

Татаринская А. Ю.

ISSN 0205—4671

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

2012

ВЫПУСК

2

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР “КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

В О П Р О С Ы А Т О М Н О Й Н А У К И И Т Е Х Н И К И

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

Ф И З И К А Я Д Е Р Н Ы Х Р Е А К Т О Р О В

ИЗДАЁТСЯ с 1989 г.

ВЫПУСК 2

**Ф И З И К А И М Е Т О Д Ы Р А С Ч Ё Т А
Я Д Е Р Н Ы Х Р Е А К Т О Р О В**

ИЗДАЁТСЯ с 1981 г.

МОСКВА – 2012

Выпуск "Физика и методы расчёта ядерных реакторов" Серии "Физика ядерных реакторов" подготовливается Национальным исследовательским центром "Курчатовский институт".
Подписной индекс 32067 с 2010 г. в каталоге "Газеты. Журналы" ОАО Агентство "Роспечать".

Статьи из сборника "ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов" публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках "Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Yadernykh Reaktorov" журнала "Physics of Atomic Nuclei" (перевод Российского журнала "Ядерная физика"), издаваемого PLEIADES PUBLISHING и распространяемого издательством Springer (ISSN: 1063-7788).

Сборник "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов" включен в Перечень ведущих изданий Высшей аттестационной комиссии.

Статьи, поступающие в редакцию, рецензируются. При перепечатке и цитировании ссылка на сборник ВАНТ обязательна. Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

Редакционная коллегия серии:

главный редактор – Ю.М. Семченков (НИЦ "Курчатовский институт");
заместители главного редактора – С.М. Зарицкий (НИЦ "Курчатовский институт"),
В.Ф. Колесов (ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"), А.Е. Крошили (ОАО "ВНИИАЭС"),
В.В. Пчелин (НИЦ "Курчатовский институт");
ответственный секретарь – Е.А. Старостина (НИЦ "Курчатовский институт");
члены редколлегия – П.Н. Алексеев, Е.В. Бурлаков, А.Ю. Гагаринский,
М.П. Лизоркин, В.Д. Павлов, Я.И. Штрэмбах (НИЦ "Курчатовский институт").

В выпусках "Физика и методы расчёта ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- математические проблемы теории переноса и теории реакторов;
- теория и методы расчёта ядерных реакторов, blankets термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчётных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчётные исследования по физике ядерных реакторов, blankets термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- общие проблемы ядерной энергетики.

Материалы для опубликования следует направлять в НИЦ "Курчатовский институт" на имя главного редактора серии.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics":

- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory;
- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- general problems of nuclear power.

Эксперименты на малогабаритных быстрых критических сборках на стенде АКСАМИТ и их использование для разработки расчётных моделей

*Е.С. Глушков, А.Е. Глушков, Е.А. Гомин, С.Б. Дanelия,
А.А. Зимин, М.А. Калугин, А.В. Капитонова, Г.В. Компаниец,
Н.П. Мороз, В.И. Носов, Р.П. Петрушенко, О.Н. Смирнов,
НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1*

Поступила в редакцию 10.01.2012 г.

Дано подробное описание малогабаритных быстрых критическихборок с высокообогащённым топливом на стенде АКСАМИТ. Приведено описание расчётных моделей критическихборок при комнатной температуре. Сравниваются результаты расчётов критических параметровборок с полученными экспериментальными данными. Показано хорошее согласие расчётных и экспериментальных данных. Разработанные физические модели критическихборок и результаты экспериментов пригодны для верификации программ, предназначенных для расчётов нейтронно-физических характеристик малогабаритных быстрых ядерных реакторов. Полученные по программам семейства MCU результаты расчётов этихборок демонстрируют высокое качество константного обеспечения и реализованных физических моделей.

Ключевые слова: малогабаритные критические сборки, высокообогащённое топливо, критические эксперименты, сравнение результатов расчёта с экспериментом, программы метода Монте-Карло семейства MCU.

Experiments on Small-Size Fast Critical Assemblies on the AKSAMIT Facility and Their Use for Development of Calculation Models. *E.S. Glushkov, A.E. Glushkov, E.A. Gomin, S.B. Daneliya, A.A. Zimin, M.A. Kalugin, A.V. Kapitonova, G.V. Kompaniets, N.P. Moroz, V.I. Nosov, R.P. Petrushenko, O.N. Smirnov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

A detailed description of small-size fast assemblies with highly enriched fuel on the AKSAMIT facility is given. Computational models of the critical assemblies at room temperature are described in detail. The results of the critical parameters calculations are compared with the experimental data. A good agreement between the calculations and the experimental data is shown. The physical models developed for the critical assemblies, as well as the experimental results, are suitable for verification of various codes intended for calculating neutronic characteristics of small-size fast nuclear reactors. For these experiments the results calculated with the MCU family codes show a high quality of the neutron data and the physical models used.

Key Words: Small-Size Critical Assemblies, Highly Enriched Fuel, Critical Experiments, Comparison of Calculated and Experimental Results, Monte Carlo Codes of the MCU Family.

Введение

При разработке космических ядерных энергетических установок (КЯЭУ) для обеспечения приемлемых габарита и веса применяются малогабаритные высокотемпературные реакторы на быстрых и промежуточных нейтронах с бериллиевым отражателем [1...4].

Реакторы на быстрых нейтронах для КЯЭУ имеют целый ряд особенностей. К их числу относятся: малые размеры активной зоны; топливная композиция на основе высокообогащённого урана; высокая энер-

гонапряжённость активной зоны; отражатель из бериллия; высокая температура твэлов, конструкционных материалов, теплоносителя и др. Эти особенности при проведении нейтронно-физических расчётов требуют выбора и усовершенствования соответствующих кодов и библиотек ядерных данных. Наиболее подходящими для этих целей являются расчётные программы с использованием метода Монте-Карло. К такому относятся программы семейства MCU [5, 6], разработанные в НИЦ "Курчатовский институт", и семейства MCNP [7], разработанные в лаборатории Лос-Аламос (США).

Требования к погрешностям расчёта могут быть предварительно сформулированы следующим образом: 0,5...0,7 % для $k_{эф}$, 7...10 % для эффективности регулирующих органов, 5...7 % для распределения энерговыделения и 10...15 % для температурного эффекта реактивности.

Анализ опубликованных ранее результатов экспериментальных исследований показал, что во многих случаях нет полных и точных описаний материального состава и геометрических параметров критических сборок, адекватно отражающих особенности малогабаритных быстрых реакторов космического назначения.

Наиболее полные и представительные экспериментальные исследования нейтронно-физических характеристик малогабаритного гетерогенного реактора на быстрых нейтронах, на наш взгляд, выполнены на критических сборках стенда АКСАМИТ в НИЦ "Курчатовский институт". Эти исследования проводились под научным руководством академика Н.Н. Пономарёва-Степного.

Критический стенд АКСАМИТ введён в эксплуатацию в 1986 г. и предназначен для экспериментального изучения нейтронно-физических характеристик быстрых малогабаритных гетерогенных реакторов с топливом высокого обогащения и бериллиевым отражателем. При разработке активной зоны критической сборки за основу принята конструкция активной зоны быстрого исследовательского реактора БОР-60 [8, 9].

На этом стенде проводились эксперименты на критических сборках в три этапа:

- на первом этапе получены экспериментальные данные по критическим параметрам для различных конфигураций критическихборок при комнатной температуре;
- на втором – по пространственному распределению и профилированию энерговыделения в активной зоне;
- на третьем этапе – в процессе нагрева критической сборки до высоких температур – по зависимости нейтронно-физических характеристик сборки от температуры.

В настоящей статье приведены результаты расчётных исследований на основе

критических экспериментов на стенде АКСАМИТ при комнатной температуре. Дано описание критической сборки, элементов её конструкции и соответствующих физических моделей. Проведено сравнение результатов расчётов критических параметров по программам семейства MCU с полученными экспериментальными данными, которое показало их хорошее согласие.

1. Общее описание критической сборки стенда АКСАМИТ

Общий вид критического стенда АКСАМИТ показан на рис. 1.

На нулевой отметке стапеля стенда АКСАМИТ устанавливается трубная доска из стали 12Х18Н10Т диаметром 1 022 мм с системой отверстий диаметром 44 мм и расположенными в них направляющими втулками. Толщина трубной доски 39,4 мм. Суммарная толщина трубной доски со вставленными в отверстия втулками равна 75 мм. Наружный диаметр верхней части втулки 60 мм, высота верхней части втулки



Рис. 1. Общий вид критического стенда АКСАМИТ

35,6 мм. Наружный диаметр нижней части втулки 44 мм, диаметр отверстия во втулке 38 мм.

Таким образом, в трубной доске с втулками образуется система отверстий диаметром 38 мм, расположенных по треугольной решётке с шагом 62 мм. Ось центрального отверстия трубной доски совпадает с осью критической сборки.

На периферии трубной доски вертикально устанавливается стальная (12X18H10T) обечайка диаметром 1 022 мм, толщиной 15 мм и высотой 1 130 мм, отсчитываемой от нижней поверхности трубной доски. Внутри обечайки вертикально размещаются фигурные стальные (12X18H10T) вытеснители высотой 1000 мм, примыкающие к внутренней поверхности обечайки и образующие внутреннюю полость с многогранной боковой поверхностью.

В эту полость с помощью специальных хвостовиков могут вертикально устанавливаться в отверстия втулок трубной доски призматические шестигранные элементы: тепловыделяющие сборки (ТВС), каналы для органов системы управления и защиты (СУЗ) реактора, кассеты бериллиевого бокового отражателя (БО), стальные имитаторы. Наборы этих элементов образуют различные конфигурации критической сборки.

На рис. 2 приведён общий вид одной из конфигураций (№ 11) критической сборки стенда АКСАМИТ, а на рис. 3 для наглядности – общий вид этой конфигурации критической сборки в изометрии.

На рис. 4 дано поперечное сечение критической конфигурации сборки с одним рядом бериллиевых кассет БО (конфигурация № 11), а на рис. 5 – с двумя рядами бериллиевых кассет БО (конфигурация № 12).

2. Описание основных элементов критической сборки

2.1. Тепловыделяющая сборка

ТВС представляет собой шестигранную оболочку с торцевыми пробками и проставками в нижней и верхней её частях. Внутри оболочки между торцевыми проб-

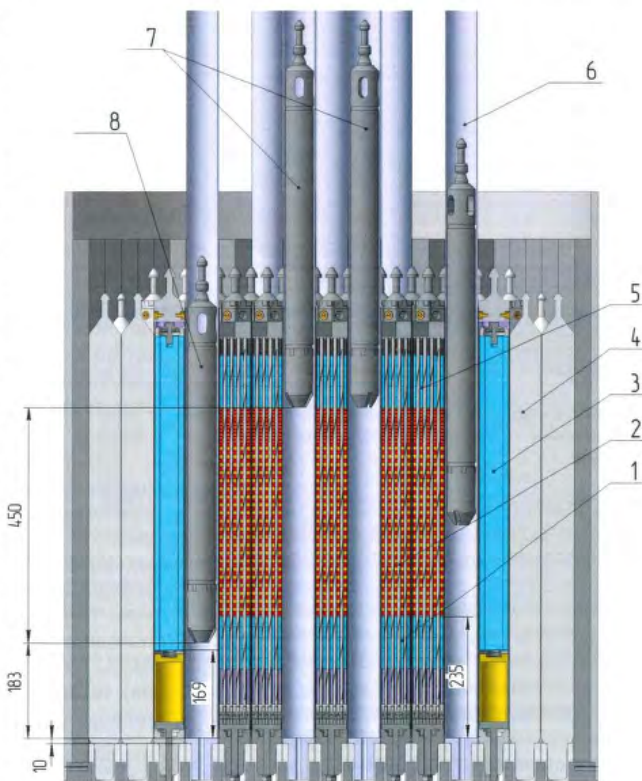


Рис. 2. Общий вид одной из конфигураций (№ 11) критической сборки (продольный разрез): 1 – нижний торцевой отражатель (НТО), 2 – активная зона, 3 – БО (Be), 4 – стальные холостые имитаторы (ХИ), 5 – верхний торцевой отражатель (ВТО), 6 – каналы для стержней СУЗ, 7 – стержни аварийной защиты (АЗ) в верхнем положении, 8 – компенсирующий орган (КО) в нижнем положении. Размеры даны в мм

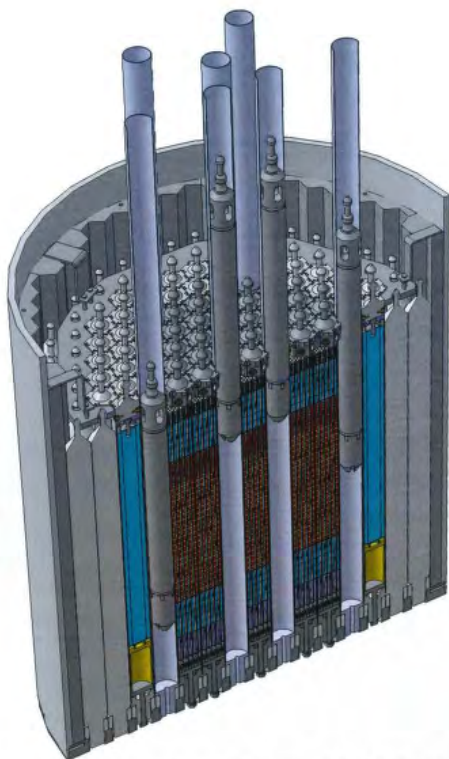


Рис. 3. Общий вид конфигурации № 11 с полным заполнением полости критической сборки в изомерии

ками и проставками располагаются твэлы с торцевыми отражателями и периферийными по высоте конструктивными элементами.

Наружный размер "под ключ" оболочки ТВС равен 61 мм, толщина оболочки 1 мм, высота оболочки 846 мм. ТВС устанавливаются вертикально на верхнюю поверхность втулок трубной доски по шестигранной сетке с шагом 62 мм. Материал оболочки – сталь марки 12X18H10T.

Снизу и сверху внутри оболочки ТВС устанавливаются пробки из стали 12X18H10T шестигранной формы. Выше верхней поверхности нижней пробки внутри оболочки ТВС помещаются твэлы со своими оболочками, внутри которых располагают-

ся топливные сердечники и сердечники торцевых отражателей.

На рис. 6 и 7 приведены схемы соответственно продольного и поперечного сечений ТВС.

Цилиндрические твэлы имеют стальную оболочку с наружным диаметром 6,6 мм и толщиной стенки 0,4 мм (внутренний диаметр оболочки равен $d_{\text{внт}} = 5,8$ мм).

В оболочке из нержавеющей стали марки 06X16H15-МЗБ находится сердечник твэла высотой 400 мм. На наружной поверхности оболочки имеется ленточная дистанционирующая навивка. Сердечник набирается из таблеток нитрида урана (с обогащением 90 % ат. по ^{235}U , диаметром $5,65^{+0,03}_{-0,03}$ мм, высотой $8,8 \pm 0,5$ мм, с плотностью $\gamma_{\text{UN}} = 12,05$ г/см³ и проставок из сплава ВХ-2К (диаметром $5,65^{+0,03}_{-0,03}$ мм, высотой $5,0^{+0,075}_{-0,075}$ мм, с плотностью $\gamma_{\text{ВХ}} = 7,19$ г/см³), которые чередуются по всей высоте сердечника твэла.

Сплав ВХ-2К на основе хрома имеет следующий состав в % масс.: Cr – 98,6; La – 0,4; Ta – 0,5; V – 0,5. В топливном сердечнике каждого твэла количество таблеток из нитрида урана и сплава ВХ-2К и их размеры по высоте подбираются при изготовлении твэла так, чтобы загрузка ^{235}U в каждом твэле равнялась 61,5 г (усреднённое значение по паспортным данным твэлов).

По торцам сердечника с каждой стороны находятся вставки из окиси бериллия диаметром 5,45 мм, плотностью 2,7 г/см³ и высотой 100 мм, которые служат элементами ВТО и НТО. Снизу сердечника НТО внутри оболочки помещаются проставка в виде трубы из стали 06X16H15-МЗБ, ограниченной сверху и снизу стальными шайбами, и элемент крепления (из этой же стали) твэла в ТВС. Сверху сердечника ВТО располагается стальная пружина.

2.2. Кассета бериллиевого БО

Кассета БО, как и ТВС, представляет собой шестигранную стальную оболочку с торцевыми пробками и проставками в нижней и верхней её частях, с теми же размерами и материалом оболочки.

Снизу и сверху внутри оболочки кассеты БО устанавливаются пробки из стали 12Х18Н10Т шестигранной формы. Выше нижней пробки внутри оболочки размещаются стальные проставки и цилиндрический блок из бериллия диаметром 56 мм и высотой 600 мм, охваченный снаружи стальным покрытием толщиной 0,4 мм. Нижний торец блока из бериллия БО расположен на 33 мм выше нижнего уровня НТО ТВС в активной зоне сборки. Плотность бериллия равна $\gamma_{Be} = 1,85 \text{ г/см}^3$.

На рис. 8 и 9 приводятся схемы поперечного и продольного сечений кассеты бериллиевого БО, соответственно.

2.3. Стальные шести- гранные ХИ

При формировании конфигураций критических сборок наряду с каскадами бериллиевого БО и ТВС используются сплошные стальные (12Х18Н10Т) ХИ, по внешней форме аналогичные каскадам бериллиевого отражателя и ТВС. В отличие от последних стальные имитаторы имеют несколько меньшую высоту, а именно, 790

Поперечное сечение этих имитаторов имеет форму правильного шестиугольника с размером "под ключ" 61 мм. Они располагаются на верхней поверхности втулок трубной доски по шестиугольной решётке с шагом 62 мм. Пример схемы поперечного сечения конфигурации с полным заполне-

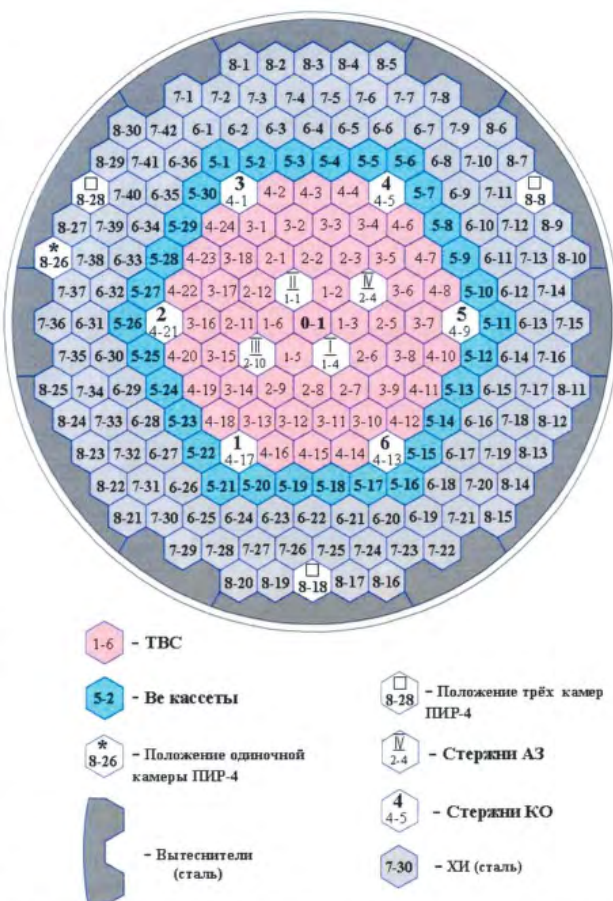
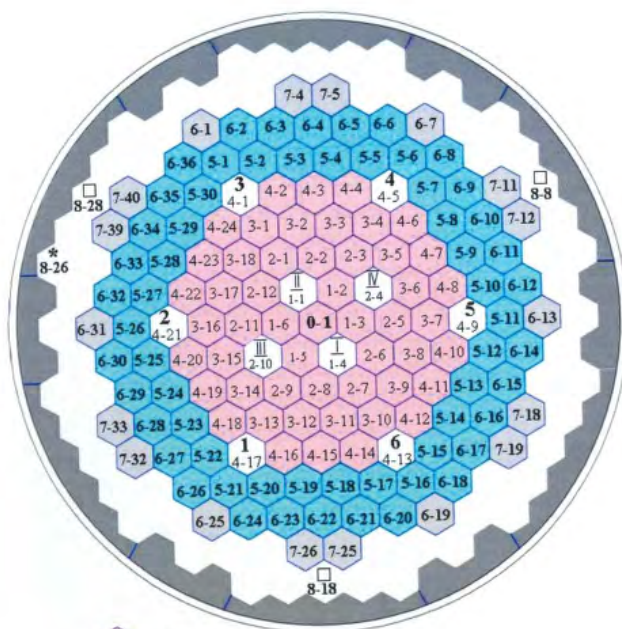


Рис. 4. Схема поперечного сечения конфигурации критической сборки с одним рядом бериллиевых касет БО (конфигурация № 11). Критическое положение органов регулирования СУЗ: все АЗ†, КО1↓, КО2↓, КО3†, КО4↓, КО5 – 257 мм от нижнего концевика, КО6↓; † – стержень в верхнем положении верхнего концевового выключателя (ВКВ), † – стержень в нижнем положении нижнего концевового выключателя (НКВ)

нием полости критической сборки стенда АКСАМИТ приведён на рис. 4.

2.4. Каналы для стержней СУЗ

На трубной доске критической сборки вертикально располагаются 10 цилиндрических каналов для размещения в них стержней СУЗ. Каналы образуются с помощью направляющих труб из стали 12Х18Н10Т



1-6 - ТВС

5-2 - Ве кассеты

* 8-26 - Положение одиночной камеры ПИР-4

Вытеснители (сталь)

□ - Положение трёх камер ПИР-4

IV 2-4 - Стержни АЗ

4 4-5 - Стержни КО

7-26 - ХИ (сталь)

Рис. 5. Поперечное сечение конфигурации критической сборки с двумя рядами бериллиевых кассет БО (конфигурация № 12). Критическое положение органов регулирования СУЗ: все АЗ↑, КО1↓, КО2↑, КО3↓, КО4↑, КО5↓, КО6 - 335,5 мм от нижнего концевика

наружным диаметром 61 мм и внутренним диаметром 58 мм. Расположение каналов для стержней СУЗ по сечению сборки показано на рис. 4 и 5.

2.5. Стержни СУЗ

Конструктивная схема стержня СУЗ приведена на рис. 10.

В стальной оболочке стержня диаметром 54 мм и толщиной стенки 1,2 мм располагается поглотитель в виде таблеток с

отверстием (втулок) из материала на основе карбида бора. Наружный диаметр поглотителя 49 мм, внутренний диаметр 24 мм, высота поглотителя в сборе 400 мм. Ниже поглотителя находится стальной наконечник стержня диаметром 54 мм и высотой 125 мм. Выше поглотителя размещается полость высотой 42 мм, затем стальная пробка высотой 74 мм.

3. Физическая модель критической сборки АКСАМИТ

3.1. Физическая модель трубных досок с обечайкой и фигурными вытеснителями

Физическая модель нижней части трубной доски со вставленными в её отверстия нижними концевиками элементов сборки (ТВС, бериллиевых БО, стальных ХИ и труб для органов СУЗ) представляет собой пластину из стали 12Х18Н10Т плотностью $\gamma_{ст} = 7,8 \text{ г/см}^3$, диаметром 992 мм и высотой 39,4 мм. Сверху на модели нижней трубной доски располагается модель верхней трубной доски, с учётом системы направляющих втулок представляющая собой сплошную пластину из стали 12Х18Н10Т диаметром 992 мм, высотой 35,6 мм, с уменьшенной плотностью $\gamma_{стэф}$. Суммарная высота моделей этих трубных досок составляет 75 мм.

Плотность $\gamma_{стэф}$ материала модели верхней трубной доски с учётом системы направляющих втулок со вставленными в отверстия нижними концевиками элементов

сборки находится, исходя из следующих соображений.

Втулки наружным диаметром $d_{вт} = 60$ мм размещаются на поверхности трубной доски по шестиугольной решётке с шагом $h_{яч} = 62$ мм. В отверстия втулок вставлены нижние стальные концевики элементов сборки. В связи с этим объёмная доля $\epsilon_{вт}$ втулок с концевиками равна отношению площади $F_{вт}$ поперечного сечения втулки с концевиком к площади $F_{яч}$ поперечного сечения шестигранной ячейки расположения втулок.

Снаружи моделей трубных досок вертикально размещается модель цилиндрической обечайки из стали 12Х18Н10Т наружным диаметром 1 022 мм, толщиной стенки 15 мм и высотой 921 мм, отсчитываемой от нижней поверхности модели нижней трубной доски. Внутри модели обечайки на модели верхней трубной доски вертикально устанавливаются модели фигурных вытеснителей из стали 12Х18Н10Т высотой 846 мм, отсчитываемой от верхней поверхности модели верхней трубной доски, которые образуют внутреннюю полость с многогранной боковой поверхностью.

Поперечное сечение этих вытеснителей показано на рис. 4 и 5. Во внутреннюю полость на верхнюю поверхность модели верхней трубной доски устанавливаются модели призматических шестигранных элементов, таких как ТВС, трубы органов СУЗ, кассеты бериллиевого БО, стальные имитаторы, образуя модели различных конфигураций критической сборки.

В физической модели в качестве материала принимается сталь марки 12Х18Н10Т. Плотность стали для нижней трубной доски, обечайки и фигурных вытеснителей равна $\gamma_{ст} = 7,8 \text{ г/см}^3$. Эффективная плотность стали для верхней трубной доски равна $\gamma_{стэф} = 6,6248 \text{ г/см}^3$.

3.2. Физическая модель ТВС

Модель представляет собой шестигранную оболочку с торцевыми пробками и проставками в нижней и верхней её частях. Внутри оболочки между торцевыми пробками с проставками располагаются модели

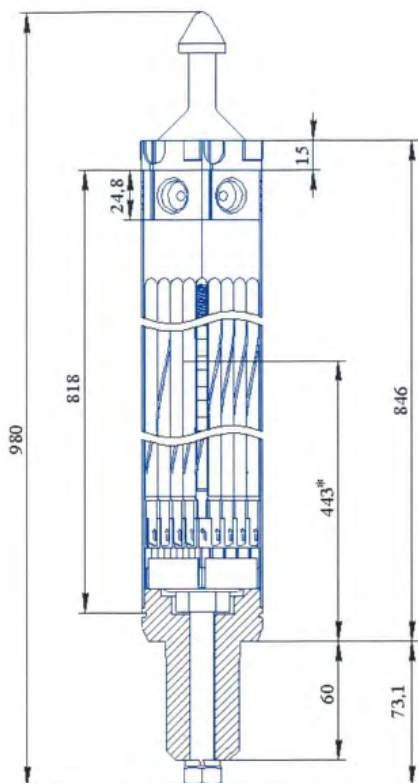


Рис. 6. Схема продольного сечения ТВС, размеры даны в мм (*расстояние до середины активной зоны)

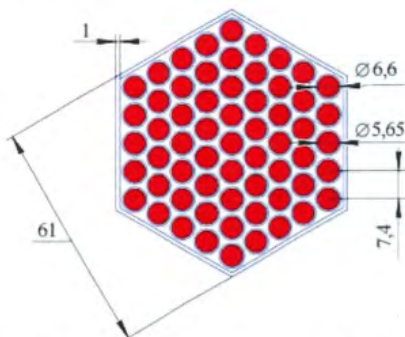


Рис. 7. Схема поперечного сечения ТВС и расчётной модели ТВС (толщина стальной оболочки твэла 0,4 мм), размеры даны в мм

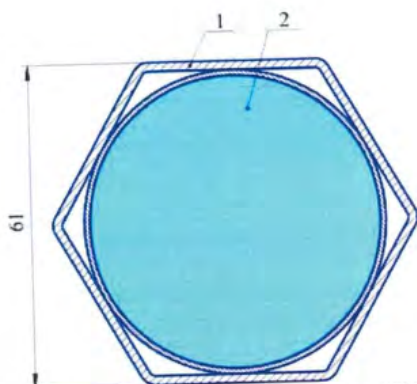


Рис. 8. Схема поперечного сечения кассеты БО: 1 – наружный стальной (12X18H10T) чехол кассеты отражателя толщиной 1 мм; 2 – блок замедлителя из Be ϕ 56 мм, очехлованный стальной (12X18H10T) оболочкой толщиной 0,4 мм

твэлов с торцевыми отражателями и периферийными по высоте конструктивными элементами. Поперечное сечение модели ТВС в средней части активной зоны представлено на рис. 7.

Наружный размер “под ключ” оболочки модели ТВС равен 61 мм, толщина 1 мм, высота оболочки и всей модели ТВС 846 мм. Модели ТВС устанавливаются вертикально на верхнюю поверхность модели верхней трубной доски по шестигранной сетке с шагом 62 мм. Материал оболочки – сталь марки 12X18H10T.

В нижней части модели ТВС внутри оболочки устанавливается пробка из стали 12X18H10T шестигранной формы с размером поперечного сечения “под ключ” 59 мм и высотой 26 мм.

Выше пробки внутри модели оболочки помещается слой пустоты высотой 16 мм, выше которого внутри модели оболочки располагается модель трубной доски ТВС высотой 6,3 мм из стали 12X18H10T с эффективной плотностью $\gamma_{\text{эф}} = 6,6248 \text{ г/см}^3$. На модель трубной доски ТВС сверху вертикально по треугольной сетке (рис. 7) устанавливаются модели твэлов с торцевыми отражателями и периферийными по высоте конструктивными элементами общей высотой 730 мм.

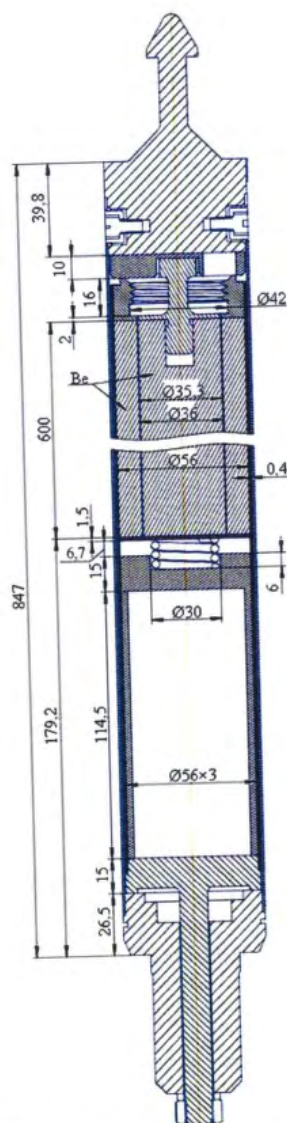


Рис. 9. Схема продольного сечения кассеты БО, размеры даны в мм

Модель такого твэла приводится ниже. Выше моделей твэлов внутри модели оболочки ТВС располагается слой пустоты высотой 27,9 мм, а выше пустоты – модель пробки из стали 12X18H10T шестигранной

формы с размером поперечного сечения "под ключ" 59 мм и высотой 39,8 мм.

В расчётной модели оболочки ТВС с торцевыми пробками и проставками в нижней и верхней частях в качестве материала оболочки, торцевых пробок и трубной доски ТВС принимается сталь марки 12X18H10T, в качестве пустоты – алюминий малой атомной плотности. Для моделирования пустоты атомная плотность алюминия принята равной $\rho_{Al} = 0,1 \cdot 10^{-7}$ ат/(барн·см). Плотность стали 12X18H10T для оболочки и торцевых пробок ТВС принята равной $\gamma_{ст} = 7,8$ г/см³.

3.3. Физическая модель твэла с торцевыми отражателями и периферийными по высоте конструктивными элементами

Модель представляет собой оболочку из нержавеющей стали марки 06X16H15-МЗБ с наружным диаметром 6,6 мм и толщиной стенки 0,4 мм (внутренний диаметр оболочки равен 5,8 мм). Внутри модели оболочки твэла снизу находится модель крепления твэла к трубной доске ТВС, которая представляет собой сплошной стержень из стали марки 06X16H15-МЗБ диаметром 5,2 мм и высотой 27,7 мм.

Сверху на модель крепления твэла внутри модели оболочки помещается модель нижней вставки в виде отрезка трубы с наружным диаметром 5,6 мм, толщиной стенки 0,4 мм и высотой 67 мм из стали марки 06X16H15-МЗБ, а на модель нижней вставки – модель сердечника НТО диаметром 5,45 мм и высотой 100 мм из оксида бериллия с плотностью $\gamma_{BeO} = 2,7$ г/см³.

Сверху на модель НТО внутри модели оболочки устанавливается модель топливного сердечника в виде сплошного цилиндра диаметром 5,65 мм и высотой 400 мм. Материалом модели топливного сердечника служит гомогенная смесь нитрида урана с обогащением 90 % ат. по ²³⁵U плотностью $\gamma_{UN} = 12,05$ г/см³ и сплава ВХ-2К плотностью $\gamma_{ВХ} = 7,19$ г/см³. В топливном сердечнике объёмный состав компонентов (UN, сплав ВХ-2К) подбирается так, чтобы загрузка ²³⁵U в каждом твэле равнялась усреднённому значению 61,5 г по паспорт-

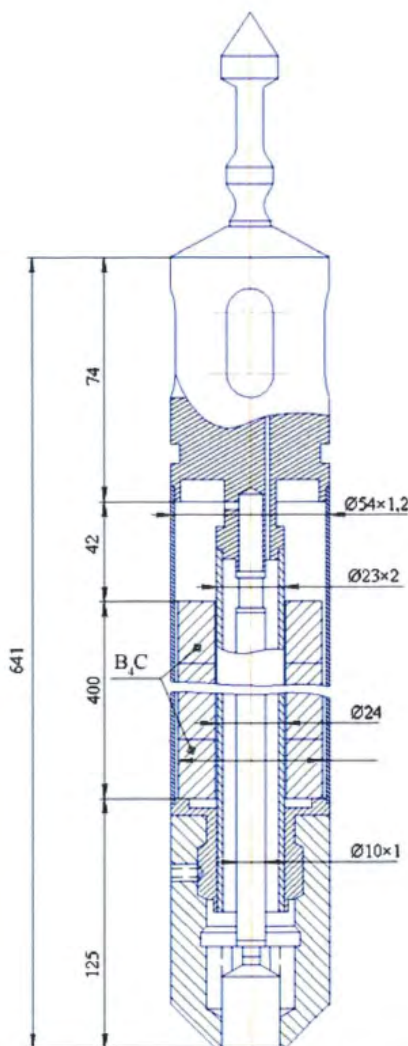


Рис. 10. Схема продольного сечения стержня СУЗ, размеры даны в мм

ным данным твэлов. Принятый объёмный состав материала сердечника: UN – 60 %, ВХ-2К – 40 %.

Сверху на модель топливного сердечника помещается модель сердечника ВТО диаметром 5,45 мм и высотой 100 мм из оксида бериллия BeO с плотностью $\gamma_{BeO} =$

= 2,7 г/см³, а на модель ВТО – модель пружины в виде отрезка трубы с наружным диаметром 5,65 мм, толщиной стенки 0,4 мм и высотой 35,3 мм из стали марки 06Х16Н15-МЗБ.

В модели оболочки твэла с навитой дистанционирующей лентой из нержавеющей стали 06Х16Н15-МЗБ учёт ленты проводится с помощью эквивалентного увеличения плотности стали при неизменной геометрии оболочки так, чтобы масса эквивалентной оболочки равнялась массе оболочки с навитой лентой. Коэффициент увеличения плотности материала оболочки, а следовательно, и ядерных плотностей элементов оболочки при этом находится по формуле $K_p = 1 + M_d/M_{об}$, где M_d – масса ленты на высоте твэла с учётом торцевых отражателей, $M_{об}$ – масса оболочки на высоте твэла с учётом торцевых отражателей, $K_p = 1,064$.

Внутри модели оболочки снизу находится модель крепления твэла к трубной доске ТВС, представляющая собой сплошной стержень из стали марки 06Х16Н15-МЗБ. Сверху на модель крепления твэла помещается модель нижней вставки в твэле, которая представляет собой отрезок трубы из стали 06Х16Н15-МЗБ, а на модель нижней вставки – модель сердечника НТО из оксида бериллия ВеО.

Полости и зазоры в модели ТВС принимаются пустыми. В качестве пустоты принимается алюминий малой атомной плотности.

3.4. Физическая модель кассеты БО

Модель представляет собой шестигранную стальную оболочку, внутри которой размещены торцевые пробки, проставки и цилиндрический блок из бериллия диаметром 56 мм и высотой 600 мм, очехлованный снаружи стальным покрытием

Модель оболочки кассеты БО. Наружный размер “под ключ” модели оболочки БО равен 61 мм, толщина оболочки 1 мм, высота 846 мм. Модели оболочки БО устанавливаются вертикально на верхнюю поверхность модели верхней трубной доски по шестигранной сетке с шагом 62 мм. Материал оболочки – сталь марки 12Х18Н10Т.

Модель нижней пробки. Снизу внутри модели оболочки кассеты БО устанавливается модель нижней пробки из стали 12Х18Н10Т шестигранной формы с размером поперечного сечения “под ключ” 59 мм и высотой 26 мм.

Модель чехла. Выше модели нижней пробки внутри модели оболочки устанавливается модель чехла в виде стальной (12Х18Н10Т) трубы внутренним диаметром 56 мм, толщиной стенки 0,4 мм и высотой 780,2 мм.

Модель нижней проставки внутри чехла. Внутри модели чехла на верхнюю поверхность модели нижней пробки устанавливается модель нижней проставки в виде цилиндра диаметром 56 мм и высотой 150 мм из стали 12Х18Н10Т с эффективной плотностью $\gamma_{эфф} = 1,5756$ г/см³.

Модель бериллиевого блока БО внутри чехла. Внутри модели чехла на верхнюю поверхность модели нижней проставки устанавливается модель бериллиевого блока БО в виде цилиндра диаметром 56 мм и высотой 600 мм. Бериллий радиального отражателя имеет плотность $\gamma_{ве} = 1,85$ г/см³.

Модель верхней проставки внутри чехла. Внутри модели чехла на верхнюю поверхность модели бериллиевого блока БО устанавливается модель верхней проставки в виде цилиндра диаметром 57 мм и высотой 30,2 мм из стали 12Х18Н10Т с эффективной плотностью $\gamma_{эфф} = 6,6248$ г/см³.

Модель верхней пробки внутри оболочки. Внутри модели оболочки кассеты БО сверху модели верхней проставки устанавливается модель верхней пробки из стали 12Х18Н10Т шестигранной формы с размером поперечного сечения “под ключ” 59 мм и высотой 39,8 мм.

3.5. Физическая модель стального ХИ

Модель ХИ представляет собой шестигранную призму из стали 12Х18Н10Т с размером “под ключ” 61 мм и высотой 790 мм. Модели ХИ располагаются вертикально на верхней поверхности модели верхней трубной доски по шестиугольной решётке с шагом 62 мм.

3.6. Физическая модель канала для органа СУЗ

Представляет собой трубу из стали 12Х18Н10Т с плотностью 7,8 г/см³ наружным диаметром 61 мм, толщиной стенки 1,5 мм и высотой 846 мм. Снизу внутри модели канала помещается модель доннышка из стали 12Х18Н10Т с плотностью 7,8 г/см³ в виде цилиндра диаметром 58 мм и высотой 10 мм. Модели каналов для органа СУЗ располагаются вертикально на верхней поверхности модели верхней трубной доски. Места их расположения указаны на картограммах рис. 4 и 5.

3.7. Физическая модель стержня СУЗ

Модель представляет собой цилиндрическую стальную (12Х18Н10Т) оболочку, внутри которой размещены модели торцевых пробок, проставок и поглощающего элемента (пэла). Модель стержня СУЗ помещается внутрь модели канала для органа СУЗ, где модель стержня может занимать различные положения по высоте.

Модель оболочки стержня СУЗ. Представляет собой трубу из нержавеющей стали 12Х18Н10Т наружным диаметром 54 мм, толщиной стенки 1,2 мм и высотой 641 мм. Ось модели оболочки стержня СУЗ совпадает с осью модели канала.

Модель нижней пробки. Снизу внутри модели оболочки стержня СУЗ устанавливается модель нижней пробки из стали 12Х18Н10Т цилиндрической формы диаметром 51,6 мм и высотой 125 мм. Нижние торцевые поверхности моделей оболочки стержня и нижней пробки находятся на одном уровне.

Модель пэла. На модель нижней пробки ставится модель пэла на основе карбида бора с высоким обогащением по изотопу ¹⁰B в виде втулки с диаметрами 24 и 49 мм и высотой 400 мм. Основные параметры материала пэла для стержней критической сборки стенда АКСАМИТ приведены в табл. 1.

В модели материала пэла для любого из указанных в табл. 1 стержней принимаются перечисленные ниже усредненные параметры пэла. Так, например, средний изотопный состав бора по ¹⁰B $\bar{x} = \left(\sum_{j=1}^{i=10} x_j \right) / 10 =$

$= 93,15 \%$ ат. и, соответственно, средний изотопный состав по ¹¹B – 6,85 % ат. Это соответствует среднему изотопному составу бора по ¹⁰B – 92,519 % масс. и среднему изотопному составу бора по ¹¹B – 7,481 % масс.

Таблица 1. Основные параметры материала пэлов поглощающих стержней

j	Стержень	Масса изотопа ¹⁰ B, г	Доля изотопа ¹⁰ B, ат. %	Масса материала поглотителя, г
1	A31	884,99	94,6	1 264,2
2	A32	888,2	91,7	1 314,25
3	A33	890,1	94,6	1 271,5
4	A34	879,4	94,6	1 256,23
5	KO1	872,22	91,7	1 290,6
6	KO2	863,97	91,7	1 278,4
7	KO3	855,18	91,7	1 265,4
8	KO4	881,24	94,6	1 273,4
9	KO5	880,62	94,6	1 257,97
10	KO6	870,86	91,7	1 288,6

Аналогично получаются средние значения других параметров: средняя масса материала поглотителя в стержне – 1 276,06 г; средняя масса изотопа ¹⁰B – 876,68 г; средняя масса изотопа ¹¹B – 70,88 г; средняя масса углерода – 328,5 г.

Объём, занимаемый материалом поглотителя в стержне, – 573,34 см³. Массовая плотность материала пэла в стержне – 2,2256 г/см³. Массовая плотность в материале пэла: ¹⁰B – 1,5291; ¹¹B – 0,12363; углерода – 0,57295 г/см³.

Модель вставки внутри модели пэла. Внутри модели пэла помещается модель вставки в виде сплошного цилиндра диаметром 24 мм и высотой 400 мм. Торцы модели этой вставки совпадают с торцами модели пэла. Материалом вставки служит сталь 12Х18Н10Т с эффективной плотностью $\gamma_{\text{эфф}} = 3,0333 \text{ г/см}^3$.

Модель верхней проставки. Внутри модели оболочки стержня сверху модели пэла со вставкой помещается проставка в виде цилиндра диаметром 51,6 мм и высотой 42 мм. Материалом проставки служит сталь 12Х18Н10Т с эффективной плотностью $\gamma_{\text{эфф}} = 1,5756 \text{ г/см}^3$.

Модель верхней пробки. Сверху верхней проставки внутри модели оболочки стержня СУЗ устанавливается модель верхней пробки из стали 12Х18Н10Т цилиндрической формы диаметром 51,6 мм и высотой 74 мм.

3.8. Положение модели стержня в канале для органов СУЗ

Каждый стержень СУЗ может перемещаться внутри канала по высоте. В экспериментах на критической сборке её критическое состояние определялось по положению каждого из стержней СУЗ внутри канала. За начало отсчёта положения стержня принято расстояние от верхней поверхности модели доннышка канала до нижнего торца модели опущенного до положения НКВ привода стержня, равное $l_0 = 183$ мм.

Положение стержня относительно начала отсчёта определяется по соотношению $z = (l - l_0)$ мм, где l – расстояние от верхней поверхности модели доннышка канала до нижнего торца модели стержня для любого его положения. Максимальное значение l , когда стержень находится в положении ВКВ привода, составляет $l_{\max} = 633$ мм. Максимальный ход каждого стержня по высоте канала равняется $z_{\text{ВКВ}} - z_{\text{НКВ}} = l_{\max} - l_0 = 450$ мм.

4. Результаты критических экспериментов на стенде АКСАМИТ

Для экспериментального определения критических параметров вначале проводился физический пуск сборки с минимальным запасом реактивности. Перед проведением физпуска внутри полости критической сборки во всех ячейках устанавливались стальные ХИ кроме ячеек 8-8, 8-19, 8-26, 8-28, где вместо ХИ размещены камеры для реактиметра ПИР (нумерация ячеек дана на рис. 4 и 5).

Физический пуск сборки осуществлялся последовательной заменой стальных ХИ на ТВС с делящимся материалом от центра к периферии активной зоны и определением критического положения стержней КО (все стержни АЗ†) для первой configura-

ции сборки с минимальным запасом реактивности. Дистанционирование элементов сборки достигалось за счёт жёсткой фиксации хвостовиков ТВС, кассет отражателя, направляющих труб стержней СУЗ и стальных ХИ в соответствующих гнездах нижней трубной доски и с помощью дистанционирующего устройства в верхней части сборки.

Ход каждого из стержней СУЗ составляет 450 мм. При этом крайнее верхнее положение поглощающих стержней выбрано так, чтобы поглощающая часть стержня была выведена из активной зоны. Крайнее нижнее положение стержня соответствует погружению нижнего конца стержня в НТО на 50 мм (рис. 2).

По завершении установки всех 51 ТВС в активную зону сборки была слабоподкритической (коэффициент умножения нейтронов порядка 200). Первое критическое состояние сборки (конфигурация № 1) в результате физического пуска было достигнуто после замены двух ХИ в ячейках 5-2 и 5-22 двумя бериллиевыми кассетами.

В сборке конфигурации № 1 находились 51 ТВС, 2 кассеты бериллиевого БО и 132 стальных ХИ. При этом стержни АЗ-1...4 и КО-1...5 были выведены из сборки на ВКВ, а стержень КО-6 находился на отметке 281 мм от крайнего нижнего положения. На этом физический пуск сборки АКСАМИТ был завершён.

В дальнейшем при известной эффективности органов регулирования проводилась постепенная замена части ХИ, примыкающих к активной зоне, на бериллиевые кассеты БО с получением различных критических конфигураций сборки.

В следующей конфигурации (№ 2) сборки к имеющимся двум бериллиевым кассетам БО конфигурации № 1 в ячейку 5-12 вместо ХИ устанавливалась ещё одна бериллиевая кассета. Критическое состояние для этой конфигурации достигнуто, когда стержни АЗ и КО-1...5 были выведены из сборки на ВКВ, а стержень КО-6 находился на отметке 243 мм от НКВ. Дальнейшие конфигурации критическихборок получались путём построения Ве отражателя по-

следовательной заменой части ХИ, расположенных вблизи активной зоны, на бериллиевые кассеты с соблюдением симметрии их расположения через 120°.

Картограмма поперечного сечения критической сборки конфигурации № 11 приведена на рис. 4. Кроме того, сформирована и экспериментально изучена ещё одна конфигурация (№ 12) сборки – с утолщённым бериллиевым отражателем (рис. 5). Экспериментально полученные критические параметры всех конфигураций критической сборки приведены в табл. 2.

При определении критического состояния сборки в течение 10 мин выдерживалась на постоянном уровне мощности, который фиксировался по показаниям приборов, используемых для измерения токов ионизационных камер. Вследствие имеющихся отклонений в показаниях измерительной аппаратуры этот уровень мощности фиксировался с определенной погрешностью ($\sim \pm 1\%$ отн. ед.).

Такое отклонение мощности от постоянной величины можно рассматривать как возмущение, вносимое в размножающую систему, находящуюся в критическом состоянии. С помощью формулы обратных часов оценена погрешность определения критического состояния сборки в единицах реактивности, составившая $\Delta\rho_{\text{крит}} = \pm$

$0,0005\beta_{\text{эф}}$, где $\Delta\rho_{\text{крит}}$ является случайной величиной.

Для оценки половины ширины интервала $\Delta\rho$ неопределённости (доверительного интервала) применяется следующее соотношение: $\pm \Delta\rho = \pm t_P \sigma$, где t_P – коэффициент охвата, равный 1,6 при доверительной вероятности $P = 0,9$ вне зависимости от конкретного типа распределения для обширного класса высокочентропийных симметричных непрерывных распределений от равномерного до нормального; σ – стандартное отклонение случайной величины от математического ожидания.

В нашем случае $\sigma_{\text{крит}} = \Delta\rho_{\text{крит}}/1,6 = 0,0003\beta_{\text{эф}}$. Кроме того, при определении критического состояния сборки использовался измеритель реактивности ПИР с разрешающей способностью $\Delta\rho_{\text{пир}} = \pm 0,0003\beta_{\text{эф}}$, т.е. $\sigma_{\text{пир}} = \Delta\rho_{\text{пир}}/1,6 = 0,0002\beta_{\text{эф}}$.

Таким образом, в экспериментах по определению критического состояния сборки верхняя оценка $\sigma_{\text{экс}}$ для стандартного отклонения значения $k_{\text{эф}}$ от единицы составляет $\sigma_{\text{экс}} = \sqrt{\sigma_{\text{крит}}^2 + \sigma_{\text{пир}}^2} = 0,0004\beta_{\text{эф}}$, где $\beta_{\text{эф}} = 0,0072$, и, следовательно, значение $\sigma_{\text{экс}}$ пренебрежимо мало, т.е. в экспериментах при определении критического состояния сборки принимается $k_{\text{эф}} = 1,00000$.

Т а б л и ц а 2. Экспериментальные критические параметры конфигураций критической сборки АКСАМИТ (в активной зоне – 51 ТВС, все стержни АЗ ↑)

Конфигурация	Количество Вв кассет	Количество ХИ	Критическое положение стержней КО:					
			↑ – КО на ВКВ; ↓ – КО на НКВ, или – мм от НКВ					
			КО1	КО2	КО3	КО4	КО5	КО6
1	2	132	↑	↑	↑	↑	↑	281
2	3	131	↑	↑	↑	↑	↑	243
3	6	128	↑	↓	↑	↑	↑	358
4	9	125	↑	↓	↑	↑	↑	175
5	12	122	↑	↓	↑	↑	↑	37
6	15	119	↑	↓	↑	↓	↑	259
7	18	116	↑	↓	↑	↓	↑	262
8	21	113	↑	↓	↑	↓	↑	77
9	24	110	↑	↓	↑	↓	260	↓
10	27	107	↑	↓	↑	↓	101	↓
11 (рис. 4)	30	104	↓	↓	↑	↓	257	↓
12 (рис. 5)	60	18	↓	↑	↓	↑	↓	335,5

5. Результаты расчёта $k_{эф}$ для моделей критических сборок АКСАМИТ по версиям программы MCU и сравнение с экспериментальными данными

Результаты расчётов $k_{эф}$ для расчётных моделей экспериментальных конфигураций j критических сборок (см. табл. 2) по программе MCU-KS с библиотекой ядерных данных MCUDB50RF [6], основанной на константах российских файлов РОСФОНД [10], и программе MCU-REA с банком данных DLC/MCUDAT-2.1 [5] приведены в табл. 3.

