

АКТУАЛЬНЫЕ
ПРОБЛЕМЫ
ЯДЕРНОЙ
ЭНЕРГЕТИКИ

ФИЗИКА И
ТЕХНИКА
РЕАКТОРОВ

ТОПЛИВНЫЙ
ЦИКЛЫ
РАДИОАКТИВНЫЕ
ОТХОДЫ

ТЕПЛОФИЗИКА И
ТЕПЛОГИДРАВЛИКА

АТОМНЫЕ
ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

ПОДГОТОВКА
КАДРОВ

МАТЕРИАЛЫ
И ЯДЕРНАЯ
ЭНЕРГЕТИКА

A.В. Данилычев, Д.Г. Елистратов, В.И. Матвеев	О целесообразности изменения требований ПБЯ РУ АЭС к плотностной компоненте реактивности обратной связи в быстрых реакторах.....	3
Б.Д. Абрамов	О методе ОРУК определения реактивности.....	19
П.А. Андроненко, М.Р. Малков, Н.А. Соловьев	Точное моделирование рассеяния тепловых нейтронов методом Монте-Карло по модели идеального газа и приближению наикратчайшего времени столкновения.....	32
Ю.В. Волков, О.Б. Дугинов	Представление осколков деления двумя эффективными осколками. Часть II . Верификационные расчеты.....	43
А.В. Горячев, И.В. Киселева, В.М. Махин, В.Н. Шуликов	Интегральные реакторные эксперименты по испытанию многоэлементных фрагментов ТВС ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 при параметрах аварии с потерей теплоносителя. Обобщение результатов по циклу экспериментов «МАЛАЯ ТЕЧЬ».....	50
М.В. Кащеев, И.А. Кузнецов	Аннотация программы ANPEХ.....	59
А.Н. Шкаровский, В.И. Аксенов, Н.П. Сердунь	Исследование аварийных ситуаций с малыми течами первого контура реактора ВВЭР-1000.....	64
Э.Ф. Крючков, М.Ю. Терновых, Г.В. Тихомиров, Ли Цзинъхун, А.Н. Шмелев, М. Саито	Топливные циклы с глубоким выгоранием: анализ коэффициентов реактивности.....	70
Е.Ф. Авдеев, И.А. Чусов, А.А. Карпенко	Интегральная струйная модель расчета теплогидравлических параметров теплоносителя в активной зоне реакторов корпусного типа с неочехленными ТВС.....	79
Е.Ф. Авдеев, И.А. Чусов, А.А. Карпенко	Определение коэффициентов турбулентного обмена при расчете полей скорости и температуры в модельной сборке реактора БРЕСТ-ОД-300.....	90
В.И. Королев, И.И. Лощаков	Исследование режима поверхностного кипения в активных зонах транспортных реакторов.....	100
В.С. Федотовский, Т.Н. Верещагина	Колебания гидродинамически связанных систем.....	108
В.С. Востоков, А.В. Ходыкин	Исследования устойчивости ротора турбомашины одноконтурной АЭС. О возможности замены квадратичной нелинейности на кубическую для системы электромагнитного подвеса ротора.....	117
С.Е. Щеклеин, О.Л. Ташлыков, В.И. Велькин, А.Г. Шастин, В.Н. Дементьев, Н.И. Маркелов, Ю.И. Сорокин	Опыт сотрудничества концерна «Росэнергоатом» и Уральского государственного технического университета в области подготовки специалистов для технического обслуживания и ремонта оборудования АЭС.....	121
Ю.В. Шумов, И.Н. Горелов, Ю.А. Федоров	Влияние температуры на скорость роста оксидной пленки, образующейся при окислении ферритно-марテンситной стали в потоке эвтектического сплава свинец-висмут.....	130

CONTENTS

CYRRENT PROBLEMS OF NUCLEAR POW- ER ENGINEERING	<i>A.V. Danilytshev, D.G. Elistratov, V.I. Matveev</i> On Expediency of Change of Requirements RNS RI APP to Sodium Density a Component of Reactiviti of a Feedback In Fast Reactors.....3
REACTOR PHYSICS AND TECHNOLOGY	<i>B.D. Abramov</i> On Inverse Kinetics Method for Reactivity Determination.....19 <i>P.A. Androsenko, M.R. Malkov, N.A. Soloviev</i> Direct Simulation of Thermal Neutron Scattering by Monte Carlo Method Using Free Gas Model and Short Collision Time Approximation.....32 <i>Yu.V. Volkov, O.B. Duginov</i> The Method for Description of Fission Fragments by Two Psevdo-Fission Fragments. Part II – Testing.....43 <i>A.V. Goryachev, I.V. Kiseleva, V.M. Makhin, V.N. Shulimov</i> Integral In-Pile Experiments with a VVER-Type Fuel Assembly «SB-LOCA»-Test.....50 <i>M.V. Kascheev, I.A. Kuznetsov,</i> The Code ANPEX Abstract.....59 <i>A.N. Shkarovskii, V.I. Aksenov, N.P. Serdin</i> Research of Emergency Situations with Small Leaks of the First Circuit of Reactor VVER-1000.....64
FUEL CYCLE AND RADIOACTIVE WASTES MANAGEMENT	<i>E.F. Kryuchkov, A.N. Shmelev, M.Yu. Ternovskykh, G.V. Tikhomirov, Li Jinhong, M. Saito</i> Fuel Cycles with High Fuel Burn-Up: Analysis of Reactivity Coefficients.....70
THERMAL PHYSICS AND HEATHYDRAULICS	<i>E.F. Avdeev, I.A. Chusov, A.A. Karpenko</i> Integral Jet Computation Model of Thermalhydraulic Parameters of a Coolant Flow in Bundles of a Vessel Type Reactors' Core.....79 <i>E.F. Avdeev, I.A. Chusov, A.A. Karpenko</i> Turbulent Exchange Coefficient Determination at Velocity and Temperature Fields Computation of Coolant in Reactor BREST-OD-300 Model Assembly.....90 <i>V.I. Korolev, I.I. Loshchakov</i> The Study of the Mode of the Surface Boiling in Transport Active Zone.....100 <i>V.S. Fedotovsky, T.N. Verestchagina</i> Vibrations of Hydrodynamically Coupled Systems.....108
NUCLEAR POWER PLANTS	<i>V.S. Vostokov, A.V. Khodykin</i> Investigation of Single-Circuit NPP Turbomachine Rotor Stability. On the Possibility of Quadratic Nonlinearity Substitution by Cubic One for the System of Electromagnetic Rotor Suspension.....117
TRAINING OF PERSONNEL	<i>S.E. Sheklein, O.L. Tashlikov, V.I. Velkin, A.G. Shastin, V.N. Dementev, N.I. Markelov, Yu. I. Sorokin</i> The Cooperatiouos of "ROSENERGOATOM" and Ural State Technical University in the Area of Personnel.....121
MATERIALS OF NUCLEAR POWER ENGINEERING	<i>Yu.V. Shumov, I.N. Gorelov</i> The Temperature Effect upon the Oxide Layer Growth Rate which Forms during Oxidation in the Eutectic Pb-Bi Alloy Stream.....130

О ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ТРЕБОВАНИЙ ПБЯ РУ АЭС К ПЛОТНОСТНОЙ КОМПОНЕНТЕ РЕАКТИВНОСТИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В БЫСТРЫХ РЕАКТОРАХ

А.В. Данилычев, Д.Г. Елистратов, В.И. Матвеев

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Наиболее обобщающее требование ОПБ-88/89 ко всем эффектам реактивности расширено в ПБЯ РУ АЭС дополнительным ограничивающим требованием отрицательности натриевого плотностного коэффициента реактивности. При анализе определяющих аварий не обнаружена явно выраженная связь их последствий с данным дополнительным требованием. Показано, что при соблюдении проектантами основных требований ОПБ-88/ в сочетании с правильным подбором взаимосвязи всех остальных компонент реактивности и учетом теплофизических свойств материалов активной зоны дополнительное требование (ПБЯ РУ АЭС) может считаться излишним.

ВВЕДЕНИЕ

Нормативные документы, определяющие условия лицензирования АЭС с быстрыми реакторами, накладывают ряд жестких ограничений на коэффициенты и эффекты реактивности, присущие активной зоне. Наиболее обобщающим и, следовательно, наиболее полным является требование ОПБ-88/89, по которому эффекты реактивности, включая вводимые органами СУЗ, не должны в эксплуатационных и аварийных режимах вызывать неуправляемого роста энерговыделения, приводящего к превышению проектного предела повреждений твэл [1]. Несмотря на то, что это требование можно считать основным и достаточным, в ПБЯ РУ АЭС – 89 вводится дополнительный ограничивающий норматив: «коэффициенты реактивности по температуре и удельному объему теплоносителя ... должны быть отрицательными...»[2]. Соответственно с этим требованием, в основу ограничений на эффекты реактивности, связанные с безопасностью, в БН заложено условие достижения нулевого или отрицательного значения натриевого пустотного эффекта (НПЭР) и компоненты реактивности, связанной с изменением плотности и температуры натрия. Однако в такой постановке отсутствует как определенность в непосредственной величине отрицательности плотностной компоненты (0.1, 10, 100 ¢ и т.д.), так и не учитывается ее связь с другими составляющими обратной связи по реактивности.

Это дополнительное требование резко ограничивает свободу разработчиков в выборе технического решения по мощности, компоновке активной зоны и применяемому виду топлива. Найденные технические решения для некоторых типов реакто-

ров (например, переход к гетерогенным компоновкам или введение натриевой полости над активной зоной [3]) не могут рассматриваться как универсальные для всех перспективных быстрых реакторов. Так из рассмотрения оказались выведенными целый класс БН с металлическим топливом или керамические твэлы с натриевым подслоем. В то же время, выполнение в области больших мощностей основных коэффициентов реактивности свидетельствует о том, что при одинаковых составе и компоновке реакторы мощностью 1200-1600 МВт могут иметь близкие значения наиболее важных коэффициентов реактивности [4]. И поведение реактора в основных авариях, определяемое совокупной обратной связью – в том числе и натриевой плотностной компонентой – может оказаться идентичным для целой группы БН большой мощности.

В большинстве случаев характер протекания аварийных ситуаций определяется не одной, а всей совокупностью компонент температурного и мощностного коэффициентов реактивности. В итоге целесообразно вводить ограничения не по отношению к каждому коэффициенту реактивности (в данном случае – натриевой плотностной компоненте реактивности), а к их совокупности, как это подразумевается в ОПБ-88, ориентируя таким образом разработчиков нормативных документов на корректировку соответствующего пункта ПБЯ.

