплуатации реактора БН-800 Белоярской АЭС ГЕФЕСТ-800» // Инв. №224/42.02-16/13038. — Обнинск. — ФГУП «ГНЦ РФ - ФЭИ». — 2014. — 286 с.
58. Марчук Г.И., Лебедев В.И. — Численные методы в теории переноса нейтронов. — Москва. — Атомиздат. — 1981. — 456 с.
59. Шишков Л.К. — Методы решения диффузионных уравнений двумерного ядерного реактора. — Москва. — Атомиздат. — 1976. — 112 с.

60. Панова И.С., Селезнев Е.Ф., Асатрян Д.С. и др. — Нейтронно-физические коды // Сборник докладов международной научно-технической конференции "Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики" («МНТК НИКИЭТ-2012»). — Москва. — ОАО «НИКИЭТ». — 2012. — С. 396 - 407.
61. Панова И.С., Селезнев Е.Ф., Асатрян Д.С. и др. — Комплекс программ ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик РУ БН 800 // Сборник трудов девятой международной научно-технической конференции «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики» (МНТК-2014). — Москва. — ОАО «Концерн Росэнергоатом». — 2014. — С. 120 - 125.
62. Селезнев Е.Ф., Белов А.А. — Развитие расчетных программ сопровождения эксплуатации реакторов БН // Известия вузов. Ядерная энергетика. — ИАТЭ НИЯУ МИФИ — 2011. — №1. — С. 145 - 157.
63. Уолтер А., Рейнольдс А. — Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. — Москва. — Энергоатомиздат. — 1986. — 623 с.
64. Панова И.С., Селезнев Е.Ф. — Особенности расчета пространственной кинетики в реакторах на быстрых нейтронах // Сборник докладов межведомственного XXIII семинара «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики с замкнутым топливным циклом» (Нейтроника-2012). — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2013. — Том 2. — С. 406 - 415.
65. Чернова И.С., Селезнев Е.Ф., Асатрян Д.С. и др. — Комплекс программ ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик БН-800 в стационарном режиме // Атомная энергия. — Москва. — 2015. — Том 118. — Выпуск 6. — С. 303 - 308.
66. Дробышев Ю.Ю. — Системная оболочка программно-технического комплекса ГЕФЕСТ-800 // Сборник трудов XVI научной школы молодых ученых ИБРАЭ РАН. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2015. — С. 76 - 79.
67. Дробышев Ю.Ю., Карпов С.А., Федоров И.В. — Системная оболочка комплекса программ ГЕФЕСТ-800 // Материалы межведомственного XV семинара «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики» (Нейтроника-2014). — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2014. — С. 47 - 48.
68. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М. — Система групповых констант БНАБ-93. Часть 1: Ядерные константы для расчета нейтронных и фотонных полей излучения // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. — Москва. — 1996. — Выпуск 1. — С. 59 - 98.

69. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М., Поляков А.Ю. — Комплекс программ CONSYST/ABBN – подготовка констант БНАБ к расчетам реакторов и защиты // Отчет ФЭИ №9865. — Обнинск. — 1998. — 400 с.
70. Мантуров Г.Н. — Методическое-константное и программное обеспечение нейтронно-физических расчетов быстрых реакторов и оценки погрешностей расчетных предсказаний // Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. — Обнинск. — АО «ГНЦ РФ-ФЭИ». — 2017. — С. 4 - 72.
71. Забродская С.В., Игнатюк А.В., Кошечев В.Н. и др. — РОСФОНД – российская национальная библиотека оцененных нейтронных данных // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. — Москва. — АО «ГНЦ РФ - ФЭИ». — 2007. — Выпуск 1 - 2. — С. 3 - 21.
72. Панова И.С. — Применение программного кода TIME для исследования пространственной кинетики реакторов на быстрых нейтронах. // Сборник трудов XIV научной школы молодых ученых ИБРАЭ РАН — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2013. — С. 150 - 153.
73. Seleznev E.F., Belov A.A., Mushkaterov A.A. and etc. — Fast Breeder Reactor Kinetics. A Direct Problem // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance (PHYSOR 2010). — ISBN: 978-1-61782-001-4. — Volume 2. — NY, USA. — American Nuclear Society. — 2010. — pp. 1000 - 1012.
74. Селезнев Е.Ф. — «Некритичность» критического реактора // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов. — Москва. — 1999. — Выпуск 1. — С. 60 - 66.
75. Y. Shimazu, T. Takeda, W.F.G. van Rooijen — Development of a Three-Dimensional Kinetics Code for Commercial-Scale FBR Full Core Analysis // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: The Role of Reactor Physics toward a Sustainable Future on CD-ROM (PHYSOR 2014) — 2014. — 10 p (available on [http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix\(CD-ROM\).zip](http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix(CD-ROM).zip)).
76. Seleznev E.F., Belov A.A., Mushkaterov A.A. and etc. — Fast Breeder Reactor Kinetics. An Inverse Problem // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance (PHYSOR 2010). — ISBN: 978-1-61782-001-4. — Volume 2. — NY, USA. — American Nuclear Society. — 2010. — pp. 1013 - 1025.