На рис. 11 и 12 в качестве примера приведены картограммы реализованных в MCU расчётных моделей поперечных сечений критической сборки конфигураций №№ 11 и 12. В табл. 3 для каждой конфигурации сборки приводятся также величина разности $\Delta k_j = k_{эфj} - k_{эф}^{экс}$ между рассчитанным значением эффективного коэффициента размножения и экспериментальным значением и $\Delta k_j / k_{эфj}$, %.

Из табл. 3 следует, что расчётные значения $k_{эфj}$ близки к экспериментальным, разница между расчётным и экспериментальным значениями $k_{эф}$ по абсолютной величине не превышает 0,65 %.

Заключение

Анализ опубликованных ранее результатов экспериментальных исследований показал, что во многих случаях нет полных и точных описаний материального состава и геометрических параметров критических сборок, адекватно отражающих особенности малогабаритных быстрых реакторов.

На критических сборках стенда АКСАМИТ в НИЦ "Курчатовский институт" проведены наиболее полные и представительные экспериментальные исследования нейтронно-физических характеристик малогабаритных быстрых гетерогенных критических систем.

На этом стенде проводились эксперименты на критических сборках в три этапа:

- на первом получены экспериментальные данные по критическим параметрам для различных конфигураций критических сборок при комнатной температуре;
- на втором этапе – по пространственному распределению и профилированию энерговыделения по активной зоне;
- на третьем – в процессе нагрева критической сборки до высоких температур – по зависимости нейтронно-физических характеристик сборки от температуры.

В настоящей статье приведены результаты первого этапа экспериментов и рас-

Таблица 3. Результаты расчётов критических параметров для моделей экспериментальных конфигураций критических сборок

Конфигурация j	Расчёт по MCU-KS			Расчёт по MCU-REA		
	$k_{эфj}$	Δk_j	$\Delta k_j / k_{эфj}$, %	$k_{эфj}$	Δk_j	$\Delta k_j / k_{эфj}$, %
1	1,0028(2)	0,0028	0,2792	1,0020(2)	0,0020	0,1996
2	1,0045(2)	0,0045	0,4480	1,0035(2)	0,0035	0,3488
3	1,0023(2)	0,0023	0,2295	1,0022(2)	0,0022	0,2195
4	1,0014(2)	0,0014	0,1398	1,0018(2)	0,0018	0,1797
5	1,0024(2)	0,0024	0,2394	1,0026(2)	0,0026	0,2593
6	1,0022(2)	0,0022	0,2195	1,0035(2)	0,0035	0,3488
7	1,0029(2)	0,0029	0,2892	1,0051(2)	0,0051	0,0507
8	1,0015(2)	0,0015	0,1498	1,0037(2)	0,0037	0,3686
9	1,0024(2)	0,0024	0,2394	1,0047(2)	0,0047	0,4678
10	1,0027(2)	0,0027	0,2693	1,0051(2)	0,0051	0,5074
11	1,0032(2)	0,0032	0,3190	1,0065(2)	0,0065	0,6458
12	0,9975(2)	-0,0025	-0,2506	1,0020(1)	0,0020	0,1996

Экспериментальное значение $k_{эф}^{экс}$ для каждой критической конфигурации равно 1,0000

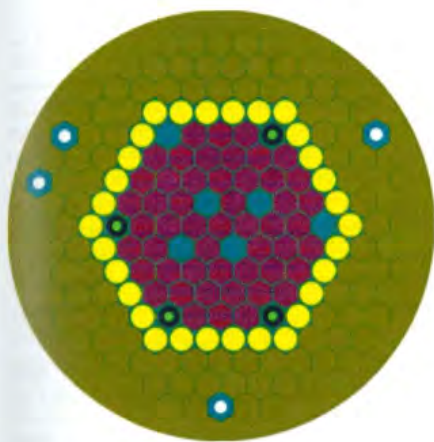


Рис. 11. Картограмма реализованной в MSU расчётной модели поперечного сечения критической сборки конфигурации № 11 (см. рис. 4): 51 ТВС, 30 кассет Ве отражателя и 104 ХИ; критическое положение органов регулирования: все АЗ ↑, КО1↓, КО2↓, КО3↑, КО4↓, КО5 – 257 мм от крайнего нижнего положения НКВ, КО6↓

чётных исследований критических параметров для критической сборки стенда АКСАМИТ при комнатной температуре.

Дано описание критической сборки, элементов её конструкции и соответствующих физических моделей. Приведено подробное описание исследованных конфигураций критической сборки при комнатной температуре.

Проведено сравнение результатов расчётов критических параметров по разработанным моделям по программам семейства MSU с полученными экспериментальными данными при комнатной температуре для исследованных конфигураций критической сборки, показавшее их хорошее согласие.

В дальнейшем необходимо продолжить работу по верификации программ семейства MSU по экспериментальным данным по пространственному распределению и профилированию энерговыделения по активной зоне (второй этап) и экспериментальным данным по изменению нейтронно-физических характеристик (температурные эффекты) в процессе нагрева критической

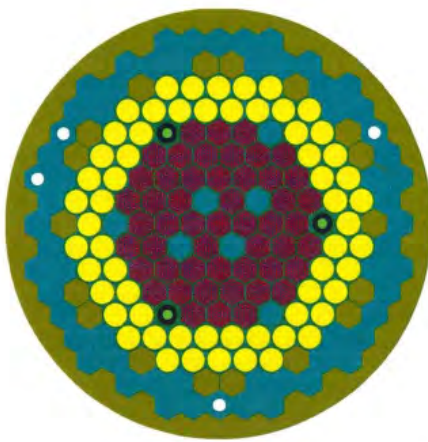


Рис. 12. Картограмма реализованной в MSU расчётной модели поперечного сечения критической сборки конфигурации № 12 (см. рис. 5): 51 ТВС, 60 кассет Ве отражателя и 18 стальных ХИ; критическое положение органов регулирования: все АЗ ↑, КО1↓, КО2↑, КО3↓, КО4↑, КО5↓, КО6 – 335 мм от крайнего нижнего положения НКВ

сборки АКСАМИТ до высоких температур (третий этап).

Разработанные физические модели критической сборки и её элементов пригодны также для верификации других программ, включая программы семейства MCNP.

Список литературы

1. Пономарев-Степной Н.Н. Ядерная энергетика в космосе // Атомная энергия, 1989, т. 66, вып. 6, с. 371–376.
2. Кухаркин Н.Е., Пономарев-Степной Н.Н., Усов В.А. Космическая ядерная энергетика (ядерные реакторы с термоэлектрическим и термоэмиссионным преобразованием "Ромашка" и "Енисей"). М.: ИздАт, 2008.
3. Васильковский В.С., Андреев П.В., Зарицкий Г.А., Пономарев-Степной Н.Н., Компаниец Г.В., Усов В.А., Василенко В.В., Данилюк А.Ю., Зубрев В.Н., Павлов К.А., Рачев Л.А., Чупахин В.П., Шевцов Г.А., Витер В.В., Аракин М.В., Ксенофонтов Е.А. Тарарин Л.Н., Полетаев Б.И., Лянной Е.Г., Павлов А.Ю., Романов А.В. Проблемы космической энергетики и роль ядерных энергетических установок

в их решении. В сб. конф. "Ядерная энергия в космосе-2005". Подольск, 1-3 марта 2005 г.

4. *Mondt J.F., Truscello V.C., Marriott A.T.* SP-100 Power Program / In: Proc. The Eleventh Symposium Space Nuclear Power and Propulsion. Albuquerque, NM, USA, January 9-13 1994, part 1, p. 143-181.

5. *Гомин Е.А.* Статус MCU-4 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 1, с. 6-32.

6. *Алексеев Н.И., Большагин С.Н., Гомин Е.А., Городков С.С., Гуревич М.И., Калугин М.А., Кулаков А.С., Марин С.В., Новосельцев А.П., Олейник Д.С., Пряничников А.В., Сухино-Хоменко Е.А., Шкаровский Д.А., Юдкевич М.С.* Статус MCU-5. Там же, 2011, вып. 4, с. 4-23.

7. *Brismester J.F.* MCNP. A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Ver. 4B, Report LA-12625-M, Los Alamos Laboratory, March 1997.

8. *Сборник докладов* научно-техн. семинара "Обмен накопленным опытом по созданию и освоению установок с быстрыми реакторами на основе реактора БОР-60". Димитровград, 1973.

9. *Пономарев-Степной Н.Н., Глушков Е.С., Глушков А.Е., Зимин А.А., Компаниец Г.В., Капитонова А.В., Носов В.И., Петрушенко Р.П., Смирнов О.Н., Усов В.А.* Поглощающие материалы для высокотемпературных быстрых ядерных реакторов космического назначения (обзор и оценки). Препринт ИАЭ-6631/4, 2010.

10. *Забродская С.В., Игнатюк А.В., Коцеев В.Н., Манохин В.Н., Николаев М.Н., Проняев В.Г.* РОСФОНД – российская национальная библиотека нейтронных данных // ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 2007, вып. 1-2, с. 3-21.

Контактная информация –

Глушков Евгений Серафимович, г. н. с., тел.: (499)196-98-21, e-mail: glushkov@adis.vver.kiae.ru.

Гомин Евгений Алексеевич, г. н. с., тел.: (499)196-98-11, e-mail: gomin@adis.vver.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2, с. 3-18.

УДК 621.039.5

Уравнения метода поверхностных гармоник для решения нестационарных задач переноса нейтронов и их верификация

В.Ф. Бояринов, А.Е. Кондрушин, П.А. Фомиченко,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 11.11.2011 г.

Получены нестационарные уравнения метода поверхностных гармоник (МПГ) для плоской одномерной геометрии. На примере расчетов известных тестовых задач из сборника "Benchmark Problem Book ANL-7416" проведена верификация полученных уравнений, продемонстрированы возможности и эффективность МПГ в применении к решению нестационарного уравнения переноса нейтронов в диффузионном приближении. Результаты работы показывают, что реализация МПГ для полномасштабных расчетов позволит достичь существенного прогресса в эффективном решении нестационарных задач переноса нейтронов в ядерных реакторах.

Ключевые слова: МПГ, нестационарное уравнение переноса нейтронов, пространственно-временная кинетика, верификация.

Surface Harmonic Method Equations for Solving the Time-Dependent Neutron Transport Problems and Their Verification. *V.F. Boyarinov, A.E. Kondrushin, P.A. Fomichenko, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

Surface harmonic method (SHM) time-dependent equations have been obtained. Verification of these equations has been carried out by calculating the problem tasks from "Benchmark Problem Book ANL-7416". The capacity and effectiveness of the SHM have been demonstrated to calculate the time-dependent neutron transport equation in diffusion approximation. The results of studies show that implementation of SHM for full-scale calculations will make significant progress in the efficient solution of the time-dependent neutron transport problems in nuclear reactors.

Key Words: SHM, the Time-Dependent Neutron Transport Equation, Space-Time Neutron Kinetics, Verification.

Введение

С ростом требований к надёжности предсказания характеристик безопасности ядерных реакторов повысились и требования к эффективности и качеству решения нестационарных задач переноса нейтронов. Повышение эффективности при использовании традиционных прецизионных детерминистических и инженерных подходов упирается в серьёзные ограничения: для первых - по вычислительным затратам, для вторых - по точности расчёта. В настоящей работе исследуется применение МПГ [1] для нестационарных задач переноса нейтронов [2]. МПГ обеспечивает точность расчёта на уровне прецизионных детерминистических подходов при небольших вычислительных затратах, характерных для инженерных подходов.

Ранее проводились попытки получения конечно-разностных уравнений МПГ для нестационарного уравнения переноса [3...7]. Следует отметить, что ни в одной из этих работ полученные уравнения не были программно реализованы и верифицированы. В настоящей работе впервые проведена верификация программно реализованных нестационарных уравнений МПГ. Програм-

мная реализация и верификация проведены для конечно-разностных уравнений пространственной кинетики в одномерной плоской геометрии.

Одномерная плоская геометрия интересна тем, что для ячеек в такой геометрии существуют только симметричные и антисимметричные пробные решения, и в этом смысле система пробных решений полна и возможно получение решения задач с любой заранее заданной точностью. Кроме того для этой геометрии имеются тесты для решения группового диффузионного уравнения, и существует возможность получения эталонного решения. Эти особенности одномерной плоской геометрии дали возможность численно проверить и верифицировать полученные уравнения МПГ и численные алгоритмы, использованные при их программной реализации.

1. Уравнения пространственной кинетики нейтронов в МПГ

Совместная система нестационарных уравнений для функции распределения нейтронов и концентраций предшественников запаздывающих нейтронов имеет вид [8]

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \psi(\mathbf{w})}{\partial t} + \Omega \nabla \psi(\mathbf{w}) + \Sigma(\mathbf{r}, E, t) \psi(\mathbf{w}) = \int \int \Sigma_s(\mathbf{r}, t, \Omega', E' \rightarrow \Omega, E) \psi(\mathbf{w}') d\Omega' dE' + \tilde{\chi}_p(E) \int \int (1 - \beta(\mathbf{r}, E')) v \Sigma_f(\mathbf{r}, E', t) \psi(\mathbf{w}) d\Omega' dE' + \sum_j \tilde{\chi}_j(E) \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t); \quad (1)$$

$$\partial C_j(\mathbf{r}, t) / \partial t = -\lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) + \int \int \beta_j(\mathbf{r}, E') v \Sigma_f(\mathbf{r}, E', t) \psi(\mathbf{w}') d\Omega' dE', \quad (2)$$

где $\mathbf{w} \equiv \{\mathbf{r}, \Omega, E, t\}$; $\mathbf{w}' \equiv \{\mathbf{r}, \Omega', E', t\}$; $\tilde{\chi} = \frac{1}{4\pi} \chi$; $\beta(\mathbf{r}, E') = \sum_j \beta_j(\mathbf{r}, E')$;

$\tilde{\chi}_p(E)$ - спектр мгновенных нейтронов деления; $\tilde{\chi}_j(E)$ - спектр j -й группы запаздывающих нейтронов деления; $\beta_j(\mathbf{r}, E')$ - доля j -й группы запаздывающих нейтронов деления от полного числа нейтронов деления; $\beta(\mathbf{r}, E')$ - доля всех запаздывающих нейтронов деления от полного числа нейтронов деления; $C_j(\mathbf{r}, t)$ - концентрация предшественников запаздывающих нейтронов группы j .

В данной работе уравнения (1), (2) решаются в одномерной плоской геометрии. Уравнение (1) решается с помощью МПГ, при этом решение в групповом приближении ищется в виде линейной комбинации стационарных пробных матриц с неизвестными коэффициентами, зависящими от времени:

$$\Psi^{(L)}(x, \Omega, t) = \sum_{k=1}^L \Phi_k^{(L)}(x, \Omega) \mathbf{I}_k^{(L)}(t), \quad (3)$$

где $\Phi_k^{(L)}(x, \Omega)$ - пробные матрицы, каждый вектор которых удовлетворяет стационар-

ному уравнению, соответствующему нестационарному уравнению (1) внутри k -й ячейки и некоторым граничным условиям; l – номер пробной матрицы, $L + 1$ – число пробных матриц для каждой ячейки (для одномерной плоской геометрии $L + 1 = 2$).

Пусть $\Psi^+(x, \Omega)$ – точное решение соответствующего сопряжённого стационарно-

$$\Delta N(t) = \int_{4\pi} d\Omega \int_V dx \left\{ \Psi^+(x, \Omega), \delta \hat{L} \Psi^{(1)}(x, \Omega, t) \right\} = \int_{4\pi} d\Omega \sum_k \int_{V_k} dx \Omega \nabla \left\{ \Psi^+(x, \Omega), \Psi^{(1)}(x, \Omega, t) \right\} + \int_{4\pi} d\Omega \sum_k \int_{V_k} dx \left\{ \Psi^+(x, \Omega), \left[\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \Psi^{(1)}(x, \Omega, t) + \sum_j \frac{\partial C_j(x, t)}{\partial t} \tilde{\chi}_j \right] \right\}. \quad (4)$$

Первая часть невязки – поверхностная невязка, связанная с неточным выполнением граничных условий; вторая часть – объёмная невязка, связанная с тем, что в качестве пробных решений берутся решения стационарного уравнения.

Процедура минимизации невязки (4) даёт конечно-разностные уравнения МПГ. Эта процедура является довольно громоздкой, но стандартной для МПГ. Опуская промежуточные выкладки, при некоторых предположениях запишем окончательную систему конечно-разностных уравнений:

$$\theta_{0,k}^{-1} \frac{d}{dt} \Phi_k(t) + \frac{2}{h} \frac{d}{dt} \sum_j C_{j,k}^{(0)}(t) - \quad (5)$$

$$- \hat{\Lambda}_0 \Phi_k(t) + \Sigma_k \Phi_k(t) = 0;$$

$$\theta_{1,k}^{-1} \frac{d}{dt} \Phi'_k(t) + \frac{2}{h} \sum_j \frac{d}{dt} C_{j,k}^{(1)}(t) - \quad (6)$$

$$- \hat{\Lambda}_1 \Phi_k(t) + \Sigma_k \Phi'_k(t) = 0,$$

$$\text{где } \theta_{l,k}^{-1} = (\Phi_k^{+,T,l})^{-1} \int_{V_k} dx \Phi_{k,(0)}^{+,T,l}(x) \frac{1}{v} \Phi_{k,(0)}^{(l)}(x);$$

$$\Phi_k = (\Phi_k^{(0)} - \Phi_k^{(1)}) \mathbf{I}_k^{(0)}; \quad \Sigma_k = \frac{2}{h} (\Phi_k^{(0)} - \Phi_k^{(1)})^{-1};$$

$$\Phi'_k = (\Phi_k^{(0)} - \Phi_k^{(1)}) \mathbf{I}_k^{(1)}; \quad \left. \begin{aligned} \hat{\Lambda}_0 \mathbf{A}_k &= \frac{1}{h^2} \sum_{j=1}^2 \mathbf{H}_{k,k'} (\mathbf{A}_{k\pm 1} - \mathbf{A}_k); \\ \hat{\Lambda}_1 \mathbf{A}_k &= \frac{1}{h^2} \sum_{j=1}^2 \mathbf{H}_{k,k'} (\mathbf{A}_{k'} - \mathbf{A}_k) \cos \alpha_{kj}; \end{aligned} \right\}$$

$$\mathbf{H}_{k,k\pm 1} = 2\mathbf{D}_{k\pm 1} (\mathbf{D}_{k\pm 1} + \mathbf{D}_k)^{-1} \mathbf{D}_k; \quad \left. \begin{aligned} \mathbf{D}_k &= h(\Phi_k^{(1)})^{-1} / 2; \\ k' &= k + 1 \text{ для } j = 1 \text{ и } k' = k - 1 \text{ для } j = 2. \end{aligned} \right\}$$

Соответствующая система уравнений для концентраций предшественников запаз-

го уравнения. Умножая уравнение (1), записанное для плоской одномерной геометрии, на $\Psi^+(x, \Omega)$, а сопряжённое стационарное уравнение на $\Psi^{(L)}(x, \Omega, t)$, вычитая одно из другого и интегрируя по всему объёму и всем направлениям полёта нейтронов, получим невязку в следующем виде:

дывающих нейтронов после соответствующих преобразований принимает вид

$$dC_{j,k}^{(l)}(t) / dt = -\lambda_j C_{j,k}^{(l)}(t) + \beta_k^{(0),j}(t) \Phi_k^{(l)}(t); l = 0, 1, (7)$$

$$\text{где } \beta_k^{(0),j}(t) = h(\Phi_{k,(0)}^{+,T,l})^{-1} / 2 \times$$

$$\times \int_{V_k} dx [\Phi_{k,(0)}^{+,T,l}(x) \chi_j \Sigma_{\text{eff}}^+(x) \Phi_{k,(0)}^{(l)}(x)] \Sigma_k;$$

$$(\Sigma_{\text{eff}}^+(x))_g = \beta_j^g(x) v \Sigma_f^g(x);$$

$$C_{j,k}^{(l)}(t) = (\Phi_k^{+,T,l})^{-1} \int_{V_k} dx \Phi_{k,(0)}^{+,T,l}(x) C_j(x, t) \chi_j;$$

$$\Sigma_{\text{eff}}^+(x) - \text{вектор-строка.}$$

Удобно переписать системы (5)...(7) в виде следующих двух систем:

$$\left. \begin{aligned} \theta_{0,k}^{-1} \frac{d}{dt} \Phi_k(t) + \frac{2}{h} \frac{d}{dt} \sum_j C_{j,k}^{(0)}(t) - \\ - \hat{\Lambda}_0 \Phi_k(t) + \Sigma_k \Phi_k(t) = 0; \\ \frac{d}{dt} C_{j,k}^{(0)}(t) = -\lambda_j C_{j,k}^{(0)}(t) + \beta_k^{(0),j}(t) \Phi_k^{(0)}(t); \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \theta_{1,k}^{-1} \frac{d}{dt} \Phi'_k(t) + \frac{2}{h} \frac{d}{dt} \sum_j C_{j,k}^{(1)}(t) - \\ - \hat{\Lambda}_1 \Phi_k(t) + \Sigma_k \Phi'_k(t) = 0; \\ \frac{d}{dt} C_{j,k}^{(1)}(t) = -\lambda_j C_{j,k}^{(1)}(t) + \beta_k^{(1),j}(t) \Phi_k'(t). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Следует отметить, что системы (8), (9) получены при некоторых предположениях, а именно, в них мы пренебрегли членами, которые могут привести к уравнениям телеграфного типа (см., например, [9], с. 223). Система уравнений (8) служит основной системой конечно-разностных уравнений пространственной кинетики в МПГ с учётом запаздывающих нейтронов в диффузионном приближении для одномерной плоской системы.

Система уравнений (9) решается только в том случае, если необходимо восстановить пространственный ход функций распределения потока нейтронов и концентраций предшественников запаздывающих нейтронов внутри нод.

2. Итерационная схема

Для решения системы (8) используется неявная схема решения временных уравнений. Запишем систему (8) в алгебраическом виде

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{M}(t_s)\Phi(t_s) &= \mathbf{S}(t_{s-1}); \\ \mathbf{S}(t_{s-1}) &= \mathbf{\Theta}^{-1}(t_s)\Phi(t_{s-1})/\Delta t_s + \\ &+ \frac{2}{h} \sum_j \lambda_j C_j^{(0)}(t_{s-1}) / (1 + \lambda_j \Delta t_s); \\ C_j^{(0)}(t_s) &= [C_j^{(0)}(t_{s-1}) + \Delta t_s \mathbf{B}'(t_s)\Phi(t_s)] / (1 + \lambda_j \Delta t_s); \\ C_j^{(0)}(t_0) &= \mathbf{B}'(t_0)\Phi(t_0) / \lambda_j, \end{aligned} \right\} (10)$$

где

$$\mathbf{M}(t_s) = -\mathbf{H}(t_s) - \mathbf{F}_{v\Sigma_f}(t_s) + \mathbf{\Theta}^{-1}(t_s)/\Delta t_s + \\ + \frac{2}{h} \sum_j \frac{1}{(1 + \lambda_j \Delta t_s)} \mathbf{B}'(t_s);$$

$$\mathbf{H}_k = \hat{\mathbf{A}}_0 - \Sigma_{at,k}; \quad \Sigma_{at,k} = \Sigma_k + \mathbf{R}_{v\Sigma_f,k};$$

$$(\mathbf{R}_{v\Sigma_f,k})_{g'g} = \frac{1}{2h} \int_{V_g} v \Sigma_{f,g'}(\mathbf{r}) (\Phi_{g',g'}^{(0)})(\mathbf{r}) (\Sigma_k)_{g'g} d\mathbf{r};$$

$\mathbf{R}_{v\Sigma_f,k}$ — матрица реакции типа $v\Sigma_f$.

В матрице $\mathbf{M}(t_s)$ собраны все члены, стоящие перед неизвестным вектором для текущего времени, а именно, $\Phi(t_s)$. Соответственно источник $\mathbf{S}(t_{s-1})$ содержит только неизвестные векторы для предыдущего момента времени, а именно, $\Phi(t_{s-1})$ и $C_j^{(0)}(t_{s-1})$.

Запишем итерационную схему решения первого уравнения системы (10) в виде

$$\mathbf{M}^{ss}(t_s)\Phi_g^{(n)}(t_s) = \mathbf{S}_g(t_{s-1}) - \sum_{g'=1}^{G-1} \mathbf{M}^{ss'}(t_s)\Phi_{g'}^{(n)}(t_s) - \\ - \sum_{g'=g+1}^G \mathbf{M}^{ss'}(t_s)\Phi_{g'}^{(n-1)}(t_s). \quad (11)$$

В уравнении (11) $\Phi_g^{(n)}(t_s)$ — пространственный вектор, относящийся к группе g ; $\mathbf{M}^{ss'}(t_s)$ — пространственная матрица с фиксированными значениями групп g и g' .

Обращение пространственной матрицы $\mathbf{M}^{ss}(t_s)$ проводится по методу верхней релаксации. Для этого матрица $\mathbf{M}^{ss}(t_s)$ представлена в виде

$$\mathbf{M}^{ss}(t_s) = \mathbf{D}^{ss}(t_s) + \mathbf{L}^{ss}(t_s) + \mathbf{U}^{ss}(t_s).$$

Здесь $\mathbf{D}^{ss}(t_s)$ — диагональная часть матрицы $\mathbf{M}^{ss}(t_s)$, $\mathbf{L}^{ss}(t_s)$ — нижнетреугольная часть (с нулями на диагонали) матрицы $\mathbf{M}^{ss}(t_s)$, $\mathbf{U}^{ss}(t_s)$ — верхнетреугольная часть (с нулями на диагонали) матрицы $\mathbf{M}^{ss}(t_s)$.

Итерации верхней релаксации (индекс m) в результате можно записать в виде

$$\Phi_g^{(n,m)}(t_s) = (\mathbf{D}^{ss}(t_s))^{-1} \times \\ \times \left[-\mathbf{L}^{ss}(t_s)\Phi_g^{(n,m-1)}(t_s) - \mathbf{U}^{ss}(t_s)\Phi_g^{(n,m)}(t_s) + \mathbf{S}_g(t_{s-1}) - \right. \\ \left. - \sum_{g'=1}^{G-1} \mathbf{M}^{ss'}(t_s)\Phi_{g'}^{(n,m)}(t_s) - \sum_{g'=g+1}^G \mathbf{M}^{ss'}(t_s)\Phi_{g'}^{(n-1,m)}(t_s) \right]; \quad (12)$$

$$\Phi_{g'}^{(0,0)}(t_s) = \Phi(t_{s-1}).$$

3. Программа SUHAM-PL-1D-T

В рамках комплекса программ SUHAM [10, 11] создана программа SUHAM-PL-1D-T, предназначенная для решения группового нестационарного уравнения диффузии для одномерной плоской геометрии при помощи МПГ. В программе реализованы конечно-разностные уравнения (11). Для внутренних итераций использована схема метода верхней релаксации (12).

4. Верификация программы SUHAM-PL-1D-T

Для верификации программы SUHAM-PL-1D-T применялся бенчмарк BSS-6, описанный в [12]. Это одномерная трёхзонная модель (рис. 1) с заданными двухгрупповыми диффузионными константами (табл. 1). В табл. 2 приведены параметры запаздывающих нейтронов.

В качестве эталона для решения нестационарного одномерного группового диффузионного уравнения использовалась программа SUHAM-PL-1D-T в рамках комплекса SUHAM, реализующая метод прямо-

го численного моделирования нестационарного диффузионного уравнения.

Таблица 1. Начальные двухгрупповые константы задачи BSS-6

Величина	Физическая зона	
	1 и 3	2
D_1 , см	1,500	1,000
D_2 , см	0,500	0,500
Σ_{a1} , см ⁻¹	0,011	0,010
Σ_{a2} , см ⁻¹	0,180	0,080
$v\Sigma_{f1}$, см ⁻¹	0,010	0,005
$v\Sigma_{f2}$, см ⁻¹	0,200	0,099
$\Sigma_s^{1 \rightarrow 2}$, см ⁻¹	0,015	0,010
$\Sigma_s^{2 \rightarrow 1}$, см ⁻¹	0,000	0,000
v_1 , см/с	$1,0 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^7$
v_2 , см/с	$3,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$

Проведены расчёты трёх вариантов бенчмарка BSS-6, отличающиеся законом ввода реактивности:

- A0 – сечение увода нейтронов в первой и третьей зонах во второй энергетической группе линейно увеличивается на 3 % в течение первой секунды;
- A1 – сечение увода нейтронов в первой зоне во второй энергетической группе линейно увеличивается на 3 % в течение первой секунды;
- A2 – сечение увода нейтронов в пер-

вой зоне во второй энергетической группе линейно уменьшается на 1 % в течение первой секунды.

Отметим, что в описании бенчмарка отсутствуют какие-либо неопределённости в начальных данных. Поэтому расчёт путём МИГ (далее будем называть этот расчёт SUHAM-МИГ) и детерминистическое решение уравнения диффузии по программе SUHAMD-PL-1D-T (далее SUHAM-ДИФ) должны давать очень близкие результаты. Чтобы увидеть разницу в расчётах, выбрали заведомо избыточные в обычных случаях критерии точности, а в таблицах числа приведены с большим, чем принято в практических расчётах, числом значащих цифр.

Так, при расчёте исходного стационарного состояния выбраны следующие относительные критерии сходимости: 10^{-9} – для внутренних итераций по потоку и внешних итераций (как по потоку, так и по собственному значению), 10^{-7} – для сверхвнешних итераций МИГ по k_{eff} . Относительные критерии сходимости при переходе с одного момента времени на другой: 10^{-7} для внутренних итераций и 10^{-9} для внешних. Отметим, что в расчётах SUHAMD-ДИФ и SUHAM-МИГ применены одинаковые способы организации итераций как внутренних, так и внешних.

В табл. 3 приведены сравнительные результаты расчёта k_{eff} начального состояния по двум программам и вычислительные за-

Таблица 2. Параметры запаздывающих нейтронов задачи BSS-6

№ группы	1	2	3	4	5	6
β_i	0,00025	0,00164	0,00147	0,00296	0,00086	0,00032
λ_i	0,0124	0,0305	0,1110	0,3010	1,1400	3,0100

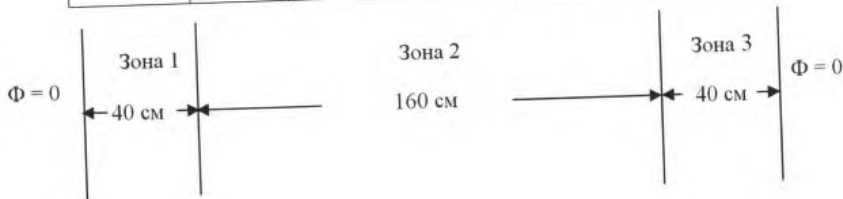


Рис. 1. Геометрическая модель бенчмарка BSS-6

Таблица 3. Сравнительные результаты расчёта k_{eff} начального состояния

SUHAM-ДИФ			SUHAM-МПП			
h , см	k_{eff}	Относительные вычис- лительные затраты	H , см	k_{eff}	δk_{eff} , %	Относительные вычис- лительные затраты
0,25	0,901598732	1	1	0,901598785	5,9e-6	0,06
			2	0,901598786	6,0e-6	0,02
			5	0,901598820	9,8e-6	0,13
			10	0,901598670	6,9e-6	0,29
0,5	0,901605584	1	2	0,901605604	2,2e-6	0,12
			5	0,901605608	2,7e-6	0,78
			10	0,901605752	1,9e-5	1,71
1,00	0,901632301	1	5	0,901632279	2,4e-6	3,8
			10	0,901632293	8,9e-7	9,2
2,00	0,901732261	1	8	0,901732256	5,5e-7	22,8
2,50	0,901801756	1	10	0,901732174	9,7e-6	32,0
			10	0,901801755	1,1e-7	44,1
5,00	0,902295783	1	—			
10,00	0,903949415	1	—			

траты. При этом использованы следующие обозначения: h — пространственный шаг сетки при расчёте SUHAM-ДИФ, а также шаг сетки при расчёте пробных матриц МПП в ячейках; H — размер ячейки в расчётах МПП, для которых проводится расчёт пробных матриц. Во всех сериях расчётов для каждого конкретного h в качестве единичных вычислительных затрат приняты затраты на расчёт SUHAM-ДИФ.

Из табл. 3 видно следующее:

- наблюдается сходимость k_{eff} к единому значению в расчётах SUHAM-ДИФ и SUHAM-МПП с уменьшением пространственного шага h сетки;

- значения k_{eff} в расчётах SUHAM-МПП с разными размерами ячеек практически совпадают со значениями, полученными в расчётах SUHAM-ДИФ (максимальное отличие $\delta k_{\text{eff}} = 1,9 \cdot 10^{-5} \%$), при этом пространственный шаг h сетки в расчёте SUHAM-ДИФ равен пространственному шагу сетки, с которым в расчёте SUHAM-МПП рассчитываются пробные матрицы;

- преимущество расчёта SUHAM-МПП по вычислительным затратам в стационарном случае проявляется для достаточ-

но значительных пространственных размерностей (для шага h сетки, равного 0,25 и 0,5 см), когда уменьшение размерности крупномасштабного расчёта не компенсируется увеличением размерности задач расчёта пробных матриц.

Сравнение средних по зонам диффузионного расчёта групповых потоков показало, что максимальное отличие этих значений для $h = 0,25$ см не превышает 0,12 %, а среднеквадратическое — 0,05 %; при этом обе величины отклонений практически не зависят от размера ячейки в расчёте МПП.

Все дальнейшие сравнения различных функционалов в зависимости от времени проводились для расчётов с $h = 0,25$ и 2 см. Предварительные расчёты по диффузионной программе с разными шагами по времени показали, что для исследуемых задач расчёты с $\Delta t = 10^{-4}$ с можно с запасом считать сошедшимися, поэтому они приняты в качестве эталонных. Все дальнейшие расчёты и сравнения проведены для $\Delta t = 10^{-4}$ с.

В табл. 4...6 представлены сравнительные расчёты полной (P) и зонных (P_i , i — номер зоны (рис. 1)) мощностей в расчётах SUHAM-МПП и SUHAM-ДИФ для ва-

Таблица 4. Сравнительные расчёты полной и зонных мощностей в расчётах SUHAM-МПГ и SUHAM-ДИФ для варианта A0

t, c	P	P_1	P_2	P_3	$\delta P, \%$	$\delta P_1, \%$	$\delta P_2, \%$	$\delta P_3, \%$
		SUHAM-ДИФ			SUHAM-МПГ			
0	1000	278,857	442,286	278,856	0,0E+00	1,6E-04	1,1E-04	1,4E-05
0,01	988,332	275,369	437,595	275,368	8,4E-03	8,5E-03	8,4E-03	8,4E-03
0,02	972,656	270,797	431,063	270,796	9,3E-03	9,5E-03	9,2E-03	9,4E-03
0,1	861,142	238,321	384,502	238,320	1,4E-02	1,5E-02	1,3E-02	1,4E-02
0,2	751,089	206,323	338,444	206,322	1,8E-02	2,0E-02	1,7E-02	2,0E-02
0,5	535,618	143,925	247,768	143,925	2,7E-02	3,0E-02	2,3E-02	2,9E-02
1	352,362	91,351	169,660	91,351	3,3E-02	3,8E-02	2,7E-02	3,8E-02
1,5	327,686	84,904	157,879	84,903	3,3E-02	3,9E-02	2,7E-02	3,9E-02
2	308,304	79,842	148,620	79,842	3,3E-02	3,9E-02	2,7E-02	3,9E-02
3	277,708	71,863	133,982	71,863	3,6E-02	4,1E-02	3,0E-02	4,1E-02
4	253,666	65,602	122,462	65,602	3,8E-02	4,3E-02^{*)}	3,2E-02	4,3E-02

^{*)} Жирным шрифтом отмечены максимальные отклонения

Таблица 5. Сравнительные расчёты полной и зонных мощностей в расчётах SUHAM-МПГ и SUHAM-ДИФ для варианта A1

t, c	P	P_1	P_2	P_3	$\delta P, \%$	$\delta P_1, \%$	$\delta P_2, \%$	$\delta P_3, \%$
		SUHAM-ДИФ			SUHAM-МПГ			
0	1000	278,857	442,287	278,856	0,0E+00	1,6E-04	1,1E-04	1,4E-05
0,01	993,657	275,275	439,709	278,674	9,0E-03	8,6E-03	9,0E-03	9,5E-03
0,02	986,118	271,114	436,581	278,422	9,6E-03	9,5E-03	9,6E-03	9,8E-03
0,1	929,775	240,387	413,060	276,327	1,2E-02	1,4E-02	1,2E-02	1,1E-02
0,2	873,225	209,711	389,394	274,120	1,4E-02	1,9E-02	1,4E-02	1,2E-02
0,5	759,663	148,824	341,614	269,225	1,7E-02	2,8E-02	1,6E-02	1,3E-02
1	658,870	96,312	298,696	263,862	1,9E-02	3,5E-02	1,8E-02	1,5E-02
1,5	643,307	90,280	291,413	261,615	1,8E-02	3,5E-02	1,7E-02	1,4E-02
2	630,763	85,552	285,549	259,663	2,0E-02	3,7E-02	1,8E-02	1,6E-02
3	610,276	78,107	275,979	256,190	2,4E-02	3,8E-02^{*)}	2,2E-02	2,1E-02
4	593,471	72,271	268,139	253,062	2,3E-02	3,8E-02	2,2E-02	2,0E-02

^{*)} Жирным шрифтом отмечены максимальные отклонения

Таблица 6. Сравнительные расчёты полной и зонных мощностей в расчётах SUHAM-МПГ и SUHAM-ДИФ для варианта A2

t, c	P	P_1	P_2	P_3	$\delta P, \%$	$\delta P_1, \%$	$\delta P_2, \%$	$\delta P_3, \%$
		SUHAM-ДИФ			SUHAM-МПГ			
0	1000	278,857	442,286	278,856	0,0E+00	1,6E-04	1,1E-04	1,4E-05
0,01	1 001,972	279,995	443,079	278,898	1,1E-02	1,2E-02	1,1E-02	9,9E-03
0,02	1 004,715	281,502	444,221	278,992	1,1E-02	1,2E-02	1,1E-02	1,0E-02
0,1	1 028,419	294,452	454,105	279,862	1,0E-02	1,0E-02	1,1E-02	1,0E-02
0,2	1 062,384	312,947	468,290	281,146	9,4E-03	8,3E-03	9,7E-03	1,0E-02
0,5	1 204,134	389,751	527,626	286,757	4,5E-03	4,5E-04	5,2E-03	9,8E-03
1	1 737,038	677,526	750,999	308,512	2,0E-02	3,3E-02	1,8E-02	3,5E-03
1,5	1 954,635	789,016	844,293	321,326	2,8E-02	4,2E-02	2,6E-02	3,4E-04
2	2 159,670	893,638	932,174	333,857	3,5E-02	5,0E-02	3,3E-02	3,0E-03
3	2 596,070	1 115,289	1 119,282	361,499	4,8E-02	6,3E-02	4,6E-02	1,1E-02
4	3 093,953	1 367,094	1 332,807	394,051	6,1E-02	7,6E-02^{*)}	5,9E-02	2,0E-02

^{*)} Жирным шрифтом отмечено максимальное отклонение

риантов A0, A1 и A2, соответственно. Видно, что для всех вариантов бенчмарка мак-

симальное отличие полной и зонных мощностей не превышает 0,08 %, причём мак-

симальные отличия достигаются в последних временных точках.

В табл. 7 показаны максимальные по всем временным точкам максимальные и среднеквадратические отклонения локальных групповых потоков в расчётах SUHAM-МПГ от значений, полученных в расчётах SUHAM-ДИФ для всех вариантов теста.

На рис. 2...7 приведены рассчитанные распределения потоков в быстрой и тепловой группах в разные моменты времени на примере вариантов A0, A1 и A2, соответственно.

В табл. 8 для всех вариантов бенчмарка представлены относительные вычислительные затраты в расчётах SUHAM-МПГ и SUHAM-ДИФ. Из табл. 8 видно, что вычислительные затраты в расчёте SUHAM-МПГ существенно меньше вычислительных затрат расчёта SUHAM-ДИФ, но при этом пока остаётся открытым вопрос о причинах уменьшения преимущества МПГ с увеличением числа временных шагов (с уменьшением величины временного шага).

Заключение

В настоящей работе получены и программно реализованы конечно-разностные уравнения пространственной кинетики нейтронов в МПГ. Впервые проведена верификация программно реализованных нестационарных уравнений МПГ на примере решения тестовых задач.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

- результаты МПГ-расчётов практически полностью совпадают с результатами расчётов по программе, реализующей метод прямого численного моделирования (пространственно-временного решения группового уравнения диффузии), с которым проводились сравнения в этой работе;

Таблица 7. Наибольшие по всем временным точкам максимальные среднеквадратические отклонения групповых потоков

Вариант	Группа № 1		Группа № 2	
	Max $\delta\Phi$, %	RMS*, %	Max $\delta\Phi$, %	RMS, %
A0	0,21	0,04	0,07	0,04
A1	0,19	0,03	0,06	0,03
A2	0,13	0,05	0,06	0,05

* RMS – root mean square (среднеквадратическое отклонение)

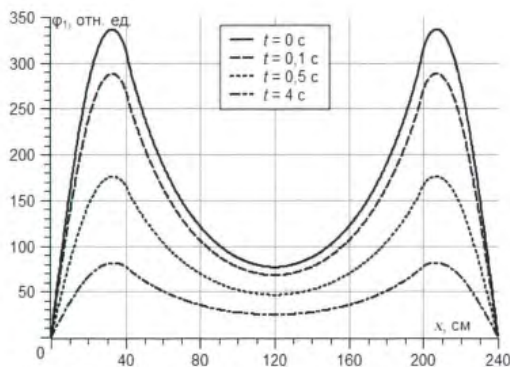


Рис. 2. Пространственное распределение потока быстрых нейтронов, вариант A0

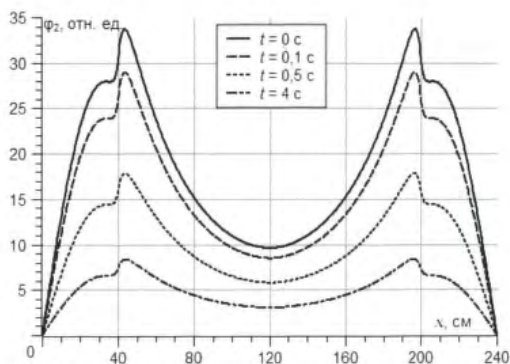


Рис. 3. Пространственное распределение потока тепловых нейтронов, вариант A0

- достигается существенное преимущество МПГ по вычислительным затратам над методом прямого численного моделирования уравнения диффузии в активной зоне ядерного реактора;

- создана алгоритмическая и программная база для развития МПГ применитель-

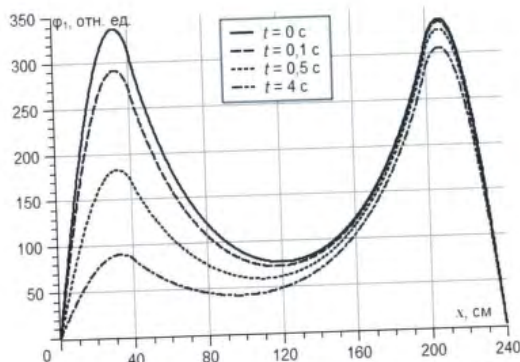


Рис. 4. Пространственное распределение потока быстрых нейтронов, вариант А1

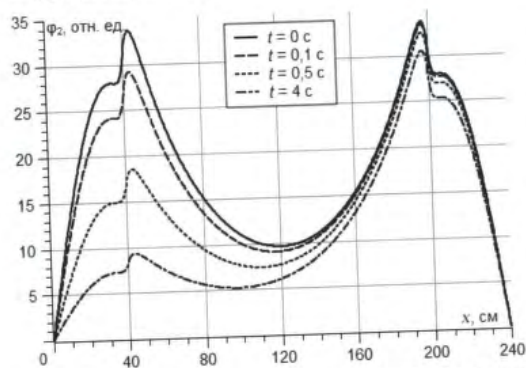


Рис. 5. Пространственное распределение потока тепловых нейтронов, вариант А1

Таблица 8. Относительные временные затраты программы SUHAM-PL-1D-T ($h = 0,25$ см, $H = 2$ см) при различных вариантах в сравнении с прямым диффузионным моделированием ($h = 0,25$ см)

dt, c	$t_{\text{диф}}/t_{\text{МПГ}}$		
	A0	A1	A2
10^{-4}	12,26	9,62	16,71
10^{-3}	61,63	46,01	89,70
10^{-2}	121,49	108,27	195,04
10^{-1}	111,80	130,67	192,42

но к решению многомерных нестационарных задач переноса нейтронов.

Результаты работы показывают, что реализация МПГ для полномасштабных рас-

чётов позволит достичь заметного прогресса в эффективном решении нестационарных задач переноса нейтронов в ядерно-энергетических системах.

Список литературы

1. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5(18), с. 31–46.
2. Бояринов В.Ф., Фомиченко П.А. Развитие вычислительного инструмента для расчёта нестационарных процессов в высокотемпературном газоохлаждаемом реакторе ГТ-МГР на основе метода поверхностных гармоник. Материалы XVI семинара по проблемам физики реакторов 3-7 сентября 2010 г. М.: НИЯУ МИФИ, с. 34–37.
3. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф., Султанов Н.В. Распространение метода поверхностных гармоник на задачи пространственной динамики. Тезисы докладов 8-го семинара по проблемам физики реакторов. М.: МИФИ, б/о "Волга", 1993, т. 1, с. 14–16.
4. Бояринов В.Ф., Лалетин Н.И. Вывод конечно-разностных уравнений пространственной динамики в методе поверхностных гармоник. Препринт ИАЭ-5902/5, 1995.
5. Ельшин А.В., Лалетин Н.И. Метод поверхностных гармоник для получения уравнений для ценности нейтронов и уравнений пространственно зависимой кинетики гетерогенного реактора. Тезисы докладов 9-го семинара по проблемам физики реакторов. М.: МИФИ, б/о "Волга", 4-8 сентября 1995, с. 75–77.
6. Бояринов В.Ф. Конечно-разностные уравнения пространственной кинетики в методе поверхностных гармоник без запаздывающих нейтронов. Плоская одномерная решётка. Препринт ИАЭ-6369/5, 2005.
7. Ельшин А.В. Получение конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора с пространственной кинетикой. Труды семинара "Алгоритмы и программы нейтронно-физических расчётов ядерных реакторов Нейтроника-2006", 31 октября–03 ноября 2006, г. Обнинск, на CD.

8. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
9. Вейнберг А., Визнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. Пер. с англ. под ред. Я.В. Шевелёва. М.: ИИЛ, 1961.
10. Boyarinov V.F. SUHAM-2.5 Code for Solving 2D Finite-Difference Equations of the Surface Harmonics Method in Square and Triangular Lattices / Proc. of Annual Meet. on Nuclear Technology' 99, Karlsruhe, Germany, May 18-20, 1999, p. 23-26.
11. Бояринов В.Ф. Комплекс программ SUHAM-2D для решения двумерных нейтронно-физических задач в активной зоне ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 2, с. 48-58.
12. Argonne Code Center: Benchmark Problem Book. ANL-7416, 1968, last rev. Dec. 1985.

Контактная информация –
 Кондрушин Антон Евгеньевич, аспирант, тел.: 8(917)575-29-34, e-mail: kondrushin@yahoo.com;
 Бояринов Виктор Федорович, нач. лаб., тел.: (499)196-90-48, e-mail: bovarinov@dhtp.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
 Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2, с. 18-27.

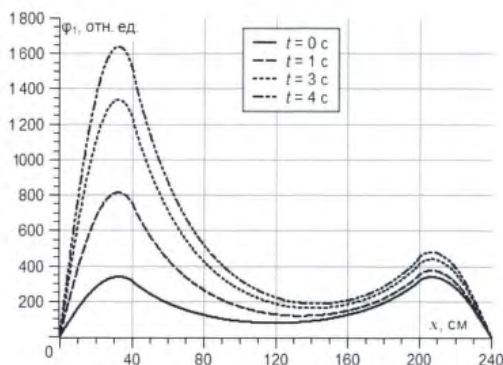


Рис. 6. Пространственное распределение потока быстрых нейтронов, вариант A2

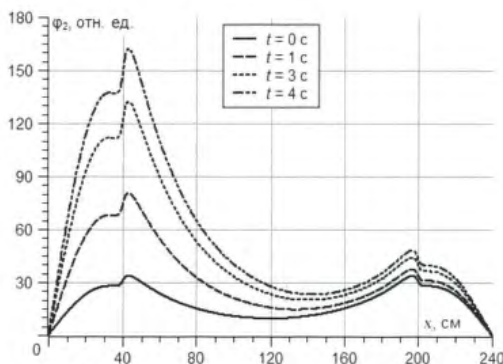


Рис. 7. Пространственное распределение потока тепловых нейтронов, вариант A2

О трактовке обращённого уравнения кинетики и пространственно-временных расчётов эффективности аварийной защиты ВВЭР-1000

М.Н. Зизин, Л.Д. Иванов,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 05.03.2012 г.

В представленной работе делается попытка анализа точности расчёта эффективности аварийной защиты (АЗ) ВВЭР-1000 с помощью обращённого решения уравнения кинетики (ОРУК). В численных исследованиях в интеллектуальной программной системе ShIPR моделируется процесс срабатывания АЗ с возможным застреванием одного из двух наиболее эффективных стержней. Сначала на теоретическом уровне рассматривается связь функционалов, вычисляемых в пространственно-временном расчёте в различных приближениях, с уравнением кинетики. Изложение ведётся так, чтобы облегчить программирование приведённых формул. Затем приводятся результаты обработки с помощью ОРУК нескольких таких функционалов. Для оценки эффективности АЗ ВВЭР-1000 предлагается использовать измеренные токи ионизационных камер (ИК) совместно с расчётными показаниями имитаторов ИК. При этом дополнительно применяется интеграл по объёму реактора от произведения скорости генерации запаздывающих нейтронов (ЗН) на сопряжённый источник ЗН, который рассчитан на момент окончания падения стержней АЗ. Этот интеграл нужен для учёта пространственных эффектов реактивности. На рассмотренном примере получено разумное согласие определённой таким образом эффективности АЗ со значениями, полученными в стационарных расчётах как разность обратных эффективных коэффициентов размножения с поднятыми и опущенными стержнями. Это согласие получено при использовании восьмигрупповых параметров ЗН.