ПЛОТНОСТНОЙ КОЭФФИЦИЕНТ РЕАКТИВНОСТИ И НПЭР В АКТИВНЫХ ЗОНАХ РЕАКТОРОВ БН

При анализе требования ПБЯ РУ АЭС по плотностной компоненте возникает неопределенность в интерпретации используемого термина «удельный объем теплоносителя». С одной стороны, применительно непосредственно к плотностному коэффициенту, он рассматривается как производная – небольшое изменение плотности при изменении температуры/мощности. С другой стороны, при значительных изменениях удельного объема (кипение натрия) использование данного термина как понятия коэффициента реактивности по крайней мере некорректно и обычно используется понятие пустотного эффекта (НПЭР).

Достаточно жесткие рамки, обусловленные требованием по знаку плотностной компоненты и НПЭР, в перспективных активных зонах определяют следующие технические решения. Для минимизации эффекта выгорания в большом реакторе (прототип – реактор типа БН-1600) объемная доля топлива должна быть $\varepsilon_{fuel} > 0.45$. Требования по отрицательности НПЭР при $\varepsilon_{fuel} > 0.45$ задают определенные компоновочные подходы: высота активной зоны большого БН не должна превосходить 80 см при расположении над ней натриевой полости ~50 см (рис. 1А) [4].

В таких компоновках достигается отрицательность как НПЭР в области кипения, так и натриевой плотностной компоненты реактивности обратной связи с учетом аксиального распределения подогрева натрия в переходных процессах – максимальный подогрев приходится на натриевую полость.

Традиционно для реакторов на быстрых нейтронах реактивность обратной связи представляется в виде суммы ее компонент. Часть из них зависит непосредственно от температуры натрия (натриевая плотностная компонента ТКР_{Na} и компонента радиального расширения активной зоны ТКР_{RAD}). Вторая часть определяется температурой топлива: доплеровская компонента ТКР_D и компонента аксиального расширения топлива ТКР_{Ax}. Однако в реакторах других типов (в частности, в ВВЭР) компоненты реактивности, связанные с температурой теплоносителя не разделяются столь жестко [5]. Такое представление сложилось для БН исторически и отражает условия баланса реактивности для определения требуемой эффективности СУЗ.

Принятая система представления компонент реактивности может формально не

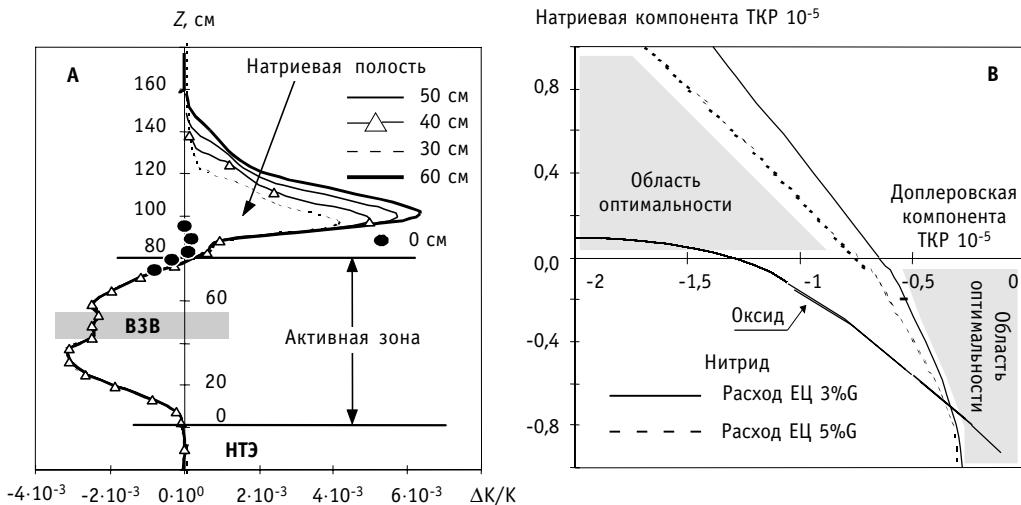


Рис.1. Аксиальное распределение интегральной эффективности натрия в реакторе большой мощности при различной толщине натриевой полости (А) и оптимальное соотношение между натриевой плотностной и доплеровской компонентами температурного коэффициента реактивности в аварии UL0F с условием невспышки натрия

соответствовать требованиям ПБЯ РУ АЭС. Так, для большого реактора (мощностью 1200-1600 МВт) TKP_{Na} может оказаться близким к нулю, но (в пределах возможной погрешности расчета) положительным. При этом вся сумма коэффициентов реактивности, связанных с температурой теплоносителя (по аналогии с реакторами ВВЭР) всегда остается отрицательной ($TKP_{Na}+TKP_{RAD}<0$). Однако проектирование направлено так, что в аварийных процессах с разогревом натрия эта плотностная компонента эффекта реактивности с учетом аксиального профиля температур и эффективности натрия (при наличии натриевой полости) отрицательна. Таким образом, требования ПБЯ РУ АЭС по величинам НПЭР в принципе могут быть соблюдены уже на первых этапах проектирования. При этом влияние знака непосредственно натриевой плотностной компоненты в целом ряде случаев может не иметь того принципиального значения, какое ей дается нормативными требованиями. Уже в формализме квазистационарных критериев самозащищенности [6] продемонстрирована тесная связь значений плотностной компоненты и доплер-эффекта (см. рис. 1В). Более определенно эта связь может быть продемонстрирована на основе анализа аварийных процессов для реакторов с различными значениями натриевой плотностной компоненты, в том числе и параметрических.

Постулирование наиболее опасной (определяющей) аварии позволяет сконцентрировать внимание на требованиях к коэффициентам реактивности. Такая авария через комплекс коэффициентов реактивности и линейную нагрузку выступает в виде гаранта достижения постулируемой мощности. Для компоновки с минимальным НПЭР определяющей является анализируемая ниже с точки зрения знака плотностного коэффициента реактивности авария UL0F, накладывающая максимальные ограничения на уровень самозащищенности [4].

АКТИВНЫЕ ЗОНЫ С БЛИЗКИМ К НУЛЮ НПЭР

Активные зоны с близким к нулю НПЭР ниже представлены двумя группами:

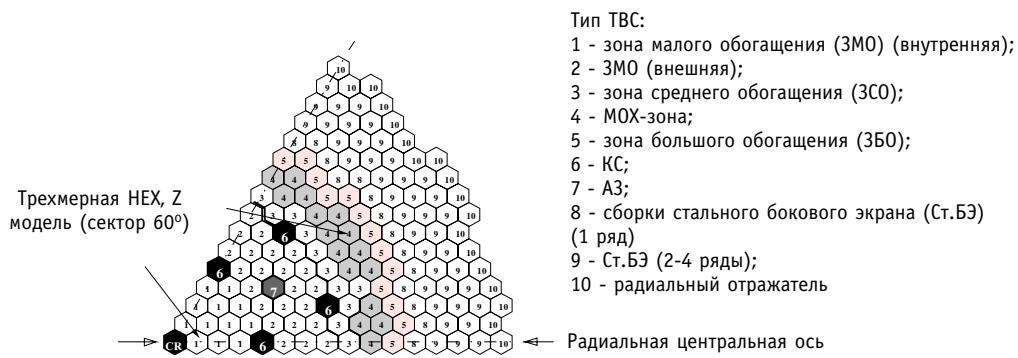
- реакторы традиционной компоновки небольшой мощности с урановым топливом, например, БН-600;
- реакторы с МОХ-топливом (мощностью ≥ 600 МВт) с натриевой полостью над активной зоной.

Для этих двух компоновок под эгидой МАГАТЭ на примере реактора БН-600 в период 1999-2003 гг. проводилась программа исследований CRP по точности расчетного предсказания эффектов реактивности [7]. Участниками программы являются: Англия (SA), Индия (IGCAR), Корея (KAERI), Китай (CIAE), Российская Федерация (ФЭИ и ОКБМ), США (ANL), Франция (CEA), Япония (JNC).

Урановая активная зона традиционной компоновки типа БН-600

В качестве тестовой модели предложен упрощенный вариант гибридной компоновки активной зоны реактора БН-600 с воспроизводящими торцевыми экранами (см. рис. 2), разработанный в ОКБМ и ФЭИ. Анализ допустимости различий в предсказываемых исполнителями коэффициентов реактивности основан на механизме сопоставления упрощенного описания динамики основных аварийных ситуаций [8].

В рассматриваемом реакторе интегральная натриевая плотностная компонента реактивности обратной связи близка к нулю, и в зависимости от страны и метода расчета может принимать как отрицательные, так и положительные значения (рис. 2).



Тестовая модель МАГАТЭ
(АЗ, КС - стержни аварийной защиты и компенсаторы выгорания; НР - центральный компенсатор)

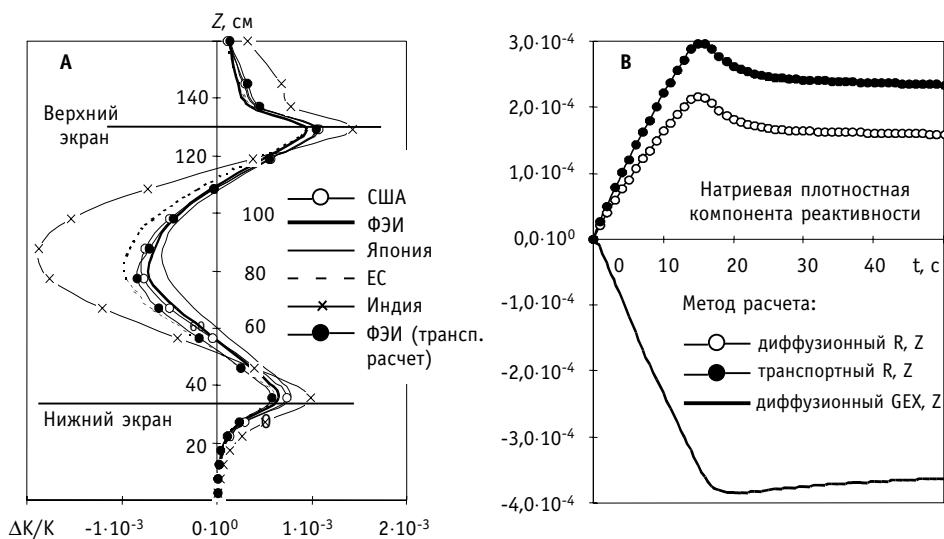


Рис. 2. Эффективность натрия в топливных ТВС (А) и натриевая плотностная компонента реактивности (Б) в аварии ULOF ($G = 30\%G_{\text{ном}}$) при различных методах расчета коэффициентов реактивности K_P по российским кодам

Таблица 1

**Интегральная эффективность натрия,
 $\Delta K/K$ (теория возмущений)**

Страна	РОССИЯ (ФЭИ)/(ОКБМ)	Европа (CEA/SA)	США (ANL)	Китай (CIAE)	Индия (IGCAR)	Япония (JNC)	Корея (KAERI)
Метод Diff Tr	0.00877/ 0.01226	0.00771 0.00592	0.02072	0.00486	0.00668	0.01038 0.00664	0.0105

Интегральные значения эффективности натрия, полученные основными исполнителями для HEX, Z-расчетов в топливных зонах имеют вид, представлены в табл. 1 [7] (здесь Diff – диффузионный расчет, Tr – транспортный расчет).