77. Панова И.С., Асатрян Д.С. — Программа обработки экспериментов по определению эффективности стержней СУЗ в комплексе ГЕФЕСТ-800 // Материалы межведомственного XXV семинара «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики» (Нейтроника-2014). — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2014. — С. 7 - 9.
78. Румшицкий Л.З. — Математическая обработка результатов эксперимента. // Справочное руководство. — Москва. — Наука. — 1971. — 192 с.
79. Отчет о верификации и обосновании комплекса программ WCR реактиметра БН-600 // Отчет о научно-исследовательской работе инв. № 12034. — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2008. — 43 с.
80. Селезнев Е.Ф., Белов А.А., Березнев В.П. и др. — Анализ экспериментов на БФС по пространственной кинетике // Тезисы докладов конференции «50 лет БФС». — Обнинск. — ГНЦ РФ-ФЭИ. — 2012. — С. 37 - 39.
81. Положение о рекомендациях по сопоставлению рассчитанной и измеренной реактивности при обосновании ядерной безопасности реакторных установок с ВВЭР (РБ-074-12) от 24 апреля 2012 г. №264. — Москва. — ФБУ «НТЦ ЯРБ». — 2012. — 15 с.
82. Панова И.С. — Влияние пространственной кинетики на эффективность органов СУЗ в реакторах на быстрых нейтронах // Сборник трудов XV научной школы молодых ученых ИБРАЭ РАН. — Москва. — ИБРАЭ РАН. — 2014. — С. 165 - 168.
83. Панова И.С., Селезнев Е.Ф., Белов А.А. и др. — Пространственная кинетика в реакторах на быстрых нейтронах // Известия российской академии наук. Энергетика. — ФГУП Издательство «Наука» — 2013. — №3. — С. 41 - 52.
84. Panova I.S., Belov A.A., Seleznev E.F. and etc. — Spatial Kinetics in Fast Reactors // Proceedings of the International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Safe Technologies and Sustainable Scenarios (FR13) on CD-ROM. — Vienna. — IAEA. — 2013. — 10 p (available on web-site www-pub.iaea.org).
85. Panova I.S., Seleznev E.F., Belov A.A. and etc. — Some results of studying of spatial kinetics in fast reactors // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: The Role of Reactor Physics toward a Sustainable Future on CD-ROM (PHYSOR 2014) — 2014. — 10 p (available on [http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix\(CD-ROM\).zip](http://jolissrch-inter.tokai-sc.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Conf-2014-003-appendix(CD-ROM).zip)).
86. Чернова И.С., Селезнев Е.Ф. — Зависимость эффективности стержней СУЗ от начальных условий их движения // Атомная Энергия. — Москва. — 2016. — Том 20 — Выпуск 5. — С. 258 - 261.