Ключевые слова: ВВЭР-1000, ОРУК, эффективность АЗ, коэффициенты реактивности, запаздывающие нейтроны, двухгрупповое диффузионное приближение, 3D треугольная геометрия, ShIPR, SKETCH-N, UNK, БНАБ.

About Interpretation of the Inverted Equation of Kinetics and Space-Time Calculations of the VVER-1000 Reactor Scram System Effectiveness. *M.N. Zizin, L.D. Ivanov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

In the present paper attempt is made to analyze the accuracy of calculating the VVER-1000 reactor scram system effectiveness with inverted solution of equation of kinetics (ORUK). In the numerical studies in the intellectual ShIPR software system the operation of the reactor scram system with the possible sticking one of the two most effective rods is simulated. First at the theoretical level it is examined a connection of the functionals, computed in the time-spatial calculation in different approximations, with the equation of the kinetics. The presentation is done in such a way as to facilitate coding of the formulas. Then there are given the results of processing with the aid of ORUK of such several functional. For the estimation of the VVER-1000 reactor scram system effectiveness it is proposed to use the measured currents of ionization chambers together with the calculated indications of the imitators of ionization chambers. In this case additionally the integral by the reactor volume of the product of the delayed neutrons source to the adjoint source is used, which is calculated for the moment of the end dropping the safety rods. This integral is necessary to account the three-dimensional reactivity effects. Based on the example examined it is obtained the excellent agreement between defined in this way the reactor scram system efficiency and the values, obtained in the stationary calculation as a difference in the reverse effective multiplication factors with the raised and dropped rods. This agreement is obtained with the use of the 8-group parameters of the delayed neutrons.

Key Words: VVER-1000, ORUK, Reactor Scram System Effectiveness, Coefficients of Reactivity, Delayed Neutrons, Two-Group Diffusion Approximation, 3D Triangular Geometry, ShIPR, SKETCH-N, UNK, BNAB.

Введение

Проблема трактовки результатов расчётов реактивности и, в частности, эффективности АЗ ВВЭР-1000 в последние годы привлекает большое внимание. В рамках этих исследований заметное место занимает интерпретация результатов расчёта с помощью ОРУК. В представленной работе делается ещё одна попытка такой интерпретации. Для простоты термин ОРУК применяется и для обозначения собственно обращённого уравнения кинетики.

Теоретические выкладки используются для рассмотрения связи функционалов, вычисляемых в пространственно-временном двугрупповом 3D диффузионном расчёте, с уравнением кинетики, а затем приводятся результаты обработки с помощью ОРУК нескольких таких функционалов. В численных исследованиях в интеллектуальной программной системе ShIPR [1] моделируется процесс срабатывания АЗ ВВЭР-1000 с застреванием одного из двух наиболее эффективных стержней.

Часть проведённых исследований можно использовать как дополнительные обоснования предложенного в работе [2] способа обработки результатов измерения эффективности АЗ.

1. Кинетические параметры и нестационарное уравнение переноса нейтронов

Вопрос связи ОРУК и функционалов, получаемых в пространственно-временных расчётах, в достаточно общем виде обсуждается в работах [2...6]. В настоящей работе вывод формул выполнен заново для последовательного перехода к виду, необходимому при реализации в компьютерных программах. Сопутствующая проблема усреднения параметров ЗН более подробно обсуждается в работе [7].

Запишем нестационарное уравнение переноса нейтронов в групповом транспортном приближении с изотропными источниками [8]. Предшественники ЗН входят в уравнение в интегральной форме:

$$\begin{aligned} (1/v_{g,R})d\Phi_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)/dt = & -\mathbf{\Omega}\nabla\Phi_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) - \\ & -\text{Str}_{g,R}\Phi_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) + \sum_{j=1}^G \Sigma_{j \rightarrow g,R} \Phi_j(\mathbf{r}, t) + \\ & + Q_g^P(\mathbf{r}, t) + \sum_{A \in R} \sum_i \lambda_{A,i} \int_{-\infty}^t dt' Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t') \times \\ & \times \exp(-\lambda_{A,i}(t-t')). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

$$Q_g^P(\mathbf{r}, t) = \sum_{A \in R} \chi_{A,g}^P F_A^P(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

– источник мгновенных нейтронов и

$$Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t) = \chi_{A,g,i}^D a_{A,g,i} F_A^D(\mathbf{r}, t) \quad (3)$$

– источник ЗН для отдельных нуклидов.

В дальнейшем нам понадобятся

$$Q_g^D(\mathbf{r}, t) = \sum_{A \in R} \sum_i Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t) \quad (4)$$

– сумма по нуклидам и группам ЗН.

Для удобства введены дополнительные функционалы – скорости генерации мгновенных и ЗН:

$$F_A^P(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^G N_{A,R} v_{A,k,R}^P \sigma_{A,k,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

$$F_A^D(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^G N_{A,R} v_{A,k,R}^D \sigma_{A,k,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \quad (6)$$

и суммарная (мгновенных + ЗН) скорость генерации нейтронов:

$$F_A(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^G N_{A,R} v_{A,k,R} \sigma_{A,k,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t). \quad (7)$$

Здесь $\Phi_g(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{\Omega} \Phi_g(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$ –

средняя по углу $\mathbf{\Omega}$ плотность потока нейтронов; $N_{A,R}$ – концентрации нуклидов; $\sigma_{A,k,R}$ – микросечение деления; $v_{g,R}$ – средняя скорость нейтронов; $v_{A,k,R}^P$ и $v_{A,k,R}^D$ – число соответственно мгновенных и ЗН на один акт деления; $v_{A,k,R}$ – сумма $v_{A,k,R}^P$ и $v_{A,k,R}^D$; $\lambda_{A,i}$ – постоянная распада ЗН; $\chi_{A,g}^P$, $\chi_{A,g,i}^D$, $\chi_{A,g}$ – спектры нейтронов деления – мгновенных, запаздывающих и суммарный; $a_{A,g,i}$ – относительный выход ЗН. Зависимость сечений от времени в записи этих уравнений для простоты опущена.

Индексы, их границы и параметры масивов: A – нуклид; D – ЗН; P – мгновенные нейтроны; G – число энергетических групп; f – индекс при сечении деления; i – номер

группы ЗН; j, k, g – номера энергетических групп; $\mathbf{r}$ – координаты геометрической точки; R – физическая зона; t – момент времени.

Величины $\lambda_{A,i}$, $\chi_{A,g,i}^D$, $a_{A,g,i}$ и $v_{A,k}^D$ есть в наборах констант для ЗН в библиотеках БНАБ [9].

Уравнение условно-критической задачи запишем в виде

$$-\Omega \nabla \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) - \Sigma_{tr,g,R} \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega) + \sum_{j=1}^G \Sigma_{j \rightarrow g,R} \Phi_j(\mathbf{r}, t) + (1/K_{\text{eff}}) \left[\sum_{A \in R} \chi_{A,g}^P \times \sum_{k=1}^G N_{A,R} v_{A,k}^P \sigma_{f,A,k,R} \Phi_k(\mathbf{r}) + \sum_{A \in R} \sum_i \chi_{A,g,i}^D \times \sum_{k=1}^G a_{A,i} \chi_{A,k,i}^D N_{A,R} v_{A,k}^D \sigma_{f,A,k,R} \Phi_k(\mathbf{r}) \right] = 0. \quad (8)$$

Соответствующее уравнение для ценности нейтронов будет иметь вид

$$\Omega \nabla \Phi_g^+(\mathbf{r}, \Omega) - \Sigma_{tr,g,R} \Phi_g^+(\mathbf{r}, \Omega) + \sum_{j=1}^G \Sigma_{j \rightarrow g,R} \Phi_j(\mathbf{r}, t) + (1/K_{\text{eff}}) \sum_A N_{A,R} \times \times \sigma_{f,A,g,R} [v_{A,g,R}^P \sum_{k=1}^G \chi_{A,k}^P \Phi_k^+(\mathbf{r}) + v_{A,g}^D \sum_i \sum_{k=1}^G a_{A,i} \chi_{A,k,i}^D \Phi_k^+(\mathbf{r})] = 0. \quad (9)$$

Здесь $\Phi_g^+(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} d\Omega \Phi_g^+(\mathbf{r}, \Omega)$, а K_{eff} – наибольшее собственное число стационарной задачи, обеспечивающее её псевдокритичность за счёт v . Макроскопические сечения в (8) и (9) не зависят от времени.

Граничные и начальные условия обычные: плотность потока и ценность равны нулю на внешней границе, а плотность потока в начальный момент времени для (1) равна плотности потока из стационарной задачи (8).

Умножим (1) на $\Phi_g^+(\mathbf{r}, \Omega)$ слева, (9) на $\Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t)$ справа, проинтегрируем по углам, объёму, просуммируем по энергетическим группам и затем вычтем одно из другого. Используя граничные условия на поверхности реактора, получим

$$(d/dt) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}, \Omega) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t) \rangle = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}, \Omega) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle - (1/K_{\text{eff}}) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) \times$$

$$\times Q_g^P(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) \times \sum_{A \in R} \sum_i \lambda_{A,i} \int_{-\infty}^t dt' Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t') \exp(-\lambda_{A,i}(t-t')) \rangle.$$

Здесь символом $\langle \dots \rangle$ обозначено суммирование по группам g , интегрирование по углам и по пространству. К полученному выражению добавим и вычтем слагаемое $\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle$.

Тогда

$$\begin{aligned} (d/dt) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}, \Omega) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, \Omega, t) \rangle = \\ = \rho(t) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^P(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle - \\ - \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) \sum_{A \in R} \sum_i \lambda_{A,i} \times \\ \times \int_{-\infty}^t dt' Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t') \exp(-\lambda_{A,i}(t-t')) \rangle. \end{aligned}$$

Здесь $\rho = 1 - 1/K_{\text{eff}}$. В диффузионном приближении символ $\langle \dots \rangle$ не включает интегрирование по углам, все функции не зависят от Ω и выражение принимает вид

$$\begin{aligned} (d/dt) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t) \rangle = \\ = \rho(t) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^P(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle - \\ - \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) \sum_{A \in R} \sum_i \lambda_{A,i} \times \\ \times \int_{-\infty}^t dt' Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t') \exp(-\lambda_{A,i}(t-t')) \rangle. \quad (10) \end{aligned}$$

Функции $\Phi_k(\mathbf{r}, t)$ и $\Phi_g^+(\mathbf{r})$ являются решениями уравнений (1) и (9). Полученное выражение является строгим равенством, связывающим реактивность ρ с решениями указанных уравнений. Введём обозначения для функционалов:

$$\text{ЦНД}(t) = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) [Q_g^P(\mathbf{r}, t) + Q_g^D(\mathbf{r}, t)] \rangle, \quad (11)$$

$$\beta_{\text{eff},A,i}(t', t) = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t') \rangle / \text{ЦНД}(t), \quad (12)$$

$$\beta_{\text{eff}}(t', t) = \sum_A \sum_i \beta_{\text{eff},A,i}(t', t). \quad (13)$$

При вычислении $\beta_{\text{eff},A,i}(t', t)$ в числителе формулы (12) используется аргумент t' , а в знаменателе аргумент t , что нужно учитывать при вычислении интеграла.

$$\alpha(t) = [(d/dt) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t) \rangle / \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t) \rangle], \quad (14)$$

$$\Lambda(t) = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t) \rangle / \text{ЦНД}(t), \quad (15)$$

$$\alpha(t)\Lambda(t) = (d/dt) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})(1/v_{g,R})\Phi_g(\mathbf{r}, t) \rangle / \text{ЦНД}(t). \quad (16)$$

С помощью этих обозначений перепишем выражение (10):

$$\rho/\beta_{\text{eff}}(t) = 1 + \alpha(t)\Lambda(t)/\beta_{\text{eff}}(t) - (1/\beta_{\text{eff}}(t)) \times \sum_A \sum_i \lambda_{A,i} \int_{-\infty}^t dt' \beta_{\text{eff}}(t') \exp(-\lambda_{A,i}(t-t')). \quad (17)$$

Здесь

$$\beta_{\text{eff}}(t) = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle / \text{ЦНД}(t). \quad (18)$$

Как и реактивность, остальные параметры зависят от аргумента t , поскольку вычисляются с помощью решения нестационарного уравнения (1). Следует ещё раз напомнить, что выражение (17) является строгим равенством.

Отдельное применение функционалов $\beta_{\text{eff},A}(t', t)$ и $\beta_{\text{eff}}(t)$ не очень удобно для реализации в программах и целесообразно вычислить их отношение, при этом ЦНД(t) сократится:

$$\beta_{\text{eff},A}(t', t)/\beta_{\text{eff}}(t) = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t') \rangle / \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle. \quad (19)$$

При использовании конечно-разностной схемы выражение для $\alpha(t)\Lambda(t)/\beta_{\text{eff}}(t)$ можно переписать так (индекс n — номер шага по времени):

$$\alpha(t)\Lambda(t)/\beta_{\text{eff}}(t) = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})(1/v_{g,R})\Phi_g(\mathbf{r}, t_n) \rangle - \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})(1/v_{g,R}) \times \Phi_g(\mathbf{r}, t_{n-1}) \rangle / [(t_n - t_{n-1}) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})Q_g^D(\mathbf{r}, t_n) \rangle].$$

Для вычисления $\alpha(t)\Lambda(t)/\beta_{\text{eff}}(t)$ потребуются знание следующих функционалов:

$$\langle \Phi_g^+(\mathbf{r})(1/v_{g,R})\Phi_g(\mathbf{r}, t_n) \rangle \text{ и } \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})Q_g^D(\mathbf{r}, t_n) \rangle.$$

Последний функционал нужен и для расчёта члена с $\int_{-\infty}^t$. Тогда

$$\rho/\beta_{\text{eff}}(t) = 1 + \alpha(t)\Lambda(t)/\beta_{\text{eff}}(t) - \left[\sum_{A \in R} \sum_i \lambda_{A,i} \int_{-\infty}^t dt' \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t') \rangle \times \exp(-\lambda_{A,i}(t-t')) \right] / \langle \Phi_g^+(\mathbf{r})Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle. \quad (20)$$

В таком виде выражение (20) близко к общепринятому виду ОРУК. Вычисление функционалов, входящих в формулу (20), будет различным в разных приближениях.

Приближения для функционалов

Перепишем полученные соотношения, постепенно переходя от одного приближения к другому, подобно тому, как это сделано в работе [10]. Наша основная цель — расписать, как будут выглядеть функционалы $Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t')$ и $Q_g^D(\mathbf{r}, t)$, входящие в выражение (20), в различных приближениях.

Ценность нейтронов деления ЦНД(t) реально понадобится лишь для вычисления β_{eff} и времени жизни мгновенных нейтронов. Для полноты картины будем выписывать и выражения для $Q_g^P(\mathbf{r}, t)$ и $F_A^P(\mathbf{r}, t)$, которые нужны для решения нестационарного уравнения переноса нейтронов.

1) Приближение A

Считаем, что число ЗН одинаково для всех энергетических групп k (т.е. $v_{A,k}^D = v_A^D$, $\chi_{A,g}^P = \chi_{g,R}^P$), заменим $v_{A,k,R}^P$ разностью $v_{A,k,R} - v_A^D$, а вместо $a_{A,g,i}$ используем $a_{A,i}$. Перепишем функционал, применяемый при вычислении ЦНД(t), и $Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t')$, входящий в выражение (20). При этом выражения (4), (11), (18) и (19) для $Q_g^D(\mathbf{r}, t)$, ЦНД(t), $\beta_{\text{eff}}(t)$ и $\beta_{\text{eff},A}(t', t)/\beta_{\text{eff}}(t)$ останутся без изменений с учётом того, что в них использованы изменённые выражения для $Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t')$ и

$Q_g^P(\mathbf{r}, t)$. Тогда

$$Q_g^P(\mathbf{r}, t) = \sum_{A \in R} \chi_{g,R}^P F_A^P(\mathbf{r}, t), \quad (2A)$$

$$Q_{A,g,i}^D(\mathbf{r}, t) = \chi_{A,g,i}^D a_{A,i} F_A^D(\mathbf{r}, t), \quad (3A)$$

где

$$F_A^P(\mathbf{r}, t) =$$

$$= \sum_{k=1}^G N_{A,R} (v_{A,k,R} - v_A^D) \sigma_{A,k,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t), \quad (5A)$$

$$F_A^D(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^G N_{A,R} v_A^D \sigma_{A,k,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t), \quad (6A)$$

$$\beta_{\text{eff}}(t) = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) \sum_{A \in R} \sum_i \chi_{A,g,i}^D a_{A,i} \times \sum_{k=1}^G N_{A,R} v_A^D \sigma_{A,k,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle / \text{ЦНД}(t). \quad (18A)$$

Внешне выражение (20) пока не изменится.

2) Приближение AR

В этом приближении появляется зависимость кинетических параметров от зоны R , но пока остаётся зависимость от нуклида A . Можно заменить v_A^D на $\beta_{A,R} v_{A,k,R}$ и $v_{A,k,R} - v_A^D$ на $(1 - \beta_{A,R}) v_{A,k,R}$. Тогда

$$F_A^P(\mathbf{r}, t) = (1 - \beta_{A,R}) \sum_{k=1}^G N_{A,R} v_{A,k,R} \sigma_{f_{A,k,R}} \Phi_k(\mathbf{r}, t) = (1 - \beta_{A,R}) F_A(\mathbf{r}, t), \quad (5AR)$$

$$F_A^D(\mathbf{r}, t) = \beta_{A,R} \sum_{k=1}^G N_{A,R} v_{A,k,R} \sigma_{f_{A,k,R}} \Phi_k(\mathbf{r}, t) = \beta_{A,R} F_A(\mathbf{r}, t). \quad (6AR)$$

Подобно тому, как это делается для других типов сечений, зависимость $\beta_{A,R}$ от времени здесь опущена. Определить $\beta_{A,R}$ можно через известные величины, сравнивая выражения (6R) и (6AR):

$$\beta_{A,R} = F_{A,R}^D(t) / F_{A,R}(t).$$

Здесь и далее $F_{A,R}^D(t)$ и $F_{A,R}(t)$ — это интегралы от $F_A^D(\mathbf{r}, t)$ и $F_A(\mathbf{r}, t)$ по объёму зоны R . Соответствующие групповые доли ЗН $\beta_{A,i,R} = a_{A,i} \beta_{A,R}$. И в этом приближении внешне выражение (20) пока не изменится.

3) Приближение R

Приближение R состоит в использовании зависящих от физической зоны R параметров ЗН $\beta_{i,R}$ и $\lambda_{i,R}$ при отказе от их явной нуклидной зависимости. Здесь последовательно осуществлён переход к макросечениям. Зависимость от зоны появляется от разного нуклидного состава. На сегодняшний день это приближение наиболее приемлемо для решения пространственно-временного уравнения и ОРУК.

В приближении R из $\chi_{A,g,i}^D$ убирается зависимость от нуклида и группы ЗН. Как написано в [11], "использование для всех действующих нуклидов одного и того же спектра вполне допустимо: погрешности, связанные с этим приближением, будут существенно ниже погрешностей, обусловлен-

ных неточным знанием спектров ЗН для каждого из нуклидов". Тем не менее при многогрупповых расчётах остаётся проблема вычисления спектра χ_g^D .

В системе констант БНАБ есть величины $\chi_{A,g,i}^D$ и $\chi_{A,g}^D$. Последние получены так: $\chi_{A,g}^D = \sum_i a_{A,i} \chi_{A,g,i}^D$. Но ещё нужно усреднить спектры по изотопному составу в каждой зоне, а затем и по зонам. Из общих соображений $\chi_{g,R}^D$ может вычисляться усреднением $\chi_{A,g}^D$ с весом скоростей генерации ЗН в начальный момент времени:

$$\chi_{g,R}^D = \sum_{A \in R} \chi_{A,g}^D \beta_{A,R} \sum_{k=1}^G v \Sigma_{f_{A,k,R}} \Phi_k / \left(\sum_{A \in R} \beta_{A,R} \sum_{k=1}^G v \Sigma_{f_{A,k,R}} \Phi_k \right).$$

Здесь $\Phi_{k,R}$ — это интеграл от $\Phi_k(\mathbf{r}, 0)$ по объёму зоны R . Для вычисления $\chi_{g,R}^D$ следует воспользоваться суммированием по зонам отдельно числителя и знаменателя.

Другие функционалы выглядят так:

$$Q_g^P(\mathbf{r}, t) = \chi_{g,R}^D F^P(\mathbf{r}, t); \quad (2R)$$

$$Q_{g,i}^D(\mathbf{r}, t) = \chi_{g,R}^D a_{i,R} F^D(\mathbf{r}, t); \quad (3R)$$

$$Q_g^D(\mathbf{r}, t) = \chi_{g,R}^D F^D(\mathbf{r}, t), \quad (4R)$$

где

$$F^P(\mathbf{r}, t) = (1 - \beta_R) \sum_{k=1}^G v \Sigma_{f_{k,R}} \Phi_k(\mathbf{r}, t), \quad (5R)$$

$$F^D(\mathbf{r}, t) = \beta_R \sum_{k=1}^G v \Sigma_{f_{k,R}} \Phi_k(\mathbf{r}, t), \quad (6R)$$

$$\text{ЦНД}(t) = \langle \chi_{g,R}^D \Phi_g^+(\mathbf{r}) \sum_{k=1}^G v \Sigma_{f_{k,R}} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle. \quad (11R)$$

Определить β_R можно, используя функционалы $F_{A,R}^D(t)$ или $F_{A,R}(t)$:

$$\beta_R = \sum_{A \in R} \beta_{A,R} F_{A,R}(t) / \sum_{A \in R} F_{A,R}(t) \text{ или}$$

$$\beta_R = \sum_{A \in R} F_{A,R}^D(t) / \sum_{A \in R} F_{A,R}(t), \text{ где}$$

$$F_{A,R}^D(t) = \langle F_A^D(\mathbf{r}, t) \rangle_R, F_{A,R}(t) = \langle F_A(\mathbf{r}, t) \rangle_R.$$

$\beta_{i,R}$ можно выразить через известные величины, усредняя по нуклидам:

$$\beta_{i,R} = \sum_{A \in R} a_{A,i} \beta_{A,R} F_{A,R}(t) / \sum_{A \in R} F_{A,R}(t).$$

Здесь $\beta_R = \sum_i \beta_{i,R}$, $\beta_{i,R} = a_i \beta_R$. Применяя

определение $a_{i,R} = \beta_{i,R}/\beta_R$, получим

$$a_{i,R} = \sum_{A \in R} a_{A,i} F_{A,R}^D(t) / \sum_{A \in R} F_{A,R}^D(t).$$

Функционалы $\beta_{\text{eff}}(t)$ и $\beta_{\text{eff},i,R}(t)$ в окончательно виде выглядят так:

$$\beta_{\text{eff},i,R}(t) = \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_{g,i}^D(\mathbf{r}, t) \rangle_R / \text{ЦНД}(t); \quad (12R)$$

$$\beta_{\text{eff},i,R}(t', t) / \beta_{\text{eff}}(t) =$$

$$= \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_{g,i}^D(\mathbf{r}, t') \rangle_R / \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle \quad \text{или}$$

$$\beta_{\text{eff},i,R}(t', t) / \beta_{\text{eff}}(t) =$$

$$= \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) \chi_{g,R}^D \beta_{i,R} \sum_{k=1}^G v \Sigma_{ik,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle_R /$$

$$\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) \chi_{g,R}^D \beta_R \sum_{k=1}^G v \Sigma_{ik,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle; \quad (19R)$$

$$\rho / \beta_{\text{eff}}(t) = 1 + \alpha(t) \Lambda(t) / \beta_{\text{eff}}(t) - [\sum_i \lambda_i \times$$

$$\times \int_{-\infty}^t dt' \exp(-\lambda_i(t-t')) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_{g,i}^D(\mathbf{r}, t') \rangle /$$

$$\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle. \quad (20R)$$

Обычно $a_{i,R}$ в выражении для $Q_{g,i}^D(\mathbf{r}, t)$ заменяется на a_i и тогда в числителе и знаменателе используется один и тот же функционал и формула для вычисления реактивности выглядит так:

$$\rho / \beta_{\text{eff}}(t) = 1 + \alpha(t) \Lambda(t) / \beta_{\text{eff}}(t) - [\sum_i \lambda_i a_i \int_{-\infty}^t dt' \times$$

$$\times \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t') \rangle \exp(-\lambda_i(t-t')) /$$

$$\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle. \quad (21)$$

В этом приближении для реального вычисления члена с интегралом можно ограничиться только одним функционалом

$\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle$. Подставляя выражение

для $Q_g^D(\mathbf{r}, t)$, получим более привычный вид этого функционала, являющегося интегралом от произведения "возмущенного" сопряженного источника ЗН на скорость генерации ЗН:

$$\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t) \rangle =$$

$$= \langle \chi_{g,R}^D \Phi_g^+(\mathbf{r}) \beta_R \sum_{k=1}^G v \Sigma_{ik,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle.$$

Расчёты с дополнительным вычислением и использованием в числителе подинтег-

рального выражения функционала $\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_{g,i}^D(\mathbf{r}, t) \rangle$ и вычислением реактивности по формуле (20R) практически не изменили результатов.

Символом $\langle \dots \rangle$ обозначено суммирование по группам g и интегрирование по пространству либо зоны R , либо всего реактора.

Поскольку в ОРУК подставляются кинетические параметры, не зависящие от зоны, то требуется их усреднение по всем физическим зонам R . Желательно усреднять их с весом ценности нейтронов. Тогда это уже будут эффективные доли ЗН:

$$\beta_{\text{eff}} = \sum_R \beta_{i,R} \times$$

$$\times \langle \sum_{k=1}^G v \Sigma_{ik,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \sum_{g=1}^G \chi_{k,R}^D \Phi_g^+(\mathbf{r}) \rangle_R / \text{ЦНД}(t),$$

$$\beta_{\text{eff}} = \sum_R \beta_R \times$$

$$\times \langle \sum_{k=1}^G v \Sigma_{ik,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \sum_{g=1}^G \chi_{k,R}^D \Phi_g^+(\mathbf{r}) \rangle_R / \text{ЦНД}(t).$$

Величины a_i получаем, применяя определение $a_i = \beta_i / \beta$.

Таким образом, окончательный набор формул, рекомендуемых для использования при решении пространственно-временного уравнения и ОРУК в том случае, когда программы подготовки малогрупповых констант выдают позонные характеристики ЗН β_R , $\beta_{i,R}$ и $\lambda_{i,R}$, будет следующим:

$$\text{ЦНД}(t) - (11R),$$

$$\beta_{\text{eff},i,R}(t) - (12R),$$

$$\beta_{\text{eff},i,R}(t', t) / \beta_{\text{eff}}(t) - (19R).$$

Для вычисления члена $\alpha \Lambda$ требуется функционал $\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t) \rangle$:

$$\alpha(t) \Lambda(t) = \beta_{\text{eff}}(t_n) [\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t_n) \rangle -$$

$$- \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t_{n-1}) \rangle /$$

$$/ [(t_n - t_{n-1}) \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) Q_g^D(\mathbf{r}, t_n) \rangle].$$

Альтернативная и рекомендуемая для реализации формула:

$$\alpha(t) \Lambda(t) = [\langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t_n) \rangle -$$

$$- \langle \Phi_g^+(\mathbf{r}) (1/v_{g,R}) \Phi_g(\mathbf{r}, t_{n-1}) \rangle /$$

$$/ [(t_n - t_{n-1}) \text{ЦНД}(t_n)].$$

Выражение $\alpha(t)\Lambda(t)/\beta_{\text{eff}}$ – это вклад в реактивность в $\$$. Для учёта вклада в реактивность в $\%$ ρ , его надо умножить на $\beta_{\text{eff}}/100$. В приближении мгновенного скачка полагаются, что $\alpha(t)\Lambda(t) = 0$ и

$$\rho/\beta_{\text{eff}} = 1 - [1/\langle \Phi_g^+(r) Q_g^D(r, t) \rangle \times \sum_i \lambda_i \int_{-\infty}^t dt' \langle \Phi_g^+(r) Q_{g,i}^D(r, t') \rangle \exp(-\lambda_i(t-t'))].$$

2. Эффективные доли ЗН

Одна из важных проблем – когда и как переходить от “обычных” долей ЗН, усредняемых с весом различных функционалов потока нейтронов, к эффективным долям, усредняемым с весом, включающим и ценности нейтронов. Очевидный ответ – всегда, когда это нужно и возможно. Желательно их использовать на этапе как ячеечных, так и реакторных расчётов. При этом в пространственно-временных реакторных расчётах ценности нейтронов рекомендуется рассчитывать на момент окончания внесения возмущения. И только, когда нет возможности применять ценности нейтронов, при двугрупповых расчётах их можно заменить потоками нейтронов.

Наиболее часто константы подставляются в уравнения переноса в приближении R с использованием зависящих от физической зоны R параметров ЗН при отказе от их явной нуклидной зависимости.

В этом случае потребуются величины β_R , которые рекомендуется заменить на их эффективные аналоги $\beta_{\text{eff},R}$. Следует предостеречь от применения эффективных долей ЗН $\beta_{\text{eff},R}$ при расчётах концентраций предшественников ЗН. Здесь нужно использовать $\beta_{L,R}$. Однако величины $\beta_{\text{eff},R}$ необходимы для вычисления *средних* для всего реактора β_{eff} , которые подставляются в ОРУК.

При обработке экспериментальных данных для ОРУК требуются величины β_{eff} ,

$$\alpha_i = \sum_A (\text{Eff}_{A,i} a_{A,i}) \text{ и}$$

$$1/\lambda_{ci} = \sum_A (1/\lambda_{A,i}) \text{Eff}_{A,i} a_{A,i} / \sum_A \text{Eff}_{A,i} a_{A,i}, \text{ где эффективная доля делений на ЗН нуклида } A$$

$$\text{Eff}_{A,i} = \sum_R F_{\text{eff},A,R}^D(t) / [\sum_{A \neq R} \sum_R F_{\text{eff},A,R}^D(t)].$$

$$\begin{aligned} \text{Здесь} \quad F_{\text{eff},A,R}^D(t) &= \\ &= \langle \sum_{k=1}^G y_A^D \sum_{k,R} \Phi_k(r, t) \sum_{g=1}^G \chi_{A,g}^D \Phi_g^+(r) \rangle_R. \end{aligned}$$

Этого достаточно, чтобы применять разные наборы данных по ЗН. При отсутствии позонных макросечений деления отдельных нуклидов вычислить доли $\text{Eff}_{A,i}$ делений на ЗН отдельных нуклидов нельзя.

Но надо помнить, что величины $\text{Eff}_{A,i}$ хоть и слабо, но зависят от используемого набора данных по ЗН. Зависимость от времени практически отсутствует.

Программа, в которой реализовано приближение R , реально применялась при расчётах и тепловых, и быстрых реакторов.

3. Моделирование процесса срабатывания АЗ

Для первой топливной загрузки 3-го блока Калининской АЭС в системе ShIPR [1] моделировались процессы срабатывания АЗ: падение всех стержней АЗ и с застреванием одного из двух наиболее эффективных стержней [12].

В интеллектуальную программную систему ShIPR для математического моделирования ядерных реакторов включён набор вычислительных модулей, реализующий подготовку макросечений на основе двугрупповой библиотеки нейтронно-физических сечений, подготовленных для нодальной программы SKETCH-N [13, 14].

Двугрупповая библиотека нейтронно-физических сечений подготовлена по программе UNK [15, 16] для трёхмерного диффузионного расчёта первых кампаний ВВЭР-1000. Кинетические параметры основаны на данных из ENDF/B6. В 2011 г. программа дополнена библиотекой микросечений делящихся нуклидов, что даёт возможность использовать любые наборы данных для ЗН.

Расчёты полей нейтронов в системе ShIPR делались в двугрупповом диффузионном приближении в трёхмерной тругольной геометрии. Для части расчётов

применялась "японская" методика [17], которая реализована и для прямой, и для сопряжённой задач. Это один из простых вариантов нодальных методов, эффективно уточняющих результаты расчёта потоков на краю ячеек.

Реализован вариант метода, предложенный А.С. Серёгиным [18, 19]. Использование методики [19] для расчёта ценности вместо обычной (без нодальных поправок) практически не влияет на результаты. При расчёте потоков на каждом временном шаге для первой "японской" итерации в качестве начального приближения применяются потоки из предыдущего шага по времени.

Исходная гексагональная картограмма автоматически разбивалась на 24 треугольника на кассету. В активной зоне по высоте было 80 точек, шаг в плоскости и по высоте около 4 см. Расчётная модель содержит один внешний ряд сборок, а также верхний и нижний торцевые экраны с отражателем. Пространственно-временной расчёт вёлся с шагом 0,05 с.

Технология пространственно-временного расчёта описана в работе [10]. Сначала выполняется стационарный расчёт потоков нейтронов с выведением реактора на критичность за счёт борной кислоты. После этого делается расчёт потоков и ценности нейтронов для возмущённого состояния (например, с опущенными стержнями АЗ), и эти потоки и ценности в процессе нестационарного расчёта используются для вычисления интегральных функционалов, представляемых в ОРУК.

Затем решается пространственно-временное уравнение диффузии с моделированием процесса постепенного опускания стержней АЗ с возможным застреванием и добрасыванием одного из них. На каждом временном шаге вычисляются реактивность с помощью ОРУК, в которое последовательно подставляются несколько интегральных и три локальных функционала. При расчёте интегральных функционалов их "возмущённая" часть рассчитывается на момент окончания возмущения.

Интегральные по объёму реактора функционалы, использованные при оценке эффективности АЗ:

$$1. \quad QAP_Qf = \langle \chi_g^D \Phi_g^*(\mathbf{r}) \sum_{k=1}^G v \Sigma_{fk,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle.$$

Интегрируется произведение "возмущённого" сопряжённого источника на источник деления ВСЕХ нейтронов.

$$2. \quad QAPD_Qfd = \langle \chi_{g,R}^D \Phi_g^*(\mathbf{r}) \times$$

$$\times \text{eff}_R \sum_{k=1}^G v \Sigma_{fk,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle - \text{рекомендуемый}$$

функционал. Интегрируется произведение "возмущённого" сопряжённого источника ЗН на скорость генерации ЗН.

$$3. \quad FRSP_Qf = \langle \Phi_g(\mathbf{r}) \sum_{k=1}^G v \Sigma_{fk,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle.$$

Интегрируется произведение суммы "возмущённых" потоков на источник деления ВСЕХ нейтронов.

$$4. \quad FRSP_Qfd = \langle \Phi_g(\mathbf{r}) \times$$

$$\times \text{eff}_R \sum_{k=1}^G v \Sigma_{fk,R} \Phi_k(\mathbf{r}, t) \rangle. \text{ Интегрируется про-}$$

изведение суммы "возмущённых" потоков на скорость генерации ЗН.

5. $PW(t)$ – относительная мощность реактора.

Функционалы 1 и 2 будут совпадать, если все расчёты производить с исключением зависимости от зоны. Отметим, что функционалы 1 и 2 в этом случае совпадают только для случая равенства χ_g^D и $\chi_{g,R}$. То же справедливо и для функционалов 3 и 4. Они часто используются тогда, когда нет возможности рассчитать ценность нейтронов. Мощность реактора $PW(t)$ также часто подставляется в ОРУК.

В качестве локальных параметров I_c^{25} , I_c^{14} и I_c^3 , моделирующих показания ИК, использовался просуммированный по группам поток нейтронов, рассчитанный в трёх точках последнего ряда радиального отражателя в середине активной зоны по высоте. Три точки выбирались ближайшими к трём камерам ИК25, ИК14 и ИК3, расположенным через 120°. Камера ИК25 находится напротив стержня 13–36.

Таблица 1. Эффективность АЗ, оценённая с использованием различных функционалов. Знак минус перед всеми реактивностями опущен. Макросечения подготовлены программой SKETCH (UN). Кинетические параметры из ENDF/B6 и JEFF3.1. Число групп ЗН $M = 6$ (ENDF/B6) и $M = 8$ (JEFF3.1)

Эффективность всей системы АЗ. Время сброса АЗ 4 с															
$t = 0, \beta_{eff} 100 = 0,7468, Lp \cdot 10^4 = 0,2491$															
7,95	6	No	0,7500	0,2355	14	7,93	7,90	7,94	7,90	8,73	5,86	5,86	5,86		
			0,7500	0,2354	35	7,95	7,91	7,95	7,92	8,74	5,89	5,89	5,89		
			0,7500	0,2354	84	7,94	7,91	7,94	7,91	8,73	5,91	5,91	5,91		
$t=0, \beta_{eff} 100 = 0,7469, Lp \cdot 10^4 = 0,2501$															
8,11	6	JAP	0,7501	0,2365	14	8,07	8,03	8,07	8,04	8,85	5,95	5,95	5,95		
			0,7501	0,2364	35	8,08	8,05	8,09	8,06	8,87	5,98	5,98	5,98		
			0,7501	0,2364	84	8,08	8,04	8,09	8,05	8,86	6,00	6,00	6,00		
Эффективность всей системы АЗ без стержня 13-36. Время сброса АЗ 4 с															
$t = 0, \beta_{eff} 100 = 0,7468, Lp \cdot 10^4 = 0,2495$															
5,97	6	No	0,74858	0,2495	14	6,00	5,99	5,95	5,94	8,27	4,01	5,85	5,85		
			0,74857	0,2396	35	6,02	6,00	5,96	5,95	8,29	4,04	5,88	5,88		
			0,74856	0,2396	84	6,02	6,00	5,96	5,95	8,28	4,07	5,90	5,90		
$t = 0, \beta_{eff} 100 = 0,7468, Lp \cdot 10^4 = 0,2503$															
6,09	6	JAP	0,7486	0,2405	14	6,06	6,04	6,06	6,05	8,40	4,08	5,94	5,94		
			0,7486	0,2404	35	6,07	6,05	6,07	6,06	8,40	4,11	5,97	5,97		
			0,7486	0,2404	84	6,07	6,05	6,07	6,06	8,40	4,13	6,00	6,00		
Эффективность всей системы АЗ без стержня 13-36, с добросом.															
Время сброса АЗ 4 с, доброс через 20 с															
$t = 0, \beta_{eff} 100 = 0,7401, Lp \cdot 10^4 = 0,2503$															
6,09	8	JAP	0,7425	0,2405	14	6,06	6,05	6,06	6,04	8,40	4,07	5,94	5,94		
			0,7443	0,2358	35	8,12	8,08	8,14	8,09	8,87	6,00	5,98	5,98		
0,7443			0,2357	84	8,11	8,07	8,12	8,08	8,85	6,02	6,01	6,01			

В настоящей работе проверялось выражение (21) в форме ОРУК в двугрупповом приближении R (табл. 1). Функционал, который должен обеспечивать максимальное приближение к ОРУК, — это $QAPD_Q_{fd} + \alpha\Lambda$. Другие интегральные функционалы служат различными приближениями, применяемыми при расчётах, и здесь они включены для сравнительной оценки. Для ОРУК использовалась программа, в которой реализовано решение в интегральной форме по методике Терешонка В.А. [20].

Эффективные доли делений ^{235}U и ^{238}U на ЗН, приведённые в табл. 2, могут быть использованы при обработке экспериментальных данных по эффективности органов регулирования.

Подводя итог данного раздела, ещё раз подчеркнём, что здесь проверялось выра-

жение (21) для ОРУК в двугрупповом приближении R .

Как написано в работе [6], если строго равенство для ОРУК трактовать как уравнение для вычисления левой части по произвольно задаваемой правой, то определяемая таким образом величина ρ будет отличаться в общем случае от искомой реактивности $\rho = 1 - 1/K_{eff}$, приобретаая, в частности, несвойственную ей паразитную зависимость от ядерных данных по ЗН. Тем не менее его обычно трактуют именно как уравнение для вычисления реактивности.

А теперь сформулируем выводы, которые можно сделать из анализа результатов приведённых в табл. 1 и рис. 1, и некоторых дополнительных расчётов.

Таблица 2. Доли Eff_d нуклидов, используемые при усреднении параметров ЗН для делящихся нуклидов для реактора в целом. Макросечения из SKETCH (UNK).
Ценности рассчитывались на момент возмущения (вар. 1 – $\text{A3}_\downarrow$, вар. 2...6 – $\text{A3}_\downarrow$, 13-36†)

Вариант	Состояние	$\Delta\rho = 1/\text{Keff}1 - 1/\text{Keff}2, \%$	Кинетич. параметры	JAR для Φ_g	JAR для Φ_g^+	Φ_g при $t, \text{с}$	Eff_{235}	Eff_{238}
1	$\text{A3}_\downarrow$	8,11	БНАБ93	JAR	JAR	0	0,8427	0,1573
						14	0,8346	0,1654
						35	0,8347	0,1657
2	$\text{A3}_\downarrow$ 13-36†	5,97	БНАБ93	No	No	0	0,8429	0,1571
						14	0,8382	0,1618
						35	0,8382	0,1618
3	$\text{A3}_\downarrow$ 13-36†	6,09	БНАБ93	JAR	JAR	0	0,8428	0,1572
						14	0,8380	0,1620
						35	0,8381	0,1619
4 С добросом 13-36	$\text{A3}_\downarrow$ 13-36† $\text{A3}_\downarrow$	6,09 8,11	БНАБ93	JAR	JAR	0	0,8428	0,1572
						14	0,8380	0,1620
						35	0,8343	0,1657
5 С добросом 13-36	$\text{A3}_\downarrow$ 1336† $\text{A3}_\downarrow$	6,09 8,11	JEFF3.1	JAR	JAR	0 (стац.)	0,8268	0,1732
						0	0,8313	0,1687
						14	0,8262	0,1738
						35	0,8222	0,1778
						50	0,8222	0,1778
6 С добросом 13-36	$\text{A3}_\downarrow$ 13-36† $\text{A3}_\downarrow$	6,09 8,11	Кипин	JAR	JAR	0 (стац.)	0,8386	0,1614
						0	0,8428	0,1572
						14	0,8380	0,1620
						35	0,8343	0,1657

1. Расчёт реактивности при решении пространственно-временных задач даёт занижение эффективности A3 по сравнению со стационарным расчётом на величину до 0,9 %. Ценность рассчитывалась для состояния, когда стержни A3 полностью опущены.

2. При моделировании сброса A3 с застреванием и добросом стержня 13-36 рекомендуется использовать ценности для промежуточного состояния с застрявшим стержнем.

3. В случае с застреванием стержня 13-36 в рекомендуемом алгоритме близость к прямым расчётам улучшается.

4. Вклад члена с производной $\alpha\Lambda$ в реактивность при погруженных стержнях A3 пренебрежимо мал, что позволяет рекомендовать приближение мгновенного скачка для расчёта эффективности A3 ВВЭР-1000.

5. Применение в функционалах, представляемых в ОРУК, вместо ценности суммы потоков нейтронов даёт почти такие же результаты, как и использование ценности. Этот подход соответствует одnogрупповому расчёту.

6. Остаётся необъяснённым факт, что исключение β_{eff} из интегральных функционалов слегка улучшает совпадение с прямыми расчётами реактивности. Возможно, имеет место компенсация каких-то погрешностей.

7. При подстановке в ОРУК мощности реактора эффективность A3 сильно завышается, особенно при застревании самого эффективного из стержней.

8. Эффективная доля ЗН и время жизни мгновенных нейтронов, вычисленные в процессе пространственно-временного расчёта, практически не зависят от времени для времён после сброса A3 .

4. Оценка эффективности АЗ ВВЭР-1000 на основе совокупности экспериментальных и расчётных данных

Существуют две основные проблемы при анализе и трактовке как расчётных, так и экспериментальных данных. Первая касается так называемых “собственно” пространственных эффектов реактивности, когда при подстановке в ОРУК токи от разных ИК или их имитаторов дают разные значения реактивности. Самым ярким примером служит задержка одного из самых эффективных стержней при падении всей щётки АЗ.

Вторая проблема, которую также можно отнести к пространственным эффектам, – это большая разница между реактивностями, получаемыми при подстановке в ОРУК локальных функционалов в виде токов от ИК или их расчётных имитаторов, и значениями, полученными в стационарных расчётах как разность обратных эффективных коэффициентов размножения с поднятыми и опущенными стержнями.

Эта проблема существует как при за-

стревании одного из стержней, так и при отсутствии застревания, когда поле нейтронов достаточно симметрично. При этом значения реактивности из прямых расчётов хорошо совпадают со значениями реактивности, получаемыми при подстановке в ОРУК интегральных функционалов, включающих ценности нейтронов.

Ниже делается очередная попытка решить эти проблемы, применяя при обработке токов ИК расчётные данные. Вот соображения, на которых основываются рекомендации по способу оценки эффективности АЗ на основе измеренных токов ИК с использованием пространственно-временных расчётов.

1. Методика имитации токов ИК в пространственно-временных расчётах показала хорошее совпадение с экспериментальными данными в случае, когда применяются одинаковые подходы (подстановка в ОРУК токов или их имитаций) и восьмигрупповые кинетические параметры с учётом вклада деления ^{238}U [21]. Рис. 2 и 3 демонстрируют правомерность такого подхода – расчётные и экспериментальные токи веду-

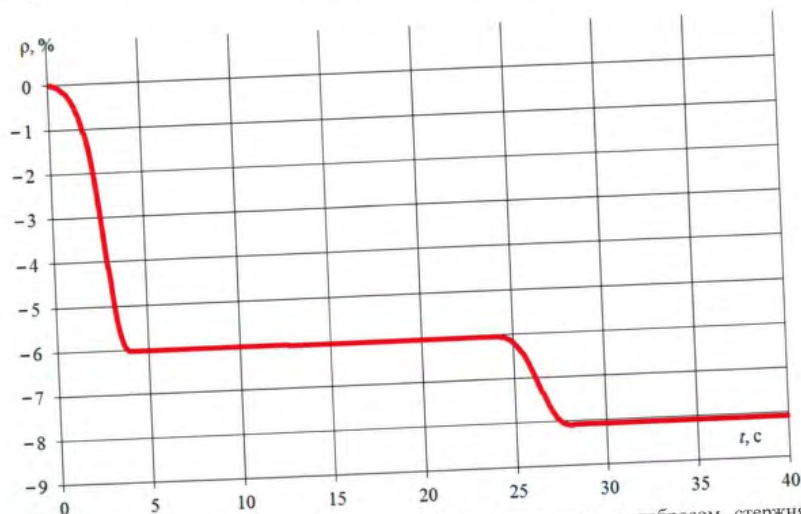


Рис. 1. Реактивность ρ , %, при срабатывании АЗ с застреванием и добросом стержня 13-го В начальный момент ($t = 0$) все СУЗ наверху (10-я группа – 90 %). При подстановке в ОРУК использовался функционал $QAPD_Qfd$. “Японская” методика, восьмигрупповые кинетические параметры JEFF3.1

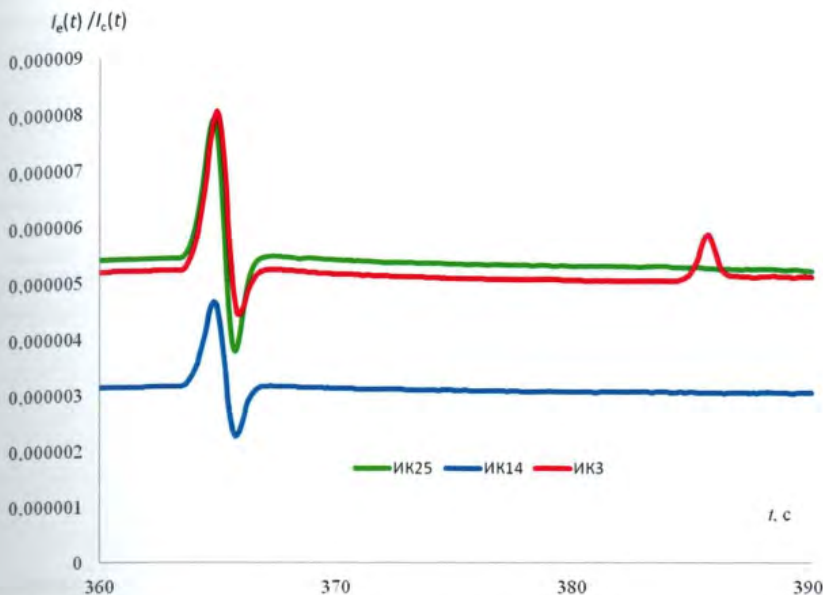


Рис. 2. Отношение экспериментально регистрируемых токов ИК с учётом фонового тока $I_c(t)$ к рассчитанной имитации токов ИК $I_c(t)$ ($t_0 = 364$ с)

себя одинаково.

2. Оценённая таким образом эффективность АЗ существенно отличается от значений, полученных в стационарных расчётах как разность обратных эффективных коэффициентов размножения с поднятыми и опущенными стержнями АЗ.

3. Как показано выше, использование в ОРУК имитаторов токов ИК существенно занижает реактивность по сравнению с реактивностью из двух стационарных расчётов, что косвенно подтверждает неправомерность прямой подстановки в ОРУК измеренных токов ИК. Следует отметить, что этот факт имеет место только при реактивностях, существенно превышающих $\beta_{эф}$.

4. Одним из способов решения сформулированных выше проблем является введение поправок в токи ИК [2]. Естественным выглядит применение для этой цели рассчитанного функционала $QAPD_Qfd(t)$.

5. Таким образом, в ОРУК можно подставлять следующий функционал:

$$I_{ec}(t) = I_c(t)QAPD_Qfd(t)/I_c(t), \quad (22)$$

где $I_{ec}(t)$ – подправленный ток ИК, $I_c(t)$ – регистрируемый ток ИК с учётом фонового тока, $I_c(t)$ – рассчитанная имитация тока ИК, $QAPD_Qfd(t)$ – интеграл по объёму реактора от произведения скорости генерации ЗН и “возмущённого” сопряжённого источника ЗН в каждой точке.

6. При подстановке в ОРУК подправленного тока ИК реализуется совпадение с эффективностью АЗ, полученной из стационарных расчётов.

Экспериментальные данные обрабатывались путём ОРУК с использованием токов ИК, зарегистрированных при измерении эффективности АЗ. В работе применялись результаты измерения для первой топливной загрузки 3-го блока Калининской АЭС при работе на минимально контролируемом уровне мощности на этапе физического пуска [22]. Рассматривалось падение АЗ 12.02.2005 в 9 час с застреванием и добросом стержня 13-36 (9 группа) через 20 с. Учитывались поправки на фоновый ток ИК.