Для наиболее опасной, применительно к быстрым реакторам аварии, ULOF для падения расхода до уровня естественной циркуляции (3%) в работе результаты носят качественный характер [8], поскольку не учитывается кипение натрия и связанное с ним изменение баланса реактивности. Однако в данном качественном рассмотрении видно, что при выбранных опорными 3-х российских наборах коэффициентов реактивности (для диффузионных и транспортных 2D-расчетах и в диффузионном HEX,Z-расчете – коды RHEIN, TWODANT, TRIGEX соответственно) и полученных при этом различных по знаку натриевых плотностных компонентах разброс достигаемых конечных параметров может составить:

~ 2.5% (~9 МВт) – для мощности;

~ 2% (-0.00002 $\Delta K/K$) – для максимального значения реактивности обратной связи;

~ 20° – для средней температуры топлива;

~ 5° – неопределенность температуры натрия в момент кипения.

Для рассмотренного аналога аварии типа ULOF без кипения натрия ($G = 30\%G_0$) отклонения теплотехнических параметров составят [9]:

~14 МВт – для мощности;

~ 8% – расхождение в суммарной реактивности между 2D и 3D-расчетом (расхождение транспортных результатов от диффузионных для R, Z-геометрии не превосходит 1%, что определяется, в первую очередь, значением натриевой плотностной компоненты, которая в 3D-расчетах меняет знак);

~ колебания температуры натрия составляют <7° и менее 10° для топлива при переходе к 3D коэффициентам реактивности.

Еще меньший диапазон расхождений наблюдается для аварии с вводом реактивности (авария типа UTOP) [9].

Таким образом, для урановых реакторов традиционной компоновки с небольшим вкладом натриевой компоненты в общую реактивность обратной связи (реакторы с близким к нулю НПЭР – БН-600, БН-800, БН-1200) знак натриевой плотностной компоненты может не определять развитие и последствия аварий. В зависимости от знака ТКР_{Na} колебания максимальных температур в реакторе типа БН-600 не превосходят 10°(1%).

Из опыта расчетов различных БН следует, что большая отрицательность натриевой плотностной компоненты в авариях типа ULOF приводит к снижению мощности и средней температуры топлива. Проявляется положительный доплер-эффект, стабилизирующий снижение мощности. При выбранном композиционном составе и типе топлива подтверждается наличие области оптимальных соотношении компонент ТКР_i, определяемой размерами (мощностью) и составом активной зоны (рис. 1В).

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

В результате субъективизма требования отрицательности натриевой плотностной компоненты без учета формирования остальных компонент реактивности обратной связи в рассмотренном типе реакторов не позволяет судить о потенциальных возможностях безопасности реактора.

Реактор типа БН-600 с U-Ри-топливом и натриевой полостью

В качестве следующей тестовой модели МАГАТЭ, обладающей большей степенью недиффузии по сравнению с традиционным вариантом, в ФЭИ разработана модель реактора типа БН-600 с натриевой полостью и центральной воспроизводящей вставкой ВЗВ (рис. 3). Пространственные распределения эффективности натрия, полученные для данной модели, представлены в табл. 2.

Из приведенных данных видно, что наблюдается существенный разброс в эффективности натрия как интегральной так и локальной в различных зонах. Особенно большое различие получено в натриевой полости, определяющей общий знак плотностной компоненты в аварийном процессе.

ΔZ , см		Аксиальный отражатель											
30		KC	Верхний	K C 1	Защитный	A	экран	KC2	(B ₄ C)	Сталь- ная защита сборки SSA1	Сталь- ная защита сборки SSA2	Боковой отражатель	
25,5	23				Натриевая полость	3	Натриевая полость		Натриевая полость				
5,3							Концевики						
41,1	5		ЗМО		ЗМО		ЗМО						
5,1			B3B		B3B		B3B						
41,1	5		ЗМО		ЗМО		ЗМО						
35,2		Нижний		Торцевой		экран		3СО	3БО				
30									(НТЭ)				
Аксиальный отражатель													
ΔR , см	5,2	27,6	1,8	5,8	1,6	18,9		2,25	10,45	32,72	9,48	25,43	50

Рис.3. Тестовая модель МАГАТЭ реактора БН-600 с загрузкой MOX-топливом

Таблица 2

Интегральные эффективности натрия $\Delta K/K$ в физических зонах (теория возмущений первого порядка, диффузионное приближение, HEX,Z-расчеты)

	RUSSIA (IPPE)	US (ANL)	EUROPE (CIA/SA)	GER- MANY (FZK)	JAPAN (JNC)	KOREA (KAERI)	INDIA ²⁾ (IG- CAR)	CHINA (CIAE)
На-полость	3.451E-3	1.036E-2	3.178E-3	3.462E-3	3.820E-3	1.262E-3	3.881E-3 (-6.683E-4)	2.908E-3
ЗМО+ВЗВ ¹⁾	-7.035E-3	-7.372E-3	-8.254E-3	-9.682E-3	-7.131E-3	-7.923E-3	-7.196E-3	-7.950E-3
3СО ¹⁾	-1.943E-3	-2.299E-3	-2.385E-3	-2.627E-3	-1.935E-3	-2.166E-3	-2.096E-3	-2.266E-3
3БО ¹⁾	8.084E-4	-9.816E-4	-3.433E-4	6.800E-5	8.617E-4	4.783E-3	-2.622E-4	2.009E-4
ВЗВ	-8.649E-4	-8.630E-4	-9.23E-4	-1.081E-3	-8.964E-4	-9.495E-4	-8.614E-4	-9.327E-4
Зона положи- тельности НПЭР	-1.020E-2	-1.250E-2	-1.257E-2	-1.370E-2	-1.042E-2	-1.019E-2	-1.126E-2	-1.177E-2
Активная зона ¹⁾	-8.170E-3	-1.065E-2	-1.098E-2	-1.224E-2	-8.204E-3	-5.306E-3	-7.991E-3	-1.002E-2
НТЭ	9.357E-4	9.433E-4	5.390E-4	7.524E-4	9.267E-4	-4.304E-4	6.934E-4	7.350E-4
СУ3	2.218E-3	9.470E-3	1.286E-3	2.320E-3	2.128E-3	-1.332E-3	2.194E-3	1.465E-3
SSA-1	1.040E-3	8.280E-4	1.448E-3	2.610E-3	1.796E-3	3.227E-3	1.147E-3	1.503E-3
Полная	1.978E-3	1.905E-03	-1.772E-3	1.267E-3	3.400E-3	4.747E-4	1.48E-4	-1.175E-3

Примечание к табл.2: *) Топливный участок ТВС, ²⁾ В скобках приведены предварительные данные IGCAR для эффективности натрия в натриевой полости

В последующих расчетах аварии типа ULOF (расход снижается до 30% от nominalного) использованы пространственные распределения эффективности натрия и доплеровской постоянной, полученные различными исследователями. При этом для натриевой полости использованы предварительные данные IGCAR, определяющие в ней положительный ТКР_{Na}. Остальные коэффициенты реактивности, поля энерговыделений и параметры нейтронной кинетики во избежание наложения эффектов принимались одинаковыми – использовались результаты расчета ФЭИ. На рис. 4 приведены изменения максимальных температур натрия и топлива, полученные в таких расчетах.

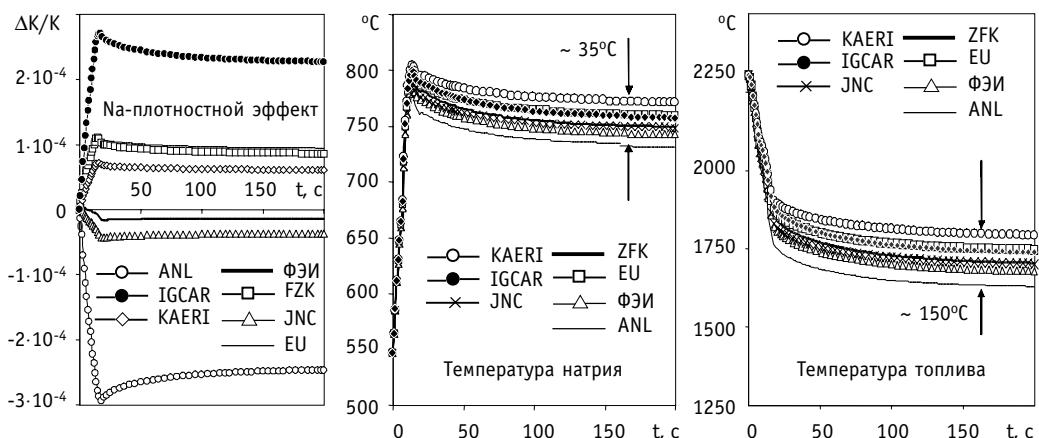
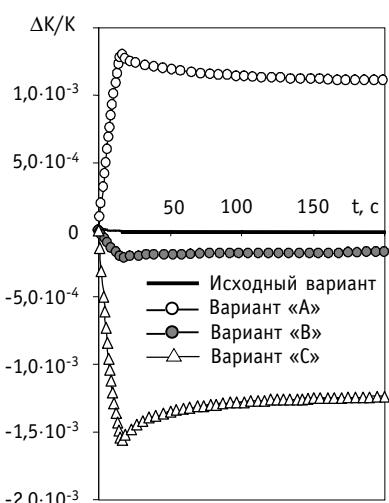


Рис.4. Изменение основных температур в аварии типа ULOF в зависимости от расчетного значения натриевой плотностной компоненты ТКР_{Na}

Усредненная по всем странам максимальная температура натрия составляет $\sim 800^{\circ}\text{C}$ (время ее достижения колеблется от 15 до 18 сек от начала процесса, разбаланс температуры в этот момент составляет менее $\pm 30^{\circ}$). В конце процесса – на 200 с – усредненная температура натрия снижается до $\sim 750^{\circ}\text{C}$ при разбалансе $\sim \pm 40^{\circ}$. Для различных стран максимальные энерговыделения, следовательно, и максимальные температуры могут смещаться из ЗСО в ЗБО. Температура топлива непрерывно снижается, что определяет положительный доплер-эффект, а ее усредненное значение на 20 с составляет $\sim 1700^{\circ}\text{C}$, при этом наблюдаемый разброс достигает значений $\sim 150^{\circ}$ (отклонения от среднего значения от -110° до $+155^{\circ}$).