87. Seleznev E.F., Belov A.A., Matveenکو I.P. and etc. — On Fast Reactor Kinetics Studies // Proceedings of the International Conference on the Physics of Reactors: Advances in Reactor Physics (PHYSOR 2012). — ISBN: 978-1-62276-389-4. — Volume 5. — NY, USA. — American Nuclear Society — 2012. — pp. 3960 - 3970.
88. Kuznetsov A.E., Vasiliev B.A., Farakshin M.R. and etc. — Selecting the layout for the hybrid core of the BN-800 reactor // Proceeding of International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear Systems for Sustainable Development on CD. — Vienna. — IAEA. — 2017. — Index of paper CN245-406. — 8 p.
89. Зимин В.Д., Калугин А.В., Щукин Н.В. и др. — Апробация комплекса программ SKETCH-N/UNK на тестовой модели МАГАТЭ быстрого реактора БН-800 // Сборник докладов межведомственного XXIII семинара «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики с замкнутым топливным циклом» (Нейтроника-2012). — Обнинск. — ГНЦ РФ - ФЭИ. — 2013. — Т. 2. — С. 477 - 486.
90. Белов А.А., Белоусов В.И., Чернова И.С. и др. — Использование комплекса ГЕФЕСТ800 для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик РУ БН-800 // Сборник трудов десятой международной научно-технической конференции «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики» (МНТК-2016). — Москва. — АО «Концерн Росэнергоатом» — 2016. — С. 112 - 117.
91. Васильев Б.А., Фаракшин М.Р., Белов С.Б. и др. — Перспективы развития активной зоны реактора БН-800 // Сборник трудов десятой международной научно-технической конференции «Безопасность, эффективность и экономика атомной энергетики» (МНТК-2016). — Москва. — АО «Концерн Росэнергоатом» — 2016. — С. 126 - 130.
92. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. — Групповые константы для расчета реакторов и защиты // Справочник. — Москва. — Атомиздат. — 1981. — 234 с.
93. Лемехов В.В., Смирнов В.С., Уманский А.А. — Активная зона реактора БРЕСТ: современное состояние и перспективы // Сборник докладов международной научно-технической конференции "Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики" («МНТК НИКИЭТ-2012»). — Москва. — ОАО «НИКИЭТ». — 2012. — С. 35 - 41.
94. Баринов С.В., Буколов С.Н., Давыдов В.К. и др. — Нейтронно-физические характеристики реактора БРЕСТ-ОД-300 с нитридным топливом на основе

- низкофонового плутония // Годовой отчет НИКИЭТ. Сборник статей под ред. Е.О. Адамова. — Москва. — ОАО «НИКИЭТ». — 2011. — С. 96 - 99.
95. Avvakumov A.V., Strizhov V.F., Vabishchevich P.N. and etc. — Spectral properties of dynamic processes in a nuclear reactor // Annals of Nuclear Energy. — 2017. — Volume 99. — С. 68 – 79.
96. Chernova I., Seleznev E. — Analysis of various approximations in neutronic calculations of transient in fast reactors // Proceeding of International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear Systems for Sustainable Development on CD. — Vienna. — IAEA. — 2017. — Index of paper CN245-036. — 10 p.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Аттестационный паспорт
программно-технического комплекса ГЕФЕСТ800


Федеральная служба
по экологическому, технологическому и атомному надзору
(Ростехнадзор)

ЭКСПЕРТНЫЙ СОВЕТ ПО АТТЕСТАЦИИ ПРОГРАММНЫХ СРЕДСТВ
ПРИ РОСТЕХНАДЗОРЕ


**АТТЕСТАЦИОННЫЙ ПАСПОРТ
ПРОГРАММНОГО СРЕДСТВА**

Регистрационный номер 404 от 14 июля 2016 года

Настоящий аттестационный паспорт устанавливает назначение и область применения программного средства
«ГЕФЕСТ 800 с системой подготовки констант CONSYST и библиотекой БНАБ-93»,
которые указаны в разделе 2 приложения к настоящему аттестационному паспорту.

Аттестационный паспорт предоставлен
Акционерному обществу «Концерн по производству электрической и тепловой энергии на атомных станциях» (АО «Концерн Росэнергоатом»),
Юридический адрес: 109507, Россия, г. Москва, ул. Ферганская, д. 25.

*Настоящий аттестационный паспорт действует при соблюдении условий
Приложения, являющегося его неотъемлемой частью.*

Срок действия аттестационного паспорта до 14 июля 2026 года

Председатель экспертного Совета
по аттестации программных средств
при Ростехнадзоре, к.т.н.


С. Н. Богдан

ETSON | EUROPEAN TECHNICAL SAFETY ORGANISATIONS NETWORK

РЕГИСТР

PCD 984

 Система менеджмента ISO 9001:2008
www.tuv.com ID 31000001



ПРИЛОЖЕНИЕ

к аттестационному паспорту программного средства № 404 от 14 июля 2016 года

1 Общие сведения

1.1 Название программного средства (далее – ПС)

«ГЕФЕСТ 800 с системой подготовки констант CONSYST и библиотекой БНАБ-93».

1.2 Организации-разработчики ПС

АО «ГНЦ РФ – ФЭИ»;

ИБРАЭ РАН;

АО «ИТЦ «ДЖЭТ».