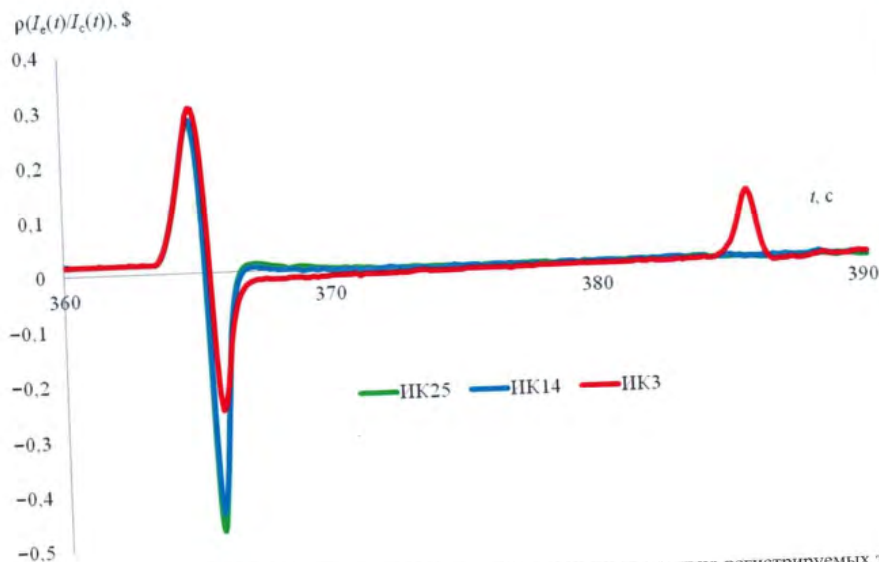


Рис. 3. Реактивность ρ , $\$$. В ОРУК подставляются отношения экспериментально регистрируемых токов ИК с учётом фонового тока $I_e(t)$ к рассчитанной имитации токов ИК $I_c(t)$. Кинетические параметры JEFF3.1 ($t_0 = 364$ с)

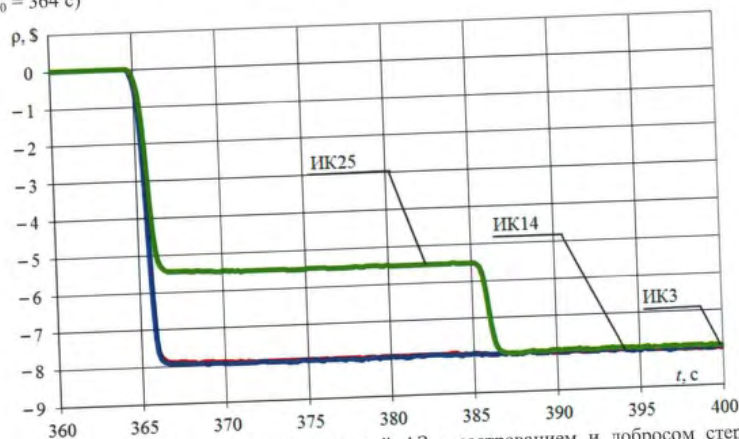


Рис. 4. Реактивность ρ , $\$$, при падении стержней АЗ с застреванием и добросом стержня 13. В ОРУК подставляются токи ИК. Кинетические параметры из JEFF3.1. При $t = 400$ с $\rho(\$) = -8,0$ (с учётом фонового тока)

Этот процесс сброса стержней АЗ рассчитывался в интеллектуальной программной системе ShIPR. Показания ИК моделировались как потоки нейтронов в трёх заданных нодрах внутреннего ряда отражателя

в центральной плоскости активной зоны. Отметим важность наличия в расчётной модели внешнего ряда отражателя, окружающего активную зону. В пространственном временном расчёте использовались восемь

групповые кинетические параметры, основанные на данных из библиотеки JEFF3.1.

Результаты сравнительного анализа различным образом обработанных экспериментальных и расчётных данных представлены в табл. 3 и на рис. 4 и 5.

Появившаяся в последней версии программы подготовки сечений для SKETCH возможность расчёта позонных макросечений деления отдельных нуклидов позволила вычислить доли E_{eff} делений на ЗН отдельных нуклидов (табл. 2) и с их помощью

рассчитать использованные в расчётах средние кинетические параметры ЗН (табл. 4 и 5). Ранее в работе [21] использовались $E_{eff_{U235}} = 0,85$ и $E_{eff_{U238}} = 0,15$.

Время, при котором фиксировалось приводимое в таблицах значение реактивности, выбрано таким, чтобы эффективность всех стержней АЗ совпала с приведённой в работе [22] при обработке показаний ИКЗ, и равнялось 400 с (время начала движения стержней АЗ 364,7 с, шаг по времени 0,1 с). Для определения эффективно-

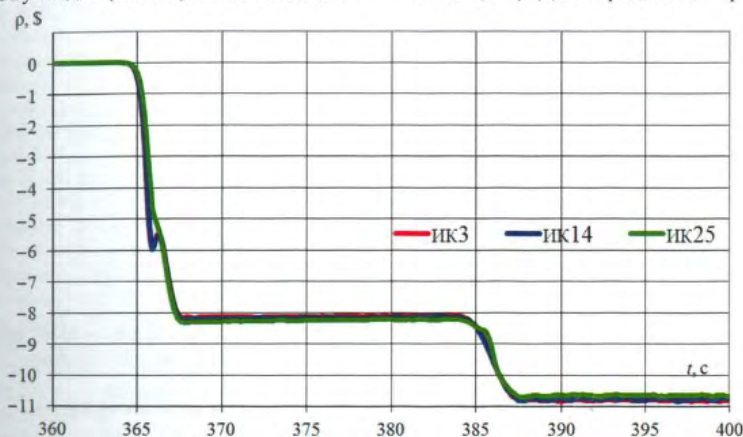


Рис. 5. Реактивность ρ , \$, при падении стержней АЗ с застреванием и добросом стержня 13-36. В ОРУК подставляются токи ИК с учётом фонового тока, подправленные на пространственные эффекты. Кинетические параметры из JEFF3.1

Таблица 3. Эффективность АЗ

Эксперимент.								Расчёт (ShIPR).	
В ОРУК подставляются токи ИК с учётом фонового тока						Макросечения из SKETCH			
Без поправок на пространственные эффекты			С поправками на пространственные эффекты (см. (22))			Стационарный	Динамический.		
Кипин ²³⁵ U	Кипин ²³⁵ U + ²³⁸ U β _{eff} = 0,00750	JEFF3.1 ^{a)} ²³⁵ U + ²³⁸ U β _{eff} = 0,00744	JEFF3.1 ²³⁵ U + ²³⁸ U β _{eff} = 0,00744		В ОРУК подставляются:				
						имитации токов ИК	QAPD_Qfd		
Опускается шётка стержней АЗ с застреванием стержня 13-36									
t = 10 (377) с									
Δρ, %	4,52 ± 0,22	4,1	4,1	6,1 ± 0,3	6,1	4,1	6,0		
Опускается вся шётка стержней АЗ с добросом стержня 13-36									
t = 35 (400) с									
Δρ, %	6,44 ± 0,32	6,0	6,0	8,0 ± 0,4	8,1	5,9	8,1		
Δρ – эффект реактивности при сбросе АЗ, % Δk/k									

$\Delta\rho$ – эффект реактивности при сбросе АЗ, % $\Delta k/k$

а) Восьмигрупповые параметры ЗН

Таблица 4. Кинетические параметры из БНАБ-78 (Кипин) [23])

<i>i</i>	Относительный выход <i>i</i> -й группы ЗН, a_i			Постоянные распада предше- ственников <i>i</i> -й группы ЗН, λ_i		
	^{235}U	^{238}U	Средние	^{235}U	^{238}U	Средние
1	0,033	0,013	0,030	0,0124	0,0132	0,0125
2	0,219	0,137	0,206	0,0305	0,0321	0,0307
3	0,196	0,162	0,190	0,111	0,139	0,1145
4	0,395	0,388	0,394	0,301	0,358	0,3084
5	0,115	0,225	0,133	1,14	1,41	1,1737
6	0,042	0,075	0,047	3,01	4,02	3,1279

Таблица 5. Кинетические параметры из JEFF3.1 (оценка В.М. Пиксайкина)

<i>i</i>	Относительный выход <i>i</i> -й группы ЗН, a_i			Постоянные распада предше- ственников <i>i</i> -й группы ЗН, λ_i	
	^{235}U	^{238}U	Средние	Средние	
1	0,0328	0,0084	0,0284	0,0125	
2	0,1539	0,1040	0,1450	0,0283	
3	0,0913	0,0375	0,0817	0,0425	
4	0,1969	0,1370	0,1862	0,1330	
5	0,3308	0,2940	0,3244	0,2925	
6	0,0902	0,1980	0,1094	0,6665	
7	0,0812	0,1281	0,0895	1,63488	
8	0,0229	0,0931	0,0354	3,5546	

Данные любезно предоставлены Забродской С.В.

сти стержней АЗ с застрявшим стержнем время выбрано примерно в середине интервала застревания.

После введения в токи ИК расчётных поправок на пространственные и интегральные эффекты получено совпадение расчётных и экспериментальных величин эффективности стержней АЗ как в случае застревания стержня 13-36, так и после его доброса. Расчётные значения определялись в стационарных задачах как разность эффективных коэффициентов размножения с поднятыми и опущенными стержнями.

Благодарности

Авторы благодарят Забродскую С.В., Зимина В.Г за предоставленные материалы и обсуждение поставленных в работе проблем, В.А. Терешонка, Л.В. Кряквина и В.А. Питилимова за предоставленные результаты измерений и прототип программы на MathCAD, использованный в данной работе для ОРУК. Очень полезным было обсуждение предложенной идеи обработки данных с Л.К. Шишковым, который высказал предположение, что, возможно, есть

измерения, где предлагаемый подход не даст таких хороших результатов.

Список литературы

1. Зизин М.Н. Интеллектуальная программная система ShIPR для математического моделирования ядерных реакторов. Препринт ИАЭ 6354/5, 2005.
2. Цыганов С.В., Шишков Л.К. Измерение эффективности органов регулирования ВВЭР. Атомная энергия, 2004, т. 96, вып. 3, с. 183-187.
3. Dementiev V.G., Sidorenko V.D., Shishko L.K., Tsyganov S.V. Errors in the Assessment of Point Kinetics Parameters // Proc. of the Fifteenth Symp. of AER, p. 91-100. Znojmo, Czech Republic, October 2005.
4. Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Экспериментальные методы физики реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. Абрамов Б.Д. Некоторые вопросы классификации и оценки погрешностей методов ОРУК определения реактивности // ВАН. Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. с. 3-13.
6. Абрамов Б.Д. Развитие концепции измерения реактивности как процедуры коррекции её

- чётных значений // Атомная энергия, 2010, т. 109, вып. 4, с. 188–193.
7. **Зизин М.Н.** Усреднение параметров запаздывающих нейтронов при реакторных расчётах. Препринт ИАЭ-6676/5, 2011.
 8. **Усачёв Л.Н.** Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реакторов и теория возмущений. В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. М.: АН СССР, 1955.
 9. **Абазян Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М.** Групповые константы для расчёта реакторов и защиты: Справочник. М.: Энергоиздат, 1981.
 10. **Зизин М.Н., Иванов Л.Д.** Программы и тесты для решения нестационарных нейтронно-физических задач в интеллектуальной программной системе ShIPRW // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2007, вып. 1, с. 3–13.
 11. **Забродская С.В.** Новые типы данных в системе БНАБ-93 для расчёта радиационных характеристик. Дисс. на соиск. учён. степ. к. ф.-м. н. Обнинск, ГНЦ РФ-ФЭИ, 2001.
 12. **Зизин М.Н., Зимин В.Г., Зизина С.Н., Кряквин Л.В., Питилимов В.А., Терешонок В.А.** Реактивные эффекты в реакторе ВВЭР-1000 3-го блока Калининской АЭС на этапе физического пуска. Расчёты в интеллектуальной программной среде ShIPR с библиотекой двухгрупповых сечений, полученных по программе UNK // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 3, с. 13–19.
 13. **Zimin V.G.** SKETCH-N: A Nodal Neutron Diffusion Code for Solving Steady-State and Kinetics Problems, Vol. I. Model Description, Vol. II. User's Guide. 2000. Документация в электронном виде доступна из OECD NEA Data Bank под номером NEA-1577/01.
 14. **Zimin V.G., Baturin D.M.** Polynomial Nodal Method for Solving Neutron Diffusion Equations in Hexagonal-Z Geometry // Ann. Nucl. Energy, 2002, 29, p. 1105–1117.
 15. **Белузов Н.И., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф.** Программа UNK для детального расчёта спектра нейтронов в ячейке ядерного реактора. Препринт ИАЭ-6083/4, 1998.
 16. **Цибульский В.Ф., Давиденко В.Д.** Пакет программ UNK для расчётов ядерных реакторов. Описание применения. Отчёт ИЯР РНЦ КИ № 35-410-4/10, 2002.
 17. **Takeda T., Komano Y.** Extension of Askew's Coarse Mesh Method to Few-Group Problems for Calculating Two-Dimensional Power Distribution in Fast Breeder Reactors // J. of Nucl. Sci. and Tech., July 1978, 15(7), p. 523–532.
 18. **Серезин А.С.** Некоторые вопросы реализации улучшенных схем дискретизации задачи диффузии в трёхмерно-гексагональной геометрии. Сб. докладов семинара “НЕЙТРОНИКА-92. Алгоритмы и программы для нейтронно-физических расчётов ядерных реакторов”, 27–29 октября 1992 г., с. 164–170. Обнинск, 1994.
 19. **Серезин А.С.** О решении сопряжённой задачи диффузии в трёхмерной гексагональной геометрии на основе улучшенной крупносеточной дискретизации. Там же, с. 140–149.
 20. **РД ЭО 0151-2004.** Методики расчёта нейтронно-физических характеристик по данным физических экспериментов на энергоблоках АЭС с реакторами ВВЭР-1000. М.: Росэнергоатом, 2004.
 21. **Зизин М.Н., Зизина С.Н., Кряквин Л.В., Питилимов В.А., Терешонок В.А.** Расчёт значений реактивности по токам ионизационных камер с разными наборами кинетических параметров при падении АЗ ВВЭР-1000 3-го блока Калининской АЭС на этапе физического пуска // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 3, с. 43–47.
 22. **Терешонок В.А., Елизаров В.Ф., Ивченко В.В., Кряквин Л.В., Питилимов В.А., Степанов В.С.** Результаты исследований нейтронно-физических характеристик головной топливной загрузки ВВЭР-1000 блока № 3 Калининской АЭС на этапе физического пуска. Отчёт ВНИИАЭС инв. № ОЭ-3395/2005, 2005.
 23. **Кипин Д.Р.** Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.

Контактная информация –

Зизин Михаил Николаевич, г. н. с., тел.: 8(499) 196-71-93, e-mail: zizin@adis.vver.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2,
с. 28–43.

Оптимизация физических характеристик и режима равномерно-частичных перегрузок быстрого реактора

А.М. Кузьмин, В.И. Мороко,

НИЯУ "МИФИ", 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Поступила в редакцию 14.03.2012 г.

Обсуждаются особенности оптимизационной задачи с целочисленными и непрерывно меняющимися параметрами, сформулированной для быстрого реактора, работающего в стационарном режиме равномерно-частичных перегрузок. Предлагаются эффективные алгоритмы расчёта физических характеристик и итерационная процедура построения оптимальных значений параметров. Рассматривается решение задачи о минимуме потери энергоснабжения в реакторе типа БРЕСТ-800, возникающей вследствие того, что среднее выгорание топлива в выгружаемых топливных сборках не достигает предельно допустимого значения. Для нескольких компоновок активной зоны даётся сравнение с неоптимальными решениями и оценивается роль различных факторов, способствующих повышению среднего выгорания топлива.

Ключевые слова: быстрый реактор, равномерно-частичные перегрузки топлива, оптимизационная задача, расчётная модель, средние изотопные концентрации, кратность перегрузок, выравнивание расщепления тепловыделения.

Optimization of the Physical Characteristics and Uniformly-Partial Refuelings of Fast Nuclear Reactor. *A.M. Kuzy'min, V.I. Moroko, National Research Nuclear University "MEPhI", 31, Kashirskoe Shosse, Moscow, 115409*

The paper addresses some specific features of the optimization problem with integer and real parameter define for a fast nuclear reactor operating in a steady-state regime of uniformly-partial refueling. The paper offers and describes effective algorithms for numerical evaluation of physical characteristics and iterative procedures for determination of their optimal values. In particular, the paper considers the problem on minimization of energy production loss in fast reactors of BREST-800 type. The energy loss is caused by the fact that average fuel burn-up in discharged fuel assemblies is less than maximum permissible level. Potential effect of some factors which can promote increasing average fuel burn-up are evaluated.

Key Words: Fast Reactor, Uniformly-Partial Refuelings, Optimization, Mathematical Model, Average Isotope Concentration, Multiplicity of Refueling, Flattening of Spatial Heat Generation.

В быстрых реакторах при замене отработавших тепловыделяющих сборок (ТВС) обычно используется схема равномерно-частичной перегрузки (РЧП) для ТВС активной зоны и перегрузки через 1-й ряд – для ТВС бокового экрана [1]. При этом перестановка топливных сборок в экране совмещается с перегрузкой активной зоны. Каждая ТВС активной зоны в течение всего времени нахождения в реакторе не переставляется, а интервалы ΔT_w работы реактора на номинальной мощности W_T , чередуясь с промежутками времени ΔT_0 для перегрузки на остановленном реакторе, не меняются от одного этапа работы к другому.

Чтобы в таких условиях не нарушались требования по безопасности эксплуатации, приходится ограничивать общее время на-

хождения ТВС в активной зоне. Это время определяет кампанию топлива, влияет на экономические показатели, а в режиме РЧП топлива оказывается кратным целому числу этапов работы. Поэтому при выборе оптимальных значений параметров реактора следует учитывать, что некоторые из них могут принимать лишь целочисленные значения.

Переходя к рассмотрению задач оптимизации реакторов, работающих в режиме РЧП, будем считать, что в начальный момент времени $t = 0$ в разных по составу зонах (созданных с целью выравнивания распределения тепловыделения) находились только свежие ТВС. Дополнительно поделим активную зону на области (зоны) перегрузки $i = 1...I$ с объемами V_i , котор

расположены симметрично относительно центральной оси реактора и содержат по N_i топливных сборок, занимающих в совокупности объём $V_i^{(TBC)}$. В оставшейся части $V_i^{(pc)} = V_i - V_i^{(TBC)}$ могут располагаться органы регулирования (компенсаторы выгорания топлива, автоматические регуляторы и др.).

Предположим, что после некоторого начального периода работы устанавливается стационарный режим перегрузок. В этом режиме после каждого этапа работы выгружается (и заменяется свежими ТВС) постоянная часть ξ_i топливных сборок (в количестве $\Delta N_i = \xi_i N_i$), расположенных равномерно по зоне i и имеющих максимальную глубину выгорания P_i , не превышающую допустимой нормы P_0 накопления продуктов деления.

Значению P_i можно сопоставить время T_i нахождения ТВС в работающем реакторе (называемое временем кампании топлива зоны i), равное

$$T_i = J_i \Delta T_w, \quad J_i \geq 1, \quad i = 1 \dots I,$$

где $J_i = (\xi_i)^{-1}$ – кратность перегрузок, равная целому числу этапов работы, за которые полностью обновляется состав зоны i . Очевидно, кампания топлива T_i не может превышать времени $T_i^{(0)}$, в течение которого глубина выгорания могла бы достичь до-

пустимого значения P_0 .

Если в начальный период времени после 1-го этапа работы заменяются свежими ТВС ΔN_i равномерно размещённых в зоне сборок с выгоранием $\xi_i P_i$, после 2-го этапа – такое же количество ТВС с выгоранием $2\xi_i P_i \leq P_0$ и т.д., то стационарный режим РЧП возникает через $J = \max \{J_i, i = 1 \dots I\}$ этапов. По прошествии времени $T^{(0)} = J \Delta T$ (где $\Delta T = \Delta T_w + \Delta T_0$) наступает квазистационарный режим работы, когда свойства реактора, непрерывно меняясь со временем в течение каждого интервала $(T^{(0)} + s \Delta T) \leq t \leq (T^{(1)} + s \Delta T)$, $T^{(1)} = T^{(0)} + \Delta T_w$, $s = 0, 1, \dots$, остаются одними и теми же в любой момент времени $t' + s \Delta T$, где $t' \in [T^{(0)}, T^{(1)}]$.

Таким образом, при $t \geq T^{(0)}$ можно ограничиться рассмотрением работы реактора на временном интервале $T^{(0)} \leq t \leq T^{(1)}$. При этом необходимо учитывать, что в момент времени $t = T^{(0)}$ в любой зоне i имеется J_i групп равномерно размещённых ТВС с выгораниями $0, \xi_i P_i, \dots, (J_i - 1) \xi_i P_i$, к моменту $t = T^{(1)}$ в этих группах выгорание возрастает на $\xi_i P_i$, а после перегрузки (т.е. в момент времени $t = \tilde{T}^{(0)} = T^{(1)} + \Delta T_0$) восстанавливается прежний набор ТВС, также расположенных равномерно по зоне (рис. 1).

Поэтому для средних по объёму кон-

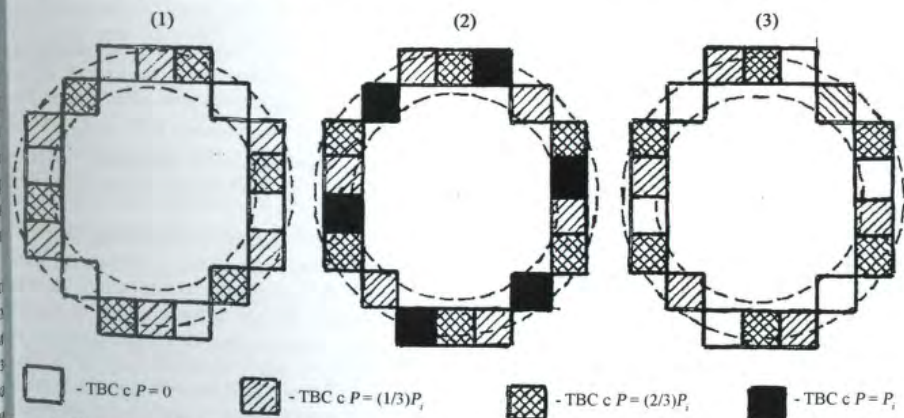


Рис. 1. Состояние ТВС одной из зон перегрузок ($n_i = 18$; $J_i = 3$) в квазистационарном режиме работы для трёх моментов времени: $t = T^{(0)}$ (1), $t = T^{(1)}$ (2), $t = T^{(1)} + \Delta T_0$ (3)

центров $\bar{\rho}_i^{(l)}$ ядер сорта l имеем

$$\bar{\rho}_i^{(l)}(T^{(l)}) = \xi_i \sum_{j=1}^{J_i} \bar{\rho}_i^{(l)}(j\Delta T_w), \quad i=1 \dots I; \quad (1)$$

$$\bar{\rho}_i^{(l)}(\bar{T}^{(0)}) = \bar{\rho}_i^{(l)}(T^{(l)}) + \xi_i [\bar{\rho}_i^{(l)}(0) - \bar{\rho}_i^{(l)}(T_i)], \quad (2)$$

где $\bar{\rho}_i^{(l)}(j\Delta T_w)$ — концентрация ядер топлива в ТВС зоны i , находившихся в работающем реакторе в течение времени $j\Delta T_w$ ($j = 0 \dots J_i$). При этом должно выполняться равенство

$$\bar{\rho}_i^{(l)}(\bar{T}^{(0)}) = \bar{\rho}_i^{(l)}(T^{(0)}).$$

В том случае, когда $(T_i^{(0)} - T_i) < \Delta T_w$, приходится выгружать ТВС, в которых $P_i < P_0$, уменьшая тем самым кампанию топлива. Это иллюстрирует рис. 2, где приведена зависимость глубины выгорания $P(t)$ от времени облучения t (без учёта остановок на перегрузку) ТВС зоны i с кратностью перегрузки $J_i = 3$. Очевидно, что преждевременная замена топливных сборок на свежие ТВС увеличивает затраты на переработку. Будем их оценивать величиной потери F_0 энерговыработки, возникающей на каждом этапе работы,

$$F_0 = \gamma \sum_{i=1}^I (P_0 - \bar{P}_i) \xi_i V_i^{(TBC)} \bar{\rho}_i^{(top)}, \quad (3)$$

где $\bar{\rho}_i^{(top)}$ — концентрация ядер топлива; $\bar{P}_i$ — средняя по всем выгружаемым ТВС глубина выгорания; γ — энергия, выделяющаяся при одном делении.

Из выражения (3) видно, что уменьшению потерь F_0 способствует:

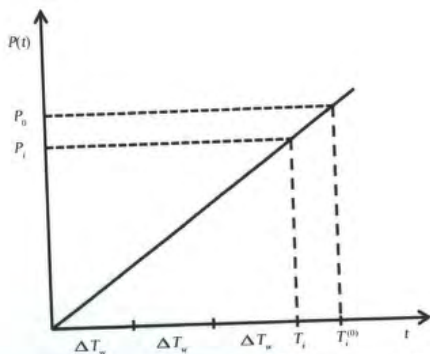


Рис. 2. Зависимость глубины $P(t)$ выгорания от времени для случаев, когда $0 < (T_i^{(0)} - T_i) < \Delta T_w$

– выравнивание тепловыделения, которое обеспечивает приближение значения $\bar{P}_i$ к максимальной глубине выгорания P_0 ; выравнивание достигается за счёт изменения обогащения топлива и диаметра твэлов в свежих ТВС, числа органов регулирования и других параметров активной зоны, рассматриваемых далее в качестве компонентов вектора $\mathbf{u}$;

– выбор таких значений параметров ΔT_w , V_i , J_i ($i = 1 \dots I$) (представленных в дальнейшем компонентами вектора $\mathbf{x}$), при которых отклонение P_i от P_0 было бы наименьшим в целом по всем перегружаемым зонам.

Вектора $\mathbf{u}$ и $\mathbf{x}$ будем называть управлениями, а их компоненты управляющими параметрами. Оптимальные управления $(\mathbf{u}_0, \mathbf{x}_0)$ находятся путём решения неклассической вариационной задачи (НВЗ) на условный экстремум:

$$\min F_0(\mathbf{u}, \mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in X(\mathbf{u}), \quad \mathbf{u} \in U(\mathbf{x}), \quad (4)$$

где $X(\mathbf{u})$ и $U(\mathbf{x})$ — области допустимых значений параметров, в общем случае зависящие от управлений $\mathbf{u}$ и $\mathbf{x}$, соответственно.

В число условий, описывающих область $X(\mathbf{u})$, входят ограничения, связанные с особенностями рассматриваемого режима перегрузок:

$$J_i \geq 1, \quad J_i \Delta T_w \leq T_i^{(0)}, \quad i=1 \dots I,$$

$$k_n \geq k_n^{(don)}, \quad \Delta T_w \leq \Delta T_w^{(don)},$$

где $k_n = \Delta T_w / (\Delta T_w + \Delta T_0)$ — коэффициент использования мощности, а кратности J_i могут принимать только целочисленные значения. При этом значения $k_n^{(don)}$ и $\Delta T_w^{(don)}$ заданы, а максимальные кампании топлива

$T_i^{(0)}$ зависят от свойств активной зоны (т.е. от $\mathbf{u}$).

Границы области $U(\mathbf{x})$ определяют условия безопасной работы реактора на мощности W_T в течение времени $t \in \Delta T_w$, в чём входят ограничения на максимальные температуры и напряжения в твэлах, эффекты реактивности и другие характеристики, являющиеся функционалами распределения нейтронов и изотопов полей в разные моменты времени. Для получения таких распределений разработана модель разной степени сложности [2...5]

В оптимизационных задачах важно выявить особенности получаемого решения и оценить его преимущества перед другими (неоптимальными) решениями. Для этого можно ограничиться не слишком сложными расчётными моделями. Однако они должны быть одинаковыми для сравниваемых вариантов и адекватно описывать протекающие в реакторе процессы. При решении задачи (4) предлагается воспользоваться одной из таких моделей, впервые реализованной в оптимизационном комплексе SAPFER и подробно описанной в [2].

В этой модели пространственно-энергетическое распределение нейтронов находится в многогрупповом диффузионном приближении с применением метода условного разделения переменных. Предполагается, что потоки нейтронов $\Phi^{(k)}(\mathbf{r}, t)$ ($k = 1 \dots m$ — номера энергетических групп) в любой момент времени $t \in \Delta T_w$ близки к распределениям $\langle \Phi^{(k)}(\mathbf{r}) \rangle$, зависящим только от пространственных переменных $\mathbf{r}$ и рассчитанным при средних изотопных концентрациях

$$\langle \rho_i^{(l)} \rangle = \frac{1}{\Delta T_w} \int_{T_w^{(l)}} \rho_i^{(l)}(t) dt, \quad i = 1 \dots I. \quad (6)$$

Здесь $\rho_i^{(l)}(t)$ — усреднённые (с учётом ТВС с разной глубиной выгорания) концентрации ядер сорта l , полученные из решения уравнений выгорания топлива с использованием условий (1), (2) и средних по объёму зоны потоков

$$\langle \Phi_i^{(k)} \rangle = \frac{1}{V_i} \int_V \langle \Phi_i^{(k)}(\mathbf{r}) \rangle dV. \quad (7)$$

Отметим, что при определении средних изотопных концентраций вместо равенства (6) можно воспользоваться более удобным (с вычислительной точки зрения) выражением

$$\langle \rho_i^{(l)} \rangle = \frac{1}{T_i} \int_0^{T_i} \rho_i^{(l)}(t) dt, \quad (8)$$

в котором концентрации $\rho_i^{(l)}(t)$ определяются в результате решения уравнений выгорания для случая, когда топливо в зоне i в течение времени $0 \leq t \leq T_i$ находится в одном и том же нейтронном поле с потоками

(7), а в момент $t = 0$ значения $\rho_i^{(l)}(0)$ соответствуют состоянию зоны i со свежими ТВС. В этом нетрудно убедиться, интегрируя уравнения для концентраций $\rho_i^{(l)}(t)$ и $\rho_i^{(l)}(t)$ в пределах соответствующих интервалов и учитывая условия (1), (2).

Перечисленные допущения достаточно хорошо выполняются в быстрых реакторах с близкими к единице значениями коэффициентов воспроизводства КВ⁽ⁱ⁾ в зонах выравнивания распределения тепловыделения (j — номер одной из таких зон) и небольшими размерами зон перегрузки. Они дают возможность ограничиться получением распределений нейтронов $\langle \Phi^{(k)}(\mathbf{r}) \rangle$ для многозонных моделей реакторов в r - z геометрии с постоянными в пределах каждой зоны свойствами и оценить максимальную глубину выгорания топлива P_i , используя соотношение

$$P_i \rho_i^{(\text{non})} = T_i \max_{\mathbf{r} \in V_i} \left(\sum_{k=1}^m \langle \Sigma_{f,i}^{(k)} \rangle \langle \Phi^{(k)}(\mathbf{r}) \rangle \right), \quad (9)$$

где $\langle \Sigma_{f,i}^{(k)} \rangle$ — макроскопические сечения деления, рассчитанные на среднем изотопном составе зоны i с концентрациями (8).

При поиске оптимального решения задачи (4) с целочисленными значениями управляющих параметров возникают дополнительные (и достаточно серьёзные) трудности, которых не было в задачах с непрерывно меняющимися параметрами. Приходится многократно обращаться к решению задач вида (4) и тратить много времени на получение целочисленных значений $J_i^{(0)}$.

Чтобы сократить это время, трудоёмкую процедуру нахождения значений $J_i^{(0)}$ полезно рассматривать как отдельный этап решения и не связывать его с расчётом распределений нейтронов. Для этого предлагается решение задачи (4) искать с помощью итерационного метода, в котором на каждой s -й итерации последовательно определяются:

— вектор $\mathbf{u} = \mathbf{u}^{(s)}$ из решения НВЗ на условный минимум

$$\min_{\mathbf{u}} F_0(\mathbf{u}, \mathbf{x}^{(s-1)}), \quad \mathbf{u} \in U(\mathbf{x}^{(s-1)}); \quad (10)$$

— вектор $\mathbf{x} = \mathbf{x}^{(s)}$ из решения задачи нелинейного целочисленного программирования (НЦП)

$$\min_{\mathbf{x}} F_0(\mathbf{u}^{(s)}, \mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in X(\mathbf{u}^{(s)}). \quad (11)$$

Итерации прекращаются при таком $s = k$, когда модуль разности значений $F_0(\mathbf{u}^{(k)}, \mathbf{x}^{(k)})$ и $F_0(\mathbf{u}^{(k-1)}, \mathbf{x}^{(k-1)})$ не будет превышать заданного отклонения. Тогда управление $(\mathbf{u}^{(k)}, \mathbf{x}^{(k)})$ рассматривается в качестве приближённого решения задачи (4).

Перейдем к обсуждению результатов, полученных для реактора типа БРЕСТ-800, охлаждаемого жидким свинцом и состоящего из активной зоны с 3-мя зонами выравнивания тепловыделения, окружёнными экранами заданного состава. ТВС имеет шестигранную форму с размером "под ключ" $H_{\text{твс}} = 18,7$ см. Внутри каждой из них в узлах треугольной сетки с шагом $h^{(i)} = 13,6$ мм размещены цилиндрические твэлы диаметром $d_{\text{тв}}^{(j)}$, имеющие полость для сбора газообразных продуктов деления, топливный сердечник из уран-плутониевого нитридного топлива и герметичную оболочку (толщиной 0,5 мм) из нержавеющей стали.

Принималось, что допустимая норма накопления продуктов деления $P_0 = 0,1$, а в необлученном топливе наряду с ^{238}U находятся изотопы плутония ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu с процентным содержанием соответственно 56/32,5/11,5.

В качестве компонентов вектора $\mathbf{u}$ выбраны: высота $H_{\text{а.з.}}$ активной зоны, обогащение топлива, одинаковое для всех загружаемых в реактор ТВС, и диаметры твэлов $d_{\text{тв}}^{(j)}$ ($j = 1 \dots 3$). Распределения нейтронов рассчитывались в 26-групповом диффузионном приближении для многозонной цилиндрической модели реактора с представлением потоков $\langle \Phi^{(k)}(\mathbf{r}) \rangle$ в активной зоне в виде

$$\langle \Phi^{(k)}(\mathbf{r}) \rangle = \Psi(z) \langle \phi^{(k)}(r) \rangle, \quad k = 1 \dots 26, \quad (12)$$

где функции $\Psi(z)$ и $\langle \phi^{(k)}(r) \rangle$ зависят от одной переменной и находятся из решения уравнения для соответствующих одномерных геометрий. Радиальное распределение

тепловыделения выравнивают за счёт выбора соответствующих значений $d_{\text{тв}}^{(j)}$, добиваясь при этом близких к единице значений $K_{\text{В}}^{(j)}$ и выполнения ограничений по максимальным температурам в активной зоне на среднем изотопном составе топлива.

В число компонент вектора $\mathbf{x}$ входили интервал ΔT_w работы и кратности перегрузок J_i ($i = 1 \dots J$). При этом общее число зон перегрузок равнялось либо $n = 3$ (тогда толщина ΔR_i этих зон совпадала с $\Delta R^{(j)}$, $i, j = 1 \dots 3$), либо $n = 10$ (для этого случая расположения зон перегрузок приведены в табл. 1). Время ΔT_0 на перегрузку принималось равным 30 сут.

Решение задачи НЦП находилось с помощью метода "ветвей и границ", который подробно описан в работе [6]. В соответствии с общей схемой метода сначала находилось решение задачи при отсутствии требования целочисленности значений J_i в зонах $i = 1 \dots J$. Затем для каждой зоны $i = k$ дробным значением $J_k^{(0)}$ в полученном оптимальном векторе управления решаются две задачи вида (11). В одной из них наряду с условиями (5) присутствует ограничение $J_k \leq [J_k^{(0)}]^{(\min)}$, в другой — ограничение $J_k \geq [J_k^{(0)}]^{(\max)}$, где $[J_k^{(0)}]^{(\min)}$ и $[J_k^{(0)}]^{(\max)}$ ближайšie к $J_k^{(0)}$ целые числа.

Такую процедуру, называемую "ветвлением в окрестности вершины $J_k^{(0)}$ ", повторяют для любой вершины с дробным значением, включая вновь получаемые решения. Среди всех решений с целочисленными значениями $J_i^{(k)}$ ($k = 1, 2, \dots$) выбирается решение с наименьшим значением $F_0 = \min_k F_0(J_i^{(k)})$.

Результаты расчётов представлены в табл. 1 и 2 для нескольких компоновок активной зоны высотой $H_{\text{а.з.}} = 1,1$ м и внешним радиусом $R_{\text{а.з.}} = 1,79$ м. Каждому варианту соответствует номер, в котором первая цифра указывает на число зон выравнивания тепловыделения, а вторая — на общее число зон перегрузок.

Во всех вариантах учитывались ограничения на максимальные температуры, коэффициенты размножения ($\langle K_{\text{эф}} \rangle = 1$)

Таблица 1. Оптимальные характеристики компоновок активной зоны

Варианты	$d_{тв}$, мм	K_r	$F_0^{(min)}$, отн. ед.	$\bar{P}$, 10^{-3} МВт-сут/т	$\bar{P}_{min}$, 10^{-3} МВт-сут/т	W_T , МВт
1-1	$d_{тв}^{(1)} = d_{тв}^{(2)} =$ $= d_{тв}^{(3)} = 9,1$	2,02	495	47,7	42,4	1 220
1-3		2,02	158	72,3	65,1	1 220
1-10		1,97	128	85,2	78,6	1 220
3-3	$d_{тв}^{(1)} = 9,1$; $d_{тв}^{(2)} = 9,6$;	1,30	124	81,7	75,2	1 770
3-10	$d_{тв}^{(3)} = 11,3$	1,30	82	85,9	79,2	1 770

Таблица 2. Оптимальные значения кратностей $J_i^{(0)}$ перегрузок и схема размещения зон

Варианты	Кратности $J_i^{(0)}$ перегрузок										Время работы, сут
1-1	9										121
1-3	9					14			26		122
1-10	9	9	9	10	11	13	15	19	25	39	122
3-3	11					12			15		126
3-10	11	11	11	11	11	11	12	13	15	20	127

воспроизводства активной зоны (КВ_{а.з.}) на среднем изотопном составе топлива.

Из-за высокой теплопроводности топлива лишь температура оболочки $T_{об}$ достигала предельного значения $T_{об}^{(дон)} = 650^\circ\text{C}$

в твэлах с максимальным тепловым потоком. Значения начального обогащения топлива x_0 и КВ_{а.з.} менялись в пределах $0,13 \leq x_0 \leq 0,14$, $1,03 \leq \text{КВ}_{а.з.} \leq 1,07$.

В табл. 1 для каждого варианта приведены: оптимальные значения диаметров $d_{тв}^{(j)}$ твэлов и потери F_0 энерговыработки, значения коэффициентов K_r неравномерности теплового потока, тепловой мощности W_T и среднего по всем выгружаемым ТВС выгорания $\bar{P}$. При этом величина W_T выбиралась так, чтобы в твэлах с максимальным тепловым потоком выполнялось ограничение $T_{об} \leq T_{об}^{(дон)}$. Для сравнения указаны значения $\bar{P}_{min}$, получаемые при неудачном выборе соотношения между кратностью J_i перегрузок и временем ΔT_w работы.

В табл. 2 приведены оптимальные значения $J_i^{(0)}$ кратностей J_i перегрузок для соответствующих зон перегрузок. Вариант 1-1 относится к случаю, когда $\Delta R^{(1)} = 1,79$ м (т.е. каждый раз все отработавшие ТВС активной зоны заменяются свежими). Толщины ΔR_i зон перегрузок в вариантах 1-3 и 3-3 совпадали с толщинами $\Delta R^{(i)}$ зон выравни-

вания теплового потока: $\Delta R^{(1)} = 1,03$ м; $\Delta R^{(2)} = 0,43$ м; $\Delta R^{(3)} = 0,33$ м.

В вариантах 1-10 и 3-10 толщины ΔR_i во всех зонах, кроме первой, близки к размеру кассеты "под ключ". При этом в пределах 1-й зоны выравнивания находились пять зон перегрузок, в пределах 2-й – три зоны, а в пределах последней – две. Во всех вариантах оптимальное значение $\Delta T_w^{(0)}$ времени ΔT_w работы менялось незначительно (составляло от 121 до 127 сут), обеспечивая выполнение ограничения $k_n > 0,8$.

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Выбор оптимальных значений $J_i^{(0)}$ и $\Delta T_w^{(0)}$ позволяет повысить среднее выгорание $\bar{P}$ (по сравнению с неоптимальным значением $\bar{P}_{min}$) в разных вариантах на 6 500...7 200 МВт-сут/т, что составляет от 8 до 10 % по отношению к величине $\bar{P}$.

2. Снижение потери энерговыработки достигается главным образом за счёт изменения кратности перегрузок при почти одинаковом времени работы $\Delta T_w^{(0)} \approx 125$ сут. При этом кратности перегрузок возрастают по мере перехода от центра к периферии активной зоны.

3. Из-за большой кратности перегрузок в периферийной зоне время $T^{(0)}$ перехода в квазистационарный режим работы велико.

Например, в варианте 3-10 при $\Delta T_0 = 30$ суток время $T^{(0)} = 10$ лет, а в варианте 1-10 — $T^{(0)} = 16,5$ лет.

4. При небольшом числе зон перегрузок ($I = 3$) выравнивание теплового потока и оптимизация режима перегрузок приводят примерно к одному и тому же снижению потери $F_0^{(min)}$ энергоснабжения, а при возрастании числа зон до $I = 10$ эффект от выравнивания потока становится незначительным. Конечно, это не означает, что надо отказаться от выравнивания тепловыделения, поскольку оно в условиях ограничений на максимальные температуры в ТВЭлах существенно увеличивает тепловую мощность W_T . Этот фактор не учитывался при решении задач вида (4) с критерием оптимальности (3).

Заключение

Окончательный вывод о выборе характеристик реактора и режима его работы можно сделать, опираясь лишь на экономический критерий оптимальности, например, стоимость вырабатываемой на АЭС электроэнергии. Решая такие задачи, важно учитывать потери энергоснабжения и ограничения на параметры безопасности не только в квазистационарном режиме работы реактора, но и в процессе выхода в этот режим. При этом могут оказаться полезными те приемы и алгоритмы, которые предложены с целью сокращения времени решения оптимизационных задач

Список литературы

1. Матвеев В.И., Мамаев В.В., Колосков Б.В. Принципы составления программ перегрузок топливных пакетов реактора БН-350 в установившемся и переходном режимах. В сб. Состояние и перспективы работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. Обнинск, ГК ИАЭ, 1975.
2. Гераскин Н.И., Кузьмин А.М., Морин Д.В., Хромов В.В., Шумский Б.Е. Алгоритмы и программа оптимизации состава зон реакторов на быстрых нейтронах // ВАНТ. Сер. Физика в технике ядерных реакторов, 1983, вып. 4(33), с. 50–53.
3. Бобров С.Б., Зинин А.И., Колесов В.Е., Матвеев В.И., Сулов И.Р. Расчёты модели быстрого энергетического реактора в двумерной (r-z)-геометрии. Там же, 1988, вып. 3, с. 37–40.
4. Кузьмин А.М., Морин Д.В., Новиков А.Е. Двухуровневая оптимизационная система для исследования реакторов на быстрых нейтронах. Там же. Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 3, с. 25–35.
5. Невиница А.И., Матвеев В.И., Стого В.Ю., Чёрный В.А. Расчёт нейтронно-физических характеристик быстрого реактора в стационарном режиме перегрузок. Там же, 2011, вып. 2, с. 53–57.
6. Реклейтис Г., Рейвиндран А., Рэчдел К. Оптимизация в технике, в двух книгах (кн. 2). Перевод с англ. М.: Мир, 1986.

Контактная информация —
Кузьмин Анатолий Михайлович, профессор,
тел.: (499)323-92-42, e-mail: terphi.kam@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 44–5

Оптимизация соотношения погрешностей двухгрупповых диффузионных констант в тренажёрной модели активной зоны РБМК-1000

А.А. Болсунов, С.А. Карпов,

ОАО "ВНИИАЭС", 109507, Москва, Ферганская ул., 25

Поступила в редакцию 19.10.2011 г.

Оптимизируется соотношение погрешностей представления двухгрупповых диффузионных констант с целью минимизации погрешности расчёта пространственно-энергетического распределения нейтронов, мощности или реактивности в динамической тренажёрной модели нейтронно-физического расчёта. Задача решается в предположении, что совокупная точность представления констант ограничена ресурсами, выделенными для аппроксимации констант.

Ключевые слова: алгоритм, программа, компьютер, полиномиальный метод, тренажёр.

The Optimization of Accuracies Ratio of the Two-Group Diffusion Constants in Simulation Model of RBMK-1000 Core. A.A. Bolsunov, S.A. Karpov, JSC "VNIIAES", 25, Ferganskaya St., Moscow, 109507

Relative ratio of individual accuracies of the two-group diffusion constants in dynamic simulation model of reactor core is optimized. It is done to minimize calculation errors of neutron flux, power or reactivity distributions in the model. Problem is solved under assumption that the overall accuracy of the constants representation is limited by the resources allocated for the approximation of the constants.

Key Words: Algorithm, Program, Computer, Polynomial Method, Simulator.

Введение

В практике тренажёростроения наиболее часто применяется определённым образом свёрнутое (чаще полиномиальное) представление малогрупповых констант как функций от параметров состояния активной зоны (а.з.) [1]. В двухгрупповой диффузионной модели нейтронно-физического расчёта обычно используются следующие константы:

$$\Sigma_f^1, \Sigma_f^2, \nu_f \Sigma_f^1, \nu_f \Sigma_f^2, \Sigma_a^1, \Sigma_a^2, \Sigma_s^{1 \rightarrow 2}, D^1, D^2, \sigma_{xc}^2, \sigma_{sm}^2.$$

Каждая из них аппроксимируется определённым набором функций представления, которые подбираются исходя из решения оптимизационной задачи на минимум числа функций, обеспечивающих заданную точность [2, 3].

В общем случае точность задания сечений определяется такими факторами, как модельная погрешность расчёта констант, погрешность, связанная с неопределённостью технологических параметров, и погрешность представления сечений в виде полиномиальных зависимостей. Погрешность, обусловленная неопределённостью технологических параметров, носит случайный характер, имеет вероятностное распределе-

ние по расчётным точкам и не корректируется расчётом. Модельная погрешность расчёта констант может быть оценена относительно прецизионных методов и снижена путём выбора более совершенной методики.

В рамках уже выбранной модели (алгоритма подготовки малогрупповых констант), т.е. при заданной модельной точности, в качестве средства для возможного повышения точности нейтронно-физического расчёта посредством констант остаётся только снижение погрешности аппроксимации сечений.

В данной работе рассматривается точность констант, связанная с качеством полиномиального представления. Оптимизируется соотношение отдельных точностей представления двухгрупповых диффузионных констант с целью минимизации погрешности расчёта пространственно-энергетического распределения нейтронов, мощности или реактивности.

Задача решается в предположении, что совокупная точность представления констант ограничена ресурсами, выделенными для восстановления констант из полиномиальной свёртки, поскольку тренажёрный

расчёт проводится в режиме реального времени и предъявляет серьёзные требования к быстродействию расчёта констант. Например, оценки показывают, что временные затраты на восстановление констант сопоставимы с затратами времени на решение пространственной задачи.

В принципе понятно, что значимость, например, сечений первой и второй энергетических групп (для нейтронно-физического расчёта реактора) отнюдь неодинакова. А, значит, и точность описания этих сечений целесообразно делать тоже разной, оптимизируя при этом распределение ограниченных вычислительных ресурсов, затрачиваемых на описание каждого из сечений.

1. Постановка задачи

Известно [4], что если имеется некая функция многих переменных $F(\mathbf{x})$, для которой переменные определены с погрешностью $\Delta \mathbf{x}$, то в этом случае для погрешности расчёта $F(\mathbf{x})$, пренебрегая в $\Delta \mathbf{x}$ порядками выше первого, можно записать

$$|\Delta F| = |F(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{x}) - F(\mathbf{x})| \approx |dF(\mathbf{x})| = \left| \sum_{n=1}^N \frac{\partial F}{\partial x_n} \Delta x_n \right|.$$

$$\text{Поскольку} \quad \left| \sum_{n=1}^N \frac{\partial F}{\partial x_n} \Delta x_n \right| \leq \sum_{n=1}^N \left| \frac{\partial F}{\partial x_n} \right| |\Delta x_n| \geq |\Delta F|,$$

то подобная оценка будет оценкой сверху, если в качестве $\Delta \mathbf{x}$ выбрать предельные погрешности. В этом случае для предельных абсолютной и относительной погрешностей получаем следующие выражения, определяющие точность искомой величины:

$$\Delta F = \sum_{n=1}^N \left| \frac{\partial F}{\partial x_n} \right| |\Delta x_n|; \quad \delta F(\mathbf{x}) = \sum_{n=1}^N \left| \frac{\partial \ln F(x_n)}{\partial x_n} \right| |\Delta x_n|.$$

При решении обратной задачи, т.е. при определении таких абсолютных погрешностей $\Delta \mathbf{x}$, чтобы ΔF не превышала заданной величины, задача становится математически неопределённой, так как указанное условие можно обеспечить различными сочетаниями $\Delta \mathbf{x}$. В работе [4] приводится простейшее решение обратной задачи в приближении принципа равных влияний. Согласно этому принципу считается, что все частные дифференциалы $(\partial F / \partial x_n) \Delta x_n$ вносят одина-

ковые вклады в образование ΔF . При таком приближении все Δx_n определяются так:

$$\Delta x_n = \Delta F / (N |\partial F / \partial x_n|).$$

В решении предлагаемой оптимизационной задачи на минимум погрешности функции $F(\mathbf{x})$ неопределённостей не возникает, так как вводится условие ограничения на ресурсы, которое определяет точности Δx_n и устраняет имевшуюся ранее степень свободы в выборе Δx_n . Каждая погрешность Δx_n в предлагаемой задаче будет обусловлена числом функций, затраченных на аппроксимацию сечений. В этом случае каждый параметр вносит свой индивидуальный вклад в образование ΔF , и задача формулируется следующим образом.

Найти такое распределение числа M_n функций аппроксимации по сечениям, чтобы погрешность расчёта минимизируемого функционала (связанная с точностью сечений) была минимальна. Задача решается при заданном ограничении на суммарное число функций $\sum_{n=1}^N M_n = M_0$ и при заданных зависимостях точностей аппроксимации сечений x_n от числа функций в виде $|\delta x_n| = f(M_n)$. Минимизируемый функционал J , представляющий точность рассматриваемой функции, запишется следующим образом:

$$J = \sum_{n=1}^N \left| \frac{\partial \ln F(x_n)}{\partial x_n} \right| \frac{|\Delta x_n|}{x_n} x_n = \sum_{n=1}^N x_n \left| \frac{\partial \ln F(x_n)}{\partial x_n} \right| |\delta x_n| = \sum_{n=1}^N W_n |\delta x_n|,$$

где $W_n = x_n |\partial \ln F(x_n) / \partial x_n|$ есть весовой вклад погрешности сечения x_n в погрешность функции $F(\mathbf{x})$. Как видно, в выражениях для весов входят не только сами параметры x_n , но ещё и относительные чувствительности величины $F(x_n)$ к параметрам задачи x_n (сечениям).