Вариант	Область изменения эффективности Na	Вариация эффективности натрия	ТКР _{Na} , ($\Delta K/K$)/град
Исходный	-	-	-5.505E-07
Вариант «A»	активная зона	увеличенена в 5 раз	8.544E-06
Вариант «B»	активная зона	уменьшена в 5 раз	-2.369E-06
Вариант «C»	натриевая полость	увеличенена в 10 раз	-9.194E-06

Рис.5. Значения плотностного температурного коэффициента реактивности при параметрических вариациях эффективности натрия и поведение натриевого плотностного эффекта в аварии ULOF

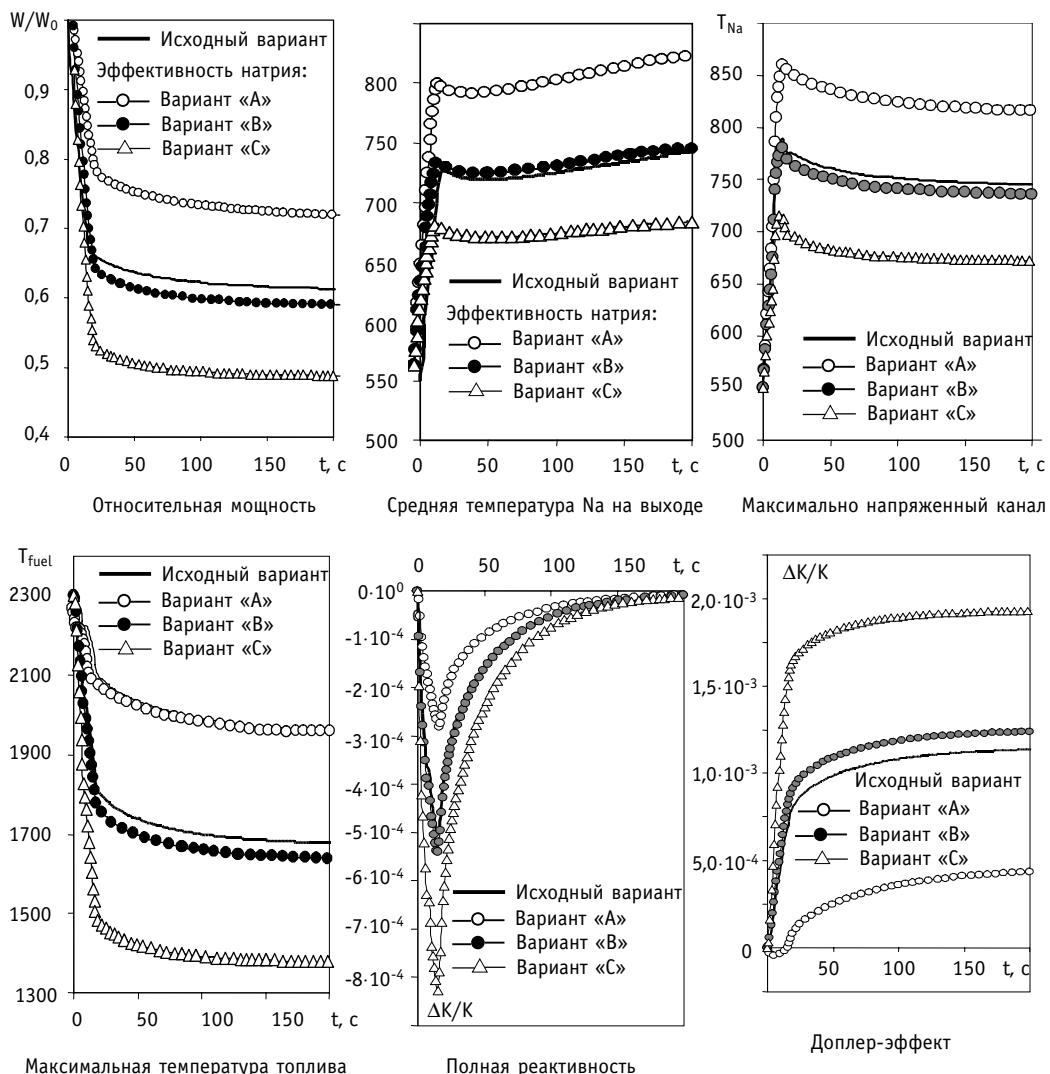


Рис.6. Изменение основных параметров реактора в аварии ULOF при вариации величины и знака натриевой плотностной компоненты

Влияние знака натриевой плотностной компоненты с учетом величины доплер-эффекта на предсказание протекания аварии типа ULOF ($G = 30\%G_0$) оценено на примере параметрических вариаций данных величин. За основу (исходный вариант взяты данные, полученные в российских расчетах по коду TRIGEX. Для рассмотренных вариаций эффективности натрия (рис. 5) поведение основных параметров представлено на рис. 6, результаты влияния одновременной вариации доплер-эффекта и натриевой плотностной компоненты отражены в табл. 3.

Результаты параметрического исследования демонстрируют следующее.

А. Независимо от рассматриваемого варианта вариаций значений ТКР_{Na} время достижения компонентами активной зоны своих максимальных температур колеблется в пределах 1-2 с, что соизмеримо с погрешностью расчета, составляющей $\pm(5-10)^\circ$.

Б. Уменьшение эффективности натрия в активной зоне (в 5 раз уменьшающее вклад положительной части НПЭР) практически никак не сказывается на изменении максимальных и итоговых температур материалов. Увеличение эффективности натрия

Таблица 3

**Изменение основных параметров в аварии ULOF
при параметрических вариациях натриевого плотностно-
го коэффициента и доплеровской постоянной**

Вариация доплеровской постоянной	Вариация натриевой компоненты	Относительная мощность W/W_0 (200 с)	T_{Na-MAX}	$\langle T_{Na} \rangle^{OUT}$ (200с)
Исходная	Исходная	0.614	789	746
Исходная	500% Исходной в активной зоне	0.720	842	816
	20% Исходной в активной зоне	0.599	780	736
	1000% в натриевой полости	0.496	717	672
50% Исходной	500% Исходной в активной зоне	0.674	858	783
	20% Исходной в активной зоне	0.517	757	686
	1000% в натриевой полости	0.425	692	628
150% Исходной	500% Исходной в активной зоне	0.751	856	830
	20% Исходной в активной зоне	0.643	794	764
	1000% в натриевой полости	0.565	746	722

в активной зоне в 5 раз резко увеличивает предельные температуры. Однако такое значение ТКР_{Na} нереально для реакторов БН: НПЭР становится равным $\sim +4\%\Delta K/K$, в то время как НПЭР активной зоны даже в больших реакторах не превосходит $+2.5\%\Delta K/K$ [3].

С. Наиболее эффективный фактор – увеличение эффективности натрия в натриевой полости, где максимальна температура натрия в аварийном процессе. Это свидетельствует о полезности пространственного профилирования ТКР_{Na} (в данном случае за счет введения натриевой полости), снижающего «последствия» аварии, однако отсюда не следует категоричность требования отрицательного ТКР_{Na}. Совмещение вариантов «А» и «С» возвращает ситуацию к исходному варианту.

Д. Соизмеримое с ТКР_{Na} влияние оказывает изменение доплер-эффекта (табл.3). При этом в аварии ULOF параметрическое увеличение доплер-эффекта имеет негативное значение для всех рассмотренных вариаций ТКР_{Na}. Уменьшение доплер-эффекта – благоприятный фактор. Другими словами, существуют комбинации по крайней мере двух эффектов, для которых при положительном ТКР_{Na} максимальные температуры материалов в аварии ниже, чем при отрицательном ТКР_{Na}. Возможность пространственного профилирования доплер-эффекта, с целью минимизацию предельных температур обсуждается в работе [10].

Е. Любое изменение какой-либо компоненты реактивности обратной связи (в данном случае натриевой плотностной) формирует **свой характер** протекания аварийной ситуации и приводит к перераспределению вкладов других компонент, для которых значения коэффициентов реактивности были неизменными.

Ф. Соотношения между компонентами реактивности имеют свои оптимальные значения, нарушение которых приводит к потере требуемого уровня безопасности. Без учета взаимосвязи **всех** коэффициентов реактивности в протекании аварийного процесса принудительное сохранение величины и знака одного из них приведет к нарушению оптимального соотношения между ними.

Г. Тесная взаимосвязь всех компонент реактивности, усиливаемая теплофизическими свойствами активной зоны, не позволяет **однозначно требовать конкретных величины и знака** любой одной из них.

РЕАКТОРЫ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ НАТРИЕВОЙ ПЛОТНОСТНОЙ КОМПОНЕНТОЙ

В реакторе большой мощности с U-Pu-топливом и натриевой полостью для аварии с потерей расхода (ULOF) кипение натрия возможно при несогласованных величинах компонент реактивности обратной связи и мощности активной зоны (величина линейной нагрузки). Причем это кипение также может не зависеть от знака натриевой плотностной компоненты. Отрицательность компонент, связанных с температурой натрия (TKP_{Na} и TKP_{RAD}), определяет снижение мощности и средней температуры топлива в первой фазе аварии. Это приводит к проявлению положительного доплер-эффекта, тормозящего падение мощности. С другой стороны, максимальные температуры напрямую связаны с исходными их значениями через линейную нагрузку и диаметр твэл. При имеющемся наборе коэффициентов реактивности, определяемым составом и компоновкой активной зоны, величина суммарной реактивности обратной связи проявляется непосредственно через изменения температур, т.е. в конечном итоге задана теплотехническими параметрами и линейной нагрузкой.

При линейных нагрузках $q_l > 420 \text{ Вт/см}$ наступает кипение натрия на $\sim 60 \text{ с}$ [10] независимо от знака натриевой плотностной компоненты. Для предотвращения кипения при таких q_l отрицательная обратная связь должна быть увеличена на $\sim 0,1\text{-}0,13\%\Delta K/K$.

Для реактора типа БН-800 в параметрическом исследовании принудительно изменялась плотностная компонента реактивности и ее знак (см.табл. 4) при сохранении всех других компонент и неизменности состава и компоновки активной зоны. Однако в реальном реакторе такое изменение невозможно. Изменение какой-либо

Таблица 4

Параметрические изменения эффективности натрия в реакторе типа БН-800

Вариант	Эффективность натрия в зонах , $\Delta K/K$					TKP_{Na} активной зоны
	Физическая зона	ЗМО	ЗБО	БЭ+СУЗ	Реактор	
	Исходный вариант	-1.06E-02	4.92E-04	-7.56E-03	-1.76E-02	2.81E-06
A	Эффективность в ЗМО взята как в ЗБО	4.92E-04	4.92E-04	-7.56E-03	-6.57E-03	-2.74E-07
B	Эффективность в ЗБО взята как в ЗМО	-1.06E-02	-1.06E-02	-7.56E-03	-2.87E-02	5.90E-06

Примечание к табл.4. В динамическом расчете предполагался разогрев натрия только в топливных ТВС.