1.3 Авторы ПС

Д.С. Асатрян, А.А. Белов, В.И. Белоусов, В.П. Березнев, Д.В.Ивченко, Е.Ф. Селезнев, И.С. Чернова, Ю.Ю. Дробышев, С.А. Карпов, И.В. Федоров, Г.Н. Мантуров, А.А. Перегудов, К.Ф. Раскач, М.Ю. Семенов, А.М. Цибуля, А.А. Якунин, А.П. Сорокин, Г.П. Богословская, К.В. Карташов.

1.4 Сведения о регистрации ПС и его компонентов

ПС «ГЕФЕСТ800 с системой подготовки констант CONSYST и библиотекой БНАБ-93» зарегистрировано в ОФАП-ЯР под № 812 от 01.07.2015.

1.5 Основание для выдачи аттестационного паспорта программного средства:

Верификационный отчет АО «ГНЦ РФ-ФЭИ»: «Верификация программно-технического комплекса расчетно-экспериментального сопровождения эксплуатации реактора БН-800 Белоярской АЭС ГЕФЕСТ-800». – Инв. № 224/42.02-16/13038. – Обнинск. – 2014. – 286 с.

Анализ и оценка материалов, содержащих результаты обоснования применения программного средства «ГЕФЕСТ-800». – Отчет ФБУ «ИТЦ ЯРБ» № АО-94/2015. – Москва. – 2015. – 56 с.

Рекомендация секции № 1 «Нейтронно-физические расчеты» экспертного Совета по аттестации программных средств при Ростехнадзоре по составу группы экспертов (протокол заседания от 25.09.2014 № 49) и решение секции № 1 об утверждении результатов экспертизы (протокол заседания от 21.06.2016 № 54/с1-2016).

Решение экспертного Совета по аттестации программных средств (протокол заседания от 14.07.2016 № 68).

1.6 Эксперты, проводившие анализ и оценку верификационных материалов ПС

Н.В. Артамонов, АО «Атомэнергoproject»;

И.Ю. Жемков, д.т.н., АО «ГНЦ НИИАР»;

Н.Г. Кузавков, АО «ОКБМ Африкантов»;

Д.А. Лысов, АО «ВНИИАЭС»;

В.М. Малофеев, к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт»;

В.А. Невиница, к.т.н., НИЦ «Курчатовский институт»;
А.И. Попыкин, к.ф.-м.н., ФБУ «НТЦ ЯРБ»;
Д.А. Шкаровский, к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт».

2 Назначение и область применения ПС

2.1 Назначение ПС

ПС предназначено для проведения эксплуатационных расчетов нейтронно-физических характеристик быстрого реактора с натриевым теплоносителем БН-800 и обоснования ядерной безопасности при обращении со свежим и отработавшим топливом на АЭС. С помощью ПС рассчитываются следующие параметры:

- эффективный коэффициент размножения нейтронов;
- максимальный запас реактивности;
- подкритичность реактора (при перегрузке, после взвода рабочих органов аварийной защиты в рабочее положение);
- $K_{эф}$ подкритических систем с топливом на АЭС (склад свежего топлива, барабан свежих сборок, барабан отработавших сборок, бассейн выдержки энергоблока № 4 Белоярской АЭС БВ-4, чехол БВ-4, внутростанционный транспортный упаковочный контейнер);
- эффективность рабочих органов (РО) системы управления и защиты (СУЗ), групп РО СУЗ;
- энерговыведение в ТВС;
- удельное энерговыведение в ТВС;
- линейная нагрузка на твэл;
- повреждающая доза облучения в конструкционных материалах элементов активной зоны;
- выгорание топлива;
- концентрации нуклидов в ТВС активной зоны и зон воспроизводства при выгорании топлива;
- коэффициент реактивности по температуре теплоносителя на входе в активную зону;
- полный коэффициент реактивности по температуре на минимально контролируемом уровне мощности (МКУ);
- полный мощностной коэффициент реактивности;
- пустотный эффект реактивности;
- эффективная доля запаздывающих нейтронов;
- изменение мощности реактора в штатных переходных процессах;
- остаточное энерговыведение в ТВС при выдержке более суток;
- активность отработавших тепловыделяющих сборок;

температура оболочки твэла в реакторе;
температура оболочки твэла в газовой среде.