Окончательно задача запишется в таком виде, где неизвестными являются числа M_n функций аппроксимации:

$$\left\{ \begin{aligned} J &= \sum_{n=1}^N W_n |\delta x_n|, \text{ где } W_n = x_n \left| \frac{\partial \ln F(x_n)}{\partial x_n} \right|, |\delta x_n| = f(M_n); \\ \frac{\partial J(x_n)}{\partial M_n} &= 0 \text{ для всех } n = 1 \dots N \text{ при } \sum_{n=1}^N M_n = M_0. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

В дальнейшем для численных оценок в качестве функциональных зависимостей от относительной погрешности сечений от числа функций $|\delta x_n| = f_n(M)$ применяются зависимости типа $f_n(M) = a_n + b_n/M^{P_n}$, полученные при проведении вариантных расчётов в задаче определения оптимального вида функций аппроксимации [2].

На рис. 1 представлены зависимости $f_n(M)$ для двухгрупповых диффузионных сечений, аппроксимированных полиномами до пятой степени от четырёх параметров, для модели РБМК-1000.

Чтобы использовать условие ограничения на суммарное число функций описания величин x_n , перепишем первое условие задачи (1) несколько иначе, а именно,

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial M_m} &= \frac{\partial}{\partial M_m} \left[\sum_{n \neq k}^N \left((a_n + b_n/M^{P_n}) W_n + \left(a_k + \frac{b_k}{(M_0 - \sum_{n \neq k}^N M_n)^{P_n}} \right) W_k \right) \right] = 0; \\ \sum_{n=1}^N M_n &= M_0, \end{aligned} \right. \quad (2)$$

где $m = 1 \dots N-1$, $k = m+1$, $n = 1 \dots N$.

Расписывая задачу (2) более подробно и вводя обозначение $C_n = \frac{P_n b_n W_n}{P_{n+1} b_{n+1} W_{n+1}}$ для всех $n = 1 \dots N-1$, получаем следующую систему нелинейных уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} M_1^{P_1-1} &= C_1 M_2^{P_2-1}; \\ M_2^{P_2-1} &= C_2 M_3^{P_3-1}; \\ &\dots \dots \dots \\ M_{N-1}^{P_{N-1}-1} &= C_{N-1} M_N^{P_N-1}; \\ \sum_{n=1}^N M_n &= M_0. \end{aligned} \right. \quad (3)$$

Если ввести обозначение неизвестных в виде $\tilde{M}_n = M_n^{P_n-1}$, то получим уже систему

линейных уравнений для определения неизвестных $\tilde{M}_n$ в удобном для решения виде:

$$\left\{ \begin{aligned} \tilde{M}_1 &= C_1 \tilde{M}_2; \\ \tilde{M}_2 &= C_2 \tilde{M}_3; \\ &\dots \dots \dots \\ \tilde{M}_{N-1} &= C_{N-1} \tilde{M}_N; \\ \sum_{n=1}^N \tilde{M}_n &= \tilde{M}_0. \end{aligned} \right. \quad (4)$$

Очевидно, что после решения такой системы уравнений нетрудно получить искомые величины M_n простым извлечением корней $M_n = \sqrt[P_n]{\tilde{M}_n}$.

Необходимо отметить, что при такой постановке задачи мы оказываемся перед следующей альтернативой. Либо решается система *нелинейных* уравнений (3), но с ясной интерпретацией понятия M_0 (как полного числа функций аппроксимации в виде $\sum_{n=1}^N M_n = M_0$), либо решается система *линейных* уравнений, но с неопределённой трактовкой $\tilde{M}_0$ в виде $\sum_{n=1}^N M_n^{P_n-1} = \tilde{M}_0$, так как в последнем выражении $\tilde{M}_0$ выбирается с помощью итерационного алгоритма, чтобы в конечном итоге обеспечить выполнение условия $\sum_{n=1}^N M_n = M_0$.

Определим в качестве неоптимального способа распределения ресурсов такой, при котором все $M_n = M_0/N$, а в качестве оптимального способ, найденный при решении оптимизационной задачи (1). Тогда, очевидно, выигрыш V от оптимизации можно оценить как отношение функционалов, рассчитанных с неоптимальным $J^{\text{неопт}}$ и оптимальным $J^{\text{опт}}$ наборами функций аппроксимации переменных (напомним, что функционалы J есть погрешности рассматриваемой функции многих переменных $F(x_n)$):

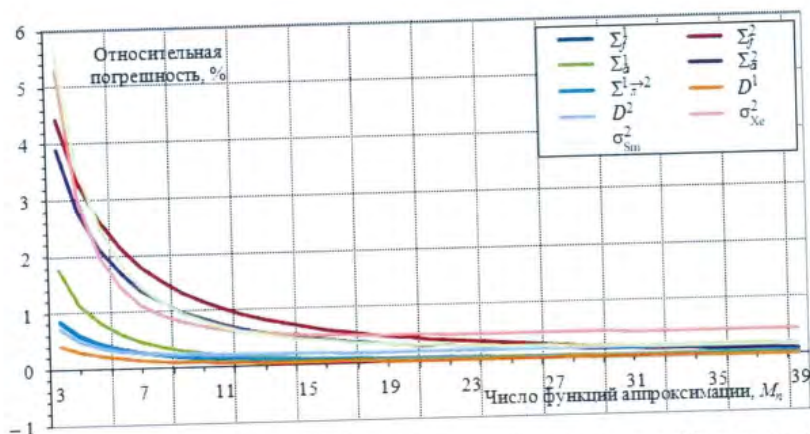


Рис. 1. Относительная погрешность $|\delta x_n|$ аппроксимации двухгрупповых диффузионных сечений от числа M_n функций аппроксимации

$$V = \frac{J_{\text{испт}}}{J_{\text{опт}}} = \frac{\sum_{n=1}^N W_n [a_n + b_n (M_0/N)^{-p_n}]}{\sum_{n=1}^N W_n [a_n + b_n (M_n)^{-p_n}]} \quad (5)$$

Так как для неоптимального случая применяется вариант с одинаковым числом функций для всех переменных, то для простоты и удобства рассмотрения в численных расчётах используется перебор вариантов, удовлетворяющих условию $M_0/N = 1, 2, 3, \dots$

2. Решение задачи

В качестве функции $F(x_n)$ будем последовательно рассматривать распределения плотности потока нейтронов, мощности и реактивности.

Как следует из постановок задачи (1)... (4), чтобы решить задачу необходимо, во-первых, задать функциональный вид зависимости погрешности от числа функций аппроксимации $|\delta x_n| = f(M_n)$ (он принимается в соответствии с данными, представленными на рис. 1) и, во-вторых, численно оценить значения весов W_n^g для всех используемых типов сечений x_n . В расчётах рассматривались каналы, лежащие на радиусе а.з. реактора. Эти каналы перечислены в табл. 1.

Минимизируемый функционал – погрешность плотности потока нейтронов.

Сформулируем задачу для минимизирования функционала, т.е. когда в постановке (1) $F(x_n) = \Phi^g(x_n)$. В качестве погрешности описания $\Phi^g(x_n)$ рассмотрим погрешность, возникающую при внесении возмущений в сечения. Так как для получения численных оценок применяется трёхмерная полномасштабная модель а.з., то, вообще говоря, отклик на внесённое возмущение будет существенно индивидуален в каждой пространственной (расчётной) точке а.з. в силу индивидуальных размножающих свойств в этой точке, а при одинаковых свойствах в каких-либо точках – за счёт различного окружения. Задача решается последовательно для каждой группы потока нейтронов.

Найдены оптимальное распределение числа M_n функций аппроксимации при общем числе функций, равном 108, и соответствующий этому решению выигрыш в точности расчёта плотности потока нейтронов в сравнении с равномерным распределением числа функций аппроксимации по сечениям. Выигрыш V (5) составляет три-четыре раза как для разных точек по высоте топливного канала, так и для каналов с различными свойствами. Результаты некоторых расчётов для ТВС разных типов приведены

Таблица 1. Свойства каналов (на примере которых решается оптимизационная задача) и выигрыш V в точности (Курская АЭС, блок 2, загрузка от 28.11.2008 г.)

Параметр	Свойства в ячейках с координатами YYXX							
	6636	6336	5736	5536	5236	4743	4336	4135
Обогащение, %	2,6	2,8	2,8	2,8	2,8	2,6	2,8	2,6
Среднее выгорание, МВт-сут	1 319	649	950	99	768	2 920	474	2 090
Выигрыш V для $\Phi^{g=1}$, раз	3,6	3,5	3,6	3,8	3,5	3,7	3,6	3,5
Выигрыш V для $\Phi^{g=2}$, раз	3,3	3,7	3,0	3,2	3,0	3,3	3,1	3,2
Выигрыш V для мощности, раз	2,8	3,5	3,9	4,2	3,9	4,9	3,9	4,1
Выигрыш V для реактивности, раз	Возмущения вносятся по всей а.з.							3,7...4,5

в табл. 1. Как и ожидалось, максимальными весами обладают сечения второй энергетической (тепловой) группы: $v_f \Sigma_f^2$ и Σ_a^2 .

Минимизируемый функционал – погрешность расчёта мощности.

Рассмотрим задачу (1) для минимизируемого функционала $Q = \sum_{g=1}^2 \Sigma_f^g \Phi^g(\mathbf{x}_n^g)$, т.е.

когда в задаче (1) $F(\mathbf{x}_n)$ есть мощность и

$$\Delta F(\mathbf{x}_n) = \sum_{g=1}^2 [Q^g(\mathbf{x}_n^g + \Delta \mathbf{x}_n^g) - Q^g(\mathbf{x}_n^g)].$$

Результаты решения оптимизационной задачи на минимум погрешности в расчёте мощности представлены в табл. 1. Найдены оптимальное распределение числа M_n функций аппроксимации при общем числе функций, равном 108, и соответствующий этому решению выигрыш в точности расчёта мощности в сравнении с равномерным распределением числа функций аппроксимации по сечениям.

Минимизируемый функционал – погрешность реактивности.

И, наконец, рассмотрим задачу (1) для минимизируемого функционала, когда $F(\mathbf{x}_n) = \rho$. Так как реактивность по определению есть $\rho = 1 - 1/K_{\text{eff}}$, то

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}_n)}{\partial \mathbf{x}_n} = \frac{1}{K_{\text{eff}}} \frac{\partial \ln K_{\text{eff}}}{\partial \mathbf{x}_n}. \text{ Тогда, используя в}$$

(1) это выражение, а также приближение большого реактора в виде

$K_{\text{eff}} = K_{\infty}/(1+B^2M^2)$ и $B^2M^2 \ll 1$ [5], приходим к следующей записи оптимизационной задачи:

$$\begin{cases} J = \sum_{n=1}^N W_n |\delta \mathbf{x}_n|, \text{ где } W_n = \\ = x_n \left| \frac{1}{K_{\text{eff}}} - 1 \left(\frac{\partial \ln K_{\infty}}{\partial \mathbf{x}_n} - \frac{2B^2M}{(1+B^2M^2)} \frac{\partial \ln M}{\partial \mathbf{x}_n} \right) \right|; \\ \partial J(\mathbf{x}_n)/\partial M_n = 0 \text{ для всех } n=1...N; \\ \sum_{n=1}^N M_n = M_0 \text{ и } |\delta \mathbf{x}_n| = f(M_n), \end{cases}$$

где M^2 – площадь миграции, а B^2 – геометрический параметр. В выражении для веса W_n первое слагаемое отвечает за изменение разнотонающих свойств, связанное с изменением констант, а второе – за изменение утечки.

При решении данной задачи возмущения по сечениям вводились сразу по всей а.з. Результаты вычислений представлены также в табл. 1. Эффект выигрыша в точности достигает четырёх раз.

3. Обсуждение полученных результатов

Из результатов проделанных расчётов следует, что оптимальное распределение

числа функций по сечениям довольно слабо зависит от группы потока нейтронов, от свойств каналов и выбора точек по высоте. Это даёт основание предположить, что выбранное среднее по всем испытаниям распределение числа функций по сечениям не сильно снизит эффект оптимизации для каждого отдельного случая.

Поскольку наибольший интерес представляет комплексное решение задачи (т.е. оптимизация точности сразу всех функционалов), рассмотрен вариант, объединяющий все три задачи. В этом случае использовался средний набор числа функций аппроксимации, полученный из решения частных задач. Результаты решения такой задачи приведены в табл. 2.

Как видно из представленных результатов, применение среднего варианта по числу функций аппроксимации сечений незначительно снижает точности оценок изучаемых функционалов, а точнее на $\sim 7\%$ по потоку нейтронов, $\sim 10\%$ по мощности и $\sim 9,5\%$ по реактивности (напомним, от выигрыша, составляющего от трёх до четырёх раз).

Приведённый пример решения задачи выполнен для общего числа $M_0 = 108$ функ-

ций аппроксимации. Естественно, что точность описания констант зависит от величины параметра M_0 задачи (общего числа функций аппроксимации). На рис. 2 представлен график зависимости относительной погрешности оптимизируемого функционала и выигрыша V в точности от M_0 . Из рис. 2 видно, что с увеличением числа используемых для аппроксимации функций эффект от оптимизации возрастает.

Численно исследовать решение на предмет наличия экстремума по параметру M_0 (при дальнейшем увеличении общего числа функций аппроксимации) затруднительно по причине отсутствия данных по зависимости погрешности констант от M_0 при больших числах функций аппроксимации. При использовании в качестве такой зависимости, например, простого аналитического выражения типа $\delta_n(M) = b_n/M$ экстремума не наблюдается.

Заключение

В данной работе поставлена и решена задача о выборе оптимальных соотношений погрешностей констант для минимизации

Таблица 2. Результаты решения задачи на среднем числе функций в сравнении с оптимальными вариантами (РБМК-1000)

Сечение x_n	Среднее число функций аппроксимации				Максимальный выигрыш V , раз (в скобках – на среднем числе функций)		
	Задача о потоке нейтронов Φ^1, Φ^2	Задача о мощности	Задача о реактивности	Среднее по трём задачам	Задача о потоке нейтронов	Задача о мощности	Задача о реактивности
$v_f \Sigma_f^1$	6	6	6	6	Φ^1 3,64 (3,40) Φ^2 3,25 (3,16)	2,80 (2,51)	4,53 (4,10)
$v_f \Sigma_f^2$	36	40	39	38			
Σ_a^1	10	9	11	10			
Σ_a^2	29	27	30	29			
$\Sigma_s^{1 \rightarrow 2}$	10	10	8	9			
D^1	3	2	2	2			
D^2	3	3	3	3			
σ_{Xe}^2	7	7	6	7			
σ_{Sm}^2	4	4	3	4			
Всего функций	108	108	108	108			

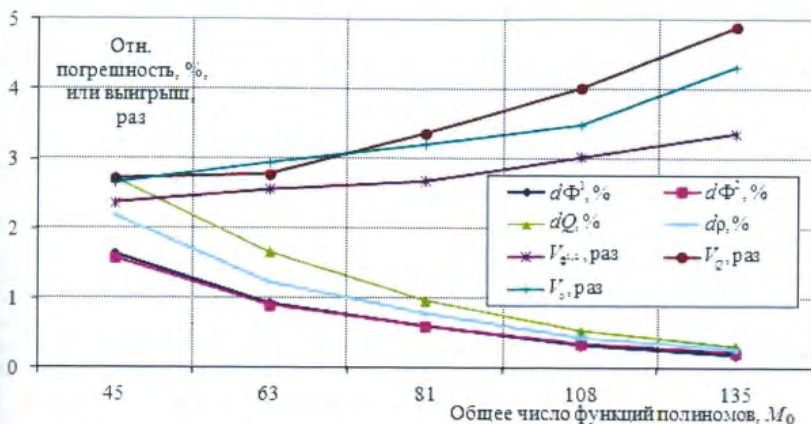


Рис. 2. Относительная погрешность оптимизируемого функционала и выигрыш V как функции параметра M_0

погрешности расчёта пространственно-энергетического распределения нейтронов, мощности и реактивности в рамках двух-групповой диффузионной модели, применяемой в тренажёрной практике.

Очевидно, что чем точнее известны константы, тем меньше будет погрешность в функционале. Погрешность в принципе определяется многими факторами, но константную погрешность, связанную с точностью аппроксимации, используя рекомендации данной работы, можно будет минимизировать. При этом эффект от оптимизации достигает приблизительно трёх-четырёх раз. Полученные результаты применены в нейтронно-физических моделях полномасштабных тренажёров 2 и 4 блоков Курской АЭС.

Численные оценки эффекта оптимизации проведены на полномасштабной двух-групповой диффузионной тренажёрной модели ТРЕК-РБМК.

Список литературы

1. Болсунов А.А. О нейтронно-физических моделях в тренажёростроении // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2008, вып. 4, с. 3–9.
2. Болсунов А.А., Карпов С.А. Оптимизация полиномиального представления малогрупповых констант. Отчёт ВНИИАЭС № 2010/4.1.1.1.7.1/43281, 2010.
3. Vyacheslav G. Zimin, Andrey A. Semenov. Building neutron cross-section dependencies for few-group reactor calculations using stepwise regression. Annals of Nuclear Energy, 32, 2005.
4. Демидович Б.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. Изд. 2-е. М.: Гостехиздат, 1963, с. 41.
5. Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. Т. 1. М.: Атомиздат, 1978.

Контактная информация –

Болсунов Андрей Александрович, с. н. с., тел.: (499)796-92-47, e-mail: bolsunov@get.vniiaes.ru;
Карпов Сергей Алексеевич, инженер, тел.: (499)796-92-47, e-mail: karpov@get.vniiaes.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2,
с. 51–57.

Дифференциальная характеристика ОР СУЗ в нейтронно-физическом расчёте тренажёрной модели активной зоны ВВЭР-1000 при малом числе точек аксиального разбиения

А.А. Болсунов, С.А. Карпов,

ОАО "ВНИИАЭС", 109507, Москва, Ферганская ул., 25

Поступила в редакцию 19.10.2011 г.

Описан алгоритм уточнения дифференциальной характеристики органа регулирования (ОР) СУЗ для нейтронно-физической модели тренажёра ВВЭР-1000 при малом числе точек аксиального разбиения активной зоны. Решается задача определения констант для ячейки с частично погруженным ОР СУЗ. Найденные в результате предложенного подхода ячеечные константы обеспечивают сглаживание дифференциальной характеристики поглощающего стержня. Алгоритм использован в тренажёрах с ВВЭР-1000 (АЭС "Бушер", блок № 1; Ростовская АЭС, блок № 1; Балаковская АЭС, блок № 4).

Ключевые слова: алгоритм, программа, компьютер, тренажёр, ядерные константы.

The Differential Characteristics of Control Rods of VVER-1000 Core Simulator at Low Number of Axial Mesh Points. A.A. Bolsunov, S.A. Karpov, JSC "VNIIAES", 25, Ferganskaya St., Moscow, 109507.

The algorithm of control rods (CR) differential characteristic improvement in neutron-physical calculation of VVER-1000 core simulated model is considered. Nodal constants calculation problem for a mesh with partial inserted CR is solved using proposed algorithm. Nodal constants found by using considered algorithm provide improving of CR differential characteristic. The algorithm has been used in calculations of nodal constants for Buser NPP, Rostov NPP and Balakovo NPP models.

Key Words: Algorithm, Program, Computer, Simulator, Neutron Crosssections.

В нейтронно-физическом расчёте тренажёрной модели ВВЭР-1000 применяется трёхмерная двухгрупповая диффузионная модель [1]. Всего активная зона (а.з.) содержит 163×13 расчётных точек, по одной точке на ТВС и 13 точек по высоте. Константы для каждой расчётной области подготавливаются заранее с помощью программы GETERA [5] (с использованием гомогенизации свойств внутри каждой области) в виде полиномиальных зависимостей от физических параметров а.з.

Таким образом, в каждый момент времени по распределению физических параметров восстанавливаются нейтронно-физические константы, применяемые в исходных уравнениях для определения средних потоков нейтронов во всех расчётных точках. Поскольку на практике осуществляется дискретное передвижение ОР СУЗ с шагом, равным 2 см, то на одну расчётную зону приходится более 10 шагов перемещения ОР (в случае аксиального разбиения а.з. на 13 точек).

В этом случае для рассматриваемой ячейки заранее подготавливаются константы двух типов: с присутствием в ячейке материала поглотителя и без такового, чтобы при оперативном расчёте была возможность как-то задать искомое сечение на основе этой информации. При этом могут быть использованы различные алгоритмы представления констант.

Если орган СУЗ введён таким образом, что глубина его погружения совпадает с одной из высотных границ ячеек, то макросечение поглощения получается естественным образом. В этом случае берутся макросечения (в одной ячейке без органа СУЗ, а в другой с наличием органа СУЗ), подготовленные заранее. В случае же частичного погружения органа СУЗ в расчётную ячейку необходимо оперативно рассчитать средние сечения этой ячейки как функции глубины погружения поглотителя, т.е. перейти от гетерогенного представления ячейки к гомогенному.

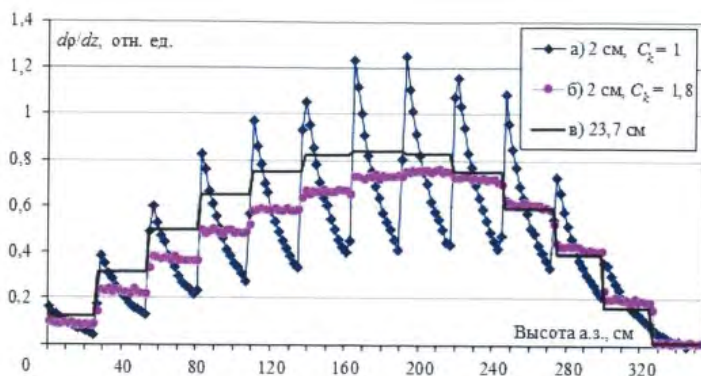


Рис. 1. Расчётная дифференциальная эффективность ОР СУЗ с координатами 13-24 (относительные единицы): а) – с шагом 2 см без поправки; б) – с шагом 2 см с поправкой $C_k = 1,8$; в) – при шаге расчёта, равном размеру ячейки

При усреднении сечения (на примере сечения поглощения) по расчётной ячейке получаем, что

$$\bar{\Sigma}_a^{СУЗ}(z) = \frac{\int_{V_{СУЗ}} \Sigma_a^{СУЗ}(z) \Phi(z) dz + \int_{V_0} \Sigma_a^0(z) \Phi(z) dz}{\int_{V_n} \Phi(z) dz}.$$

Поскольку в нейтронно-физическом расчёте с принятой пространственной дискретизацией приходится оперировать средними потоками нейтронов по ячейкам (распределение неизвестно), применяя

$$\bar{\Phi} = \left(\int_{V_n} \Phi(z) dz \right) / V^n, \text{ получаем следующее}$$

выражение для среднего сечения в ячейке:

$$\bar{\Sigma}_a^{СУЗ}(z) = \Sigma_a^0(1 - \delta(z)) + \Sigma_a^{СУЗ}(z)\delta(z), \quad (1)$$

где $\delta(z) = V^{СУЗ}(z)/V^n$ есть относительная глубина погружения ОР, определённая на интервале $0 \leq \delta(z) \leq 1$. При таком подходе нарушается основное правило гомогенизации – сохранение скоростей реакций. Это происходит из-за незнания распределения плотности потока нейтронов внутри ячейки при оперативном расчёте.

Переход от $\bar{\Phi}^{СУЗ}$, $\bar{\Phi}^0$ к $\bar{\Phi}$ даёт довольно грубый результат, одним из отрицательных свойств которого является искажение дифференциальной характеристики стержня ре-

гулирования. На рис. 1 а) приведена характерная дифференциальная зависимость для погружения одного из органов СУЗ при разбиении высоты а.з. ВВЭР-1000 на 13 расчётных точек и времени выдержки после каждого шага, равном 10 с. Причём общий эффект будет пропорционален числу ОР в перемещаемой группе (в группе обычно от 6 до 12 ОР).

Как видно из рис. 1 а), эффективность ОР резко возрастает при начальном попадании поглотителя в новую расчётную зону, а затем также резко падает. Это известный факт, связанный с тем, что даже при небольшом введении органа СУЗ в ячейку сечение поглощения в ней с учётом поглотителя приходится приписывать (в силу гомогенизации ячейки и в результате использования крупносеточной модели а.з.) сразу всей ячейке. Естественно, это обстоятельство искажает характеристику ОР СУЗ.

Очевидно, что наблюдаемый эффект связан с незнанием поведения потока нейтронов внутри ячейки, во-первых, и достаточно большими геометрическими размерами расчётных зон, во-вторых. Чтобы повысить точность определения сечений в ячейке, необходимо либо привлекать информацию о распределении потока нейтронов, либо увеличить число расчётных точек. Но и первое, и второе приводит, естественно, к уве-

личению времени счёта, что является существенным для тренажёрного моделирования, поскольку все расчёты должны проводиться в режиме реального времени.

Указанные способы могут применяться в методиках, не обременённых условиями расчёта в реальном времени. Например, при моделировании перемещения стержней СУЗ для реактора БН-600 в комплексе программ ГЕФЕСТ осуществляется пересчёт не только макро-, но и микросечений с привлечением к решению условно-критической формы уравнения переноса нейтронов с прямыми и сопряжёнными операторами [2], а в расчётах реактивностных эффектов в ВВЭР-1000 3-го блока Калининской АЭС использовалась модель с 80-ю точками по высоте [3].

Стоит отметить, что, если пойти по пути увеличения числа расчётных точек, для ВВЭР-1000 с высотой а.з. 355 см и шагом движения ОР СУЗ 2 см потребуются 177 точек по высоте, чтобы избежать описанного искажения дифференциальной характеристики ОР СУЗ.

Необходимо также отметить, что при получении дифференциальной характеристики ОР СУЗ с шагом, равным аксиальному размеру ячейки, получается дискретная (ступенчатая), но более "правильная" дифференциальная характеристика, поскольку в этом случае нет необходимости привлекать какой-либо алгоритм оперативной гомогенизации.

В этом случае получаем кривую, представленную на рис. 1 в), но поскольку мгновенное передвижение ОР с шагом, равным размеру ячейки, некорректно, наблюдается завышение эффективности относительно среднего значения.

Итак, для определения произвольного сечения Σ_x в ячейке с частично погруженным ОР СУЗ применяется очевидное выражение (1). При этом $K_{\infty}^{\text{гом}}$ для ячейки с ОР, введённым на величину $\delta(z)$, будет (для бесконечной среды в гомогенном случае) таким:

$$K_{\infty}^{\text{гом}} = \frac{\sum_{g=1..G} \left\{ [v_f \bar{\Sigma}_f^{g, \text{CY3}} \delta^g(z) + v_f \bar{\Sigma}_f^{g, 0} (1 - \delta^g(z))] \bar{\Phi}^g \right\}}{\sum_{g=1..G} \left\{ [\bar{\Sigma}_a^{g, \text{CY3}} \delta^g(z) + \bar{\Sigma}_a^{g, 0} (1 - \delta^g(z))] \bar{\Phi}^g \right\}}$$

где $\bar{\Phi}$ – средний поток в рассматриваемой ячейке, получающийся в расчёте при использовании приёма (1) для усреднения сечений. Если предположить, что потоки $\bar{\Phi}^0$ и $\bar{\Phi}^{\text{CY3}}$ в обеих частях ячейки известны, то для такой "гетерогенной" ячейки получим следующий вариант для $K_{\infty}^{\text{рег}}$:

$$K_{\infty}^{\text{рег}} = \frac{\sum_{g=1..G} \left\{ v_f \bar{\Sigma}_f^{g, \text{CY3}} \delta^g(z) \Phi^{g, \text{CY3}} + v_f \bar{\Sigma}_f^{g, 0} (1 - \delta^g(z)) \Phi^{g, 0} \right\}}{\sum_{g=1..G} \left\{ \bar{\Sigma}_a^{g, \text{CY3}} \delta^g(z) \Phi^{g, \text{CY3}} + \bar{\Sigma}_a^{g, 0} (1 - \delta^g(z)) \Phi^{g, 0} \right\}}$$

где $\bar{\Phi}^0$ и $\bar{\Phi}^{\text{CY3}}$ – средние потоки нейтронов по соответствующим областям ячейки.

Для построения алгоритма уточнения потребуем, чтобы внесённая реактивность от ОР СУЗ в обоих случаях была одной и той же, т.е. $\rho_{\text{гом}}(\delta^{\text{NEW}}(z)) = \rho_{\text{рег}}(\delta(z))$, а для соблюдения такого равенства выберем новую зависимость присутствия ОР СУЗ в ячейке – $\delta^{\text{NEW}}(z)$. Так как $\rho = 1 - 1/K_{\text{эф}}$, то вместо условия $\rho_{\text{гом}}(\delta^{\text{NEW}}(z)) = \rho_{\text{рег}}(\delta(z))$ можно применять выражение

$$K_{\text{эф}}^{\text{гом}}(\delta^{\text{NEW}}(z)) = K_{\text{эф}}^{\text{рег}}(\delta(z)). \quad (2)$$

Используя (2), после раскрытия скобок и приведения общих слагаемых получаем следующее соотношение:

$$\sum_{g=1..G} \left\{ B(v_f \bar{\Sigma}_f^{g, \text{CY3}} - v_f \bar{\Sigma}_f^{g, 0}) - D(\bar{\Sigma}_a^{g, \text{CY3}} - \bar{\Sigma}_a^{g, 0}) \right\} \bar{\Phi}^g \delta_g^{\text{NEW}} = \\ = D \sum_{g=1..G} \left\{ \bar{\Sigma}_a^{g, 0} \bar{\Phi}^g \right\} - B \sum_{g=1..G} \left\{ v_f \bar{\Sigma}_f^{g, 0} \bar{\Phi}^g \right\}, \quad (3)$$

где

$$D = \sum_{g=1..G} \left\{ v_f \bar{\Sigma}_f^{g, \text{CY3}} \delta^g(z) \Phi^{g, \text{CY3}} + v_f \bar{\Sigma}_f^{g, 0} (1 - \delta^g(z)) \Phi^{g, 0} \right\}, \\ B = \sum_{g=1..G} \left\{ \bar{\Sigma}_a^{g, \text{CY3}} \delta^g(z) \Phi^{g, \text{CY3}} + \bar{\Sigma}_a^{g, 0} (1 - \delta^g(z)) \Phi^{g, 0} \right\}.$$

Выражение (3) объединяет все слагаемые (по группам g) в сумме, из которой вычитать δ^g, NEW не представляется возможным. Если несколько упростить задачу и потребовать, чтобы вместо δ^g, NEW его среднее значение $\bar{\delta}^{\text{NEW}}$ удовлетворяло уравнению (3), тогда $\bar{\delta}^{\text{NEW}}$ определится как

$$\bar{\delta}^{\text{NEW}} = \left[D \sum_{g=1...G} \{ \bar{\Sigma}_a^{g,0} \bar{\Phi}^g \} - B \sum_{g=1...G} \{ v_f \bar{\Sigma}_f^{g,0} \bar{\Phi}^g \} \right] / \left[\sum_{g=1...G} \{ B(v_f \bar{\Sigma}_f^{g,\text{CY3}} - v_f \bar{\Sigma}_f^{g,0}) - D(\bar{\Sigma}_a^{g,\text{CY3}} - \bar{\Sigma}_a^{g,0}) \} \bar{\Phi}^g \right], \quad (4)$$

В случае одногруппового приближения формула (4) трансформируется в простую форму

$$\delta^{\text{NEW}} = \delta / [\delta + (1 - \delta)C], \quad (5)$$

где введено обозначение $C = \bar{\Phi}^0 / \bar{\Phi}^{\text{CY3}}$.

В случае многогруппового приближения получить аналитически $\delta^{g,\text{NEW}}$ не представляется возможным, но предположим, что в этом случае получается выражение, подобное (5), а именно,

$$\delta_g^{\text{NEW}} = \delta_g(z) / [\delta_g(z) + (1 - \delta_g(z))C^g]. \quad (6)$$

Простой подстановкой выражения (6) в (3) можно убедиться, что оно действительно удовлетворяет уравнению (3), обращая это равенство в тождество при выполнении допущения $\bar{\Phi}^g = \bar{\Phi}^{g,\text{CY3}} \delta_g - \bar{\Phi}^{g,0} (1 - \delta_g)$.

Таким образом показано, что построенный алгоритм оперативной подготовки констант для ячейки с частично погруженным ОР СУЗ соответствует условию поведения реактивности в гетерогенной ячейке. Для оценок эффективности предлагаемой методики сначала проделаны предварительные расчёты дифференциальной характеристики ОР СУЗ с заданным значением параметра C в виде $C = \text{const}$.

На рис. 1 а), б) приведены характерные дифференциальные зависимости для погружения одного из органов СУЗ при различных значениях параметра C . При $C = 1$ реализуется старый вариант расчёта (рис. 1 а), при $C \neq 1$ — новый (рис. 1 б). Значение $C = 1,8$ для первой загрузки ВВЭР-1000 (АЭС "Бушер", блок № 1), приводящее дифференциальную характеристику ОР СУЗ к ступенчатому виду, подобрано вручную.

Как видно из рис. 1 б), дифференциальная характеристика ОР СУЗ при использо-

вании $\delta^{\text{NEW}}(z)$ вместо $\delta(z)$ становится значительно более монотонной (и проходит, в отличие от кривой рис. 1 в), по средним значениям), но при этом существенно зависящей от выбора параметра C в формуле (6).

Отметим, что по форме конечного результата похожие данные получены в *нетренажёрной* методике [4], на *неоперативном* уровне за счёт применения более точных методов расчёта.

Функция C^g может оказаться функцией многих переменных, т.е. функцией состояния. В этом случае придётся насчитывать её параметрическую зависимость, но, как видно из полученных результатов, предложенная поправка неплохо работает для номинального состояния даже в виде $C = \text{const}$ (причём поправка бралась одинаковой в обеих энергетических группах нейтронов, т.е. $C^1 = C^2$) на всём интервале z .

Оценим численно отношение $\bar{\Phi}^0 / \bar{\Phi}^{\text{CY3}}$ для каждой расчётной ячейки по высоте при движении ОР СУЗ (причём ОР СУЗ передвигается точно по границам ячеек). Обозначим такое отношение потоков нейтронов (в ячейке без и с полностью погруженным ОР СУЗ в эту ячейку) через C_k^g , т.е. $C_k^g = \bar{\Phi}_{g,k}^0 / \bar{\Phi}_{g,k}^{\text{CY3}}$. В таблице приведены полученные значения C_k^g для всех ячеек по высоте а.з. для первой загрузки блока ВВЭР-1000.

Как видно из таблицы, отношение C_k^g потоков от ячейки к ячейке меняется очень слабо. Отметим, что среднее значение (по всем ячейкам и группам) оказалось равным 1,8, что совпадает с подобранным ранее

Т а б л и ц а. Отношение средних потоков нейтронов в ячейке без ОР СУЗ и с полностью погруженным ОР СУЗ

Параметр	Номер ячейки													$\bar{C}^g$	$\bar{C}$
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13		
$C_k^g, g=1$	1,64	1,64	1,64	1,62	1,59	1,58	1,57	1,56	1,58	1,58	1,59	1,60	1,60	1,6	1,8
$C_k^g, g=2$	2,08	2,05	2,08	2,00	2,00	2,00	1,94	1,97	2,00	1,96	2,00	2,00	2,00	2,0	

вручную коэффициентом, убирающим всплеск эффективности от первого вхождения ОР СУЗ в ячейку.

Полученные средние значения C_k^g проверены на работоспособность по сглаживанию дифференциальной кривой ОР СУЗ. На рис. 2 приведены кривые дифференциальной эффективности ОР СУЗ для двух вариантов: первый с $C_1 = 1,6$, $C_2 = 2,0$, второй для среднего по группе коэффициента $\bar{C} = 1,8$. Из рис. 2 видно, что рассчитанные кривые практически совпадают.

Значения C_k^g приводят к ступенчатому виду дифференциальной кривой, но всё-таки не получается строго монотонной глад-

кой дифференциальной характеристики. Чтобы получить такую зависимость C_k^g , при которой дифференциальная характеристика ОР СУЗ станет гладкой, используем следующие рассуждения. Значения $C_k^g = 1,6$; $2,0$ на совершенно ровном поле нейтронов давали бы дифференциальную кривую в виде прямой линии.

Очевидно, что для аксиально-распределённого поля необходимо учитывать его кривизну. Сделаем это следующим образом: добавим к C_k^g множитель $\bar{\Phi}_{g,k}^{СУЗ} / \bar{\Phi}_{g,k-1}^{СУЗ}$, характеризующий неравномерность аксиального распределения потока нейтронов в соседних ячейках после введения в них

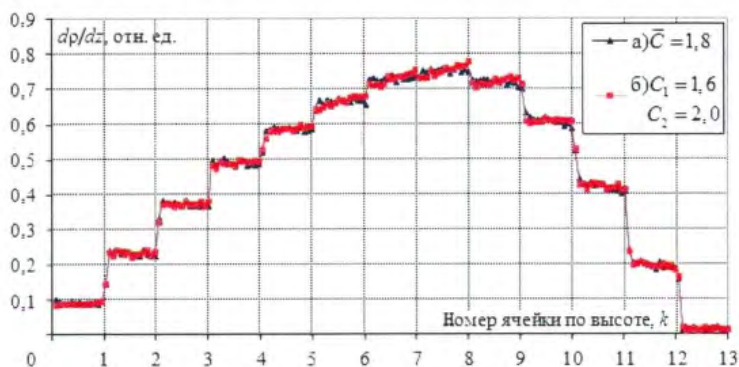


Рис. 2. Кривые дифференциальной эффективности ОР СУЗ: а) для $\bar{C} = 1,8$; б) для $C_k^g = 1,6$ и $2,0$

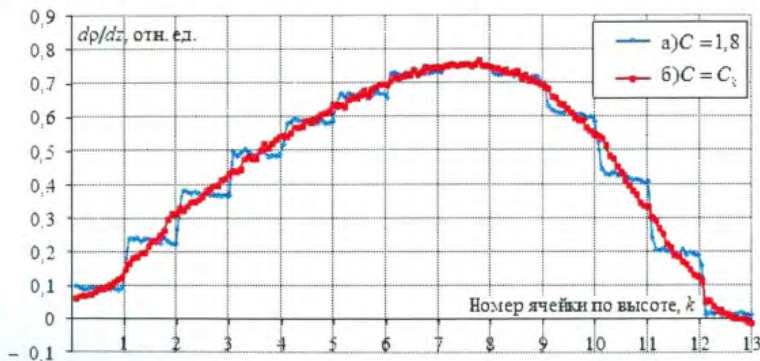


Рис. 3. Дифференциальные характеристики ОР СУЗ: б) при использовании в δ_g^{NEW} средней по группам величины $\bar{C}_k = \bar{\Phi}_{g,k}^0 / \bar{\Phi}_{g,k-1}^{СУЗ}$ в сравнении с вариантом а) $\bar{C}_k = 1,8$. Форма поля с офсетом, равным -12%

ОР СУЗ. В этом случае $C_k^g = \left(\frac{\bar{\Phi}_{g,k}^0}{\bar{\Phi}_{g,k}^{\text{СУЗ}}} \right) \times \left(\frac{\bar{\Phi}_{g,k}^{\text{СУЗ}}}{\bar{\Phi}_{g,k-1}^{\text{СУЗ}}} \right) = \bar{\Phi}_{g,k}^0 / \bar{\Phi}_{g,k-1}^{\text{СУЗ}}$.

Рассмотрим, к чему приведёт подстановка этого C_k^g в (6) для δ_g^{NEW} . Из рис. 3 видно хорошее сглаживание дифференциальных кривых и таким образом получено подтверждение высказанному ранее предположению о применении в δ_g^{NEW} отношения потоков нейтронов, относящихся к соседним ячейкам, т.е. в виде $C_k^g = \bar{\Phi}_{g,k}^0 / \bar{\Phi}_{g,k-1}^{\text{СУЗ}}$.

Стоит упомянуть, что при движении ОР вверх формула для C_k^g будет выглядеть немного иначе. Так как при движении снизу вверх пересекается граница между $k+1$ и k зонами, после прохождения этой границы для вычислений имеются потоки нейтронов для ячеек без ОР СУЗ ($\bar{\Phi}_{g,k+1}^0, \bar{\Phi}_{g,k}^0$) и $C_k^g = \bar{\Phi}_{g,k+1}^0 / \bar{\Phi}_{g,k}^{\text{СУЗ}}$.

Может оказаться не слишком удобным для одной и той же зоны использовать разные коэффициенты в зависимости от направления движения ОР СУЗ. Поэтому рассмотрен вариант с расчётом C_k^g через применение аксиального коэффициента $K_z = \Phi^{\text{max}} / \bar{\Phi}$ неравномерности плотности потока нейтронов в а.з.

Здесь роль отношения $\bar{\Phi}^0 / \bar{\Phi}^{\text{СУЗ}}$ играет аксиальный коэффициент неравномерности и $\bar{C}_k^g$ представляется в виде $\bar{C}_k^g = 1,8 \times K_z^{[1-2(k-1)/N]}$, где $k = 1 \dots N$, а N есть число расчётных точек по высоте. Точность сглаживания в этом случае немного ухудшается, но всё равно остаётся много лучше варианта, в котором такая коррекция вообще не используется.

О расчёте мощности в ячейке с ОР СУЗ

При расчёте мощности в ячейке с частично погруженным ОР будут получаться различные оценки в зависимости от применяемой методики подготовки сечений. Оценим знак ошибки в мощности при использовании "гомогенного" варианта представ-

ления сечений по сравнению с "гетерогенным":

$$\begin{cases} W^{\text{гет}} = \bar{\Sigma}_f^{\text{СУЗ}} \bar{\Phi}^{\text{СУЗ}} \delta + \bar{\Sigma}_f^0 \bar{\Phi}^0 (1 - \delta); \\ W^{\text{гом}} = \bar{\Sigma}_f^{\text{СУЗ}} \bar{\Phi} \delta + \bar{\Sigma}_f^0 \bar{\Phi} (1 - \delta). \end{cases}$$

Рассмотрим разность мощностей:

$$W^{\text{гет}} - W^{\text{гом}} = \bar{\Sigma}_f^{\text{СУЗ}} (\bar{\Phi}^{\text{СУЗ}} - \bar{\Phi}) \delta + \bar{\Sigma}_f^0 (\bar{\Phi}^0 - \bar{\Phi}) (1 - \delta) =$$

$$= \delta (1 - \delta) (\bar{\Phi}^0 - \bar{\Phi}^{\text{СУЗ}}) (\bar{\Sigma}_f^0 - \bar{\Sigma}_f^{\text{СУЗ}}) \geq 0. \text{ Так как}$$

$$\bar{\Phi}^0 \geq \bar{\Phi}^{\text{СУЗ}}, \quad \bar{\Sigma}_f^0 \geq \bar{\Sigma}_f^{\text{СУЗ}} \quad \text{и} \quad \delta \leq 1, \text{ то из этого}$$

следует, что $W^{\text{гет}} - W^{\text{гом}} \geq 0$. Таким образом, в гомогенном случае мощность занижается. Численные оценки показывают, что занижение мощности максимально при прохождении середины ячейки и достигает

$$dW \sim 17\%, \text{ где } dW = \frac{(W_{C_k} - W_{C_k=1})}{W_{C_k}} 100\% \text{ при}$$

сравнении двух вариантов: без поправки, т.е. при $C = 1,0$, и с поправкой $C_k^g = \bar{\Phi}_{k+1}^0 / \bar{\Phi}_k^{\text{СУЗ}}$.

Заключение

Предложена методика оперативной гомогенизации ячейки с частично погруженным ОР СУЗ. Получаемые в результате этого подхода ячеечные константы обеспечивают сглаживание дифференциальной характеристики поглощающего стержня на основе полученного соотношения (6). Конкретные численные значения параметров C_k^g могут быть обусловлены свойствами загрузки а.з., а также дискретностью аксиального разбиения а.з.

Показано, что предшествующий предложенной методике алгоритм прямой гомогенизации ячейки с частично присутствующим в ней ОР СУЗ может занижать значение мощности в рассматриваемой ячейке до 17 %. Переход к новой методике лишен этого недостатка.

Развитие данной методики может найти своё дальнейшее приложение, например, в модели тренажёра с ВВЭР-440, у которого, как известно, ОР СУЗ не просто движется в ТВС, а вытесняет топливо из а.з., что может ещё более увеличить всплеск эффективности от вхождения ОР в новую расчётную

ячейку. Развитый подход может быть также использован для тренажёра с РБМК для более корректного расчёта процесса перегрузки топлива, в течение которого топливо также может только частично присутствовать в расчётной ячейке.

Все представленные расчёты проделаны на трёхмерной двухгрупповой диффузионной модели ТРЕК-ВВЭР, применяемой на тренажёрах с ВВЭР-1000 [1]. Алгоритм изложенной методики легко программно реализуется в условиях тренажёрного нейтронно-физического расчёта и внедрён в тренажёры с ВВЭР-1000 (АЭС "Бушер", блок № 1; Ростовская АЭС, блок № 1; Балаковская АЭС, блок № 3).

Список литературы

1. **Болсунов А.А.** О нейтронно-физических моделях в тренажёростроении // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2008, вып. 4, с. 3–9.
2. **Селезнев Е.Ф., Айзатулин А.И., Белов А.А., Козлова Н.В., Фёдоров И.В.** Расчёт динамических режимов РУ БН-600 на базе комплекса JOKER. Там же, 2007, вып. 1, с. 22–28.
3. **Зизин М.Н., Зимин В.Г., Зизина С.Н., Кряквин Л.В., Питилимов В.А., Терешонок В.А.** Реактивные эффекты в реакторе ВВЭР-1000 3-го блока Калининской АЭС на этапе физического пуска. Расчёты в интеллектуальной программной среде ShIPR с библиотекой двухгрупповых сечений, полученных по программе UNK. Там же, 2009, вып. 3, с. 13–19.
4. **Calahan J.E., Tentner A.M., Morris E.E.** Advanced LMR Safety Analysis Capabilities in the SASSYS1 and SAS-4A Computer Codes / Proc. of the Int. Topical Meeting on Advanced Reactors Safety, Pittsburgh, PA, April 17-21, American Nuclear Society, 1994.
5. **Приячников А.В.** Описание программы GETERA // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 3, с. 63–77.

Контактная информация –

Болсунов Андрей Александрович, с. н. с., тел.: (499)796-92-47, e-mail: bolsunov@get.vniiaes.ru;
Карпов Сергей Алексеевич, инженер, тел.: (499)796-92-47, e-mail: karpov@get.vniiaes.ru

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2, с. 58–64.

УДК 621.039

Влияние инновационного композитного материала на основе SiC/SiC на нейтронно-физические характеристики реактора ПСКД-600

М.В. Фролова, П.Н. Алексеев, П.С. Теплов, А.В. Чибиняев,
НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1
Поступила в редакцию 03.10.2011 г.

Рассматривается изменение нейтронно-физических характеристик быстрого реактора ПСКД-600 при замене стальной оболочки твэла на композитный материал на основе SiC/SiC. Расчёты проводились с помощью программного комплекса CONSUL.

Ключевые слова: программный комплекс CONSUL, паровой реактор со сверхкритическим давлением (СКД) теплоносителя, пустотный эффект реактивности.

The Influence of Using of Composite SiC/SiC as a Cladding Material on Neutron-Physical Characteristics of PSCD-600. *M.V. Frolova, P.N. Alekseev, P.S. Teplov, A.V. Chibinyayev, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

The changing of neutron-physical characteristics of the fast reactor PSKD-600 with using composite material SiC/SiC as a cladding material instead of steel was considered. Calculations were performed by CONSUL code package.

Key Words: CONSUL Code Package, Supercritical Steam Reactor, Void Effect.

Введение

Реакторы, охлаждаемые водой со сверхкритическими параметрами, являются одним из перспективных направлений в развитии ядерной энергетики. Разработкой концепций перспективных водоохлаждаемых реакторов занимаются в целом ряде стран: Аргентине, Бразилии, Канаде, Франции, Италии, Японии, Корее, Швейцарии, Великобритании и США. В нашей стране также проводится разработка различных концепций реакторов, охлаждаемых водой со сверхкритическими параметрами [1...5].

В данной статье рассматриваются нейтронно-физические характеристики двухконтурной ЯЭУ с прямоточным парогенератором и быстрым реактором ПСКД-600 [1]. В ходе разработки проекта возникли проблемы, одной из которых является проблема выбора высокотемпературных, коррозионно- и радиационно-стойких конструктивных материалов.

В связи с высокими радиационной нагрузкой, рабочими температурами и давлением теплоносителя оказалось невозможным применение циркония и его сплавов в качестве материала оболочек твэлов, поэтому для начального варианта оболочки твэла ПСКД-600 выбрана сталь ферритно-мартенситного класса. Однако это решение неоптимально с точки зрения нейтронно-физических характеристик реактора.

Другой проблемой, также характерной для быстрых реакторов, является положительный пустотный эффект реактивности (ПЭР), для снижения которого предпринят ряд шагов: изменена геометрия активной зоны (а.з.), введена центральная зона воспроизводства (ЦЗВ) из ThO_2 . Эти изменения привели к значительному, но недостаточно снижению ПЭР [6].

Одним из способов снижения пустотного эффекта служит введение в а.з. постоянных замедлителей. Выбор карбида кремния в качестве материала оболочки твэла позволяет не только решить проблему выбора высокотемпературного, коррозионно- и радиационно-стойкого конструкционного ма-

териала, но и достичь отрицательного значения полного ПЭР.

В статье представлено сравнение нейтронно-физических характеристик реактора ПСКД-600 с оболочками твэлов из стали ферритно-мартенситного класса и из композитного материала на основе карбида кремния. Расчётные исследования проводились с помощью программного комплекса (ПК) CONSUL.