Таблица 5

Компоненты ТКР в различных концепциях активной зоны, $(\Delta K/K)/\text{град}$

Тип топлива	Нитридное топливо				Оксидное
	натриевый		гелиевый	гелиевый	
Контактный подслой	A	B	C	D	E
Вариант					
Активная зона	Гомогенная (H=100 см)	Гетерогенная (75 см)	Гетерогенная (85 см)	Гомогенная (100 см)	Гомогенная (100 см)
Компонента ТКР:					
Na-плотностная	7.5E-6	6.5E-6	5.7E-6	3.8E-6	2.55E-6
доплеровская	-8.9E-6	-8.8E-6	-8.2E-6	-8.7E-6	-1.16E-5
акс. расширение	-5.3E-7	-8.2E-7	-5.7E-7	-4.8E-7	-8.59E-7
рад. расширение	-6.5E-6	-7.1E-6	-6.7E-6	-7.0E-6	-7.05E-6
суммарный ТКР	-8.4E-6	-1.0E-5	-9.9E-6	-1.2E-5	-1.69E-5

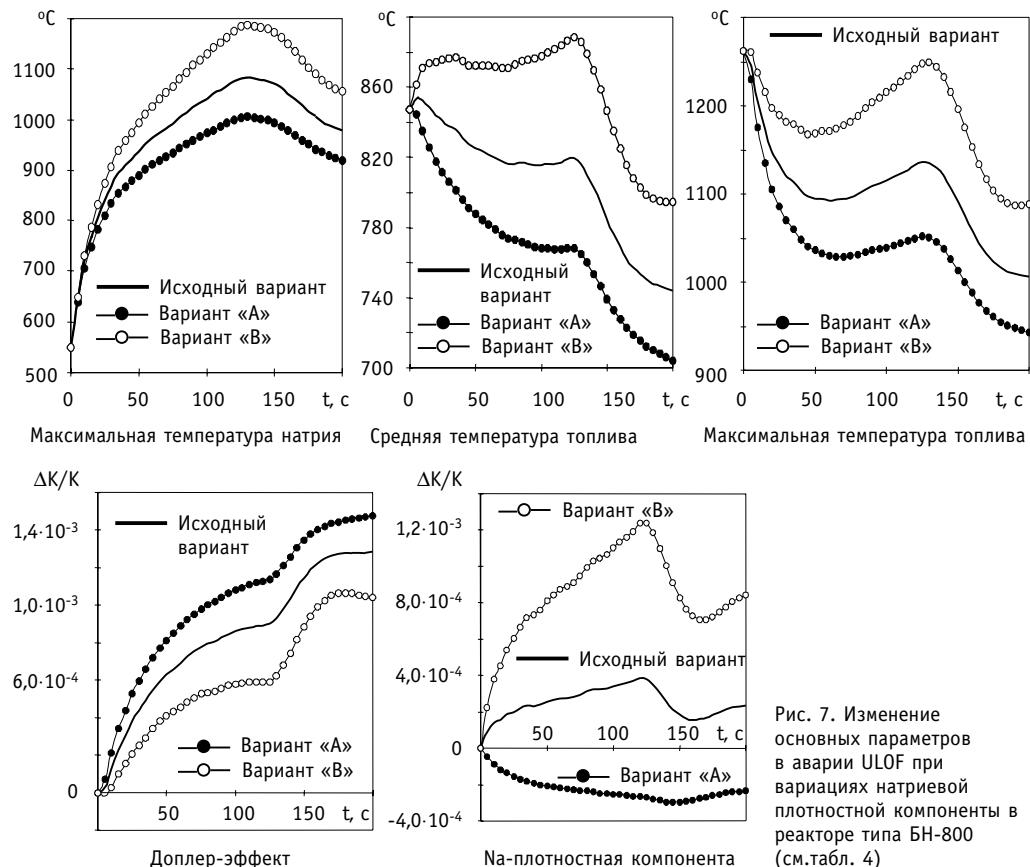


Рис. 7. Изменение основных параметров в аварии ULOF при вариациях натриевой плотностной компоненты в реакторе типа БН-800 (см.табл. 4)

компоненты реактивности обратной связи потребует композиционно-компоновочной перестройки активной зоны, что неизбежно приводит к переформированию **всех без исключения компонент реактивности обратной связи** (см. рис. 7). Течение аварии определяется соотношением между всеми компонентами реактивности обратной связи и, в первую очередь, доплер-эффектом. Значение же доплер-эффекта, возникающего в аварии и (в силу своей положительности) тормозящего снижение мощности, определяется как непосредственно физической величиной – доплеровской постоянной – так и теплофизикой твэл через изменение температур топлива, т.е. теплопроводностью последнего.

Иллюстрацией этому может служить переход к нитридному топливу и твэлу с натриевым подслоем. В таком реакторе требуется верхнее размещение газосборников твэл. Это приводит к снижению компоненты утечки в эффективности натрия и, как следствию, снижению отрицательного вклада натриевой полости в натриевую плотностную компоненту. Суммарная натриевая плотностная компонента достаточно велика и положительна (табл. 5), что противоречит требованиям ПБЯ. Тем не менее, преимущества натриевого контактного подслоя связаны со снижением температуры топлива и сводятся к

- уменьшению доплеровской составляющей мощностного эффекта реактивности за счет снижения перепада температур на контактном подслое на $\sim 200^{\circ}\text{C}$ и соответственно средней температуры топлива, что очень важно при прохождении запроектных аварий;
- уменьшению скорости распухания топливных сердечников твэл, что важно для обоснования их работоспособности при высоких выгораниях.

Рассмотрены (сопоставляемые с традиционным вариантом оксидной загрузки) две модели нитридной активной зоны: гетерогенная с аксиальной ВЗВ (при варьируемой высоте активной зоны и типе контактного подслоя) и гомогенная с увеличенной до 1 м высотой. Интегральные значения компонент реактивности обратной связи для рассматриваемых зон представлены в табл. 5. Для выявления чисто реактивностных факторов в описании аварийного процесса введен дополнительный искусственный вариант гетерогенной зоны варианта «С» с присущими ей эффектами реактивности, но с газовым подслоем этой (обозначенный ниже индексом «GAS»). Изменение максимальных температур материалов даны на рис.8.

Представленные результаты демонстрируют следующее. Переход на натриевый подслой и связанное с этим изменение знака натриевой плотностной компоненты определяет новое соотношение компонент в балансе реактивности в аварийной ситуации. Размещение в области натриевой полости газосборников твэл снижает вклад утечки нейтронов во всех компонентах обратной связи по реактивности. Именно это и приводит к росту компоненты реактивности от радиального расширения для вариантов с натриевым подслоем и уменьшению компоненты от аксиального расширения, определяемых, соответственно, утечкой нейтронов в аксиальном и радиальном направлениях.

Несмотря на то, что **натриевая плотностная компонента положительна**, сумма ее и компоненты от радиального расширения отрицательна (рис. 9). Поведение во времени этой суммы таково, что в начальной стадии происходит разогрев реактора и диллер-эффект отрицателен. При этом средняя по сечению активной зоны максимальная температура топлива изменяется достаточно слабо (рис. 8) и даже в первой фазе аварии растет за счет высокой теплоотдачи от разогреваемого натрия к топливу в верхней половине реактора. В результате мощность падает быстрее, чем в исходном варианте именно из-за отрицательности диллеровской компоненты. Для зоны с натриевым подслоем суммарная реактивность также отрицательна на всех этапах аварии и гораздо больше, чем в исходной зоне с газовым подслоем. Во второй фазе аварии (>100 с) расход приближается к уровню естественной циркуляции, температура натрия и топлива проходят свое экстремальное значение. Для этой фазы характерно остыивание топлива (положительный диллер-эффект), и процесс аналогичен процессу в зоне с газовым контактным подслоем. Однако больший спад мощности из-за большего значения реактивности обратной связи позволяет по предварительным оценкам такой активной зоне иметь максимальную температуру натрия на ~50° ниже, чем в исходном варианте.

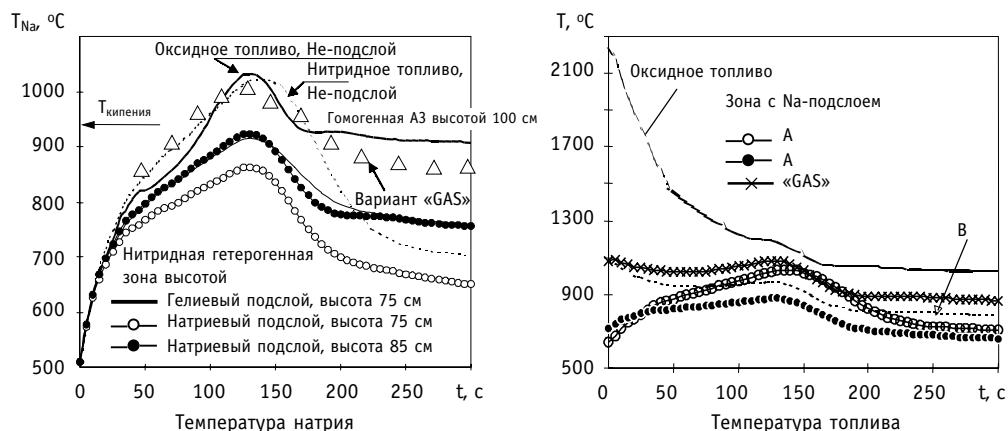


Рис.8. Изменение максимальных температур натрия и средней температуры топлива в аварии типа ULOF для нитридной активной зоны с различными видами контактного подслоя (He и Na), компоновкой и высотой активной зоны

Поведение гомогенной активной зоны с натриевым подслоем приближается к поведению оксидной зоны, несмотря на существенную разницу в формировании баланса реактивности. Это определяется сильно возросшей положительной плотностной компонентой (с возрастанием НПЭР на 0.9% $\Delta K/K$). Невзирая на теплотехнические преимущества контактного подслоя, для рассмотренной гомогенной активной зоны с высотой 1 м невозможно избежать кипения натрия.

Роль соотношений всех компонент реактивности, а не только знака натриевой компоненты видна из сопоставления рассматриваемых вариантов с вариантом искусственной замены в исходном варианте компонент ТКР на их значения, полученные для гетерогенного варианта с натриевым подслоем. Одновременная потеря преимуществ и по теплопроводности и по плотностной компоненте приближает по значениям температуры натрия и стали этот вариант к варианту оксидному. Таким образом, **роль взаимодействия всех коэффициентов реактивности** с теплофизическими характеристиками является определяющей и слабо зависит от одного только знака плотностной компоненты, не накладывая формальных ограничений на интегральную величину T_{KpNa} (соответственно и НПЭР).