2.2 Область применения ПС по типу объекта использования атомной энергии

Быстрый натриевый реактор БН-800 с урановым, уран-плутониевым оксидным и уран-плутониевым нитридным топливом;

склад свежего топлива (ССТ);

барабан свежих сборок (БСС);

барабан отработавших сборок (БОС);

бассейн выдержки четвертого энергоблока Белоярской АЭС (БВ-4);

чехол БВ-4;

внутристанционный транспортный упаковочный контейнер.

2.3 Область применения ПС по моделируемым режимам

Режимы нормальной эксплуатации (стационарные и нестационарные режимы, режимы на минимальном контролируемом уровне мощности и на мощности при отработке стержнями переходных процессов с учетом выгорания топлива).

2.4 Область применения ПС по условиям и параметрам расчета

Материалы поглотителей – естественный карбид бора, обогащенный карбид бора, оксид европия.

Материалы, размещаемые в облучательных каналах – кальций, кобальт.

Температура теплоносителя – не выше температуры его кипения;

Количество ТВС с уран-плутониевым нитридным топливом в загрузке – до 20 штук;

Температура топлива – от 300 К до 2100 К;

Содержание плутония-239 в ТВС БН-800 – не более 60 %;

Обогащение топлива по урану-235 – не более 90 %.

Обогащение по бору-10 в органах СУЗ – не более 92 %.

Расчеты по ПС проводятся только для условий принудительной циркуляции теплоносителя.

2.5 Погрешность, обеспечиваемая ПС в области его применения

В таблице 2.5.1 приведены обеспечиваемые ПС значения погрешностей результатов расчетов, оцененные путем сравнения с данными эксплуатации топливных загрузок реактора, с результатами штатных измерений эффективности РО СУЗ, а также с результатами расчетов, выполненных по другим ПС.

Таблица 2.5.1

№ п/п	Параметр	Погрешность
1	$K_{эфф}^1$	0,004
2	Максимальный запас реактивности ¹	0,4 % $\Delta k/k$
3	Подкритичность реактора ¹ (при перегрузке, после взвода рабочих органов аварийной защиты в рабочее положение)	0,4 % $\Delta k/k$
4	$K_{эфф}$ подкритических систем с топливом на АЭС ¹	0,018
5	Суммарная эффективность органов СУЗ ²	7 %
6	Эффективность одиночных стержней СУЗ ² : компенсирующих стержней стержней автоматического регулирования стержней аварийной защиты стержней пассивной аварийной защиты	7 % 10 % 9 % 10 %
7	Суммарная эффективность группы рабочих органов СУЗ ² : рабочих органов компенсации реактивности (КС) рабочих органов автоматического регулирования (АР) рабочих органов аварийной защиты (АЗ) рабочих органов пассивной аварийной защиты (ПАЗ)	7 % 10 % 10 % 7 %
8	Эффективность органов аварийной защиты без одного наиболее эффективного органа ²	7 %
9	Определение реактивности из измерений штатным реактиметром ¹ : для реактивности в интервале от +0,8 $\beta_{эф}$ до -0,8 $\beta_{эф}$ для реактивности на интервале от -0,8 $\beta_{эф}$ до -5,0 $\beta_{эф}$ для реактивности вне интервала от +0,8 $\beta_{эф}$ до -5,0 $\beta_{эф}$	6 % 7 % 15 %
10	Энерговыделение в ТВС ² : в активной зоне в боковой зоне воспроизводства во внутриреакторном хранилище	3 % 10 % 15 %
11	Максимальное удельное энерговыделение в ТВС активной зоны ¹	10 %
12	Линейная нагрузка на ТВЭЛ ¹	10 %
13	Повреждающая доза облучения в конструкционных материалах активной зоны ¹ : в активной зоне в боковой зоне воспроизводства во внутриреакторном хранилище	10 % 20 % 20 %
14	Выгорание топлива ¹	5 %
15	Концентрации нуклидов в выгружаемых ТВС активной зоны ¹ : ^{238}U , ^{235}U , (^{239}Pu + ^{241}Pu) ^{240}Pu ^{234}U , ^{236}U ^{238}Pu , ^{242}Pu и (^{241}Pu + ^{241}Am) ^{242}Cm ^{236}Pu и ^{232}U	3 % 8 % 10 % 15 % 70 % 100 %