1. Описание ПК CONSUL

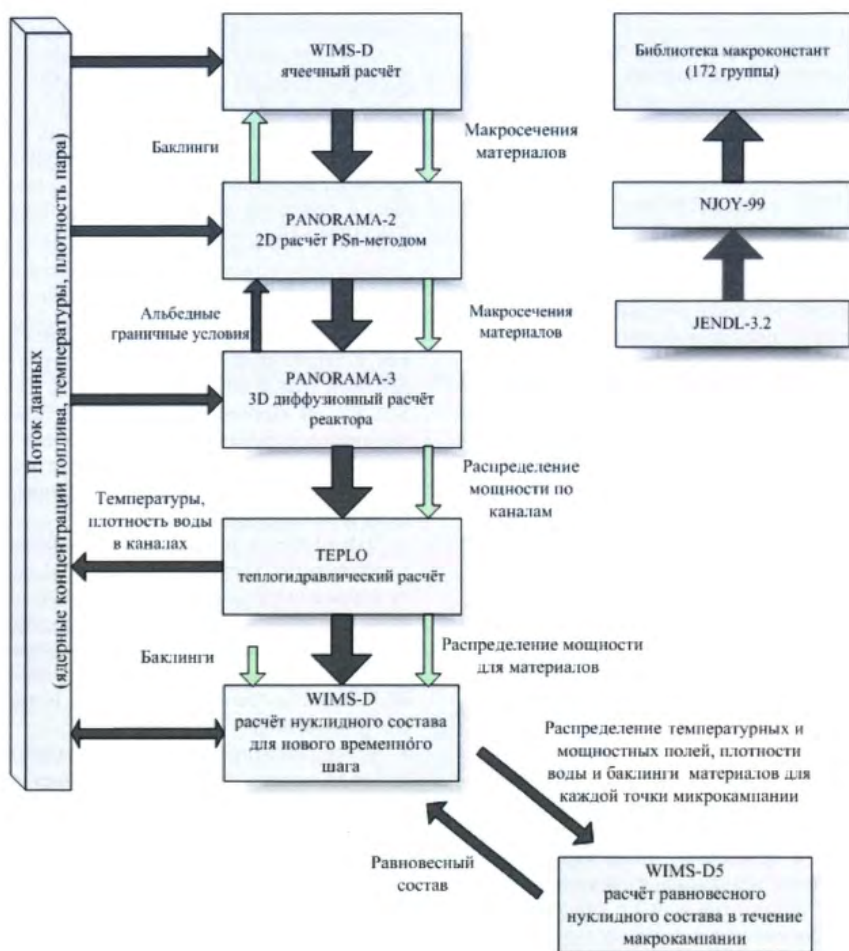
Для определения нейтронно-физических и теплогидравлических характеристик реактора ПСКД-600 использован ПК CONSUL [7...9]. Проведённые ранее исследования показали возможность применения ПК CONSUL для расчётов реакторной установки (РУ) с быстрым спектром нейтронов [10] и РУ типа ВВЭР [8].

ПК CONSUL предназначен для расчёта характеристик ядерных реакторов на основе взаимосогласованных расчётов нейтронных, температурных и изотопных полей. Структура расчёта реактора, использованная для анализа топливного цикла РУ ПСКД-600, представлена на рис. 1 и имеет следующий вид:

- расчёт элементарных ячеек реактора для подготовки нейтронно-физических констант;
- решение задачи переноса нейтронов в топливной кассете реактора и реакторе в целом (с учётом торцевых и боковых экранов);
- решение теплогидравлической задачи;
- решение задачи выгорания топлива и подбора равновесного состава.

2. Особенности композитного материала SiC/SiC

Большой зарубежный и отечественный опыт исследований и применения карбида кремния SiC показал его уникальные свойства по удержанию продуктов деления при температуре до 1600 °C [11]. К тому же карбид кремния показал хорошую устойчивость при облучении [11]. Эти характерис-



тики дают возможность использования его при высоких рабочих температурах, характерных для СКД теплоносителя, в том числе в процессе маневрирования и в аварийных режимах.

Кроме того, стабильность физических свойств карбида кремния под облучением и сдерживание значительных внутреннего и внешнего давлений без протечек дают возможность его применения в качестве мате-

риала оболочек твэлов до максимально допустимого выгорания (более 15 %) [11].

Хотелось бы отметить ещё одну особенность карбида кремния – низкое сечение поглощения нейтронов, позволяющее снизить содержание плутония в МОХ-топливе. К тому же введение дополнительного постоянного замедлителя (углерода) в ТВС доводит полный ПЭР до отрицательных значений.

До последнего времени карбид кремния использовался в качестве покрытий микротвэлов [11]. Проводились работы по исследованию возможности применения микротвэлов в реакторах типа ВВЭР [12, 13]. Их использование приводит к необходимости значительных изменений в конструкции ТВС.

В настоящее время применение композитного материала на основе карбида кремния в качестве материала оболочек стандартных стержневых твэлов является перспективным направлением, которым занимаются в ряде стран. Возможность такого его использования для легководных реакторов уже подтверждена не только теоретически, но и экспериментально [14].

Основной особенностью производства цилиндрических оболочек твэлов из карбида кремния является невозможность изготовления оболочек для длинных стержней из чистого хрупкого SiC. Поэтому для данной цели применяется композитный материал SiC/SiC (рис. 2).

Внутренний слой состоит из монокристаллического β -SiC. Внешний слой – матрица, состоящая из волокон SiC (рис. 3), интегрированных в слой SiC. Монолит удерживает газообразные продукты деления, в то время как композит обеспечивает дополнительную прочность и защиту поверхности монолита. Композит обрабатывается с помощью процесса пароизоляции [15].

Процесс паровой химической инфильтрации создан для получения композитов C/C значительных размеров с постоянной плотностью и микроструктурой. При этом обе поверхности композита обжигаются 5 час при 1 050 °C [16]. Такая конфигурация композита позволяет создавать трубки длиной до 10 м, способные работать без разрушения при температурах порядка 1 200... 1 400 °C и значительных выгораниях [17].

Существует ряд материалов, которые используются в качестве ма-

териалов монолита и волокон (табл. 1, 2) [15]. Как видно из табл. 3, они несколько отличаются свойствами – плотностью, теплопроводностью и т.д. [18].

Таблица 1. Волокна SiC [15]

Название	Производитель	Элементный состав
Hi-Nicalon	Nippon Carbon	Si, C, O
Hi-Nicalon Type S	Nippon Carbon	Si, C, O
Sylramic	Dow Corning	Si, C, O, B, N, Ti
Tyranno SA	UBE Industries	Si, C, Al

В общем объеме оболочки добавки оказываются незначительными и, как показали

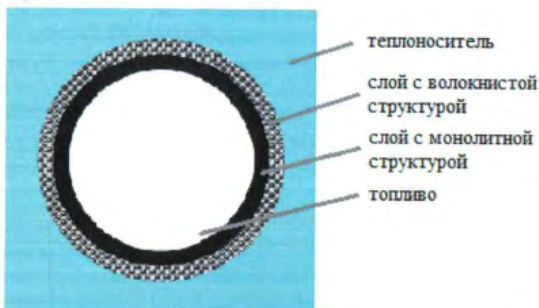


Рис. 2. Схема твэла с оболочкой из композита SiC/SiC

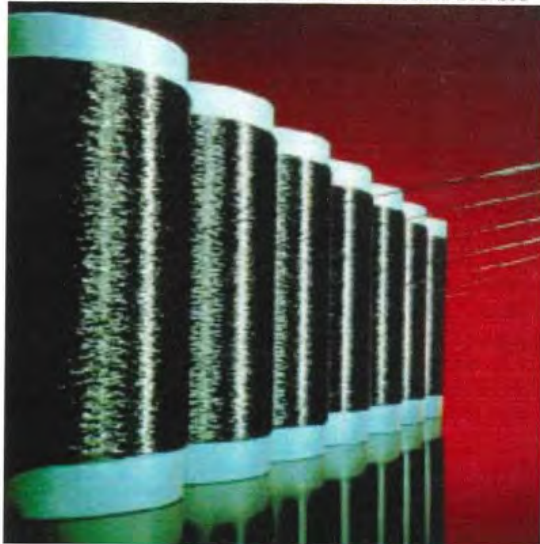


Рис. 3. Волокна Hi-Nicalon

Таблица 3. Основные свойства коммерческих волокон SiC [18]

	Nicalon			Tyranno				
	NL-201	Hi-NL	Type-S	TE	ZE	AM	SA	SA-B
C/Si	1,34	1,39	1,05	1,37	1,48	1,48	1,08	1,08
Другие элементы, масс. %	10,1 O	0,5 O	0,2 O	10,2 O 2 Ti	1,7 O 1 Zr	12,0 O < 2 Al	< 0,3 O < 2 Al	< 0,3 O < 2 Al
Предел прочности на разрыв, ГПа	2,9	2,8	2,6	3,3	3,5	2,8	2,8	3,5
Коэффициент эластичности	205	270	420	190	230	180	420	280
Удлинение, %	1,4	1,0	0,6	1,8	1,5	1,6	0,7	1,0
Масс. плотность, г/см ³	2,55	2,74	3,10	2,48	2,55	2,42	3,02	3,02
Размер кристалла, нм	< 2	5...10	50	2	2	< 2	> 200	50...100
Теплопроводность, Вт/(м·К)	1,45	7,9	18,4	1,35	3,78	—	65	65

исследования, данные добавки не оказывают влияния на нейтронно-физические характеристики. Поэтому в расчётах задавался карбид кремния стехиометрического состава со следующими характеристиками (табл. 4) [19].

Таблица 2. Монолит SiC [15]

Название	Производитель
Morton CVD	Rohm and Haas
Hexoloy-SA	Carborundum
GE SiC	General Electric

Таблица 4. Основные свойства и параметры композита SiC/SiC [19]

Параметры	Значение
Плотность	3 000 кг/м ³
Пористость	5 %
Модуль Юнга	200 ГПа
Коэффициент Пуассона	0,16...0,18
Коэффициент теплового расширения	4 (мм/м)/°C
Теплопроводность	20 Вт/(м·К)

Основные свойства и характеристики композита SiC/SiC определены экспериментально в различных режимах для разных дозовых нагрузок [17]. Полученные в этих испытаниях параметры подтвердили возможность использования композита SiC/SiC в качестве оболочек твэлов для ряда перспективных реакторов [19]. Кроме того, проводились исследования по изучению поведения таких оболочек в аварийных режимах, включая тяжёлые аварии с потерей теплоносителя [20]. Эти исследования показали, что оболочки из композита SiC/SiC не ус-

таивают оболочкам из Zr, но могут работать при более высоких температурах.

Таблица 5. Технические характеристики реактора ПСКД-600

Характеристика	Значение
Электрическая мощность, отпускаемая в сеть, МВт	600
Тепловая мощность, МВт	1 430
КПД АЭС (брутто/нетто), %	42,5/40
Содержание ²³⁵ U (Pu) в а.з./ ²³⁵ U в БЗВ, %	16,5/0,2
Топливо а.з./бланкет	MOX/UOX
Энерговыработка (средняя по реактору), МВт·сут/кгТМ	54,5
Давление теплоносителя в реакторе/перед турбиной, МПа	25,0/23,0
Температура теплоносителя на входе/выходе реактора, °C	390/500
Гидравлическое сопротивление а.з., МПа	0,15
Высота а.з., мм	1 500
Толщина бокового/верхнего/нижнего бланкетов, мм	144/250/250
Материал оболочки	сталь
Спектр	быстрый
Выгорание (среднее по а.з.), МВт·сут/кгТМ	54,3

3. Конструкционные и технические характеристики реактора ПСКД-600

Основные технические параметры базового варианта компоновки а.з. ПСКД-600 даны в табл. 5. Более высокие параметры пара на входе в парогенератор позволяют достичь более высокой термодинамической эффективности, однако из-за этого невозможно применять сплавы циркония для оболочек твэлов. Поэтому в качестве материала оболочек твэлов для начального варианта выбраны ферритно-мартенситные стали. Однако дальнейшие исследования показали возможность использования оболочек из композита SiC/SiC. В этом случае значительно улучшаются нейтронно-физические показатели а.з. реактора.

Изотопный состав Pu (238/239/240/241/242 – 2,6/58,6/26,4/5,5/6,9 %) в МОХ-топливе для ПСКД соответствует составу плутония из отработанного топлива ВВЭР-1000. Основные конструктивные характеристики ТВС а.з. и боковой зоны воспроизводства (БЗВ) представлены в табл. 6.

Картограмма размещения ТВС в а.з. реактора показана на рис. 4. В а.з. присутствуют три группы ТВС с различным содержанием PuO₂. В качестве основного критерия была постоянная микрокомпания в 330 сут. Таким образом, для начального варианта со стальными оболочками выбрано содержание PuO₂ 15, 17, 22 % (вес.) (по зонам, соответственно), для вариантов с изменённой геометрией и стальными оболочками – 16, 18 и 20 % (вес.) и для вариантов с изменённой геометрией и композитными оболочками – 14,5, 17,5 и 20 % (вес.).

Разница в содержании плутония в МОХ-топливе обусловлена перераспределением полей, а также изменением других нейтронно-физических свойств а.з. Так, благодаря

Таблица 6. Основные конструктивные характеристики ТВС а.з. и бокового экрана

Характеристика	Ед. изм.	Величина
Высота а.з.	м	1,5
Толщина торцевых экранов верхнего/нижнего	м	0,25/0,25
Высота газовой полости твэла	м	0,5
Геометрия ТВС		шестигранная очехлованная
Шаг расположения ТВС	мм	146,6
Размер ТВС "под ключ" наружный/внутренний	мм	144,6/140,6
Число твэлов (компактов) в ТВС: а.з./бокового экрана	шт.	199/169
Тип твэлов (компактов)		стержневой
Шаг решётки твэлов (компактов) в ТВС: а.з./бокового экрана	мм	9,42/10,67
Внешний диаметр твэла в ТВС: а.з./бокового экрана	мм	8,4/11,5
Материал оболочки твэла		Композит SiC/SiC
Толщина оболочки твэла в ТВС: а.з./бокового экрана	мм	0,6/0,72

более низкому сечению поглощения SiC, удалось снизить содержание плутония в а.з. В обоих вариантах конструкции к первой группе относятся ТВС типов 1 и 2, ко второй группе – ТВС типов 3 и 4, к третьей группе – ТВС типа 5.

Вертикальное сечение а.з. представлено на рис. 5 для начального варианта и на рис. 6 для вариантов с изменённой геометрией. Как видно из рис. 6, толщина торцевых экранов снижена по сравнению с исходным вариантом [1], что увеличивает утечку и уменьшает ПЭР. Однако экраны не убраны окончательно, так как без них будет слишком велика радиационная нагрузка корпуса. В БЗВ и ТЗВ находится обданный уран с содержанием 0,2 % (вес.) ²³⁵U.

Введена ториевая ЦЗВ (рис. 6), что позволяет повысить коэффициент накопления (КН), благодаря чему можно говорить о работе ПСКД в режиме самообеспечения. Также использование ThO₂ в ЦЗВ необходимо для обеспечения приемлемого пустотного коэффициента реактивности.

Система управления и защиты РУ ПСКД-600 состоит из набора кластеров. Каждый кластер объединяет стержни ПЭЛ, размещённые в 6-ти направляющих каналах

семи ТВС. ПЭЛ кластеров РС и КС содержат естественный бор, а в кластерах АЗ – бор повышенного обогащения (80 % ^{10}B). Кластеры, компенсирующие запас на выгорание, выводятся из а.з. в течение микрокампании.

4. Нейтронно-физические характеристики РУ ПСКД-600

В табл. 7 представлено сравнение основных нейтронно-физических характеристик

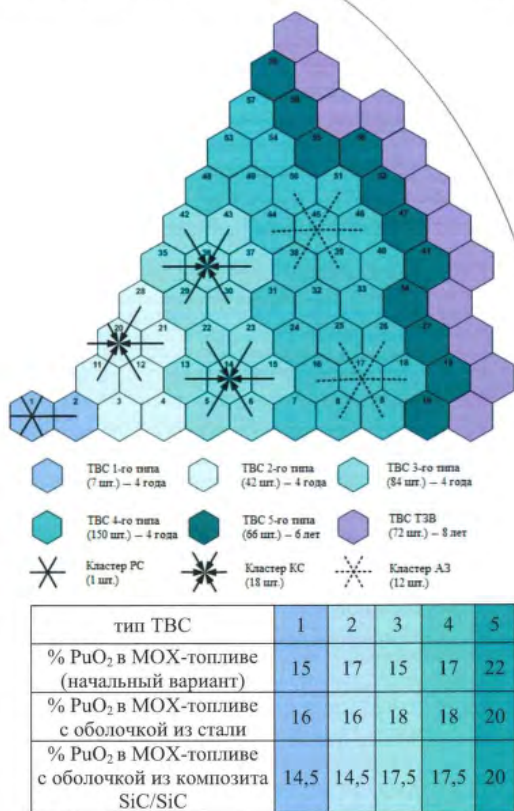


Рис. 4. Картограмма размещения ТВС различного типа в а.з. РУ ПСКД-600: ТВЗ – торцевая зона воспроизводства, РС – регулирующий стержень, КС – компенсирующий стержень, АЗ – аварийная защита

тик РУ ПСКД-600 с разными компоновками а.з. и различными материалами оболочек ТВЗ. Как видно из представленных результатов, в связи с применением в качестве материала оболочек композита SiC/SiC несколько перераспределились поля энерговыделения, вследствие чего изменилась и глубина выгорания топлива.

Полученные КН позволяют говорить о возможности замыкания топливного цикла данного реактора для обоих вариантов оболочки. Однако, для варианта с композитными оболочками получен более высокий КН, благодаря чему возможно работать в замкнутом топливном цикле, используя при этом не весь наработанный ^{235}U .

Основные коэффициенты реактивности а.з. также приведены в табл. 7. Для компоновки с торцевой ЦЗВ и оболочками из композита SiC/SiC удастся достигнуть небольших по модулю отрицательных ПЭР, благодаря чему обеспечивается безопасность РУ при обездвиживании.

На рис. 7 представлено изменение значения коэффициента размножения в зависимости от средней плотности теплоносителя на начало и конец кампании. Как видим, при рабочей плотности теплоносителя достигается максимум K_{eff} , т.е. при любых отклонениях от номинального режима реактор будет самозаглушаться, чего не удастся добиться ни для начального варианта (рис. 8), ни для варианта с измененной геометрией и стальными оболочками ТВЗлов (рис. 9).

Заключение

Выбор конструкционных материалов оболочек ТВЗлов для быстрого реактора, охлаждаемого водой со сверхкритическими параметрами, является ключевой задачей. С одной стороны, материал должен выдерживать высокие температуры

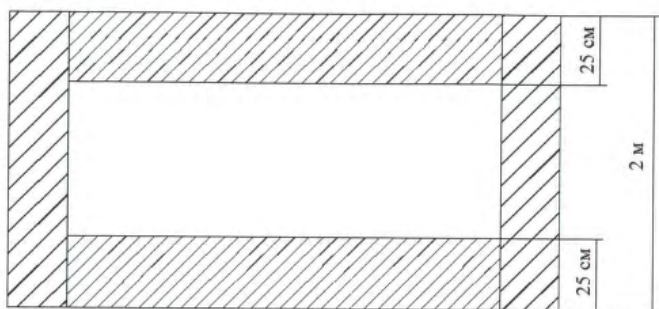


Рис. 5. Вертикальное сечение а.з. РУ ПСКД-600 (начальный вариант)

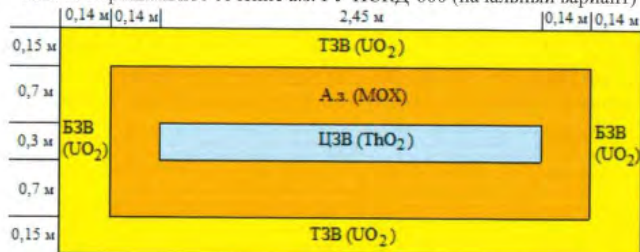


Рис. 6. Вертикальное сечение а.з. РУ ПСКД-600 с ториевой ЦЗВ

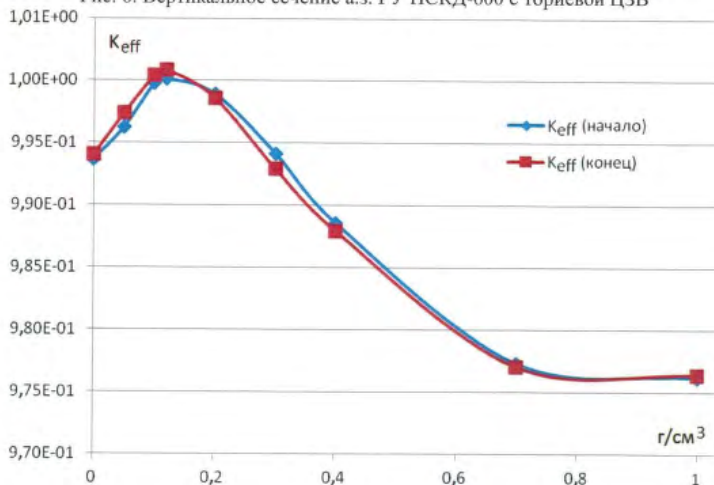


Рис. 7. Изменение коэффициента размножения в зависимости от средней плотности теплоносителя в начале и конце кампании для варианта с изменённой геометрии и композитным конструкционным материалом оболочек твэлов

и давления, а также высокую радиационную нагрузку, чему удовлетворяют ферритно-мартенситные стали. Однако они подвержены коррозии в условиях СКД теплоносителя, к тому же не удовлетворяют

другому условию — имеют плохие нейтронно-физические характеристики (высокое сечение поглощения).

Прочностные свойства композита SiC/SiC незначительно уступают свойствам ста-

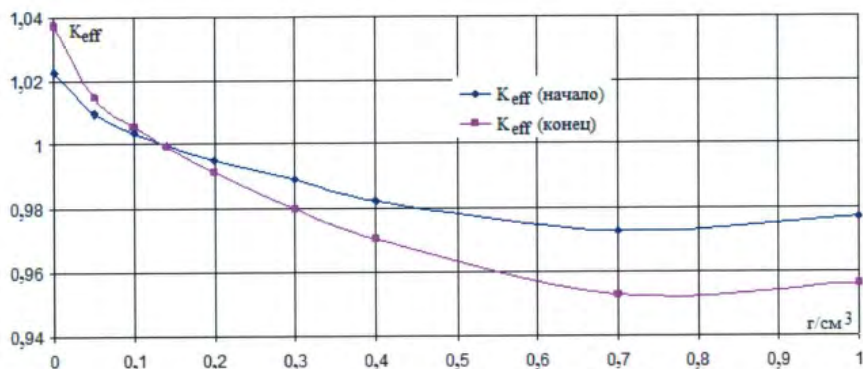


Рис. 8. Изменение коэффициента размножения в зависимости от средней плотности теплоносителя в начале и конце кампании для начального варианта со стальными оболочками твэлов

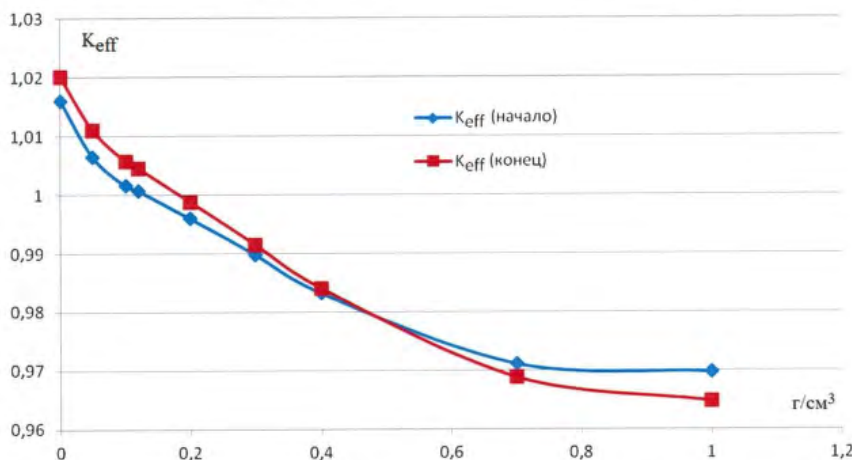


Рис. 9. Изменение коэффициента размножения в зависимости от средней плотности теплоносителя в начале и конце кампании для варианта с изменённой геометрией и стальными оболочками твэлов

ли, но сечение поглощения значительно ниже. К тому же углерод, входящий в состав композита, играет роль постоянного замедлителя, благодаря чему решается ещё одна проблема – положительного ПЭР.

Проведённые исследования показали, что замена стальных оболочек твэлов на композитные существенно изменяет ПЭР. Возможно, дальнейшие работы подтвердят целесообразность отказа от других мер по снижению ПЭР (применение тория в аксиальной ЦЗВ). Правда, кроме полного ПЭР

для безопасности реактора важно ограничить и его локальные значения в центральной части а.з.

В НПО "Луч" (г. Подольск) имеется технологический опыт производства коротких трубок на основе композита SiC/SiC. Целесообразно возобновить работы в данном направлении для исследования и изготовления трубок большей длины, соответствующей размеру оболочек твэлов энергетических реакторов.

Таблица 7. Основные нейтронно-физические характеристики РУ ПСКД-600

Параметр	Ед. изм.	Начальный вариант	Сталь	Композит
Длина микрокампании	сут	330	330	330
Топливная загрузка:				
а.з.		36,8	32,3	32,3
центральная зона	т ТМ	–	5,9	5,9
торцевые экраны		13,9	7,6	7,6
боковой экран		12,7	18,6	18,6
Среднее выгорание выгружаемого топлива в стационарном цикле:				
в а.з.	МВт·сут/кгТМ	54,3	54,2	53,5
в центральной зоне		–	18,9	20,3
в торцевых экранах		3,0	3,7	4,2
в боковом экране		15,4	7,3	7,5
Максимальное выгорание выгружаемого топлива в стационарном цикле	МВт·сут/кгТМ	96	74,7	74,9
Годовой расход топлива:				
а.з.		8,42	8,08	8,08
центральная зона	т ТМ/год	–	1,47	1,47
торцевые экраны		3,18	1,91	1,91
боковые экраны		1,59	3,10	3,10
Запас критичности на выгорание	%	2,0	1,5	1,6
$KH = \frac{\sum (m_{U233} + m_{U235} + m_{Pu239} + m_{Pu241})_{\text{выгруз}}}{\sum (m_{U233} + m_{U235} + m_{Pu239} + m_{Pu241})_{\text{загруз}}}$		1,00	1,02	1,05
КН а.з.		0,92	0,88	0,90
КН центральной зоны		–	0,05	0,05
КН торцевых экранов		0,04	0,05	0,06
КН бокового экрана		0,04	0,04	0,04
Наработка $P_u = \sum_{i=238}^{242} P_{u, \text{выгруз}} - \sum_{i=238}^{242} P_{u, \text{загруз}}$		23	$6 + 47(^{233}\text{U})$	$30 + 47(^{233}\text{U})$
в а.з.	кг/год	– 59	– 84	– 63
в центральной зоне (^{233}U)		–	$47(^{233}\text{U})$	$47(^{233}\text{U})$
в торцевых экранах		38	42	42
в боковом экране		44	48	51
Доля запаздывающих нейтронов, $\beta_{\text{эф}}$:				
начало		0,0038	0,0038	0,0038
конец		0,0038	0,0038	0,0038
ПЭР: начало		5,9	3,2	– 1,95
конец	\$	9,6	3,6	– 1,48
Доплеровский коэффициент реактивности, $\alpha(T)$: начало	1/K	2.2E-5	– 2.1E-05	– 2.6E-05
конец		2.2E-5	– 2.3E-05	– 2.9E-05
Плотностной коэффициент реактивности, $\alpha(\rho)$: начало	1/(г/см ³)	– 8.1E-02	– 4.5E-02	– 2.3E-02
конец		– 11.7E-02	– 6.0E-02	– 2.5E-02

Список литературы

1. Чибиняев А.В., Алексеев П.Н., Теплов П.С., Фролова М.В. Нейтронно-физические характеристики двухконтурного энергетического реактора с закритическими параметрами пара. Ма-

териалы конф. “Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР”, 17-20 мая 2011 г. ОКБ “ГИДРОПРОЕСС”, г. Подольск.

2. Седов А.А., Семченков Ю.М., Алексеев П.Н., Чибиняев А.В. Концепция перспективного кор-

пусного энергетического реактора с закритическими параметрами пара. Там же.

3. *Silin V.A., Voznesensky V.A. and Afrov A.M.* The Light Water Integral Reactor with Natural Circulation of the Coolant at Supercritical Pressure B-500 SKDI // *J. Nucl. Engin. and Design*, 1993, 144, 327–336.

4. *Баринов С.В., Викулов В.К., Гмырко В.Е., Гроздов И.И., Петров А.А.* Концептуальное предложение быстрого канального энергетического реактора БКЭР, охлаждаемого водой СКД. Материалы конф. МНТК-2010.

5. *Драгунов Ю.Г., Рыжов С.Б., Никитенко М.П., Васильченко И.Н., Плющ А.О., Поплавский В.М., Кириллов П.Л., Баранав Ю.Д., Глебов А.П., Семченков Ю.М., Лунин Г.Л., Духовенский А.С., Алексеев П.Н.* Водоохлаждаемые реакторы со сверхкритическими параметрами (ВВЭР СКД) – перспективные реакторы 4-го поколения. Доклад на 5-й междунаучно-техн. конф. “Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР”, 29 мая–1 июня 2007 г., ОКБ “ГИДРОПРЕСС”, г. Подольск.

6. *Алексеев П.Н., Теплов П.С., Фролова М.В., Чибиняев А.В.* Изучение влияния состава топлива на значение пустотного эффекта реактивности для активной зоны реактора ПСКД-600 с быстрым спектром нейтронов. Материалы научно-техн. конф. молодых специалистов, 16–17 марта 2011, ОКБ “ГИДРОПРЕСС”, г. Подольск.

7. *Цибульский В.Ф., Чибиняев А.В.* CONSUL – программа уточнённого комплексного расчёта ядерного реактора // *ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов*, 1995, вып. 3, с. 29–32.

8. *Теплов П.С., Чибиняев А.В.* Развитие программного комплекса CONSUL на основе спектральной программы WIMS-D5. Препринт ИАЭ-6383/5, 2005.

9. *Теплов П.С., Чибиняев А.В.* Развитие программного комплекса CONSUL со спектральной программой WIMS-D5 на основе российской библиотеки ядерных данных. Препринт ИАЭ-6538/5, 2008.

10. *Chibinyayev A.V., Teplov P.S., Frolova M.V.* CONSUL Code Package Application for LMFR Core Calculations. Int. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE-2008), Orlando, Florida, May 2008.

11. *Филиппов Г.А., Денискин В.П., Курбаков С.Д., Гришанин Е.И., Фальковский Л.Н., Фонарев Б.И., Трубаев В.М., Момот Г.В.* Исследование коррозионной стойкости и целостности оболочек микросферических топливных эле-

ментов с покрытиями из карбида кремния и пироуглерода применительно к условиям работы легководных реакторов АЭС при нормальных и аварийных режимах // *ВАНТ. Сер. Обеспечение безопасности АЭС*, 2009.

12. *Филиппов Г.А., Денискин В.П., Курбаков С.Д., Гришанин Е.И., Фальковский Л.Н., Фонарев Б.И., Трубаев В.М., Момот Г.В.* Исследование коррозионной стойкости оболочек микровзвлов из карбида кремния и пироуглерода применительно к условиям работы легководных реакторов АЭС // *Атомная энергия*, 2006, т. 10, вып. 4, с. 270–278.

13. *Гольцев А.О., Цибульский В.Ф., Чибиняев А.В.* Использование топливных композиций на основе высокотемпературных микровзвлов в реакторах с водяным теплоносителем. Препринт ИАЭ-5871/4, 1995.

14. *Yueh K., Carpenter D. and Feinroth H.* Clad in clay / *Nucl. Engin. International*. January 2010.

15. *Carpenter D.M.* Assessment of Innovative Fuel Designs for High Performance Light Water Reactors. Master Thesis at Massachusetts Institute of Technology, June 2006.

16. *Wang Ji-ping, Qian Jun-min, Qiao Guan-jun, Jin Zhi-hao.* Improvement of film boiling chemical vapor infiltration process for fabrication of large size C/C composite // *Materials Letters*, 60 (2006), p. 1269–1272.

17. *Summary.* Int. Town Meeting on SiC/SiC Design and Material Issues for Fusion Systems. Oak Ridge National Laboratory, January 18–19, 2000.

18. *Katoh Y., Kohyama A., Yang W. and Hinoki T.* SiC/SiC Thermo-Physical Properties. Ibidem.

19. *Heikinheimo Liisa.* Materials for SCWR. Presentations, conferences MATGEN-IV, Stockholm, February 2, 2009.

20. *Ahn K.* Comparison of Silicon Carbide and Zircaloy4 Cladding during LBLOCA. Master Thesis at Department of Nuclear Science and Engineering, Massachusetts Institute of Technology. December 7th, 2006.

Контактная информация –

Фролова Маргарита Владимировна, инженер, тел.: (499)196-73-77, e-mail: frolova@dhtp.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2, с. 64–74.

Взаимодействие топливной оболочки с карбонитридом урана в электрогенерирующем канале

И.В. Васильев, А.С. Иванов, В.Б. Кайнов, В.А. Чурин,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 29.12.2011 г.

Исследованы образцы топливной оболочки электрогенерирующего канала № 30, прошедшего ядерные энергетические испытания в составе установки Я-82. Изучены структура образцов и распределение U, Mo, Nb, Cs, C и N по толщине оболочки. Рентгеноспектральный микроанализ образцов проведен на модернизированном микроанализаторе MAP-3. Методом растровой электронной микроскопии обнаружена слоистая структура оболочки. На границах слоев наблюдаются скопления пор и других дефектов. Установлено, что концентрационные профили урана в различных проходах (разных местах образца) качественно различны. Наблюдались три вида профилей: во-первых, это отсутствие заметно-го проникновения урана над уровнем фона, во-вторых, монотонно спадающие профили, соответствующие диффузионному проникновению урана, и, в-третьих, немонотонные концентрационные профили. Глубина проникновения урана в оболочку составляет $\sim 10^5$ нм. Подъемы концентрации урана находятся вблизи границ наблюдавшихся слоев. Обнаружено проникновение цезия в вольфрамовое покрытие и молибденовую оболочку. Обнаружены области с повышенным содержанием углерода. Наблюдалось ступенчатое увеличение концентрации азота в области, занимаемой вольфрамовым покрытием.

Ключевые слова: ядерная энергодвигательная установка, электрогенерирующий канал, характеристическое рентгеновское излучение, локальный рентгеноспектральный анализ, карбонитридный топли-во.

The Interaction of a Fuel Cladding with Uranium Carbonitride in Electrogenerating Channel. I.V. Vasil'ev, A.S. Ivanov, V.B. Kaynov, V.A. Churin, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

We studied samples of the fuel cladding of electrogenerating channel number 30, which was a part of the setup Ya-82 in nuclear power tests. The structure of the samples and the distribution of U, Mo, Nb, Cs, C and N inside the cladding were studied. X-ray microanalysis of the samples were held at the modernized micro-analyzer MAP-3. Method of scanning electron microscopy revealed the layered structure of the cladding. Clusters of pores and other defects were observed at the boundaries of the layers. We found that the uranium concentration profiles in various passages (various locations of the sample) are qualitatively different. We observed three types of profiles. In the first, there is no significant penetration of uranium above the background level. Secondly, it is a monotonically decaying profiles corresponding to the penetration of the diffusion of uranium and, thirdly, the nonmonotonic concentration profiles. The depth of penetration of uranium into the cladding is $\sim 10^5$ nm. The raise of uranium concentrations are observed near the boundaries of the layers. The penetration of cesium was found in the tungsten covering and molybdenum cladding. Areas with high carbon content were found. There was a stepwise increase in the concentration of nitrogen in the region occupied by the tungsten covering.

Key Words: Nuclear Power Plant, Electrogenerating Channel, the Characteristic X-Rays, the Local X-Ray Analysis, Carbonitride Fuel.

Введение

При разработке проекта ядерной энерго-двигательной установки (ЯЭДУ) мегаваттно-го класса рассматривается возможность использования карбонитрида урана в качестве топлива. Основанием для такого выбора могут служить результаты проведенных ранее реакторных испытаний электрогенера-

рующих каналов (ЭГК) опытной установки Я-82 в близких температурных режимах в течение 8 300 часов. В частности, может быть исследовано диффузионное взаимодействие карбонитридного топлива с монокристаллической оболочкой.

Известно, что на процесс диффузионно-го переноса существенное влияние оказы-вает наличие структурных дефектов. Коэф-

фициент диффузии при изменении концентрации дефектов меняется на порядки величины. Если в поликристаллических материалах дефектов достаточно много (границы зёрен, дислокации и пр.), то в применяемых монокристаллических оболочках они, возможно, присутствуют в заметных количествах только в области сварных соединений.

В условиях реакторного облучения имеет место генерация дефектов. В связи с этим оно может оказывать значительно большее влияние на коэффициенты переноса в монокристаллических образцах по сравнению с поликристаллами. Поэтому получение дополнительной информации о влиянии реакторного облучения на диффузионный перенос в монокристаллических оболочках твэлов представляется весьма важной задачей особенно в связи с необходимостью обоснования результатов вне реакторных ускоренных тепловых испытаний на совместимость топлива и оболочки.

Следует также обратить внимание на диффузию углерода и азота в оболочку из МН-3 (Мо + 3 % Nb) в связи с существующей возможностью образования дисперсных включений высокотемпературных карбидов и нитридов ниобия в молибденовой матрице в условиях реакторного облучения. Образование включений дисперсной фазы может оказать заметное влияние на вязкопластическое поведение оболочки в процессе распухания топлива в рабочих условиях.

На ряд поставленных вопросов могут быть получены ответы при детальном изучении химического и фазового состава образцов, прошедших реакторные испытания. В настоящей работе проведено исследование структуры и распределения ряда компонентов (U, Mo, Nb, Cs, C, N) в образцах оболочки ЭГК № 30. Исследования выполнены методом локального рентгеноспектрального анализа с помощью модернизированного микроанализатора MAP-3.

1. Исследуемые образцы

Экспериментальный ЭГК № 30 содержал таблетки карбонитридного топлива, за-

ключённые в оболочку из монокристаллического сплава МН-3 на основе молибдена [1]. Оболочка имела внешнее монокристаллическое вольфрамовое покрытие толщиной ~ 0,1 мм, нанесённое газоплазменным методом. Состав топливных таблеток (U, Zr)CN приведён в таблице.

Т а б л и ц а. Состав топливных таблеток ЭГК № 30

Элемент	% вес.
уран	87,6
цирконий	5,7
углерод	2,2
азот	3,1
кислород	0,3

Для анализа распределения элементов использован образец, вырезанный на расстоянии $\sim 2,0 \cdot 10^{-2}$ м от середины цилиндрической оболочки в виде кольца толщиной $\sim 1,2 \cdot 10^{-3}$ м из оболочки и топлива. Топливо из центральной части кольца было удалено и отправлено на хранение. Одна из плоских поверхностей кольца отполирована на шлифовальном станке.

Из кольца отполированной оболочки вырезан образец размером $\sim 3,0 \cdot 10^{-3} \times 2,0 \cdot 10^{-3}$ м и толщиной $1,2 \cdot 10^{-3}$ м. Радиоактивный фон на расстоянии 0,5 м от поверхности образца достигал значения 12 мкЗв/час. Образец промывает техническим спиртом и упакован в свинцовую пластинку с отшлифованной поверхностью размером $\sim 2,8 \cdot 10^{-2} \times 2,2 \cdot 10^{-2}$ м и толщиной $\sim 5,0 \cdot 10^{-3}$ м. Отполированная плоскость образца совпадала со шлифованной плоскостью пластины.

2. Растровая съёмка во вторичных электронах

На рис. 1 представлен снимок поверхности образца, выполненный в растровом режиме. Из фотоснимка видно, что поверхность образца имеет слоистую кольцеобразную структуру, возможно, из поликристаллического (вблизи поверхности) и монокристаллического (во внутренней области) Мо (ниже приводятся экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу этого предположения). В некоторых слоях видны смешанные области и участки с отсутстви-

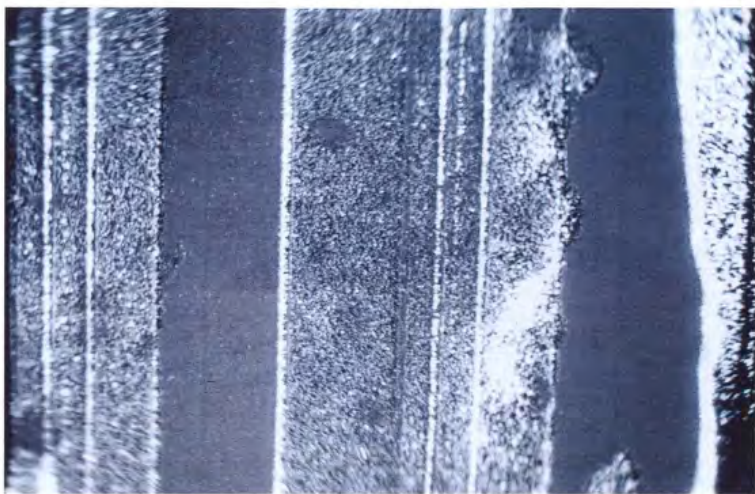


Рис. 1. Растровая фотография поверхности шлифа оболочки ЭГК

ем четкой цилиндрической границы раздела слоёв.

Причина возникновения слоистой структуры может быть связана как с технологией производства монокристаллических оболочек, так и с воздействием реакторного облучения и переходом монокристалла в поликристаллическое состояние. На границах слоёв наблюдаются скопления пор и других дефектов. Декорирование границ раздела слоёв вероятно произошло в процессе реакторных испытаний.

3. Рентгеноспектральный микроанализ

Рентгеноспектральный метод определения концентраций элементов [2] основан на сравнении величин максимумов интенсивностей спектральных линий характеристического рентгеновского излучения (х.р.и.) К, L и M серий элементов, возбуждаемых в образце с известной концентрацией и анализируемом образце с неизвестной концентрацией. Отношение величин максимумов интенсивностей получило название "К-отношение". По известному значению К-отношения стандартная методика PAP (или ZAF) [3] позволяет рассчитать весовые (или атомные) концентрации элементов анализируемого образца.

Чувствительность метода (предел обнаружения) оценивается как доля элемента в массовых процентах, которая ещё может быть выявлена в данной матрице. Она зависит от отношения интенсивности сигнала к уровню фона, т.е. от выбранной для анализа серии рентгеновских линий, продолжительности измерений, величины ускоряющего напряжения и в значительной мере от химического состава матрицы. Наилучший вариант анализа получается, когда определяется содержание элемента с большим порядковым номером Z в матрице с малым Z . Методика расчёта пределов обнаружения элементов приведена в работе [4].

В стандартной комплектации микрозонд MAP-3 не обладал достаточной чувствительностью и не позволял проводить исследования распределений легких элементов (C, O, N). В связи с этим осуществлена его глубокая модернизация. Разработаны и изготовлены специальный высоковакуумный насос для откачки колонны анализатора и сорбционная вакуумная система откачки колонны и спектрометров анализатора. За время эксплуатации насос показал исключительную надёжность.

Техническое состояние конструктивных материалов колонны практически не имеет следов коррозии материалов, типич-

ной для эксплуатации в масляной среде диффузионных насосов. При анализе спектральных линий $O_{K\alpha}$, $C_{K\alpha}$ и $N_{K\alpha}$ большое значение имеет качество плёнок разделительных окон, установленных в спектрометре. Нами разработаны технологии, по которым изготовлены и установлены бериллиевые плёнки толщиной до 12 микрон в окна спектрометров №№ 1 и 2 и полипропиленовая плёнка в окно спектрометра № 4. Для анализа спектральных линий $O_{K\alpha}$, $C_{K\alpha}$ и $N_{K\alpha}$ разработано, установлено и испытано рентгеновское зеркало МИС (многослойная интерференционная структура) в спектрометре № 4.

Для обработки результатов измерений разработан комплект программного обеспечения, включающий сервер сбора данных и программу-клиент для получения результатов измерения от сервера, их визуализации и сохранения на жёстком диске компьютера (создана с использованием Microsoft Visual Basic ver 6.0 SP6). Модернизация позволяет выполнять на имеющемся оборудовании широкий круг материаловедческих задач.

В настоящей работе микроанализ проводился при ускоряющем напряжении 35 кВ и диаметре зонда 10^3 нм. В качестве кристалла-анализатора на элемент U применён кристалл LiF, на элементы Mo, Nb, Cs – кристалл PET и рентгеновское зеркало для анализа на C и N. Колонна анализатора откачивалась сорбционными насосами до давления $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., а спектрометры до $2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Включалась и юстировалась электроннооптическая система анализатора. Положение и диаметр электронного пучка контролировались визуально по свечению кристалла-флюорита. В режиме шлюзования образцов съёмная часть столика устанавливалась на столик образцов анализатора.

Кристаллы-анализаторы спектрометров №№ 1 и 2 настраивались на линии U_{La} ($\sin\theta = 0,22714$) и Mo_{La} ($\sin\theta = 0,61814$), Nb_{La} ($\sin\theta = 0,65382$) и Cs_{La} ($\sin\theta = 0,33144$), соответственно, а спектрометра № 4 – на линии $N_{K\alpha}$ ($\sin\theta = 0,382$), $C_{K\alpha}$ ($\sin\theta = 0,53$).

Записи интенсивностей линий х.р.и. проводились в режиме перемещения образ-

ца со скоростью $\sim 10^3$ нм/с. Начало перемещения образца совпадало с границей раздела топлива и оболочки. При исследовании распределений компонентов выполнялось не менее пяти радиальных проходов в различных местах исследуемого образца.

4. Изучение распределения урана, ниобия и молибдена

На рис. 2 представлен типичный результат для проходов, в которых распределение урана по образцу равномерно и не превышало фоновых значений. Координаты начала отсчёта совпадают с границей оболочки, контактирующей с топливом.

Наличие областей, в которых не обнаруживается присутствие урана в количествах, превышающих фоновые значения, может свидетельствовать об отсутствии контакта оболочки с топливом в данном месте в процессе реакторных испытаний. По-видимому, для ощутимого проникновения урана в молибден в рассматриваемых условиях необходим хороший контакт оболочки и топлива.

На рис. 3 и 4 представлены разновидности графиков зависимости К-отношений линии U_{La} для проходов, где распределение урана носило неравномерный характер. Кроме этого, на рис. 4 представлены графики зависимости К-отношений линий х.р.и. Mo_{La} и Nb_{La} .

В соответствии с рис. 2...4 участки оболочки делятся на участки с отсутствием методически определяемой концентрации урана (рис. 2), по-видимому соответствующие областям с отсутствием контакта оболочки и топлива, и участки, где уран чётко определяется методически (рис. 3 и 4), соответствующие местам контакта топлива и оболочки. Расчёт по программе RAP показывает, что в местах контакта оболочки и топлива концентрация урана на границе раздела топливо-оболочка достигает значения ~ 47 вес. % и падает до уровня фона в первом монокристаллическом слое молибдена. Глубина проникновения урана в оболочку достигает $\sim 10^5$ нм. Согласно пересчитанным данным рис. 4 концентрация Мо

в областях повышенной концентрации U падает до уровня ~ 42 вес. %. За пределами области диффузии урана молибден распределён равномерно. Концентрация Nb по сечению оболочки практически постоянна и достигает величины $\sim 3,1$ вес. %.

На рис. 3 изменение концентрации урана носит монотонно убывающий (диффузионный) характер. В этом случае по известной методике [5] можно оценить коэффициент диффузии урана в молибдене в наших условиях. При этом коэффициент диффузии U в оболочку составляет $\sim 3 \cdot 10^{-12}$ $\text{см}^2/\text{с}$. Приведённая оценка близка к результатам работ [6, 7] для коэффициентов диффузии урана в поликристаллическом молибдене. Это подтверждает наше предположение о поликристалличности приповерхностных слоёв оболочки.

Глубина проникновения урана в оболочку составляет $\sim 10^5$ нм. В слое, который можно интерпретировать как монокристаллический, заметной концентрации урана не обнаружено.

Наблюдается корреляция в концентрационных профилях урана и молибдена. Подъёму концентрации урана соответствует спад концентрации молибдена и наоборот. При этом концентрация ниобия остаётся постоянной.

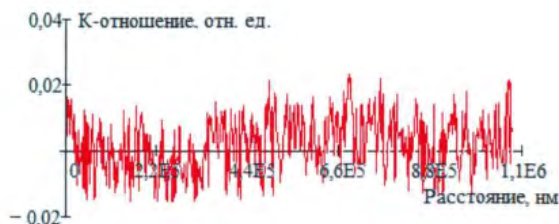


Рис. 2. Зависимость К-отношения линии $U_{L\alpha}$ от расстояния

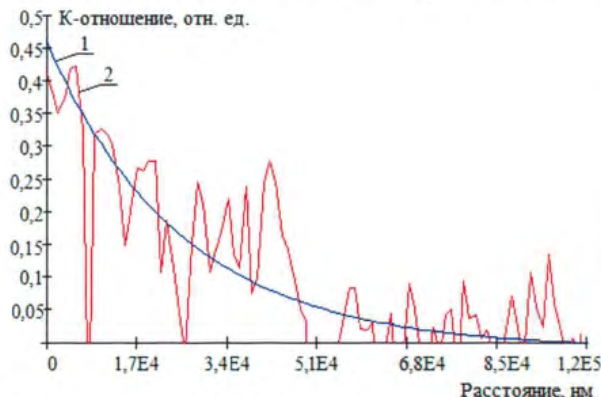


Рис. 3. Графики экспериментальной (2) и аппроксимационной (1) кривых К-отношений линии $U_{L\alpha}$ от расстояния

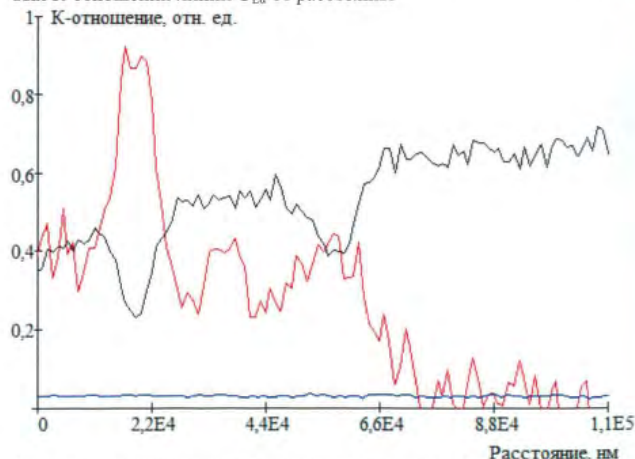


Рис. 4. Зависимости К-отношений линий $U_{L\alpha}$ (красный цвет), $Mo_{L\alpha}$ (чёрный цвет) и $Nb_{L\alpha}$ (синий цвет) от расстояния

Подъёмы концентрации урана находят- ся вблизи границ наблюдавшихся слоёв. Это свидетельствует о наличии некоторого

механизма образования обогащённых ураном включений на границах раздела слоёв.