ГИПОТЕТИЧЕСКАЯ АВАРИЯ С ПОЛНЫМ РАЗРУШЕНИЕМ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

Влияние компоновочного решения реактора, обеспечивающего нулевой или отрицательный НПЭР на последствия гипотетической аварии с полным разрушением активной зоны исследовалось на примере реактора БН-800 [11]. Проведенные расчеты активных зон реактора БН-800 как традиционной, так и модернизированной (с натриевой полостью). Как известно, в первоначальном проекте активной зоны БН-800 полный пустотный эффект реактивности составлял ~ 6.5 долл.(\$), поэтому при аварии с отклю-

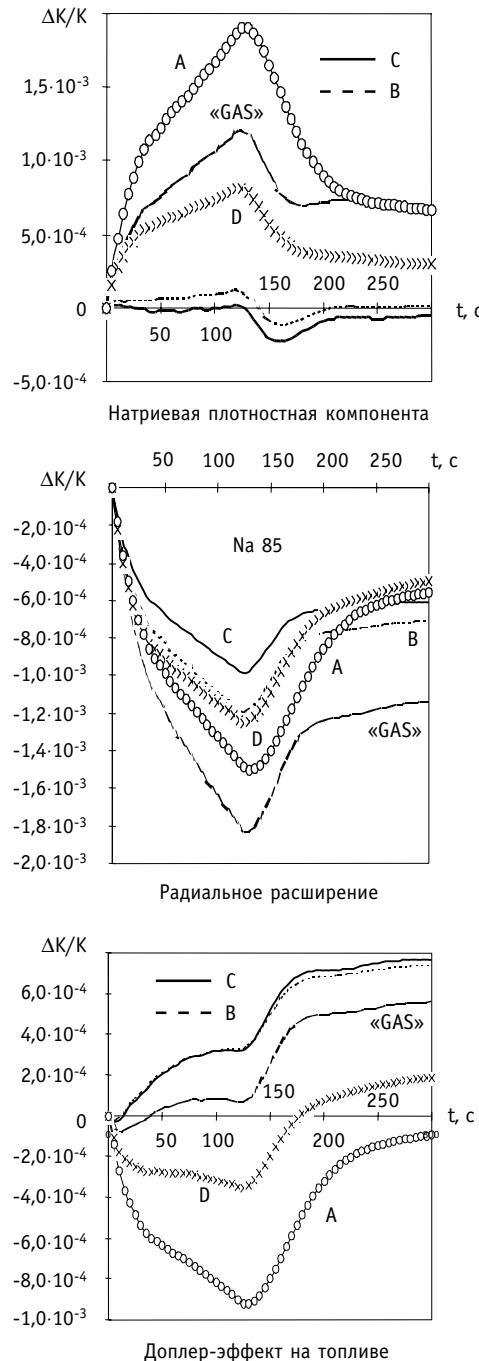


Рис.9. Изменение отдельных компонент реактивности в аварии ULOF при переходе к натриевому контактному подслою. Нитридное топливо

чением насосов первого контура и несрабатыванием аварийной защиты (ULOF) надkritичность реактора возможна в результате ввода положительной реактивности со скоростью $\sim 10 \$/с$. Результаты расчета показали, что суммарное выделение тепловой энергии после завершения вспышки составило ~ 24500.0 МДж, температура топлива ~ 4050 К, а давление ~ 8 атм (см. рис. 10). Эти характеристики аварии в дальнейшем использовались для оценки количества выброшенного из активной зоны топлива, а также выхода механической энергии для анализа поведения корпуса реактора.

Для модернизированной активной зоны с нулевым НПЭР надkritичность реактора при аварии ULOF может образоваться лишь после расплавления твэлов и перемещения топлива под действием сил гравитации. Как показано [11], скорость ввода реактивности в наихудшем варианте составляет $\sim 35 \$/с$. Для точечной «вспышки» результаты расчета дают следующие результаты: температура топлива составляет ~ 3560 К, а суммарное тепловыделение ~ 2700 МДж, что на порядок меньше, чем в случае разгона из-за кипения натрия в традиционной активной зоне (рис. 10).

Это объясняется тем, что жидкое топливо при образовании критической массы и росте его температуры начинает расширяться, вводя отрицательную реактивность. При этом скорость ввода этой отрицательной реактивности превышает скорость ввода положительной реактивности из-за гравитационного перемещения.

Следует заметить, что проект корпуса реактора сделан с учетом выделения энергии для традиционной активной зоны, что представляет собой значительный запас для проекта реактора с модернизированной активной зоной.

Показано, что меньшие тепловые нагрузки, существующие на стадии предшествующей плавлению, определяют более слабую зависимость реактивности от скорости стекания (при малых скоростях плавления меньше и вероятность колапсирования топлива) [11]. Однако при наличии идеального профилирования энерговыделения по высоте преимущество малых нагрузок пропадает, скорость нарастания реактивности будет определяться только скоростью стекания расплава. Таким образом, при известных распределениях мощности и эффективности материалов в начале плавления сам расплав активной зоны играет по сути лишь роль инертной гидродинамической жидкости, движение которой подчиняется главным образом возникающему в

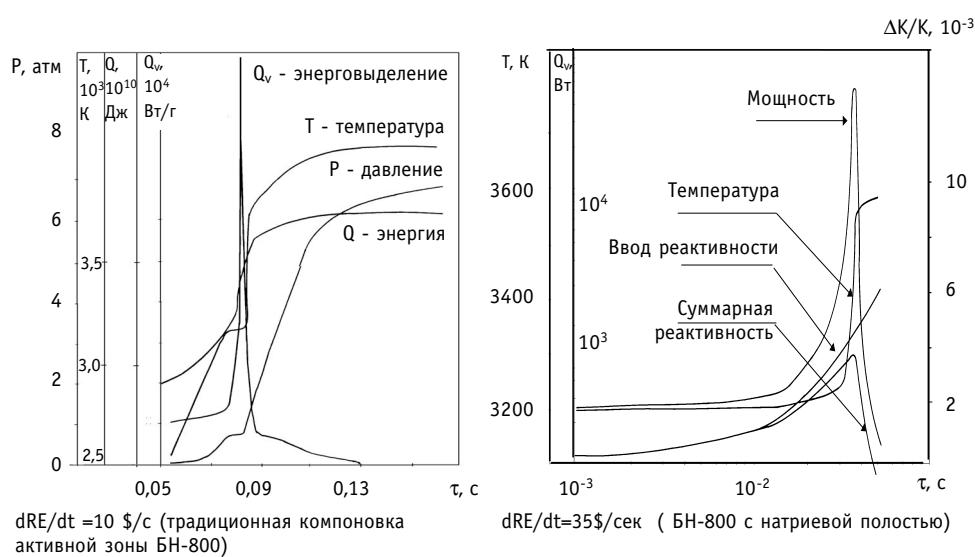


Рис.10. Зависимость основных параметров в точечной нейтронной «вспышке» с введением реактивности

ней давлению. С этой точки зрения интерес представляют два фактора: изменение энергии (соответственно изменение плотности и давления) и уравнение состояния, связывающее плотность и давление.

Величина энергии «вспышки» при перекомпоновке материалов зависит от скорости расплавления и стекания расплава, физических свойств расплавленной среды, от наличия пустот и других включений в композицию расплава, условий на границе зоны расплава с внешней средой. Скорость расплавления и стекания расплава определяется в большой степени запасенным топливом к моменту расплавления энергии, которая выше в реакторах с большим НПЭР. Таким образом, реакторы с натриевой полостью (нулевой НПЭР) при перемещении расплавленного топлива в компактную массу обладают определенными преимуществами с точки зрения суммарного выхода энергии и максимального давления. Для таких реакторов процесс развивается более медленно и приводит к меньшему выходу механической энергии во время вспышки. Однако именно медленное развитие процесса может приводить к большему количеству разрушенных ТВС, чем в реакторах с большим НПЭР, резкое повышение мощности которых при выкипании натрия приводит к быстрому выбросу расплава и переводу реактора в подкритическое состояние [11]. Это еще раз свидетельствует о возможной позитивности пространственного профилирования эффективности натрия, но не подтверждает требования ПБЯ об отрицательности натриевого плотностного коэффициента реактивности.

ВЫВОДЫ

1. Течение аварийных ситуаций определяется **взаимодействием всех коэффициентов реактивности** с теплофизическими характеристиками, слабо зависящими от одного только знака плотностной компоненты и накладываемых формальных ограничений на интегральную величину последней.
2. Любое изменение какой-либо компоненты реактивности обратной связи (в данном случае натриевой плотностной) формирует **свой характер** протекания аварийной ситуации и приводит к перераспределению вкладов других компонент, для которых значения коэффициентов реактивности были неизменными.
3. Соотношения между компонентами реактивности имеют свои оптимальные значения, нарушение которых приводит к потере требуемого уровня безопасности. Без учета взаимосвязи **всех** коэффициентов реактивности в протекании аварийного процесса принудительное сохранение величины и знака одного из них приведет к нарушению оптимального соотношения между ними.
4. Тесная взаимосвязь всех компонент реактивности, усиливаемая теплофизическими свойствами активной зоны, не позволяет **однозначно требовать конкретных величины и знака** любой из них.
5. Дополнительные требования ПБЯ РУ АЭС по отрицательности натриевого плотностного коэффициента реактивности $T_{KR,Na}$ не учитывают его связи с другими компонентами реактивности и, не конкретизируя величину данного коэффициента, являются по крайней мере некорректными. Требования ОПБ-88/97, предъявляемые к коэффициентам реактивности, являются полными и достаточными.
6. При анализе определяющих аварий не обнаружена явно выраженная связь их последствий с требованием отрицательности плотностного коэффициента реактивности, что при соблюдении требований ОПБ-88/97 в сочетании с правильным подбором всех остальных коэффициентов реактивности и учетом теплофизики твэла, позволяет считать обсуждаемое требование ПБЯ РУ АЭС излишним.