Продолжение табл. 2.5.1

16	Концентрации нуклидов в выгружаемых ТВС зон воспроизводства ¹ : ^{238}U ^{235}U , ($^{239}\text{Pu} + ^{239}\text{Np}$) ^{234}U , ^{236}U и ^{240}Pu ^{242}Pu и ($^{241}\text{Pu} + ^{241}\text{Am}$) ^{238}Pu ^{232}U , ^{236}Pu и ^{242}Cm	3 % 5 % 15 % 20 % 30 % 100 %
17	Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя на входе в активную зону ¹	20 %
18	Полный коэффициент реактивности по температуре на МКУ ¹	10 %
19	Полный мощностной коэффициент реактивности на номинальном (разрешенном) уровне мощности ¹	20 %
20	Пустотный эффект реактивности ¹	25 %
21	Эффективная доля запаздывающих нейтронов ¹	5 %
22	Изменение мощности реактора в штатных переходных процессах, предусмотренных регламентом эксплуатации, в условиях нормальной эксплуатации ¹	5 %
23	Остаточное энерговыделение в ТВС при выдержке более суток ¹	15 %
24	Активность отработавших тепловыделяющих сборок ³	20 %
25	Температура оболочки твэла в реакторе ¹	10 %
26	Температура оболочки твэла в газовой среде ¹	20 %

¹⁾ – максимальная погрешность;

²⁾ – среднеквадратическое отклонение;

³⁾ – консервативная оценка.

3 Сведения о методиках расчета, реализованных в ПС

ПС «ГЕФЕСТ800 с системой подготовки констант CONSYST и библиотекой БНАБ-93» является развитием ПС «ГЕФЕСТ», которое предназначено для эксплуатационных расчетов РУ БН-600 (аттестационные паспорта № 18 от 18.03.1993 г., № 216 от 19.09.2006 г., № 307 от 09.10.2012 г. и № 378 от 16.12.2015 г.).

ПС имеет модульную структуру. Основными модулями ПС являются:

- модуль подготовки нейтронных констант;
- модуль нейтронно-физического расчета реактора в трехмерной геометрии в многогрупповом диффузионном приближении;
- модуль оценки ядерной безопасности на основе метода Монте-Карло;
- модуль расчета энерговыделения;
- модуль расчета выгорания топлива и поглотителя;
- модуль расчета флюенса нейтронов и радиационной нагрузки на конструкционные материалы;
- модуль теплогидравлического расчета;

модуль расчета температур конструкционных материалов в ОТВС в среде теплоносителя или газовой среде;

модуль расчета остаточного тепловыделения;

модуль расчета функции ценности нейтронов и оценок параметров реактора с помощью теории возмущения;

модуль расчета эффективных функционалов кинетики реактора;

модуль нестационарного расчета (прямая и обратная задача) в квазистатическом приближении;

модуль оценки погрешностей результатов расчетов;

блок модулей для работы с топливным архивом.

Функционирование ПС организовано в системной оболочке, обеспечивающей взаимодействие расчетных модулей и пользовательских сервисов (контроль параметров, графическое представление и подготовка данных, анализ результатов расчета).

Расчет поля нейтронов и распределения энерговыделения осуществляется в ПС на основе модели реактора БН-800, включающей в себя ТВС активной зоны, ТВС боковой зоны воспроизводства (БЗВ), ТВС внутриреакторного хранилища (ВРХ), обечайки, выполняющей роль теплового экрана. Обечайка моделируется не менее чем двумя рядами гексагональных ячеек. Выше и ниже топливной части ТВС расположены две расчетные высотные ячейки верхнего и нижнего отражателя соответственно.

Кроме оценки интегральных и локальных характеристик реактора, с учетом реального положения стержней СУЗ, выгорания топлива и поглотителя в процессе работы реактора, ПС позволяет восстановить историю эксплуатации каждой ТВС в реакторе.

Топливный архив ПС служит для хранения информации о топливных сборках, стержнях СУЗ и гильзах стержней СУЗ реактора БН-800. Информация включает в себя паспортные данные ТВС, характеристики ТВС, необходимые для проведения нейтронно-физического расчета, характеристики ТВС, отражающие режим выгорания в процессе эксплуатации в реакторе, а также данные, обеспечивающие расчет остаточного энерговыделения в ТВС на любой момент времени.

На основании данных топливного архива проводится расчет флюенса нейтронов и радиационных нагрузок конструкционных материалов топливных сборок и стержней СУЗ с учетом их движения, расчет выгорания в топливных сборках и стержнях СУЗ.