Таким образом, можно считать установленным, что концентрационные профили урана в различных проходах (разных местах образца) качественно различны. Всего наблюдались три вида профилей: во-первых, это отсутствие существенного проникновения урана над уровнем фона, во-вторых, монотонно спадающие профили, соответствующие диффузионному проникновению урана, и, в-третьих, немонотонные концентрационные профили.

5. Изучение распределения азота, углерода и цезия

На рис. 5 приведён типичный график зависимости К-отношения линии азота $N_{K\alpha}$, где прослеживается скопление N на внешнем W кольце. РАР расчёт подтверждает, что видно именно скопление азота, а не переход с Mo на W, так как иначе К-отношение было бы меньше на W, чем на Mo. Распределение азота носит скорее ступенчатый, а не диффузионный характер и область его распространения практически совпадает с толщиной вольфрамового покрытия.

Поэтому естественно предположить, что азот оказался в вольфрамовом покрытии в процессе изготовления, т.е. вероятно присутствие нитридной фазы вольфрама. Кроме того, в пользу существования нитридной фазы, т.е. связанного состояния азота, говорит большое значение коэффициента диффузии азота в вольфраме. Характер-

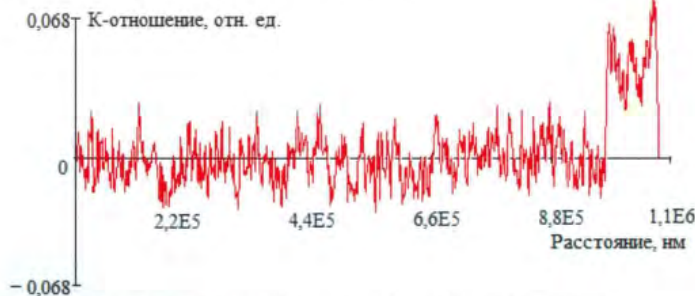


Рис. 5. Зависимость К-отношения линии $N_{K\alpha}$ от расстояния

ное время диффузионного выхода азота из вольфрамового покрытия толщиной 0,01 см, если бы он присутствовал там в виде твёрдого раствора, составляет ~ 100 с, что несопоставимо меньше длительности реакторных испытаний.

В одном случае наблюдалась повышенная концентрация азота вблизи границы оболочки со стороны топлива. Профиль концентрации в этом случае носил диффузионный характер и соответствовал проникновению азота в оболочку из топлива путём диффузии в области контакта.

На рис. 6 характерный график зависимости К-отношения линии углерода $C_{K\alpha}$ показывает, что концентрация C по сечению оболочки неравномерна и существуют области шириной до $\sim 10^{-4}$ м, где концентрация углерода значительна. Согласно расчётам РАР для C в Mo, выполненным по К-отношениям рис. 6, концентрация углерода достигает величины ~ 20 вес. %. Это свидетельствует о возможной карбидизации с образованием карбида молибдена MoC_2 .

На рис. 7 представлен типичный график зависимости К-отношения линии $Cs_{L\alpha}$. Согласно результатам расчётов концентрация Cs по сечению оболочки изменяется от ~ 10 вес. % (рис. 7) на внешнем W кольце оболочки до уровня фона в области границы топлива и оболочки, проникая на глубину $\sim 10^{-3}$ м. Дело в том, что Cs служит рабочим телом ЭГК и в большом количестве присутствует в межэлектродном зазоре, непосредственно контактируя с вольфрамовым покрытием оболочки. По-видимому имела место активная диффузия Cs через слои оболочки с коэффициентом диффузии $\sim 10^{-10}$ cm^2/s [8].

Закончим

Закключение

В данной работе исследованы образцы оболочки ЭГК № 30, прошедшего ядерные энергетические испытания в составе уста-

новки Я-82. Изучены структура образцов и распределение U, Mo, Nb, Cs, S и N по толщине оболочки. Рентгеноспектральный микроанализ образцов проведен на модернизированной установке MAP-3.

Получены следующие результаты.

1. Обнаружена слоистая структура оболочки. Причина возникновения слоистой структуры может быть связана как с технологией производства монокристаллических оболочек, так и с воздействием реакторного облучения и переходом монокристалла в поликристаллическое состояние.

2. На границах слоёв наблюдаются скопления пор и других дефектов. Декорирование границ раздела слоёв, вероятно, произошло в процессе реакторных испытаний.

3. Установлено, что концентрационные профили урана в различных проходах (разных местах образца) качественно различны. Всего наблюдались три вида профилей. Во-первых, это отсутствие заметного проникновения урана над уровнем фона. Во-вторых, это монотонно спадающие профили, соответствующие диффузионному проникновению урана. В-третьих, это немонотонные концентрационные профили.

4. Глубина проникновения урана в оболочку составляет $\sim 10^5$ нм. В слое, который можно интерпретировать как монокристаллический, заметной концентрации урана не обнаружено.

5. Наблюдается корреляция в концентрационных профилях урана и молибдена. Подъёму концентрации урана соответствует спад концентрации молибдена и наоборот. При этом концентрация ниобия остаётся постоянной.

6. Подъёмы концентрации урана находятся вблизи границ наблюдавшихся слоёв. Это свидетельствует о наличии некоторого

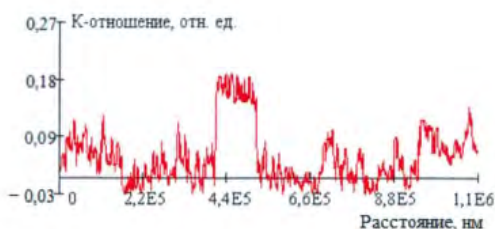


Рис. 6. Зависимость К-отношения линии $Cs_{K\alpha}$ от расстояния

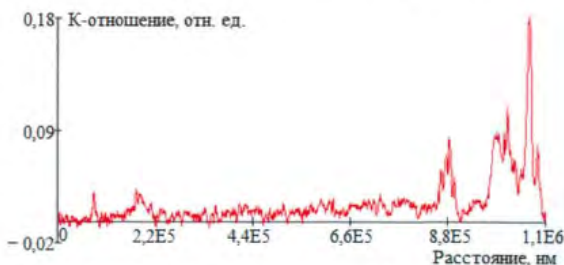


Рис. 7. Зависимость К-отношения линии $Cs_{L\alpha}$ от расстояния

механизма образования обогащённых ураном включений на границах раздела слоёв.

7. Обнаружено проникновение цезия в вольфрамовое покрытие и молибденовую оболочку из межэлектродного зазора. Распределение цезия носит диффузионный характер.

8. Обнаружены области с повышенным содержанием углерода, представляющие протяжённые образования с повышенным содержанием углерода недиффузионного характера. Вероятно, что в этих областях имеет место карбидизация молибдена.

9. При изучении распределения азота обнаружены два вида концентрационных профилей. При всех проходах наблюдалось ступенчатое повышение концентрации азота в области, занимаемой вольфрамом, что вероятно свидетельствует о наличии нитридных включений в вольфрамовом покрытии. По-видимому, эти включения имеют технологическое происхождение. В одном случае наблюдалась повышенная концентрацию азота вблизи границы оболочки со стороны топлива. Профиль концентрации в этом случае носил диффузионный характер и соответствовал проникновению азота в

оболочку из топлива путём диффузии в области контакта.

Для выяснения причин появления слоистой структуры оболочки, накопления дефектов на границах раздела слоёв и аномалий в диффузионном поведении исследованных элементов необходимо проведение исследований исходных необлучённых образцов оболочки и образцов оболочек, прошедших реакторные испытания в составе установок Я-82, с топливом из двуокиси урана.

Согласно полученным результатам исследования взаимодействия оболочки МН-3 с карбонитридным топливом в процессе реакторных испытаний проблема совместимости топлива и оболочки применительно к высокотемпературному твэлу ЯЭДУ мегаваттного класса представляется достаточно сложной и многоплановой.

Список литературы

1. **Кухаркин Н.Е., Пономарев-Степной Н.Н., Усов В.А.** Космическая ядерная энергетика (ядерные реакторы с термоэлектрическим и термоэмиссионным преобразованием – “Ромашка” и “Енисей”). Под ред. акад. РАН Н.Н. Пономарева-Степного. М.: ИздАТ, 2008.
2. **Reed S.J.B., Romanenko I.M.** Electron Probe Microanalysis / Advanced Mineralogy, v. 2. Methods and Instruments. (Ed. Marfunin A.S.) Springer-Verlag Berlin, Heidelberg. 1995. P. 240.

3. **Pouchou J.I., Pichoir F.** Basic expression of "PAP" computation for quantitative EPMA / Proc. of 11th Int. Congr. on X-Ray Optics and Microanalysis, Canada-London, 1986. P. 249–253.
4. **Чуриш В.А., Деянов А.С., Ковалёв А.М., Иванов А.С., Русинкевич А.А., Романенко И.М.** Локальный рентгеноспектральный анализ микротоплива ВТГР // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2, с. 75–81.
5. **Erley W., Wagner H.** Volume interdiffusion in the Molybdenum-Tungsten System // Physica status solidi (a): applications and materials science, 1971, vol. 6, issue 2, p. 543–550.
6. **Peterson N.L.** Diffusion in refractory metals. Advanced Metals Research Corporation. WADD Technical Report 60-793. 1960.
7. **Павлинов Л.В., Наконечников А.Я., Быков В.Н.** Диффузия урана в молибдене, ниобии, цирконии и титане // Атомная энергия, 1965, т. 19, № 6, с. 521–523.
8. **Королев А.А., Павлинов Л.В.** Диффузия цезия в моно- и поликристаллическом молибдене // Физика металлов и металловедение, 1970, т. 29, вып. 6, с. 1326–1328.

Контактная информация –

Васильев Игорь Владимирович, аспирант,
тел.: (499)196-71-86, (926)267-33-04, e-mail:
fnti@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2,
с. 75–82.

Эффект “задерживаемой доли” в микровзлах с плутониевым топливом

А.А. Русинкевич, А.С. Иванов,

НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 29.12.2011 г.

Представлены результаты исследования термодинамики двух типов микровзлов (с геттером и без геттера кислорода) с плутониевым топливом при различных выгораниях. Изучено поведение задерживаемой доли Ag, Ce, Cd, Cs, La, Mo, Pu, Pd, Ru, Sr, Te, Y. Задерживаемой долей называется часть какого-либо продукта деления, связавшаяся в устойчивые химические соединения с другими компонентами системы и исключённая из процесса диффузии. В микротопливе, не содержащем геттер кислорода, обнаружен резкий рост задерживаемой доли цезия и, соответственно, уменьшение свободного цезия при выгорании ~ 26 % FIMA (fissions per initial metal atom) и более. Это приводит к существенной нелинейной зависимости задерживаемой доли от выгорания и должно служить причиной резкого снижения выхода Cs из микровзла. По-видимому, обнаруженный эффект связан с образованием в плутониевом топливе карбоната Cs_2CO_3 . В случае микровзлов, содержащих геттер кислорода, образование карбоната цезия не происходит и задерживаемая доля цезия от выгорания практически не зависит.

Ключевые слова: микровзл, продукты деления, задерживаемая доля, выгорание, термодинамика, геттер кислорода.

“Trapped Fraction” Effect in Plutonium Microfuel. A.A. Rusinkevich, A.S. Ivanov, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

This paper presents the results of thermodynamic research of two types of microfuels (with oxygen getter and without it) with plutonium kernels at different burnups. The behavior of trapped fraction of such elements as Ag, Ce, Cd, Cs, La, Mo, Pu, Pd, Ru, Sr, Te, Y was studied. Part of any fission product which is connected in stable chemical compounds with other system components and excluded from diffusion process is called the trapped fraction. In microfuels without oxygen getter it was found a sharp increase of cesium trapped fraction and respectively decrease of free cesium at burnup ~ 26 % FIMA (fissions per initial metal atom) and more. This leads to a significant nonlinear dependence of trapped fraction on burnup and should cause a sharp decrease of cesium release from microfuel. Apparently, the observed effect is due to the formation of carbonate Cs_2CO_3 in plutonium fuel. In case of microfuel with oxygen getter carbonate formation does not occur and cesium trapped fraction does not depend on burnup.

Key Words: Microfuel, Fission Products, Trapped Fraction, Burnup, Thermodynamics, Oxygen Getter.

Введение

Достижение глубоких выгораний ядерного топлива в микровзлах (МТ) установок ВТТР представляет собой сложную техническую проблему [1]. Проведённые детальные расчётно-теоретические исследования термодинамики МТ показали, что необходимым элементом МТ с плутониевыми кернами является геттер кислорода, резко снижающий концентрацию СО в процессе выгорания [2]. Установлено, что применение геттера кислорода даёт значительный положительный эффект снижения давления в МТ при глубоких выгораниях.

Вместе с тем оказалось, что кислородный потенциал системы, содержащей гет-

тер кислорода, оказывается сильно подавлен. При этом концентрация несвязанных металлических продуктов деления может существенно возрасти, что в свою очередь приводит к заметному увеличению их выхода как из повреждённых, так и неповреждённых топливных частиц [3].

Поэтому изучение состояния металлических продуктов деления, их связывания в устойчивые химические соединения при различных значениях выгорания представляет несомненный интерес. В настоящей работе проведено исследование эффекта “задерживаемой доли” в МТ с плутониевыми кернами, содержащими и не содержащими геттер кислорода. Учёт этого эффекта необходим для создания моделей выхода

металлических продуктов деления из микротоплива и корректной оценки радиационной безопасности ВТГР.

1. Расчёт термодинамического состояния системы

Расчёт равновесия сложных термодинамических систем состоит в определении наиболее вероятного состояния, к которому система приходит самопроизвольно с учётом закона сохранения энергии для равновесных систем, не совершающих механической работы по отношению к окружающей среде [4]. В наших исследованиях использована программа IVTANTHERMO [5] расчёта состояния равновесных термодинамических систем. Программа описывает равновесное состояние систем, содержащих десятки и сотни химических элементов и соединений.

Методической основой расчёта равновесных параметров служат фундаментальные законы термодинамики. Математическая модель, построенная с их помощью для закрытых термодинамических систем, находящихся в равновесии, устанавливает связи между внешними и внутренними параметрами состояния. Модель построена для достаточно общего случая, предусматривающего возможность образования в равновесии газообразных и конденсированных веществ, чистых веществ и растворов. Присутствие газовой фазы считается обязательным, а количество возможных конденсированных растворов ограничено.

Алгоритм расчёта универсален и позволяет рассчитывать равновесный состав и характеристики смесей, содержащих широкий набор химических элементов, количественный состав (в молях) которых задаётся. Допускается возможность описания взаимодействия системы с окружающей средой путём задания произвольной пары параметров (P , T – давление, температура; V , T – объём, температура; H , P – энтальпия, давление и др.).

Равновесие таких систем в соответствии со вторым законом термодинамики характеризуется максимумом энтропии отно-

сительно термодинамических степеней свободы, к числу которых относятся концентрации компонентов равновесной смеси.

Достоверность результатов термодинамического моделирования определяется в основном адекватностью применяемой расчётной модели, полнотой списка веществ, включённых в рассматриваемую систему, и степенью надёжности используемой в расчётах информации о термодинамических свойствах индивидуальных веществ.

При моделировании процесса обычно принимается, что все химические реакции протекают мгновенно, а система не взаимодействует с окружающей средой путём обмена веществом и энергией, т.е. является изолированной.

Неопределённости применяемых в расчётах значений термохимических величин и термодинамических функций связаны в первую очередь с погрешностями экспериментального определения энтальпий образования веществ, атомных или молекулярных постоянных и удельных теплоёмкостей.

Для равновесных термодинамических расчётов по программе IVTANTHERMO необлучённых и облучённых МТ в качестве базовой расчётной модели принята модель, в которой все конденсированные компоненты исследуемой системы разделены на несколько фаз, в том числе два раствора и отдельные фазы для остальных компонентов.

В состав первого раствора входят все окисные соединения, иодиды и бромиды. В состав второго раствора включены все карбиды, теллуриды и металлы. В виде отдельных конденсированных фаз приняты углерод, карбид кремния, оксид кремния, металлический кремний, карбонаты и некоторые компоненты, не включённые в растворы и практически не образующиеся в данных условиях.

Теплота растворения компонентов растворов принята равной нулю (модель идеальных растворов). Расчётные интервалы: температур – 1 073...1 873 К, глубины выгорания топлива – 0...80 % FIMA. Все расчёты проведены для неповреждённых МТ

при условии $V = \text{const}$ с заданным начальным значением свободного объёма. Имеющейся сейчас информации недостаточно для детального обоснования выбора расчётной модели данной системы. Поэтому полученные результаты исследования следует рассматривать как оценочные.

2. Подготовка исходных данных

В расчётах химического и фазового составов топлива рассматривается замкнутая термодинамическая система, представляющая собой внутреннюю область МТ и состоящая из ядра и буферного слоя пироуглерода ВРyC. Кроме того, свободный объём системы, включающий исходную пористость ядра и слоя ВРyC, заполнен технологическим газом аргоном.

Исходными данными для термодинамических расчётов МТ по программе IVTANTHERMO служат исходный элементный химический состав, объём ядра, суммарный объём пор в ядре и в слое ВРyC.

С целью определения влияния различных факторов на задерживаемую долю продуктов деления в МТ проведён анализ двух вариантов МТ: 1 – модельный МТ с ядром из $\text{PuO}_{1,7}$ без геттеров и разбавителей; 2 – МТ с исходным составом ядра $\text{PuO}_{1,65}$ (15 об. %) + ZrO_2 (70,42 об. %) + Y_2O_3 (14,58 об. %) и диспергированным геттером SiC, эквивалентным объёму слоя на поверхности ядра толщиной 10 мкм. Геометрические параметры исследуемых МТ представлены в табл. 1. Исходный мольный состав необлучённых МТ приведён в табл. 2.

3. Определение массового содержания химических элементов в выгоревших МТ

Все образующиеся продукты деления ядерного топлива объединены в группы. Такое объединение необходимо для уменьшения числа компонентов рассматриваемой системы из-за ограничений компью-

Таблица 1. Геометрические параметры исследуемых МТ

Вариант МТ	Вариант 1	Вариант 2
Диаметр ядра, мкм	200	400
Параметры покрытия (толщина покрытия, мкм / плотность, г/см ³)		
1 слой (ВРyC)	100/1,0	105/1,0
2 слой (IPyC)	35/1,8	35/1,8
3 слой (SiC)	40/3,2	40/3,2
4 слой (OPyC)	40/1,8	40/1,8
Объём ядра $V_{\text{я}}$ и суммарный свободный объём системы $V_{\text{св}}$, м ³		
$V_{\text{я}}$	4,18879E-12	3,35103E-11
$V_{\text{св}}$	1,48702E-11	4,26884E-11

терной программы IVTANTHERMO. Объединение осуществлялось по принципу химического подобия элементов. Полное количество групп и соответствующих базовых элементов в рассматриваемой системе приведено в табл. 3.

Таблица 2. Мольный состав исходных химических элементов в необлучённых МТ

Элемент \ Варианты	Вариант 1	Вариант 2
Pu, моль	1,6052E-07	2,1807E-07
O, моль	2,7288E-07	2,8481E-06
C, моль	2,4435E-06	7,5565E-06
Zr, моль	0	1,0871E-06
Y, моль	0	2,0932E-07
Si, моль	0	4,4514E-07
Ar, моль	5,5809E-11	1,6021E-10

Мольный состав химических элементов рассчитан на базе нейтронно-физического расчёта, выполненного для глубин выгорания 30, 50, 80 % FIMA [6]. Результаты расчёта выгорания для МТ второго варианта приведены в табл. 4. Количество C, O, Si, Ar постоянно и от выгорания не зависит.

4. Расчёт задерживаемой доли в МТ и анализ результатов

В процессе выгорания топлива часть какого-либо продукта деления может связаться в устойчивые химические соединения с другими компонентами системы и исключается из процесса диффузии. Эту часть называют задерживаемой долей. Учёт задерживаемой доли может оказать существенное влияние в расчётах интегрального выхода металлических продуктов деления из неповреждённых и повреждённых МТ.

Таблица 3. Состав групп базовых элементов

Вариант	Вариант 1		Вариант 2	
№ группы	Базовый элемент	Состав группы	Базовый элемент	Состав группы
1	Pu	Pu, Am, Cm, Np	Pu	Pu, Am, Cm, Np
2	U	U	U	U
3	Xe	Xe, Kr	Xe	Xe, Kr
4	I	I	I	I
5	Br	Br	Br	Br
6	Te	Te, Se, As, Ge	Te	Te, Se, As, Ge
7	Cs	Cs	Cs	Cs
8	Rb	Rb	Rb	Rb
9	Ba	Ba	Ba	Ba
10	Sr	Sr	Sr	Sr
11	Zr	Zr, Nb	Zr	Zr, Nb
12	La	La, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy	La	La, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy
13	Y	Y	Y	Y
14	Ce	Ce	Ce	Ce
15	Ru	Ru, Tc, Rh	Ru	Ru, Tc, Rh
16	Pd	Pd	Pd	Pd
17	Ag	Ag	Ag	Ag
18	Cd	Cd, In, Sn, Sb	Cd	Cd, In, Sn, Sb
19	Mo	Mo	Mo	Mo
20	O	O	O	O
21	C	C	C	C
22	Ar	Ar	Ar	Ar
23			Si	Si

Задерживаемая доля любого компонента вычисляется по формуле

$$F = (c_0 - c_{Me})/c_0, \quad (1)$$

где c_0 – полная концентрация атомов компонента, т.е. концентрация атомов как в чистом виде, так и входящих во все соединения; c_{Me} – концентрация атомов, не связанных в химические соединения. Если $c_{Me} = 0$, то задерживаемая доля равна единице. Если $c_{Me} = c_0$, то $F = 0$ и атомы данного вещества не образуют химических соединений в рассматриваемой системе.

Проведён расчёт задерживаемой доли для плутония и 11-ти элементов – продуктов деления плутония: Ag, Ce, Cd, Cs, La, Mo, Pd, Ru, Sr, Te, Y. Задерживаемая доля Ce, Pu, Sr, Y равна 1, т.е. эти элементы полностью связываются и не выходят из МТ как 1-го, так и 2-го вариантов.

Задерживаемая доля Ag, La, Ru, Pd равна 0 как для 1-го, так и для 2-го вариантов МТ во всём температурном диапазоне, т.е.

эти элементы не вступают в какие-либо соединения, а в чистом виде выходят из нашей системы.

На рис. 1...3 показана зависимость задерживаемой доли Mo, Cd и Te от выгорания при температуре 1 273 К для 1-го и 2-го вариантов микротоплива.

Молибден в основном вступает в соединения с углеродом (Mo_2C , Mo_3C_2) и во втором варианте МТ – с кремнием ($MoSi_2$). Как видно на рис. 1, присутствие в МТ геттера кислорода SiC даёт незначительное снижение задерживаемой доли на 5...11 %. В общем случае в МТ с геттером кислорода содержание несвязанных металлов существенно больше, чем в МТ без геттера, поскольку геттер восстанавливает металлы и забирает на себя кислород. Однако концентрация оксидов молибдена в рассматриваемой системе мала. Поэтому влияние этого фактора на концентрацию несвязанного молибдена невелико.

Кадмий и теллур в нашей системе присутствуют либо в несвязанном виде, либо в виде теллурида кадмия (CdTe). В первом варианте теллура в 9...10 раз больше, чем кадмия, кадмий практически весь соединяется, его задерживаемая доля стремится к 1, а теллур остаётся в свободном состоянии с задерживаемой долей порядка 10 %. Во втором варианте теллура в 2...2,5 раза больше, чем кадмия. Соответственно задерживаемая доля кадмия порядка 80 %, а теллура 30...50 %. Таким образом, присутствие геттера кислорода может как уменьшать задерживаемую долю элементов, так и увеличивать её в ряде случаев.

Остановимся подробно на задерживаемой доле це-

Таблица 4. Мольный состав базовых элементов в МТ с выгоранием 30, 50 и 80 % FIMA в МТ второго варианта

№	Химический элемент	30 % FIMA, моль	50 % FIMA, моль	80 % FIMA, моль
1	Pu	1,526E-07	1,092E-07	4,268E-08
2	U	7,231E-12	1,087E-11	1,518E-11
3	Xe	1,793E-08	3,007E-08	4,927E-08
4	I	1,135E-09	1,840E-09	2,758E-09
5	Br	1,388E-10	2,202E-10	3,151E-10
6	Te	2,378E-09	3,787E-09	5,741E-09
7	Cs	1,188E-08	1,931E-08	2,932E-08
8	Rb	1,010E-09	1,656E-09	2,578E-09
9	Ba	4,427E-09	7,387E-09	1,233E-08
10	Sr	2,417E-09	3,784E-09	5,687E-09
11	Zr	1,100E-06	1,108E-06	1,119E-06
12	La	1,940E-08	3,329E-08	5,564E-08
13	Y	2,106E-07	2,113E-07	2,123E-07
14	Ce	8,726E-09	1,388E-08	2,155E-08
15	Ru	2,239E-08	3,641E-08	5,657E-08
16	Pd	9,137E-09	1,660E-08	3,105E-08
17	Ag	9,156E-10	1,474E-09	2,280E-09
18	Cd	1,025E-09	1,879E-09	3,621E-09
19	Mo	1,356E-08	2,320E-08	3,776E-08
20	O	2,848E-06	2,848E-06	2,848E-06
21	C	7,557E-06	7,557E-06	7,557E-06
22	Ar	1,6021E-10	1,6021E-10	1,6021E-10
23	Si	4,451E-07	4,451E-07	4,451E-07

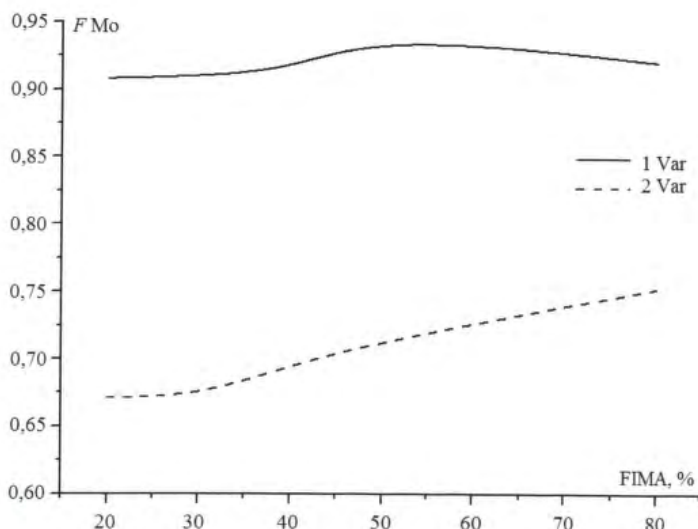


Рис. 1. Зависимость задерживаемой доли Мо от выгорания при температуре 1 273 К для 1 и 2 вариантов микрооплива

зия. В нашей системе цезий образует в основном следующие конденсированные соединения: CsI , Cs_2CO_3 , CsBr , CsRb , Cs_2O или остаётся в несвязанном виде. Прочие соединения цезия присутствуют в системе в чрезвычайно малых количествах в газовой фазе. На рис. 4 представлена задерживаемая доля цезия в зависимости от выгорания для двух типов исследуемых МТ при температуре 1 273 К. Из рисунка видно, что задерживаемая доля для варианта 2 (МТ с геттером кислорода и разбавителем) от выгорания практически не зависит и остаётся на уровне 10 %.

На рис. 5 для МТ без геттеров и разбавителей (вариант 1) показаны задерживаемая доля цезия, чистый цезий и степень окисления плутония в зависимости от выгорания. При выгорании около 26 % FIMA (для температуры 1 273 К) обнаружен резкий рост задерживаемой доли цезия и соответственно уменьшение свободного цезия. По всей видимости это связано с тем, что степень окисления плутония повышается до уровня $\text{O/Pu} = 1,95$ и выше. Образовавшегося свободного кислорода оказывается достаточно для связывания цезия в карбо-

нат Cs_2CO_3 , и с ростом выгорания до 45 % FIMA (1 273 К) цезий полностью задерживается.

Графики зависимости степени окисления плутония и задерживаемой доли цезия от выгорания при различных температурах показаны на рис. 6 и 7, соответственно. Согласно полученным данным степень окисления плутония с увеличением выгорания монотонно возрастает до 2. Однако с увеличением температуры кривая, соответствующая этой зависимости, оказывается более плавной. Рост задерживаемой доли цезия при увеличении температуры также происходит более плавно и заканчивается при большем выгорании.

В случае МТ варианта 2 геттер кислорода SiC забирает весь избыточный кислород на себя и образование карбоната цезия не происходит, а задерживаемая доля цезия остаётся на постоянном уровне ~ 10 %.

В связи с обнаруженным аномальным поведением Cs интересно оценить влияние выбора расчётной модели на величину эффекта задерживаемой доли в этом случае. Фактически речь идет о влиянии энтропийного фактора.

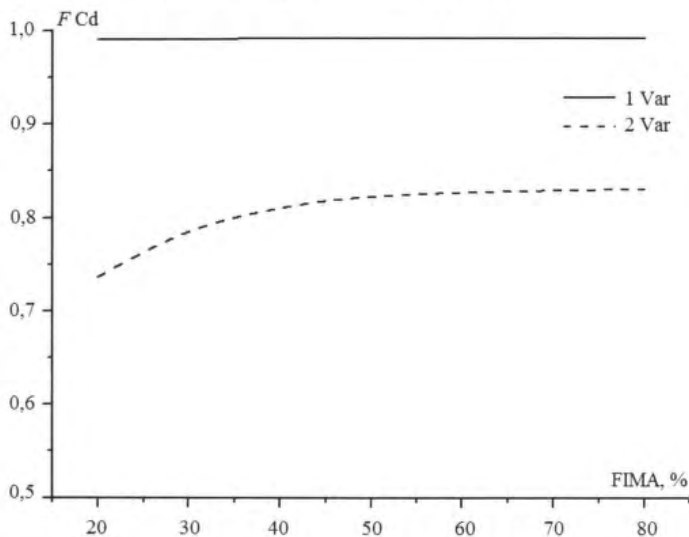


Рис. 2. Зависимость задерживаемой доли Cd от выгорания при температуре 1 273 К для 1 и 2 вариантов микро топлива

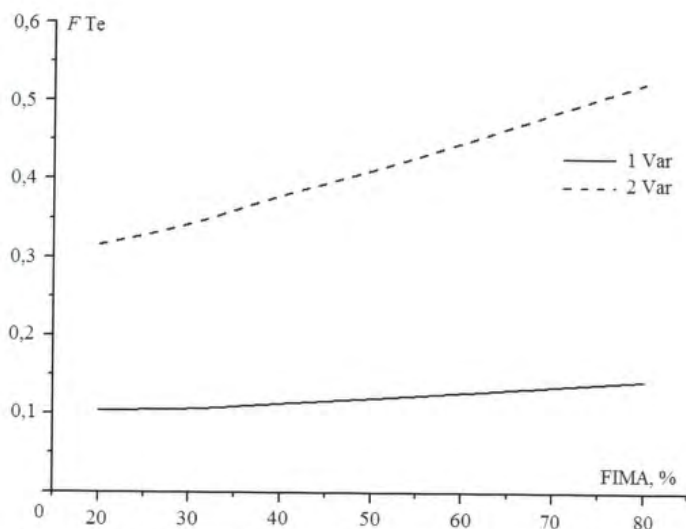


Рис. 3. Зависимость задерживаемой доли Те от выгорания при температуре 1 273 К для 1 и 2 вариантов микроплавива

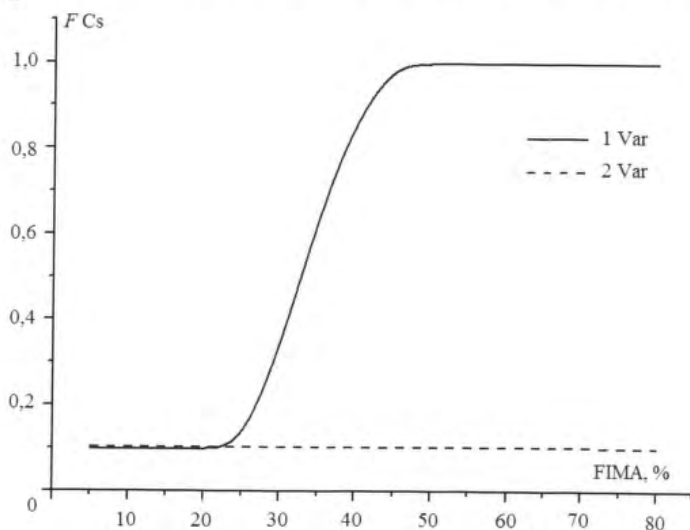


Рис. 4. Задерживаемая доля цезия в зависимости от выгорания для двух вариантов исследуемых МТ при температуре 1 273 К

Как уже приводилось в первом параграфе, для равновесных термодинамических расчётов в качестве базовой расчётной модели принята модель, в которой все конденсированные компоненты исследуемой системы разделены на несколько фаз, в том

числе два раствора и отдельные фазы для остальных компонентов. В базовой расчётной модели карбонаты считались отдельной фазой. Чтобы оценить влияние энтропийного фактора на поведение задерживаемой доли цезия, карбонаты (в том числе

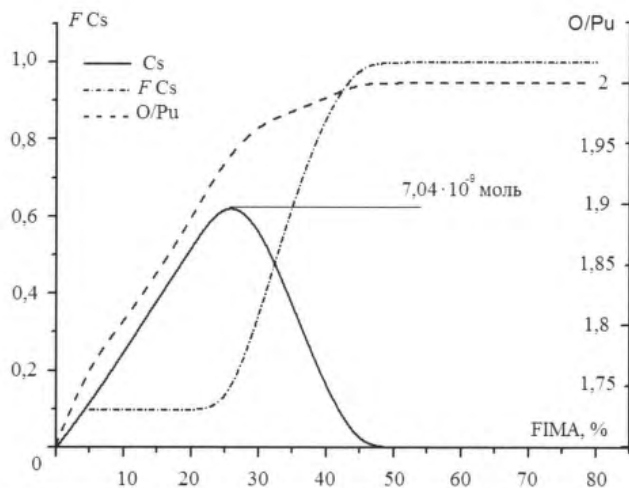


Рис. 5. Задерживаемая доля цезия (FCs), концентрация несвязанного цезия (Cs) и степень окисления плутония (O/Pu) в зависимости от выгорания при температуре 1273 К для МТ первого варианта

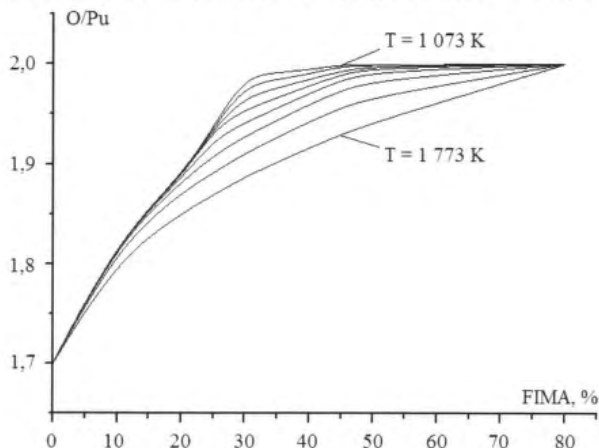


Рис. 6. Зависимость степени окисления плутония (O/Pu) от выгорания при температурах от 1073 до 1773 К с интервалом 100 К

карбонат Cs_2CO_3) вводились поочерёдно в состав первого и второго растворов и рассматривались как отдельная фаза (базовая модель). Для каждого случая проводился термодинамический расчёт системы при температуре 1273 К.

График зависимости задерживаемой доли цезия от выгорания для МТ второго варианта ($PuO_{1.65} + ZrO_2 + Y_2O_3 + SiC$) при температуре 1273 К представлен на рис. 8,

где видно, что выбор расчётной модели не приводит к качественным изменениям в поведении кривых. Однако в области выгораний до 50 % FIMA имеют место заметные количественные изменения.

Базовая модель (карбонаты – отдельная фаза) уже рассмотрена подробно выше. Помещение карбонатов в первый раствор (вместе с оксидами, иодидами и бромидом) приводит к тому, что задерживаемая

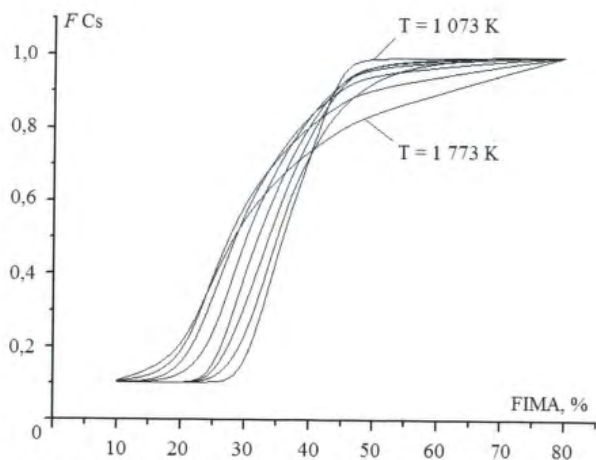


Рис. 7. Зависимость задерживаемой доли цезия от выгорания при температурах от 1073 до 1773 К с интервалом 100 К

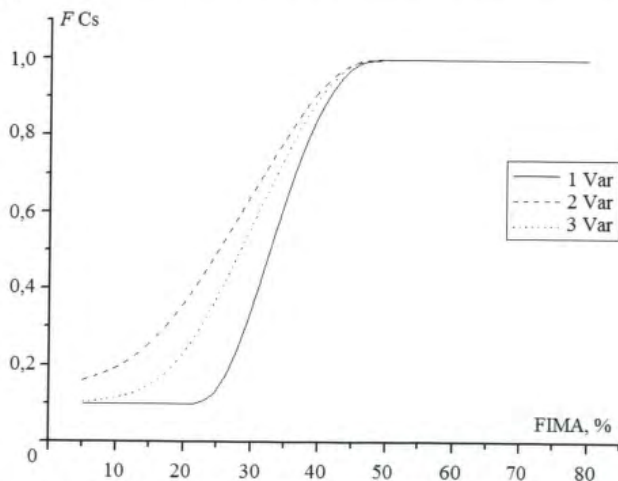


Рис. 8. Зависимость задерживаемой доли цезия от выгорания для МТ второго варианта при температуре 1273 К для трёх вариантов расчётных моделей:

- 1) базовый вариант (карбонаты считаются отдельной фазой),
- 2) карбонаты включены в первый раствор (раствор оксидов),
- 3) карбонаты включены во второй раствор (раствор карбидов)

доля цезия не остаётся постоянной в области выгораний 0...26 % FIMA, а растёт практически с самого начала процесса выгорания. Рассматривая карбонаты в составе второго раствора (карбиды, теллуриды и чистые металлы), получены промежуточ-

ные значения задерживаемой доли между первыми двумя моделями. Отметим, что с ростом выгорания расхождения между моделями сглаживаются и в областях более 50 % FIMA задерживаемая доля цезия равна 1 для всех трёх моделей, т.е. МТ при

значительных выгораниях без геттера кислорода задерживают весь цезий независимо от выбранной расчётной модели.

Заключение

В работе проведено исследование термодинамики 2-х вариантов МТ с плутониевым топливом при различных условиях. Обнаружена аномальная зависимость задерживаемой доли цезия от образования карбоната цезия Cs_2CO_3 , который образуется в МТ, не содержащих геттер кислорода.

Представлены результаты исследования термодинамики двух типов МТ (с геттером и без геттера кислорода) с плутониевым топливом при различных условиях. Проведён расчёт задерживаемой доли для 11-ти элементов – продуктов деления: Ag, Ce, Cd, Cs, La, Mo, Pd, Ru, Sr, Te, Y и плутония. Показано, что задерживаемая доля Ce, Pu, Sr, Y в неповреждённых МТ равна единице, т.е. эти элементы полностью связываются и не выходят из неповреждённых МТ как первого, так и второго типов. Задерживаемая доля Ag, La, Ru, Pd равна нулю для рассмотренных типов МТ во всём рассматриваемом температурном диапазоне, т.е. эти элементы не вступают в какие-либо соединения и могут выходить из нашей системы. Задерживаемая доля некоторых компонентов может как увеличиваться (Te), так и уменьшаться (Cd, Mo) при введении геттера кислорода.

В микротопливе, не содержащем геттер кислорода, обнаружен резкий рост задерживаемой доли цезия и соответственно уменьшение свободного цезия при выгорании ~ 26 % FIMA и более. Это приводит к существенной нелинейной зависимости задерживаемой доли от выгорания и должно служить причиной резкого снижения выхода Cs из МТ. По-видимому, обнаруженный эффект связан с образованием в плутониевом топливе карбоната Cs_2CO_3 . В случае МТ, содержащих геттер кислорода, образование карбоната цезия не происходит и за-

держиваемая доля от выгорания практически не зависит.

В заключение отметим, что для более полного обоснования получаемых результатов, в том числе выбора расчётной модели, необходимо проведение модельных экспериментов.

Список литературы

1. Годин Ю.Г. Дисперсное ядерное топливо на основе микровзлёзов: Учеб. пособие. М.: МИФИ, 1989.
2. Ponomarev-Stepnoy N.N., Makarov V.M., Ivanov A.S., Belov I.A., Rusinkevich A.A., Lindemer T., McEachern D., Razvi J. Evaluation of the Thermodynamics of Deep Burnup HTGR Fuel with Plutonium Kernels / Proc. of HTR2008 4th Int. Topical Meeting on High Temperature Reactor Technology, September 28-October 1 2008, Washington, DC, USA HTR2008-58081.
3. Ponomarev-Stepnoy N.N., Ivanov A.S., Rusinkevich A.A., Belov G.V. Peculiarities of Fission Products Transport in HTGR Coated Fuel Particles at High Burnup Levels / Proc. of HTR 2010, Prague, Czech Republic, October 18-20 2010, Paper 33.
4. Сияров Г.Б., Ватолин Н.А., Трусов Б.Г., Моисеев Г.К. Применение ЭВМ для термодинамических расчётов металлургических процессов. М.: Наука, 1982.
5. Белов Г.В. Расчёт равновесного состава и свойств термодинамических систем при повышенных давлениях // Математическое моделирование, 2001, т. 13, № 8, с. 9–12.
6. Глушков Е.С., Назаренко И.П., Паневин И.Г., Пономарев-Степной Н.Н. Методы нейтронно-физического расчёта ядерных реакторов. М.: Изд-во МАИ, 2000.

Контактная информация –

Русинкевич Андрей Александрович, н. с., тел.: (499)196-71-86, (903)735-56-80, e-mail: rusinkevich_andr@mail.ru;
Иванов Александр Сергеевич, проф., тел.: (499) 196-72-38, e-mail: asi.kiae@gmail.com

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2,
с. 83–92.

Расчётный анализ удержания расплавленной активной зоны в корпусе реактора при тяжёлых авариях на АЭС с ВВЭР

Ю.А. Звонарёв, М.А. Будаев, А.М. Волчек, В.А. Горбаев, В.Н. Загряжкин,
Н.П. Киселёв, В.Л. Кобзарь, А.В. Конобеев, Д.Ф. Цуриков,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 26.10.2011 г.

Представлены результаты предварительной расчётной оценки поведения расплава активной зоны в корпусах ВВЭР-600 и ВВЭР-1300 (типовой оптимизированный и информатизированный энергоблок технологии ВВЭР – ВВЭР ТОИ) при тяжёлых запроектных авариях. Проанализированы основные процессы, определяющие состояние расплава активной зоны в корпусе реактора. Рассмотрена концепция удержания расплава активной зоны в корпусе, базирующаяся на идее наружного охлаждения. Изложены и обсуждены основные допущения и модели, а также результаты расчётов взаимодействия расплавленных материалов активной зоны со стенкой корпуса реактора по тяжеловаварийному коду СОКРАТ. На основании полученных результатов определены требования к работе систем безопасности, при выполнении которых появляются потенциальные предпосылки для реализации концепции внутриреакторного удержания расплава при тяжёлых авариях на АЭС с ВВЭР.

Ключевые слова: ВВЭР, тяжёлая авария, управление тяжёлыми авариями, устройство локализации расплава, поведение расплава в корпусе реактора, взаимодействие расплава с корпусом, расчётные коды, теплогидравлические и термомеханические расчёты, теплоноситель, критическая плотность теплового потока, температура.

Numerical Investigation of the In-Vessel Corium Retention during Severe Accidents on VVER NPPs. Yu.A. Zvonaryov, M.A. Budaev, A.M. Volchek, V.A. Gorbaev, V.N. Zagryazkin, N.P. Kiselyov, V.L. Kobzar', A.V. Konobeev, D.F. Tsurikov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

Current work presents the results of representative analytical evaluation of in-vessel molten core behavior for VVER-600 and VVER-1300 (typical optimized informative-advanced power unit based on VVER technology – VVER TOI) reactors during ex-design severe accidents. Main processes, which define core melt state inside reactor vessel, have been analyzed. Considered conception of in-vessel molten core retention is based on the idea of reactor vessel external cooling. The necessary modeling assumptions are described and discussed, along with numerical results on core materials interaction with reactor wall, simulated with the severe accident code SOKRAT. Basing on the results obtained, the requests to safety systems are defined, that background the potential preconditions for in-vessel retention concept realization for severe accidents on VVER NPPs.

Key Words: VVER, Severe Accident, Severe Accident Management, Core Catcher, Corium Behavior in Reactor Vessel, Corium Interaction with Vessel, Numerical Code, Thermal Hydraulics and Thermal Mechanics Analyses, Coolant, Critical Heat Flux, Temperature.

Введение

В современных проектах АЭС с реакторными установками (РУ) большой мощности в качестве одного из элементов, предусмотренных для управления запроектными авариями (ЗПА) и образующих четвертый уровень эшелонированной защиты, служит устройство локализации расплава (УЛР). Оно предназначено для уменьшения до безопасного уровня радиационных последствий тяжёлых ЗПА, когда при длительном осушении активной зоны при низком

давлении в I контуре происходит её разрушение с последующим проплавлением корпуса реактора. Повышение безопасности достигается за счёт исключения выхода жидких и твёрдых радиоактивных материалов за пределы УЛР, чем обеспечивается исключение повреждения контейнента.

Альтернативная концепция удержания расплава кориума внутри корпуса реактора в случае аварии с плавлением активной зоны также направлена на повышение безопасности АЭС путём снижения риска по-

вреждения защитной оболочки и связанных с этим рисков для населения и окружающей среды.

По сравнению с вариантом применения внекорпусного УЛР реализация концепции внутрикорпусного удержания расплава обладает рядом существенных преимуществ прежде всего с точки зрения снижения стоимости энергоблока. Обоснованный отказ от внекорпусного УЛР приводит к уменьшению номенклатуры требуемого оборудования, снижению затрат на транспортировку и монтаж оборудования, уменьшению размеров контейнмента и соответственно снижению количества расходуемого бетона и металла.

В основе разработки системы удержания расплава и охлаждения корпуса реактора лежит положение о реализации концепции внутрикорпусного удержания расплавленной активной зоны за счёт наружного охлаждения корпуса реактора при тяжёлой ЗПА [1]. Предложения по данной концепции удержания расплава базируются на идее, что нижняя часть корпуса реактора с дополнительным внешним охлаждением способна удержать разрушенную и расплавленную активную зону, если последняя имеет достаточно низкое остаточное энерговыделение.

При этом основное внимание в обосновании концепции уделяется вопросу сохранения интегральной целостности нижней части корпуса, подвергающейся термомеханическим нагрузкам, характерным для рассматриваемой ситуации. Для обеспечения удержания разрушенной активной зоны внутри корпуса реактора в случае тяжёлой ЗПА путём наружного охлаждения корпуса необходимо обеспечить выполнение следующих технических мероприятий:

- внутрикорпусное давление должно быть низким (обеспечивается за счёт управления аварией);
- шахта реактора должна быть затоплена достаточным количеством воды (обеспечивается конструкцией шахты);
- в рамках пассивных мер защиты необходимо создать контур естественной циркуляции потока охлаждающей воды (обеспечи-

вается конструкцией шахты). Контур должен быть рассчитан таким образом, чтобы тепловой поток от кориума на внутреннюю стенку корпуса реактора снимался в режиме пузырькового кипения воды на наружной стенке корпуса. При этом плотность теплового потока должна быть ниже критического значения.

1. Основные допущения и модели

Максимальные термические и термомеханические нагрузки на стенку корпуса реактора возникают в результате формирования бассейна расплава на днище корпуса после сравнительно непродолжительного периода плавления материалов активной зоны и нижней камеры смешения (НКС). Длительность этого процесса может быть увеличена, если после начала аварии активная зона находилась под заливом длительное время. При этом анализ удержания расплава кориума в корпусе реактора возможен в рамках возникающего квазиравновесного состояния расплава на днище корпуса.

Для такого анализа ключевое значение имеет исследование как интегральных, так и локальных характеристик, когда интегральная целостность корпуса может быть нарушена по ряду причин. Среди них следует выделить локальное проплавление стенки корпуса, а также её разрушение в результате одновременных процессов утонения стенки и действия механической нагрузки, складывающейся из действия внутрикорпусного давления и термических напряжений, развивающихся в ходе внутреннего нагрева и внешнего охлаждения стенки.

Для оценки технической возможности удержания расплава в корпусе реактора в настоящей работе исследуется определяющая фаза удержания расплава при его взаимодействии с корпусом, охлаждаемым водой снаружи. При этом рассматриваются сценарии, при которых благодаря работе систем безопасности бассейн кориума на днище корпуса формируется через продолжительное время после исходного события, приводящего к тяжёлой аварии (ТА), когда мощность остаточного энерговыделения в

кориуме существенно снижается. Влияние неопределённостей в задании исходных данных на результаты расчётов анализируется на основе выполнения серии вариантов расчётов.

1.1. Расчётный инструмент

Для расчётного анализа поведения бассейна расплава на днище корпуса реактора и взаимодействия расплавленных материалов активной зоны со стенкой корпуса, охлаждаемой водой снаружи, использовался модуль ГЕФЕСТ кода СОКРАТ. Геометрия решаемой задачи – двумерная осесимметричная. Вычислительные процедуры кода базируются на технологиях метода конечных элементов с большим количеством элементарных ячеек. В коде реализованы модели следующих процессов:

- поступление расплава в область НКС корпуса реактора;
- физико-химические взаимодействия компонентов кориума со сталью;
- расслоение и стратификация многокомпонентного расплава;
- теплообмен расплава с элементами конструкций и корпусом реактора;
- образование корок на границах расплава;
- теплообмен наружной поверхности корпуса с охлаждающей водой;
- теплообмен расплава излучением с вышеположенными конструкциями.

Более подробно модуль ГЕФЕСТ описан в [2]. Ниже приведены основные характеристики применяемой расчётной модели, реализованной в модуле, и принятые допущения.

1.2. Конфигурация бассейна расплава

В распределении тепловой нагрузки на стенку реактора ключевую роль играет структура образующегося на днище высокотемпературного и тепловыделяющего за счёт остаточного энерговыделения бассейна кориума, конфигурация которого в свою очередь зависит от компонентного и фазового состава и свойств компонентов образующегося расплава.