Литература

1. Общие положения обеспечения безопасности атомных станций (ОПБ-88), 1989.
2. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций. ПБЯ РУ АС-89. – М., 1990.
3. Matveev V.I., Vorotynsev M.F., Daniltschev A.V.e.a. Physical Grounds for Further Improvement of Fast Sodium Power Reactor Safety/In Proc.of Int..Fast Reactor Safety Meeting (Snowbird, Utah, August 1990). – V.2. – P. 25.
4. Данилычев А.В., Елистратов Д.Г., Стогов В.Ю. Выбор определяющей аварии при обосновании концепции перспективных активных зон БН большой мощности повышенной безопасности / Препринт ФЭИ-2882, 2001. – 20 с.
5. Овчинников Ф.Я., Семенов В.В. Эксплуатационные режимы ВВЭР. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 359 с.
6. Данилычев А.В., Елистратов Д.Г., Стогов В.Ю., Черный В.А. Взаимосвязь теплотехнических данных и физических параметров безопасности при осуществлении принципа максимальной самозащищенности в быстрых реакторах/Препринт ФЭИ-2813, 2000. – 16 с.
7. Kim Y.I., Stanculescu A., Finck P. e.a. BN-600 Hybrid Core Benchmark analyses. – PHYSOR 2002, Seoul, Korea, Oct. 7-10, 2002.
8. Елистратов Д.Г. «DICOR» – упрощенная программа динамического расчета аварийных режимов работы для концептуальных исследований самозащищенности быстрых реакторов/ Препринт ФЭИ-2869, 2000.
9. Данилычев А.В., Елистратов Д.Г., Стогов В.Ю. Влияние расчетной погрешности исходных нейтронно-физических данных безопасности на предсказание последствий основных аварий в тестовой модели МАГАТЭ // ВАНТ: Сер. Ядерные константы. – 2002. – Вып. 1-2. – С. 109-121.
10. Данилычев А.В., Елистратов Д.Г., Стогов В.Ю., Буренкова Т.М. Физические параметры самозащищенности как гаранты обеспечения предельной мощности перспективного быстрого натриевого реактора//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2001. – №. 4.
11. Букша Ю.К., Данилычев А.В., Иванов А.П. и др. Анализ запроектных аварий в быстрых натриевых реакторах/Препринт ФЭИ-2775, 1999. – 64 с.

Поступила в редакцию 15.01.2004

О МЕТОДЕ ОРУК ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕАКТИВНОСТИ*

Б.Д. Абрамов

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Рассматриваются актуальные вопросы математического моделирования нейтронной кинетики реактора и определения реактивности методом ОРУК.

ВВЕДЕНИЕ

В работе формулируются обобщенные уравнения точечной кинетики реактора, позволяющие снять характерные для традиционных уравнений точечной кинетики ограничения на тип рассматриваемого функционала; учет зависимости констант распада предшественников запаздывающих нейтронов от вида порождающих их материнских нуклидов и спектра нейтронов в реакторе; на выбор форм-функций и т.д. Обсуждаются различные формы уравнений обратной кинетики (обращенных решений уравнений кинетики, ОРУК) для определения реактивности реактора, исследуются причины возникновения и способы минимизации погрешности метода ОРУК, зависимости ее от параметров запаздывающих нейтронов и т.д.

1. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА

1.1. Рассмотрим, следуя [1-29], достаточно общую систему уравнений

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} + M\phi = F\phi + \sum_{r,l,m'} (\lambda_{(r,l)}^{(m')} R_{(r,l)}^{(m')} - F_{(r,l)}^{(m')})\phi + Q, \quad (1.1a)$$

$$\frac{\partial R_{(r,l)}^{(m')}}{\partial t} = -\lambda_{(r,l)}^{(m')} R_{(r,l)}^{(m')} + F_{(r,l)}^{(m')}\phi, \quad (1.1b)$$

описывающих эволюцию потока нейтронов $\phi(x, E, \Omega, t)$ в реакторе, где $Q(x, E, \Omega, t)$ - источник нейтронов; v - скорость нейтрона; $R_{(r,l)}^{(m')} = \chi_{(r,l)}^{(m')} C_{(r,l)}^{(m')}$; $\chi_{(r,l)}^{(m')}(E)$ - спектр; $C_{(r,l)}^{(m')}(x, t)$ - концентрация предшественников запаздывающих нейтронов с постоянной распада $\lambda_{(r,l)}^{(m')}$ и номером $m' = m'(r, l)$, рожденных при делении нуклида l нейроном фракции r ; $\beta_{(r,l)}^{(m')}$ - их доля; $M, F, F_{(r,l)}^{(m')}$ - операторы, задаваемые формулами

$$M = \Omega \nabla + C, C = \Sigma - S, S = K_s, F = K_f,$$

$$K_b \phi = \int dE' \int d\Omega' \omega_b(x, E, E', \Omega, \Omega') \phi(x, E', \Omega', t), b = s, f,$$

* Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и администрации Калужской области (проект № 04-01-97207).

© Б.Д. Абрамов, 2004

$$F_{(r,l)}^{(m')} \varphi = \chi_{(r,l)}^{(m')}(E) \int dE' \beta_{(r,l)}^{(m')}(E') v_{fl}(E') \Sigma_{fl}(x, E') \Phi_r(x, E', t) / 4\pi,$$

на функциях $\varphi(x, E, \Omega, t)$, удовлетворяющих определенным условиям гладкости внутри и вакуумному граничному условию на поверхности Γ объема G реактора. Здесь зависимость коэффициентов уравнений (1.1) от времени не указывается,

$$\omega_{b'l}(x, E, E', \Omega, \Omega') = v_{b'l}(E') \Sigma_{b'l}(x, E') W_{b'l}(E', E, \Omega', \Omega), \quad \omega_s = \sum_{b' \neq e, f} \sum_l \omega_{b'l},$$

$$\omega_f = \sum_l \omega_{fl}, \quad \int dE \int W_{b'l}(E', E, \Omega', \Omega) d\Omega = 1, \quad \Sigma(x, E) = \sum_{b'} \sum_l \Sigma_{b'l}(x, E),$$

где $v_{b'l}(E)$, $W_{b'l}(E', E, \Omega', \Omega)$ – число вторичных нейтронов и плотность вероятности распределения их по энергиям E и направлениям разлета Ω , образовавшихся в реакции типа b' нейтрона с ядром l -го нуклида; $\Sigma_{b'l}(x, E') = N_l(x) \sigma_{b'l}(E')$ – макроскопическое сечение этой реакции; $N_l(x)$ – плотность ядер l -го нуклида; суммирование ведется по номерам l нуклидов и типам b' процессов: упругого рассеяния ($b' = e$), неупругого рассеяния ($b' = i$), радиационного захвата ($b' = c$), деления ($b' = f$) и т.д. [5].

Уравнения (1.1) имеют несколько необычный вид, поскольку в них учитывается возможная зависимость постоянных распада предшественников от номера l материнского нуклида и от номера r энергетической фракции (спектра), к которой принадлежит инициировавший его деление нейtron. Отсутствующая теоретически в силу спонтанного характера распада предшественников такая зависимость появляется, как известно [3, 24-28], при практическом определении эффективных групповых постоянных распада.

Действительно, в ходе экспериментального определения постоянные распада обычно приобретают параметрическую зависимость от спектра энергий нейтронов, инициировавших деления материнских ядер, в связи с чем, например, при измерениях с использованием тепловых или быстрых нейтронов появляются константы $\lambda_{(r,l)}^{(m')}$, соответствующие тепловым (thermal, $r = t$) или быстрым (fast, $r = f$) спектрам (фракциям) [3, 25-28].

Учет этой информации в предположении, что спектр энергий нейтронов в реакторе расщепляется на соответствующие фракции X_r так, что каждой из них сопоставляется своя концентрация предшественников $C_{(r,l)}^{(m')}(x, t)$, распадающихся с постоянными $\lambda_{(r,l)}^{(m')}$, и приводит к уравнениям (1.1), где Φ_r – вклад глобального потока $\Phi = \int d\Omega \varphi \approx \sum_r \Phi_r$ в X_r . Если вся область изменения энергии разбивается на непересекающиеся интервалы (фракции) с характеристическими функциями $\theta_r(E)$, то $\Phi_r = \theta_r \Phi$, если же используются налагающие друг на друга спектры (фракции) X_r , то $\Phi_r = a_r X_r$, где $a_r(x, t)$ – коэффициенты, определяемые, например, из условия минимизации функционала $\langle (\Phi - \sum_r a_r X_r)^2 \rangle$, где $\langle \cdot \rangle$ – интеграл по всем энергиям и т.д. [28].

Таким образом, уравнения (1.1) являются некоторым расширением традиционных уравнений распределенной кинетики реактора для учета экспериментальной зависимости постоянных распада предшественников от энергии нейтронов. В случае отсутствия таковой они переходят в уравнения работы [26], которые, в свою очередь, переходят при изменении порядка нумерации l , $m' \rightarrow j$ в обычные уравнения кинетики

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + M \varphi = F \varphi + \sum_j (\lambda_j R_j - F_j \varphi) + Q, \quad \frac{\partial R_j}{\partial t} = -\lambda_j R_j + F_j \varphi, \quad (1.2)$$

являющиеся точными лишь в том случае, когда учитываются все возможные (их из-

вестно около 270 [25]) предшественники с их истинными постоянными распада λ_j , образовавшиеся лишь непосредственно в процессе деления. Последнее обусловлено тем, что прямой учет цепочек последовательных бета-распадов в этих уравнениях отсутствует [3].

1.2. Уравнения (1.1) весьма сложны. Их обычно преобразуют к некоторым упрощенным уравнениям точечной модели реактора с исключенной пространственной, энергетической и угловой зависимостью. Достаточно общие уравнения такого рода:

$$\left[\frac{d}{dt} + \left(\bar{\alpha} - \frac{\rho - \bar{\beta}}{\Lambda} \right) \right] P = \left[\sum_{m=1}^{\bar{m}} \bar{\lambda}^{(m)} \bar{C}^{(m)} + \bar{Q} \right] / k_p \Lambda, \quad (1.3a)$$

$$\left[\frac{d}{dt} + \left(\bar{\lambda}^{(m)} - \bar{\alpha}^{(m)} \right) \right] \bar{C}^{(m)} = \bar{\beta}^{(m)} k_p P, \quad (1.3b)$$

эквивалентные (при $\tilde{\psi} = \phi$) уравнениям (1.1) относительно функционалов

$$P(t) = (p, \phi), \quad \bar{C}^{(m)}(t) = \sum_{r,l,m' \in m} (\psi^*, R_{(r,l)}^{(m')}) \quad (1.4)$$

с коэффициентами

$$\bar{\alpha} = \frac{(\psi^*, v^{-1} \partial \xi / \partial t)}{(\psi^*, v^{-1} \xi)}, \quad \Lambda = \frac{(\psi^*, v^{-1} \tilde{\psi})}{(\psi^*, F \tilde{\psi})}, \quad k_p = \frac{(\psi^*, F \tilde{\psi})}{(p, \tilde{\psi})}, \quad (1.5a)$$

$$\bar{\lambda}^{(m)} = \frac{\sum_{r;l,m' \in m} (\psi^*, \lambda_{(r,l)}^{(m')} R_{(r,l)}^{(m')})}{\sum_{r;l,m' \in m} (\psi^*, R_{(r,l)}^{(m')})}, \quad \bar{\alpha}^{(m)} = \frac{\sum_{r;l,m' \in m} (\partial \psi^* / \partial t, R_{(r,l)}^{(m')})}{\sum_{r;l,m' \in m} (\psi^*, R_{(r,l)}^{(m')})}, \quad (1.5b)$$

$$\bar{\beta}_{(r,l)}^{(m')} = \frac{(\psi^*, F_{(r,l)}^{(m')} \tilde{\psi})}{(\psi^*, F \tilde{\psi})}, \quad \bar{\beta}_{(l)}^{(m')} = \sum_r \bar{\beta}_{(r,l)}^{(m')}, \quad \bar{\beta}^{(m)} = \sum_{l,m' \in m} \bar{\beta}_{(l)}^{(m')}, \quad (1.5c)$$

$$\bar{\beta} = \beta_{\text{эфф}} = \sum_{m=1}^{\bar{m}} \bar{\beta}^{(m)}, \quad \bar{Q} = (\psi^*, Q), \quad \xi = \tilde{\psi} / (p, \tilde{\psi}), \quad (1.5d)$$

были предложены в [26]. Они уточняют уравнения Л.Н. Усачева [1], A.F. Henry [3, 8, 9] и другие по линии введения коэффициента $k_p = (\psi^*, F \xi)$, характеризующего отличие целевой весовой функции p от стандартной $F^* \psi^*$, а также поправок $\bar{\alpha}$, $\bar{\alpha}^{(m)}$, учитывающих деформации функций $\tilde{\psi}$, ψ^* в ходе рассматриваемого процесса, и являются обобщением их для расчета произвольных функционалов $P(p, \phi)$ в общем случае зависимости функций ψ^* , $\tilde{\psi}$ от времени t и зависимости постоянных распада $\lambda_{(r,l)}^{(m')}$ от номеров l нуклидов и r фракций; другие уравнения см. в [1-29].