Задача определения выгорания топлива решается как в расчетной ячейке, где определяются концентрации актиноидов и нуклидов-продуктов деления, а также погрешности их определения, так и в секторах расчетных ячеек, в которых определяются лишь концентрации актиноидов и суммарные концентрации продуктов деления, подразделяемые на продукты деления от урановых и плутониевых нуклидов. Секторальная концентрация нуклидов используется в расчетах при моделировании перестановки ТВС из одной

ячейки в другую, а также используется при определении максимального выгорания топлива.

В ПС включены несколько расчетных модулей, в которых реализован конечно-разностный метод решения многогруппового диффузионного уравнения в трехмерной гексагональной геометрии с ячейкой, моделирующей ТВС или твэл в плане. Шаг по высоте переменный.

Основные нейтронно-физические расчеты проводятся в многогрупповом (26 групп) диффузионном приближении. Нейтронно-физические константы готовятся с помощью системы подготовки констант CONSYST (версия 0601) и библиотеки констант БНАБ-93. При подготовке констант используется мультигрупповое (299 групп) приближение. Указанная библиотека позволяет получить не только константы для нейтронно-физического расчета реактора, но и данные по запаздывающим нейтронам, выходам энергии в процессе деления и захвата.

Для нейтронно-физического потвального расчета активной зоны БН-800 в многогрупповом диффузионном приближении используется модуль ФУБУКИ. В нём каждая сборка (ячейка) разбита на 169 микроячеек – 127 микроячеек соответствуют 127 твэлам и 42 микроячейки моделируют границу сборки (чехол с натрием). ТВС боковой зоны воспроизводства, стержни СУЗ и другие элементы конструкции зоны представляются в виде набора из 169 микроячеек. Модуль обеспечивается набором констант в соответствии с представлением сборки 169 микроячейками.

Расчет $K_{эф}$ подкритических систем с ядерным топливом (склада свежего топлива, барабана свежихборок, барабана отработавшихборок, бассейна выдержки и др.) проводится с использованием модуля ММК800, в котором реализовано решение уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло. Модуль ММК800 обеспечивает прецизионный расчет с использованием 299 энергетических групп, анизотропии рассеяния в P_3 приближении и матрицы термализации в 73 группах, до P_3 приближения анизотропии рассеяния.

Для моделирования движения стержней СУЗ используется специальный алгоритм, позволяющий менять сечения в рассчитываемых ячейках в зависимости от конкретного положения стержней СУЗ, причем вычисляются не только макроскопические сечения, но и микроскопические, что позволяет определять выгорание поглотителя в зависимости от реального положения стержней СУЗ в процессе работы реактора.

Нестационарная задача решается в квазистатическом приближении.

Расчет выгорания топлива проводится итерационным методом. Активность рассчитывается для всех расчетных ячеек ТВС, которыми эта ТВС представлена в топливном архиве ПС.

4 Сведения о базах данных (библиотеках констант), используемых в ПС

Неотъемлемой частью ПС являются:

система подготовки констант CONSYST (версия 0601);

28-ми и 299-ти групповая библиотеки констант БНАБ-93;

библиотека данных по распаду осколков;

библиотека данных по теплофизическим свойствам материалов.

5 Дополнительная информация

В состав ПС, помимо перечисленных в разделе 3 настоящего Приложения, входят также модули нестационарного прямого пространственно-временного расчета.

В качестве дополнительного модуля в комплексе для прецизионных детерминистических нейтронно-физических расчетов в гексагональной геометрии может использоваться модуль CORNER расчета реактора методом дискретных ординат с представлением индикатрисы рассеяния в P_m приближении. Для аппроксимации пространственной зависимости в нем реализована разностная схема DTW для гексагональной геометрии, обеспечивающая получение положительных монотонных решений на крупной непрямоугольной сетке. Энергетическая зависимость представлена многогрупповым приближением. Дискретизация угловой переменной осуществляется за счет введения угловых квадратур. Используется итерационный процесс решения, включающий внешние итерации по источнику деления и внутренние итерации по источнику рассеяния.

Перечисленные в данном разделе модули не аттестуются.