Выполненные в НИЦ “Курчатовский институт” в рамках программы МАСКА [3]

исследования позволили установить основные закономерности при взаимодействии высокотемпературного расплава активной зоны с внутрикорпусными конструкциями из стали. Установлено, что при прогнозируемой степени окисленности содержащегося в кориуме циркония от 30 до 70 % расплав стали экстрагирует из оксидного расплава Zr и восстановленный U.

Состав расплава образующейся металлической компоненты кориума (МКК) и его плотность зависят кроме того от массы стали, вовлеченной в процесс взаимодействия с оксидной компонентой кориума (ОКК). Для расчёта плотностей равновесных оксидной и металлической фаз развита и апробирована модель [4] для расплавов в системе U-Zr-Fe-O.

Результаты расчётов по данной модели демонстрируют, что в экспериментах с участием кориума C-32 (степень окисления циркония 32 %) с атомным отношением $U/Zr = 1,2$ плотность металлической фазы больше плотности оксидной фазы устанавливается при отношении вовлечённых во взаимодействие масс Fe и кориума до величины $K_1 \sim 0,3$. При большей величине этого отношения значения плотностей меняются местами.

Естественно, что в экспериментах с участием кориума C-32, но с меньшим атомным отношением $U/Zr = 0,9$, в результате снижения равновесной концентрации урана в металлической фазе граница обратной инверсии приходится на меньшую величину $K_1 \sim 0,25$. Увеличение степени окисленности кориума приводит к снижению интенсивности взаимодействия фаз. Результаты серии экспериментов с кориумом C-70 (степень окисления 70 %) показывают, что граничное отношение масс, при котором металлическая фаза вновь становится менее плотной, приходится на величину $K_1 \sim 0,2$.

Для конструкций активных зон ВВЭР-600 и ВВЭР ТОИ уран-циркониевое соотношение U/Zr близко к 1,2. Масса стальных внутрикорпусных устройств (без учёта стали корпуса реактора) оценивается величиной, близкой к массе активной зоны. Поэтому в пределе коэффициент K_1 будет стре-

Таблица 1. Ожидаемые массы фаз, образующихся при взаимодействии Fe с расплавленными материалами активной зоны ВВЭР-600 и ВВЭР ТОИ

Реактор	Масса Fe, т	$K_1 = m_{Fe}/m_{core}$	C-30		C-70	
			$M_{OKK}, \text{т}$	$M_{МКК}, \text{т}$	$M_{OKK}, \text{т}$	$M_{МКК}, \text{т}$
ВВЭР-600	30	0,340	58,3	59,8	79,3	38,9
	50	0,567	50,9	87,2	76,6	61,6
	70	0,794	46,6	111,6	74,6	83,5
	90	1,021	43,7	134,5	73,2	104,9
ВВЭР ТОИ	30	0,258	82,1	63,9	106,0	40,0
	50	0,431	72,2	93,8	102,7	63,3
	70	0,603	66,0	129,0	100,3	85,7
	90	0,776	61,7	144,3	98,4	107,6

миться к единице. Расчётные оценки ожидаемых в результате взаимодействия масс МКК и ОКК представлены в табл. 1.

Выполненные оценки показывают, что в результате взаимодействия кориума со стальными конструкциями следует ожидать в корпусе реактора образование в больших объёмах металлической фазы расплава, содержащей в своём составе основную долю недоокисленных атомов урана и циркония. Плотность расплава МКК во всех случаях будет меньше плотности ОКК.

Поэтому ожидается конфигурация стратифицированного бассейна расплава с металлической фазой сверху. В силу неконгруэнтного перехода ОКК в расплав на основе железа (отношение суммы атомов U и Zr к числу атомов кислорода, перешедших в расплав Fe, заметно больше аналогичного отношения в ОКК) расплав ОКК в результате взаимодействия смещается в направлении к C-100 (степень окисления 100 %).

Таким образом, на стадии взаимодействия расплава с корпусами ВВЭР-600 и ВВЭР ТОИ ожидаемой является конфигурация стратифицированного бассейна расплава с оксидной фазой внизу и металлической фазой сверху.

1.3. Начальный состав и температура кориума

Начальный компонентный состав кориума для обобщённого сценария ТА в момент формирования бассейна кориума на днище корпуса реактора приведён ниже в табл. 2. Степень окисления кориума для базового варианта расчёта составляет 70 %. Состав кориума приведён для РУ ВВЭР-

600 и ВВЭР-1300 (ВВЭР ТОИ), активные зоны которых состоят из 121 и 163 теплоделяющих сборок, соответственно.

Таблица 2. Начальный компонентный состав кориума для базовых расчётов

Материал, т	ВВЭР-600	ВВЭР ТОИ
Двуокись урана	66	87
Двуокись циркония	20,34	27,44
Цирконий	7,1	8,7
Сталь	54	65
Суммарная масса кориума	147,44	188,14

Начальная температура многокомпонентного кориума U-Zr-O оценена в 2 850 К согласно эвтектике фазовой диаграммы [5]. Начальная температура металлической части, пришедшей на днище корпуса, оценена в 2 200...2 400 К и ограничена сверху температурой плавления металлической фазы циркония [6].

Приведённые данные по начальному составу и температуре компонентов кориума предназначены для выполнения базовых расчётов. Чувствительность результатов расчётов к неопределённости в задании исходных данных анализируется на основе выполнения серии вариантных расчётов, в которых варьируются как компонентный состав и масса кориума, так и его степень окисления и начальные температуры компонентов.

1.4. Термодинамические свойства кориума

В соответствии с современным уровнем понимания поведения бассейна расплава на днище реактора многокомпонентный расплав в расчётах по модулю ГЕФЕСТ доста-

точно быстро эволюционирует к стратифицированному состоянию, определённом как термодинамически равновесный набор из двух слоёв. При этом согласно экспериментальным данным, как показано выше, более тяжёлая оксидная фаза находится внизу на днище реактора, а металлическая фаза расположена сверху над оксидной.

Основное предположение, связывающее расчётные характеристики слоёв с экспериментальными данными, состоит в следующем: состояния расплава, исследованные в экспериментах МАСКА (усреднённый состав до ~ 25 ат % Fe), и расплава на корпусе днища реактора (~ 50 % Fe) принадлежат одним линиям равного химпотенциала двухфазной зоны жидкость + жидкость. Данное предположение иллюстрируется на рис. 1 и находится в соответствии с известными результатами моделирования фазовой диаграммы U-Zr-Fe-O [5].

Поэлементный состав слоёв кориума для разных степеней окисления кориума, следующий из экспериментов МАСКА серии STFM-Fe и использованный в данной работе, представлен в табл. 3.

1.5. Краткое описание тепловой модели расплава

Каждый из слоёв бассейна расплава предполагается примерно однородным по составу и неоднородным по температуре. В общем случае моделируются следующие процессы:

- остаточное энерговыделение;
- естественная конвекция;
- пограничный слой;
- теплоотдача к стенке корпуса;
- радиационный перенос с зеркала бассейна.

Поток тепла от расплава к стенке корпуса определяется величиной теплового сопротивления пограничного слоя, которое характеризуется местным числом Нуссельта, а теплоотдача от расплава в целом – средним числом Нуссельта. Число Нуссельта для разных режимов течения может быть выражено через его параметры с помощью безразмерных корреляций, полученных при условии уста-

новившегося режима течения, характеризующегося числом Рэлея

$$Ra = \Delta T g \beta R^3 / (\kappa \nu), \quad (1)$$

где ΔT – характерная разность температур, g – ускорение свободного падения, β – объёмный коэффициент теплового расширения, R – внутренний радиус корпуса, κ – температуропроводность, ν – кинематическая вязкость.

Теплоотдача оксидного слоя

За основу теплообмена берётся модель конвективного теплообмена однородного расплава в полусферическом сосуде. В этом случае граничная поверхность разделяется на боковую стенку и верхнюю границу и интегральная теплоотдача расплава характеризуется двумя числами Нуссельта:

$$Nu_{down} = C_1 Ra^{\gamma_1}, \quad Nu_{up} = C_2 Ra^{\gamma_2}, \quad (2)$$

где $\gamma_1 = 0,25$, $\gamma_2 = 0,21$, $C_1 = 0,084$, $C_2 = 0,345$.

Теплоотдача металлического слоя

В расслоенном расплаве подогреваемый снизу металлический слой, почти не имеющий внутреннего тепловыделения, пребывает в состоянии, которое можно

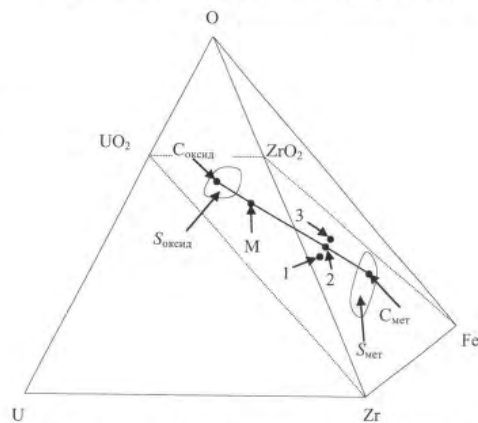


Рис. 1. Примерная область двухжидкостной зоны на фазовой диаграмме U-Zr-Fe-O для исследуемых составов кориума при $T \sim 2850$ К: 1 – кориум C-30; 2 – кориум C-70; 3 – кориум C-100; М – эксперименты МАСКА для C-70; $S_{оксид}$ – граница двухфазной зоны (оксид); $S_{мет}$ – граница двухфазной зоны (металл); $C_{оксид}$, $C_{мет}$ (ат. %) – содержание U, Zr, Fe, O; кривая $(C_{оксид}, C_{мет})$ – линия равного химпотенциала

Таблица 3. Поэлементный состав слёв расплава
согласно экспериментам МАСКА серии STFM-Fe

Эле- мент	C-70		C-30		C-100	
	Оксид	Металл	Оксид	Металл	Оксид	Металл
U	19,6	6,8	21,6	14,0	18,2	0,0
Zr	17,7	7,3	16,3	13,9	15,1	0,0
Fe	0,0*	77,5	0,0*	60,8	0,0*	100
O	63,7	8,4	62,1	11,3	66,6	0,0

*здесь пренебрегается долей $\leq 1\%$ железа в оксидном расплаве

описать как наложение двух режимов: бенаровской конвекции в плоском слое и течения у вертикальной холодной стенки. Эти режимы характеризуются соответствующими числами Нуссельта и степенными корреляциями:

$$Nu = C_R Ra^\gamma, \quad (3)$$

где $\gamma = 1/3$, $C_R = 0,13$.

Для численной модели диффузионной теплопроводности в модуле ГЕФЕСТ вводятся ортотропные эффективные коэффициенты теплопроводности, исходя из представленных выше формул, чтобы получить локальный направленный поток тепла на стенку для каждого из слёв расплава. Аналогичный подход широко используется в мировой практике [7].

На наружной границе корпуса ставились граничные условия 3-го рода для температуры охлаждаемой воды и коэффициента теплоотдачи. При этом делались следующие допущения:

— температура воды снаружи корпуса реактора принималась равной 393 К, что соответствует температуре насыщения при давлении 0,2 МПа;

— для расчёта наружного охлаждения корпуса применялась формула для коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении воды в большом объёме [8]

$$\alpha = 3q^{0,7} p^{0,15}, \quad (4)$$

где α — коэффициент теплообмена, Вт/(м²·К); q — плотность теплового потока, Вт/м²; p — давление, бар.

В ходе расчётов вёлся контроль за режимом теплоотдачи с наружной поверхности корпуса реактора — получаемые в расчёте значения теплового потока сравнивались с величиной критической плотности теплового потока (КПТП).

Результаты Теофануса [9] по КПТП, по-

лученные для реактора AP600, часто используются исследователями при анализе возможности удержания расплава внутри корпуса реактора при его охлаждении снаружи кипящим теплоносителем. Однако они несколько выше, чем приведённые в работе [10], поскольку получены для замкнутого по воде контура циркуляции.

Поэтому для оценки предельных значений КПТП в настоящей работе применялись результаты [10], полученные при кипении воды снаружи корпуса в большом объёме, согласно которым величины КПТП определяются в зависимости от пространственной ориентации теплоотдающей поверхности по формуле

$$q_{кр}(\theta) = (1 + 0,036 T_{sub}) \times \\ \times (0,434 + 0,347\theta + 0,0604\theta^2), \quad (5)$$

где $q_{кр}$ — КПТП, МВт/м²; θ — угол наклона образующей внешней поверхности корпуса, радиан; ΔT_{sub} — недогрев до температуры насыщения, °С.

Используемые в настоящей работе значения КПТП, рассчитанные в зависимости от угловой координаты по формуле (5), представлены в табл. 4.

В базовых расчётах при моделировании теплоотдачи излучением с поверхности расплава граничные условия на верхней границе расплава задавались при следующих допущениях:

— тепловое излучение происходит в среду с температурой 1 200 К,

— коэффициент серости на поверхности верхнего металлического слоя принимался равным 0,3.

Чувствительность результатов расчётов к неопределённости в задании исходных данных анализируется на основе выполнения вариантных расчётов, в которых варьи-

руется величина коэффициента серости излучающей поверхности расплава.

Таблица 4. Величина КППП в зависимости от угловой координаты

Угловая координата, рад	КППП, Вт/м ²
0,0	0,4414
0,2234	0,5145
0,3319	0,5558
0,4291	0,594
0,5251	0,6329
0,6244	0,6742
0,73	0,7195
0,8441	0,7699
0,9682	0,8266
1,103	0,8902
1,248	0,9612
1,401	1,039
1,56	1,122
1,571*	1,128
1,571*	1,128

*вертикально ориентированная стенка цилиндрической части корпуса реактора

Теплофизические свойства (теплоёмкость и теплопроводность в зависимости от температуры) корпусной стали 15Х2НМФА брались из [11]. Плавление корпусной стали в расчёте происходит по достижении 1 750 К при скрытой теплоте плавления $3,55 \cdot 10^5$ Вт/кг. В вариантных расчётах температура плавления корпуса варьировалась (уменьшалась до 1 400 К) для анализа влияния образования Fe-Zr эвтектики на границе контакта кориума со стенкой корпуса.

1.6. Критерии удержания расплава в корпусе реактора

Удержание расплава в корпусе считалось состоявшимся в случае одновременного выполнения трёх критериев:

- критерий 1 – отсутствует сквозное проплавление стенки корпуса реактора;
- критерий 2 – напряжение в утонённой вследствие частичного оплавления стенке корпуса не превышает порог прочностного разрушения;
- критерий 3 – ни в одной точке на на-

ружной поверхности корпуса не превышено значение КППП.

Критерий 1 (сквозного проплавления стенки) – воздействие расплавленных материалов активной зоны как тепловое, так и химическое, не привело к сквозному проплавлению стенки корпуса реактора.

Критерий 2 (механической целостности) – напряжение на несущей части утонённой стенки корпуса меньше предела текучести при максимальной температуре 900 К в области упругой деформации корпусной стали.

При отсутствии дополнительной нагрузки от давления внутри корпуса определяющую роль играет весовая нагрузка кориума на днище корпуса реактора. Используя значение предела текучести при температуре корпусной стали 900 К, можно вычислить критическое значение остаточной толщины δ стенки.

Способ расчёта несущей части остаточной толщины δ стенки в приближении линейного профиля температуры в стенке определяется, как показано на рис. 2. Здесь температура поверхности корпуса (~ 400 К) и минимальная толщина $L_{\min}$ стенки определяются из теплового расчёта.

Критерий 3 (бескризисной теплоотда-

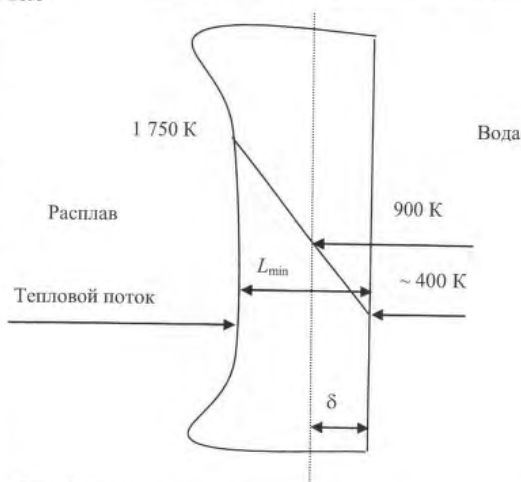


Рис. 2. Оценка несущей части остаточной толщины δ стенки

чи) – ни в одной точке на наружной поверхности корпуса не превышено значение КППП. Это означает, что на всей поверхности наружной стенки корпуса реактора реализуется режим пузырькового кипения, характеризующийся высокой теплоотдачей и, следовательно, близкой к температуре теплоносителя величиной температуры наружной поверхности стенки, что гарантирует её непроплавление.

1.7. Расчётная схема

Расчётная область, моделирующая расплав и корпус реактора, рассматривалась на криволинейной сетке и в соответствии с заданной конструкцией корпуса разбита на конечные элементы. Ниже на рис. 3 представлена геометрия ячеек расчётной области, применявшаяся для расчётов взаимодействия расплава с корпусом реактора как

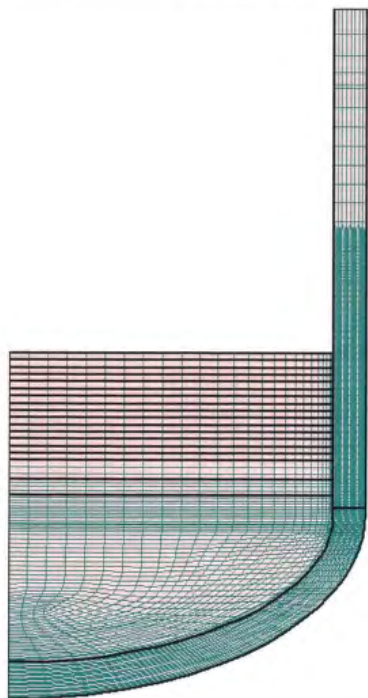


Рис. 3. Расчётная область моделирования взаимодействия расплава с корпусом реактора

для ВВЭР-600, так и для ВВЭР ТОИ.

Генерируемый набор конечных элементов состоял из 3 725 расчётных ячеек, определяющих следующие основные объекты моделирования:

- корпус реактора: 24 ячейки по толщине корпуса (размеры менее 1 см) и 80 ячеек вдоль корпуса со сгущением в зонах наибольшего теплопереноса;
- цилиндрическая часть внутренней области: сетка из 23×35 прямоугольных ячеек со сгущением к поверхности корпуса;
- область днища: криволинейная сетка из 40×25 ячеек.

Расплав материалов активной зоны поступал в моделируемый объём реактора. Объём расчётной области при генерации сетки брался с запасом, чтобы в нём могли поместиться все поступающие материалы.

2. Результаты расчётов для ВВЭР-600

Ниже представлены основные результаты базового расчёта взаимодействия расплава кориума со стенкой корпуса реактора для обобщённого сценария протекания тяжёлой ЗПА для формирования бассейна расплава на днище 24 часа после исходного события аварии. Анализ результатов расчёта позволил определить и описать характерные этапы процесса удержания расплава. Данный процесс в расчёте начинается с формирования квазиравновесного бассейна расплава в стратифицированном состоянии, что в течение интервала времени до 10 мин не приводит к большим тепловым нагрузкам на стенку корпуса.

На начальном этапе удержания двухслойный расплав, локализованный в корпусе, имеет следующие характеристики:

- высокую энтальпию металлического слоя;
- большие перетечки тепла из основной области тепловыделения в оксидном слое вверх через поверхность раздела в металлический слой без теплового сопротивления границы;
- большие потоки тепла через корпус реактора в области металлического слоя.

При этом плотность теплового потока на область стенки корпуса в районе метал-

лического слоя быстро возрастает и достигает максимума (530 кВт/м^2) через 24 часа 18 мин от начала аварии (рис. 4).

В результате подплавления корпуса (рис. 5, а) остаточная толщина корпуса в 7,1 см оказывается достаточной для сброса максимального теплового потока, и дальнейшее развитие процесса идёт с постепенным уменьшением температуры металлического слоя. Остывание металлического расплава сопровождается появлением застывшей корки металла на стенке и, как показывает расчёт, постепенным переходом всего процесса на следующую, существенно более длительную стадию.

На последующей стадии удержания расплава имеет место преимущественный разогрев оксидного слоя, материалы которого дополнительно нагреваются до температур порядка 3 100 К. В результате тепловой поток к стенке из оксидного слоя возрастает, что приводит к сравнительно небольшому подплавлению стенки корпуса в высотном районе от 0,9 до 1,2 м.

После этого оксидный слой расплава также начинает остывать. Данная стадия характеризуется более быстрым остыванием металлического слоя с заметными радиальным и аксиальным градиентами температур. Скорость остывания оксидной фазы существенно ниже ввиду генерации в ней остаточных тепловыделений и может составлять десятки часов.

В целом проведённый расчёт процесса удержания расплава в корпусе ВВЭР-600 показал, что все три критерии удержания расплава, принятые для анализа, выполняются полностью.

Критерий 1. Сквозное проплавление стенки не достигнуто. Минимальная остаточная толщина стенки составила 7,1 см на высоте 1,6 м в области металлического слоя расплава.

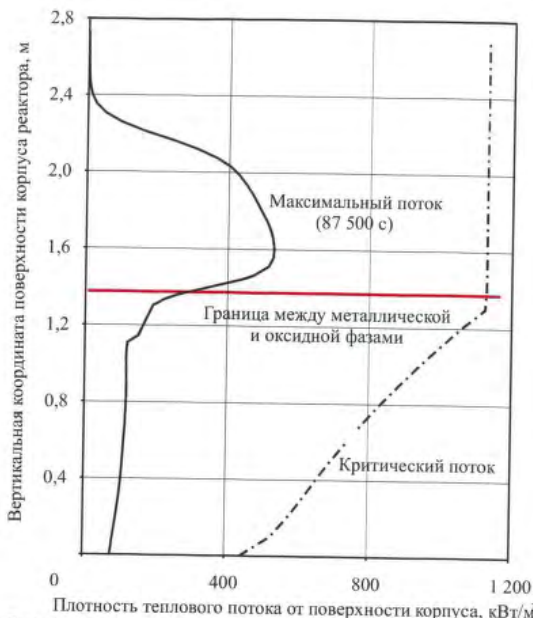


Рис. 4. Изменение плотности теплового потока с поверхности корпуса реактора в момент достижения минимальной толщины стенки

Критерий 2. Толщина несущей части остаточной толщины стенки равна 2,5 см, что существенно больше критической минимальной величины δ .

Критерий 3. Значение КППП не превышено в расчёте ни в одной точке на наружной поверхности корпуса. Минимальный запас по данной величине для ВВЭР-600 составил 2,1.

Следует отметить, что критерии осуществимости концепции удержания расплава в корпусе ВВЭР-600 не только не превышены, но и имеют определённый запас. Данное обстоятельство ставит на повестку дня вопрос об исследовании возможности распространения концепции внутрикорпусного удержания расплава на реакторы большей мощности. Так, в следующем разделе рассматриваются результаты расчётной оценки технической возможности осуществления внутрикорпусного удержания расплава для ВВЭР ТОИ с ВВЭР-1300.

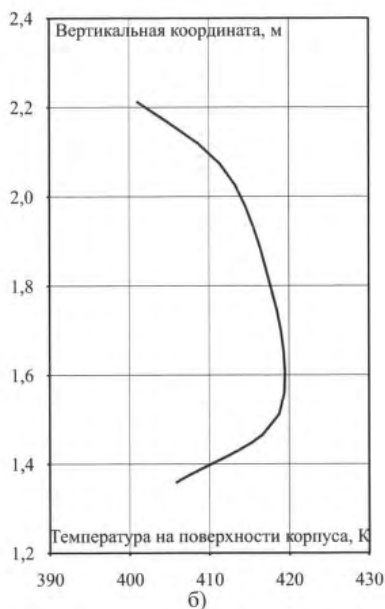
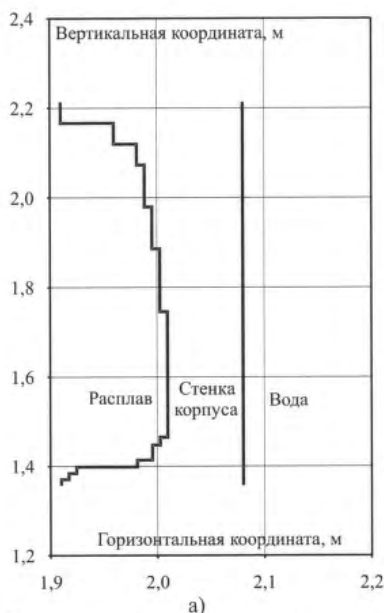


Рис. 5. Характеристики стенки корпуса реактора в момент достижения минимальной толщины: а) толщина стенки; б) температура внешней поверхности

3. Результаты расчётов для ВВЭР ТОИ

Исходя из общей постановки задачи и результатов предварительных расчётов, ключевые характеристики базового расчёта РУ ВВЭР ТОИ выбраны следующим образом:

- время формирования бассейна расплава в НКС реактора $t_{\text{форм}} = 36, 48$ и 72 час после исходного события аварии (при меньших временах достигались кризис теплоотдачи и пережог стенки корпуса реактора);
- состав кориума – C-70 (степень окисления циркония 70 %);
- теплоотдача вверх – излучение от металла (степень черноты поверхности расплава равна 0,3, обратное переизлучение от внешних источников пренебрежимо мало);
- начальная температура кориума 2850 К (температура эвтектики для оксидного состава $\text{UO}_2 - \text{ZrO}_2$);
- уменьшение на 20 % остаточного тепловыделения за счёт выхода летучих продуктов деления;
- масса расплавленного железа 65 т;

– начальная температура железа 2200 К.

На рис. 6 представлены структура стратифицированного бассейна расплава и распределение температур для времени формирования бассейна расплава в НКС реактора $t_{\text{форм}} = 72$ часа.

Плотность теплового потока, отводимого от корпуса реактора в районе металлического слоя, быстро возрастает и достигает максимума через 32 мин. В результате подплавления корпуса его остаточная толщина оказывается достаточной для сброса локального максимального теплового потока, и дальнейшее развитие процесса идёт с постепенным уменьшением температуры металлического слоя.

Следующая стадия удержания расплава характеризуется преимущественным разогревом оксидного слоя. Материал оксидного слоя дополнительно нагревается до температур порядка 3100 К и в результате тепловой поток от оксидного слоя к стенке возрастает, что приводит к сравнительно заметному подплавлению стенки корпуса в высотном районе от 0,6 до 1,2 м (рис. 6, а).

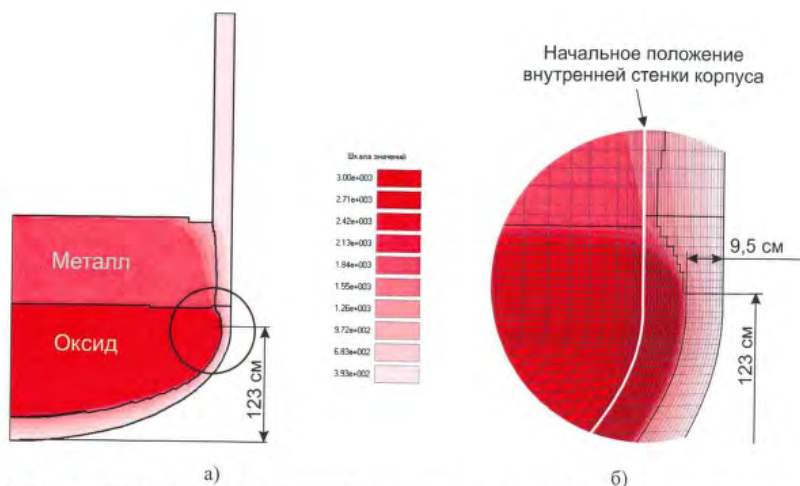


Рис. 6. Структура бассейна и распределение температур для $t_{\text{форм}} = 72$ часа: а) полный вид нижней части корпуса реактора, б) участок минимальной толщины стенки

Процесс подплавления происходит на весьма широком фронте ввиду достаточно толстой корки из застывшего, плохо проводящего тепло оксидного материала. Минимальная расчётная остаточная толщина стенки корпуса в области оксидов составляет 9,5 см (рис. 6, б) по сравнению с 15,5 см в области металлического слоя расплава.

Оксидный слой расплава также начинает остывать после достижения указанной минимальной толщины стенки. Данная стадия характеризуется более быстрым остыванием металлического слоя с заметными радиальным и аксиальным градиентами температур. Скорость остывания оксидной фазы существенно ниже ввиду остаточного тепловыделения в ней.

Подобный механизм взаимодействия расплава со стенкой корпуса реактора и близкие к приведённым выше величины температур расплава и тепловых потоков от расплава к стенке получены при моделировании внутрикорпусного удержания расплава при ТА в работе [12]. В данной работе использовался западноевропейский тяжёлоаварийный код ASTEC.

Расчет по ASTEC выполнен для близких к данному случаю режимных параметров и подобной геометрии корпуса реакто-

ра с эллиптическим дном, применяющимся в ВВЭР. Такое подтверждение результатов расчётов, выполненных по отечественному коду СОКРАТ (модуль ГЕФЕСТ), результатами расчётов по западноевропейскому коду ASTEC, повышает достоверность представленных в настоящей работе результатов.

В целом можно заключить, что проведённые базовые расчёты процесса удержания расплава в корпусе ВВЭР ТОИ показали, что все три критерия удержания расплава, принятые для анализа, выполняются полностью для рассмотренных времён формирования бассейна расплава: 36, 48 и 72 часа. В частности, по отдельным критериям получены следующие результаты для базового расчёта с временем формирования бассейна расплава, равным 36 часам.

Критерий 1. Сквозное проплавление стенки не достигнуто. Минимальная остаточная толщина стенки составила 7,5 см на высоте $\sim 1,0$ м в области оксидного слоя расплава.

Критерий 2. Толщина несущей части остаточной толщины стенки равна 2,6 см, что существенно больше критической минимальной величины δ .

Критерий 3. Значение КИТП не превышено в расчёте ни в одной точке на наружной поверхности корпуса. Минимальный запас по данной величине для ВВЭР ТОИ составляет значение 1,62.

Для оценки влияния на результаты проведённых расчётов неопределённости исходных параметров выполнен анализ чувствительности и неопределённостей. При этом варьировались возможные отклонения значений наиболее “сильных” параметров численной модели. В табл. 5 описываются характеристики 13-ти проведённых расчётов.

В целом анализ неопределённости для ВВЭР ТОИ показал, что к наиболее “сильным” параметрам, влияющим на процесс удержания расплава в корпусе реактора, относятся следующие:

- степень окисления кориума;
- температура ликвидус при эвтектическом взаимодействии металлического слоя расплава кориума со стенкой корпуса реактора;
- доля выхода летучих продуктов деления из кориума.

Таблица 5. Варьируемые параметры и цели анализа чувствительности и неопределённостей

Номер расчёта	Варьируемые параметры	Значение параметра		Цель
		Базовое	Вариант	
1.1	Степень окисления кориума, %	70	30	Оценка влияния степени окисления кориума
1.2			100	
1.3	Масса стали в расплаве, т	65	55	Оценка влияния массы расплавленной стали
1.4			75	
1.5	Начальная температура металлической фазы, К	2 200	2 000	Оценка влияния состояния начальной массы расплава
1.6			2 400	
1.7	Начальная температура оксидов в расплаве, К	2 850	3 100	Оценка влияния перегрева расплава
1.8	Уменьшение мощности за счёт выхода летучих продуктов деления, отн. ед.	0,8	1,0	Оценка влияния выхода летучих продуктов деления
1.9	Степень черноты (теплообмен за счёт излучения)	0,3	0,1	Оценка влияния радиационного переноса с поверхности расплава в различных условиях
1.10			0,9	
1.11	Теплопроводность стали корпуса реактора	$\lambda = f(T)$	$\lambda/1,5$	Консервативная оценка влияния неопределённости в теплопроводности корпуса
1.12	Температура взаимодействия в системе Fe-Zr (плавление/эвтектика), К	1 750	1 400	Консервативная оценка влияния эвтектического взаимодействия металлического слоя расплава со сталью корпуса реактора
1.13	Расчёт 1.7 + расчёт 1.8	2 850 + 0,8	3 100 + 1,0	Оценка максимальной неопределённости

В целом результаты выполненных расчётов, представленные на рис. 7, показывают следующее:

- реальные предпосылки для реализации концепции удержания расплава в корпусе ВВЭР ТОИ появляются только для значительных (несколько суток) интервалов времени от начала ТА до формирования в НКС бассейна расплава кориума;
- необходимо гарантированное исключение сценариев ТА с ранним плавлением активной зоны. Согласно полученным результатам расчётов при интервалах времени менее 36 час от начала ТА до формирования в НКС бассейна расплава полностью исчерпывается возможность бескризисной теплоотдачи на наружной поверхности корпуса;
- при обеспечении интервала времени в 72 часа величина запаса до кризиса в базовом расчёте достигает значения 2,1. Но с учётом анализа неопределённостей этот запас снижается до 1,5 (рис. 7). Отметим, что в случае применения для ВВЭР ТОИ вне реакторного УЛР даже для сценариев ТА с ранним плавлением активной зоны вели-

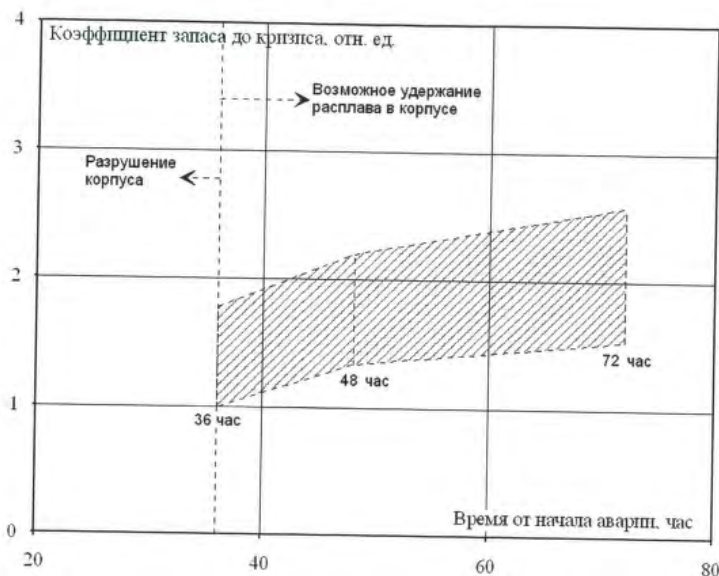


Рис. 7. Диапазон неопределённости коэффициента минимального запаса до кризиса в зависимости от интервала времени от начала аварии до формирования бассейна расплава

чина минимального запаса до кризиса составляет ~ 3 [13];

- для реализации концепции внутрикорпусного удержания расплава в корпусе ВВЭР ТОИ необходимо осуществление мер для повышения в 1,5...2 раза величины КППТ при наружном охлаждении корпуса.

Различные подходы к повышению величины КППТ изучались в ряде экспериментальных работ при обосновании эффективности внутрикорпусного удержания расплава на РУ АР600, АР1000 и АР1400. В частности, в [10] исследовались следующие методы:

- профилирование конфигурации канала для охлаждающей воды, образованного наружной поверхностью корпуса реактора и его тепловой изоляцией;

- нанесение микропористых покрытий на наружную поверхность корпуса;

- профилирование конфигурации канала с одновременным нанесением микропористых покрытий на наружную поверхность корпуса.

Последний подход оказался наиболее эффективным, повышая величину КППТ в ~ 2 раза, как это показано на рис. 8.

Заключение

В работе представлены результаты предварительных расчётных оценок технической возможности удержания расплава активной зоны в корпусе реактора средней мощности ВВЭР-600 и реактора большой мощности ВВЭР ТОИ с ВВЭР-1300 при тяжёлой ЗПА. Моделирование процесса взаимодействия расплава активной зоны с корпусом реактора выполнено с помощью модуля ГЕФЕСТ отечественного кода СОКРАТ. Обсуждены основные проблемы реализации и обоснования концепции удержания расплава активной зоны в корпусе, базирующейся на идее наружного охлаждения корпуса.

Сформулированы критерии, одновременное выполнение которых означает осуществимость концепции удержания расплава в корпусе реактора:

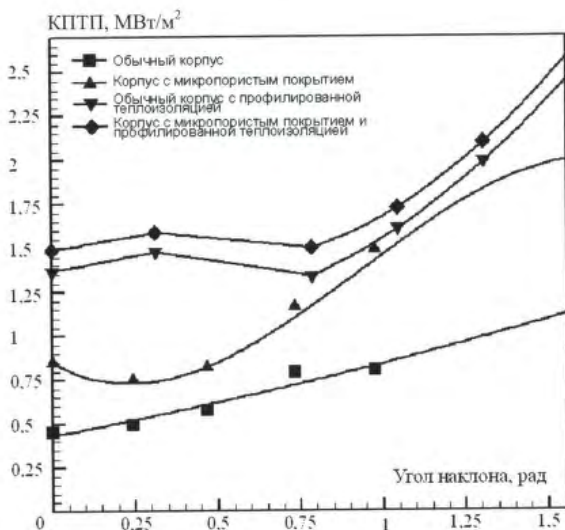


Рис. 8. Иллюстрация эффективности различных методов [10] повышения КПТП

- отсутствие сквозного проплавления стенки корпуса;
- напряжение в утонённой вследствие частичного оплавления стенке корпуса не превышает порог прочностного разрушения;
- ни в одной точке на наружной поверхности корпуса не превышено значение КПТП.

В качестве базового сценария для оценки возможности удержания расплава активной зоны в корпусе ВВЭР-600 рассмотрен сценарий, в котором в ходе тяжёлой ЗПА бассейн кориума на днище корпуса реактора формируется через 24 часа после исходного события аварии. Согласно результатам расчётов все три вышеформулированных критерия выполняются. В частности, значение КПТП не превышено в расчётах ни в одной точке на наружной поверхности корпуса. Минимальный запас до кризиса составляет значение 2,1.

Следует отметить, что критериальные значения осуществимости концепции удержания расплава в корпусе реактора РУ ВВЭР-600 не только не превышены, но и имеют определённый запас. Данное обстоятельство ставит на повестку дня вопрос об исследовании возможности распространения данной концепции внутрикорпусного

удержания расплава на реакторы большей мощности, например, для реактора большой мощности ВВЭР ТОИ с ВВЭР-1300.

На основании расчётных оценок процесса взаимодействия расплава с корпусом ВВЭР ТОИ для обобщённого сценария аварии с временами формирования в НКС бассейна расплава за 36, 48 и 72 часа оценены коэффициенты запаса до кризиса теплоотдачи и выполнен анализ чувствительности и неопределённостей полученных результатов расчётов. Показано, что создание предпосылок для реализации концепции удержания расплава в корпусе реактора налагает повышенные требования к работе систем безопасности ВВЭР ТОИ. В частности, необходимо гарантированное исключение сценариев аварий с ранним плавлением активной зоны.

Согласно полученным результатам при интервалах времени менее 36 час от начала аварии до формирования в НКС бассейна расплава возможность бескризисной теплоотдачи на наружной поверхности корпуса отсутствует. При интервалах времени соответственно в 48 и 72 часа величина запаса до кризиса в базовом расчёте достигает значений 1,8 и 2,1. Но с учётом анализа неоп-

ределённостей этот запас снижается до 1,3 и 1,5, соответственно.

Опираясь на данный предварительный анализ, можно рекомендовать включение в концептуальные положения проекта энергоблока с РУ ВВЭР-600 концепции удержания при тяжёлых ЗПА расплава активной зоны внутри корпуса реактора за счёт охлаждения его водой снаружи.

Для реализации концепции внутрикорпусного удержания на ВВЭР ТОИ дополнительно требуются гарантированное исключение сценариев аварий с ранним плавлением активной зоны, а также осуществление мер для повышения величины КППП при наружном охлаждении корпуса.

Список литературы

1. Theofanous T.G., Liu C., Additon S., Angelini S., Kymäläinen O., Salmassi T. In-vessel coolability and retention of a core melt // Nuclear Engineering and Design, 1997, Vol. 169, P. 1–48.
2. Игнатьев А.И., Киселёв А.Е., Семенов В.Н., Стрижов В.Ф., Филиппов А.С. ГЕФЕСТ: численное моделирование процессов в нижней части реактора ВВЭР при тяжёлой аварии. Препринт ИБРАЭ № IBRAE-2003-13, М.: 2003.
3. Асмолов В.Г., Загрязкин В.Н., Цуриков Д.Ф., Вишневский В.Ю., Дьяков Е.К., Котов А.Ю., Репников В.М. Исследование взаимодействия оксидного расплава и стали в корпусе ВВЭР-1000 при тяжёлой аварии // Атомная энергия, 2008, т. 104, вып. 4, с. 208–211.
4. Цуриков Д.Ф., Загрязкин В.Н., Вишневский В.Ю., Дьяков Е.К., Котов А.Ю., Репников В.М. Плотность расплавов системы U-Zr-Fe-O // Там же, 2009, т. 107, вып. 4, с. 201–207.
5. Асмолов В.Г., Загрязкин В.Н., Цуриков Д.Ф. Термодинамика U-Zr-Fe-O-расплавов // Теплофизика высоких температур, 2007, т. 45, № 3, с. 347–354.

6. Abriata J.P., Garces J., Versaci R. The O-Zr (oxygen-zirconium) system // Bull. Alloy Phase Diagrams, 1986, 7 (2), p. 116–124.
7. Tan M.J., Cho D.H., Cheung F.B. Modeling and analysis of melt pool heat transfer and vessel bottom head dissolution / 29-th National Heat Transfer Conf., HTD-v. 246, NE-v. 11, August 1993.
8. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975.
9. Theofanous T.G., Liu C., Addition S., Angelini S., Kymäläinen O., Salmassi T. In-Vessel Coolability and Retention of a Core Melt, DOE/ID-10460, v. 1, October 1996.
10. Yang J., Cheung F.B., Rempe J.L., Suh K.Y., and Kim S.B. Correlations of Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux for External Reactor Vessel Cooling, 2005 ASME Summer Heat Transfer Conf., INEEL/CON-05-02604 preprint, July 17-22, 2005.
11. Кириллов П.Л., Терентьева М.И., Денискина Н.Б. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: ИздАТ, 2007.
12. Zvonarev Yu., Volchek A., Kobzar' V., Budaev M., Konobeev A. Benchmarking between ASTEC and SOCRAT Simulations of In-Vessel Corium Retention Process in a VVER-type Reactor / Proc. of the 4th ASTEC User's Club Meeting, Cologne, Germany, October 11-15, 2010.
13. Звонарёв Ю.А., Цуриков Д.Ф., Кобзарь В.Л., Волчек А.М., Киселёв Н.П., Стрижов В.Ф., Филиппов А.С., Моисеенко Е.В. Расчётный анализ эффективности работы устройства локализации расплава для ВВЭР-1200 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 1, с. 68–78.

Контактная информация –

Звонарёв Юрий Алексеевич, нач. отдела, тел.: (499)196-97-25, e-mail: zvonarev@vver.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2,
с. 93–107.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

Глушков Е.С., Глушков А.Е., Гомин Е.А., Даниеля С.Б., Зимин А.А., Калугин М.А., Капитонова А.В., Компаниец Г.В., Мороз Н.П., Носов В.И., Петрушенко Р.П., Смирнов О.Н. Эксперименты на малогабаритных быстрых критических сборках на стенде АКСАМИТ и их использование для разработки расчётных моделей.....3	Boyarinov V.F., Kondrushin A.E., Fomichenko P.A. Уравнения метода поверхностных гармоник для решения нестационарных задач переноса нейтронов и их верификация.....18
Зизин М.Н., Иванов Л.Д. О трактовке обращённого уравнения кинетики и пространственно-временных расчётов эффективности аварийной защиты ВВЭР-100028	Kuz'min A.M., Moroko V.I. Optimization of the Physical Characteristics and Uniformly-Partial Refuelings of Fast Nuclear Reactor.....44
Кузьмин А.М., Мороко В.И. Оптимизация физических характеристик и режима равномерно-частичных перегрузок быстрого реактора.....44	Bolsunov A.A., Karpov S.A. The Optimization of Accuracies Ratio of the Two-Group Diffusion Constants in Simulation Model of RBMK-1000 Core.....51
Болсунов А.А., Карпов С.А. Оптимизация соотношения погрешностей двухгрупповых диффузионных констант в тренажёрной модели активной зоны RBMK-1000.....51	Bolsunov A.A., Karpov S.A. The Differential Characteristics of Control Rods of VVER-1000 Core Simulator at Low Number of Axial Mesh Points.....58
Болсунов А.А., Карпов С.А. Дифференциальная характеристика ОР СУЗ в нейтронно-физическом расчёте тренажёрной модели активной зоны ВВЭР-1000 при малом числе точек аксиального разбиения.....58	Frolova M.V., Alekseev P.N., Teplov P.S., Chibinyaev A.V. The Influence of Using of Composite SiC/SiC as a Cladding Material on Neutron-Physical Characteristics of PSCD-600.....64
Фролова М.В., Алексеев П.Н., Теплов П.С., Чибиняев А.В. Влияние инновационного композитного материала на основе SiC/SiC на нейтронно-физические характеристики реактора ПСКД-600.....64	Vasil'ev I.V., Ivanov A.S., Kaynov V.B., Churin V.A. The Interaction of a Fuel Cladding with Uranium Carbonitride in Electrogenrating Channel.....75
Рашильев И.В., Иванов А.С., Кайнов В.Б., Чуринов В.А. Взаимодействие топливной оболочки с карбонитридом урана в электрогенерирующем канале.....75	Rusinkevich A.A., Ivanov A.S. "Trapped Fraction" Effect in Plutonium Microfuel.....83
Русинкевич А.А., Иванов А.С. Эффект "задерживаемой" доли в микротопливе с плутониевым топливом.....83	Zvonaryov Yu.A., Budaev M.A., Volchek A.M., Gorbay V.A., Zagryazkin V.N., Kiselyov N.P., Kobzar' V.L., Konobeev A.V., Tsirikov D.F. Numerical Investigation of the In-Vessel Corium Retention during Severe Accidents on VVER NPPs.....93
Звонарёв Ю.А., Будаев М.А., Волчек А.М., Горбаев В.А., Загряжкин В.Н., Киселёв Н.П., Кобзарь В.Л., Конобеев А.В., Цуриков Д.Ф. Расчётный анализ удержания расплавленной активной зоны в корпусе реактора при тяжёлых авариях на АЭС с ВВЭР.....93	

Glushkov E.S., Glushkov A.E., Gomin E.A., Daneliya S.B., Zimin A.A., Kalugin M.A., Kapitonova A.V., Kompaniets G.V., Moroz N.P., Nosov V.I., Petrushenko R.P., Smirnov O.N. Experiments on Small-Size Fast Critical Assemblies on the AKSAMIT Facility and Their Use for Development of Calculation Models.....3	Boyarinov V.F., Kondrushin A.E., Fomichenko P.A. Surface Harmonic Method Equations for Solving the Time-Dependent Neutron Transport Problems and Their Verification.18
Zizin M.N., Ivanov L.D. About Interpretation of the Inverted Equation of Kinetics and Space-Time Calculations of the Reactor Scram System Effectiveness of VVER-1000.....28	Kuz'min A.M., Moroko V.I. Optimization of the Physical Characteristics and Uniformly-Partial Refuelings of Fast Nuclear Reactor.....44
Bolsunov A.A., Karpov S.A. The Optimization of Accuracies Ratio of the Two-Group Diffusion Constants in Simulation Model of RBMK-1000 Core.....51	Bolsunov A.A., Karpov S.A. The Differential Characteristics of Control Rods of VVER-1000 Core Simulator at Low Number of Axial Mesh Points.....58
Frolova M.V., Alekseev P.N., Teplov P.S., Chibinyaev A.V. The Influence of Using of Composite SiC/SiC as a Cladding Material on Neutron-Physical Characteristics of PSCD-600.....64	Vasil'ev I.V., Ivanov A.S., Kaynov V.B., Churin V.A. The Interaction of a Fuel Cladding with Uranium Carbonitride in Electrogenrating Channel.....75
Rusinkevich A.A., Ivanov A.S. "Trapped Fraction" Effect in Plutonium Microfuel.....83	Zvonaryov Yu.A., Budaev M.A., Volchek A.M., Gorbay V.A., Zagryazkin V.N., Kiselyov N.P., Kobzar' V.L., Konobeev A.V., Tsirikov D.F. Numerical Investigation of the In-Vessel Corium Retention during Severe Accidents on VVER NPPs.....93

Уточнённые правила оформления статей

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

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

2. Статья должна также предоставляться обязательно **в виде электронной версии обычным шрифтом № 12 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный**, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. **Кавычки** в тексте ставятся **при английской раскладке клавиатуры (“..”)**.

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

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

4. Таблицы нумеруются, **каждая таблица должна иметь заголовок**. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. **Каждая таблица печатается на отдельном листе, а в электронном виде представляется в отдельном файле**.

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

Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры ($x_3, \text{км}^2$ и т.д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подписи. На обороте каждого рисунка указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначения верха и низа. **Внутренние подписи на рисунках набираются шрифтом № 11**. Внизу каждого рисунка должны быть

приведены его номер и **подписуочная подпись шрифтом № 11**. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т.д. и расшифровывается.

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

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

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом “Библиографическая ссылка” (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы **всех** авторов, название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

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

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

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

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

е) для отчётов – фамилии и инициалы **всех** авторов, название отчёта, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – **полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику)**, позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста указывается контактная информация об авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.

Информация

для читателей научно-технического сборника

“Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов”!

Редколлегия сборника “ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов” информирует авторов и читателей, что начиная с 2011 г. в Сер. Физика ядерных реакторов издаются выпуски “Физика и методы расчёта ядерных реакторов” (3 выпуска в год) и “Импульсные реакторы и простые критические сборки” (1 выпуск в год). Подписка на “ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов” с 2012 г. будет осуществляться только по каталогу “Газеты. Журналы” ОАО Агентство “Роспечать” (подписной индекс 32067).

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 2

Ответственный за выпуск **С.М. Зарицкий**
(тел./факс: (499)196-71-98, e-mail: zaritsky@adis.vver.kiae.ru)

Редактор **В.В. Пчелин**
(тел./факс: (499)196-99-44, e-mail: pchelin@adis.vver.kiae.ru)

Подписано в печать 05.07.12. Формат 70×108/16
Печать цифровая. Усл. печ. л. 13,75. Уч.-изд. л. 15,0. Тираж 250. Индекс 3646. 10 статей. Заказ 59

Отпечатано в НИЦ “Курчатовский институт”
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Индекс 3646

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 2, 1—110.