6 Пользователи ПС

Пользователями ПС являются специалисты следующих организаций, прошедшие соответствующее обучение по применению ПС:

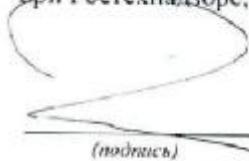
Филиал АО «Концерн Росэнергоатом» «Белоярская атомная станция»;

АО «ГНЦ РФ – ФЭИ»;

ИБРАЭ РАН;

АО «ИТЦ «ДЖЭТ»

Ученый секретарь
экспертного Совета
по аттестации программных средств
при Ростехнадзоре, к.т.н.



(подпись)

С.А. Шевченко

Председатель секции № 1 «Нейтронно-
физические расчеты» экспертного Совета
по аттестации программных средств при
Ростехнадзоре, к.ф.-м.н.



(подпись)

С.М. Зарицкий

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Сравнение различных методов решения нестационарной задачи переноса нейтронов

Сравниваемые параметры	Конечно-разностное решение	Приближенные схемы					
		Точечная кинетика	Адиабатическое приближение	Квазистатическое приближение	Улучшенное квазистатическое приближение	Комбинированное приближение 1	Комбинированное приближение 2
Представление решения	$\psi^g(\mathbf{r}, t)$	$\psi^g(\mathbf{r}, t) = \phi^g(\mathbf{r}) \cdot T(t)$			$\psi^g(\mathbf{r}, t) = \phi^g(\mathbf{r}, t) \cdot T(t)$		
Решаемые задачи	$\psi^g(\mathbf{r}, t)$	<ul style="list-style-type: none"> • определение реактивности ρ; • определение форм-функции $\phi^g(\mathbf{r})$ или $\phi^g(\mathbf{r}, t)$; • определение функции ценности нейтронов CND; • определение эффективных параметров кинетики реактора ($\beta_{эф}$, Λ и т.д.); • определение амплитудной функции $T(t)$; • определение плотности потока нейтронов $\psi^g(\mathbf{r}, t)$. 					
Мощность	Определяется мощностью внешнего источника и его долей среди нейтронов нового поколения в исходном состоянии	Нормировка амплитудной функции на исходную мощность					
Возмущение	Изменение свойств среды реактора, приводящее к возмущениям сечений	Возмущение переводится в возмущение реактивности					
Реактивность как понятие	Следствие нестационарного процесса	Причина нестационарного процесса					

Сравниваемые параметры	Конечно-разностное решение	Приближенные схемы					
		Точечная кинетика	Адиабатическое приближение	Квазистатическое приближение	Улучшенное квазистатическое приближение	Комбинированное приближение 1	Комбинированное приближение 2
Определение реактивности	ОРУК	Определяется извне $\rho_i=r(t)$	Через собственные числа $\rho = \frac{1}{\beta} \frac{1}{k_{эф}} - \frac{1}{k_{эф}} \frac{\ddot{\phi}}{\phi} k_{эф}^{кр}$		По теории возмущений первого порядка $r = \frac{\langle \phi_{исх}^{+g} \delta \Sigma_m \phi_{исх}^g \rangle}{CND}$	Через собственные числа $\rho = \frac{1}{\beta} \frac{1}{k_{эф}} - \frac{1}{k_{эф}} \frac{\ddot{\phi}}{\phi} k_{эф}^{кр}$	По общей теории возмущений $r = \frac{\langle \phi_{исх}^{+g} \delta \Sigma_m \phi_{исх}^g \rangle}{CND}$
Учет запаздывающих нейтронов	Образование и распад	Не учитывает		Образование и распад			
Пересчет форм-функции	Отсутствует	Один или несколько раз			На каждом временном шаге определения амплитудной функции или реже		
Преимущества	Высокая точность решения вследствие правильной причинно-следственной связи	Максимальная скорость получения решения	Высокая скорость получения решения	Высокая скорость получения решения	Достаточная скорость получения решения	Приемлемая скорость получения решения	Приемлемая скорость получения решения
Недостатки	Значительное время решения	Пространственное распределение решения неизменно в течение всего нестационарного процесса	Нет учета появления запаздывающих нейтронов; Реактивность определяется из асимптотических состояний	Реактивность определяется из асимптотических состояний	Значительная погрешность в определении реактивности из-за гетерогенности возмущения в быстрых реакторах; Сопряженная функция $\phi^{+g}(\mathbf{r})$ соответствует исходному критическому стационарному состоянию	Реактивность определяется из асимптотических состояний	Небольшая погрешность в определении реактивности из-за гетерогенности возмущения в быстрых реакторах; Сопряженная функция $\phi^{+g}(\mathbf{r})$ соответствует исходному критическому стационарному состоянию