Здесь m – номер эффективной группы запаздывающих нейтронов; \bar{m} – число групп; $m' \in m$ – множество номеров $m' = m'(l)$ предшественников, отнесенных к m -ой группе; (\cdot) – символ интегрирования по всем $x \in G$ и E, Ω ; $p(x, E, \Omega, t) \geq 0$ – заданная функция (плотность искомого функционала $P(p, \phi)$); $\tilde{\psi}(x, E, \Omega, t) \geq 0$ – функция формы потока, выбираемая из тех или иных соображений аппроксимации (например, $\tilde{\psi} = \psi$ или $\tilde{\psi} = (M - F)^{-1} Q$); $\psi, \psi^* \geq 0$ – положительные решения уравнений

$$M\psi = F\psi / k_{\text{эфф}}, \quad (1.6a)$$

$$M^*\psi^* = F^*\psi^* / k_{\text{эфф}}; \quad (1.6b)$$

M^*, F^* – сопряженные к M, F операторы, $k_{\text{эфф}}$ – эффективный коэффициент размножения реактора, $\rho = 1 - 1/k_{\text{эфф}}$ – его реактивность, которая может в общем случае зависеть от времени в согласии с соответствующей зависимостью сечений в уравнениях (1.6).

1.3. Свойства и методы решения уравнений типа (1.3) подробно обсуждались в [26-28]. Отметим некоторые из них. Так, например, в соответствии с представлением

$$\phi(x, E, \Omega, t) = P(t)\tilde{\psi}(x, E, \Omega, t)/(p, \tilde{\psi}), \quad (1.7)$$

использованном при выводе уравнений (1.3), решение исходной задачи (1.1) распадается на решение уравнений (1.3) для амплитуды P и решение соответствующего уравнения для функции формы $\xi = \tilde{\psi}/(p, \tilde{\psi})$ [26-28]. Это порождает различные приближенные методы типа квазистатического и т.п. [3,8,9,26]. Напомним некоторые из них.

Предполагая, например, что при $t = t_{i-1}$ реактор описывался невозмущенными величинами $M, F, F_{(r,l)}^{(m)}$ и $\Psi_{i-1}^*, \tilde{\Psi}_{i-1}$, а в интервале (t_{i-1}, t_i) выбирается $dp/dt = 0$ и производится изменение (возмущение) сечений в форме

$$F' = F + \delta F, F_{(l)}'^{(m')} = F_{(l)}^{(m')} + \delta F_{(l)}^{(m')}, M' = M + \delta C, \quad (1.8)$$

можно вычислить по данным $\Psi_{i-1}^*, \tilde{\Psi}_{i-1}$ и т.д. приближенные значения коэффициентов соответствующих уравнений типа (1.3),

$$\left(\frac{d}{dt} - \frac{\rho' - \bar{\beta}}{\Lambda} \right) P = \left(\sum_{m=1}^{\bar{m}} \bar{\lambda}'^{(m)} \bar{C}^{(m)} + \bar{Q} \right) / k_p \Lambda, \quad (1.9a)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + \bar{\lambda}'^{(m)} \right) \bar{C}^{(m)} = \bar{\beta}'^{(m)} k_p P, \quad (1.9b)$$

с возмущенными коэффициентами

$$\rho' = \rho + \delta \rho, \bar{\beta}' = \bar{\beta} + \delta \bar{\beta}, \bar{\beta}'^{(m)} = \bar{\beta}^{(m)} + \delta \bar{\beta}^{(m)}, \bar{\lambda}'^{(m)} = \bar{\lambda}^{(m)} + \delta \bar{\lambda}^{(m)},$$

найти их решение $P(t)$ в узлах некоторой мелкой сетки, после чего определить $\Psi_i^*, \tilde{\Psi}_i$ из уравнений (1.5) и перейти к следующему шагу крупной сетки (t_i, t_{i+1}) .

При этом вводимая таким образом «динамическая» [8,20] реактивность ρ' отличается в общем случае от нормативной, «статической» реактивности $\rho = 1 - 1/k_{\text{эфф}}$; функции Ψ^* (а значит и $\bar{C}^{(m)}$) могут иметь разрывы при $t = t_{i-1}$;

$$\rho' - \bar{\beta}' = \rho - \bar{\beta} + \delta \rho, \delta \rho = (\Psi^*, (\delta F_o - \delta C) \tilde{\psi}) / (\Psi^*, F \tilde{\psi}), \bar{\alpha}'^{(m)} = \bar{\alpha} = 0; \quad (1.10)$$

величины $\rho, \bar{\beta}, \bar{\beta}^{(m)}, \Lambda, \bar{\lambda}^{(m)}, k_p, \alpha^{(m)}, \bar{\alpha}, \Psi^*, \tilde{\Psi}$ не зависят от $t \in (t_{i-1}, t_i)$ и соответствуют невозмущенным состояниям при $t = t_{i-1}, i = 1, 2, \dots$; $F_o = F - F_d, F_d = \sum_{r,l,m'} F_{(r,l)}^{(m')}$.

1.4. Отметим, что обычные уравнения точечной кинетики вытекают из уравнений (1.9) при выборе в качестве форм-функций каких-либо фиксированных решений уравнений (1.6) (соответствующих, например, некоторому критическому состоянию и т.п.) в рамках предположений о том, что данному нуклиду l в данной группе m может соответствовать, как обычно, лишь один эффективный предшественник, и что

$$p = F^* \Psi^*, \bar{\beta}'^{(m)} \approx \bar{\beta}^{(m)}, \bar{\lambda}'^{(m)} \approx \bar{\lambda}^{(m)}, \quad (1.11)$$

когда $k_p = 1$ и уравнения (1.9) переходят в уравнения

$$\Lambda \frac{dP}{dt} = (\rho' - \bar{\beta}) P + \sum_{m=1}^{\bar{m}} \bar{\lambda}^{(m)} \bar{C}^{(m)} + \bar{Q}, \quad \frac{d\bar{C}^{(m)}}{dt} = - \bar{\lambda}^{(m)} \bar{C}^{(m)} + \bar{\beta}^{(m)} P \quad (1.12)$$

точечной кинетики традиционного вида, но с учетом возможных процедур свертки постоянных распада. Такие уравнения часто применяются и без использования каких-либо процедур свертки постоянных распада путем распространения суммирования в (1.12) на все предшественники, присутствующие в смеси (когда суммирование по l, m заменяется на суммирование по некоторому индексу типа

$i = (l-1)\bar{m} + m, l = 1, 2, \dots; m = 1, 2, \dots, \bar{m}$), что приводит, однако, к соответствующему увеличению числа уравнений (1.12) [13].

2. УРАВНЕНИЯ ОБРАТНОЙ КИНЕТИКИ

2.1. Обратимся к выводу и обсуждению уравнений обратной кинетики реактора (или, в терминах работы [2], обращенных решений уравнения кинетики, ОРУК). Напомним, если прямые уравнения кинетики (уравнения предыдущего раздела) используются для определения изменений потока по заданным изменениям сечений или реактивности, то обратные уравнения кинетики, наоборот, используются для определения изменений реактивности по известным из эксперимента или расчета изменениям потока нейтронов.

Известно достаточно много различных ОРУК [2-29]. Отметим некоторые из них.

Рассмотрим сначала характерную для импульсных экспериментов [6] постановку задачи о решении уравнения (1.3) с импульсным источником $Q = q(x, E, \Omega)\delta(t)$ в предположении о неизменности свойств реактора, независимости функций ψ^* , ρ , p от времени и в пренебрежении запаздывающими нейtronами, т.е. уравнения

$$\left[\frac{d}{dt} + \left(\bar{\alpha} - \frac{\rho - \bar{\beta}}{\Lambda} \right) \right] P = \bar{q}\delta(t)/k_p\Lambda, \quad (2.1)$$

где в данном случае $\bar{\alpha} = d[\ln(k_p\Lambda)]/dt$, $\bar{q} = (\psi^*, q)$. Его решение имеет вид

$$P(t) = \frac{\bar{q}}{k_p(t)\Lambda(t)} \exp \left\{ \int_0^t dt' \frac{\rho - \bar{\beta}(t')}{\Lambda(t')} \right\}, \quad (2.2)$$

и оно точное в том смысле, если коэффициенты $\bar{\beta}$, Λ , k_p вычислены с весом $\tilde{\Psi} = \phi$ точного решения ϕ надлежащего уравнения (1a) без учета запаздывающих нейтронов:

$$(1/\nu)\partial\phi/\partial t + M\phi = F_\phi \phi + Q, \quad (2.3)$$

то формула (2.2) дает точное значение соответствующего функционала $P = (p, \phi)$.

Искомое ОРУК для определения ρ по известным P , $\bar{\beta}$, Λ , k_p принимает тогда вид

$$\rho = \left[\ln \frac{k_p(t)\Lambda(t)}{\bar{q}} P(t) + \int_0^t dt' \frac{\bar{\beta}(t')}{\Lambda(t')} \right] / \left[\int_0^t dt' \frac{1}{\Lambda(t')} \right], \quad (2.4)$$

и оно в указанном смысле также является точным. Более известные [6, 20] формы записи уравнений типа (2.2), (2.4) вытекают из (2.2), (2.4) при $\tilde{\Psi} = \phi$, когда $k_p\Lambda P = (\psi^*, \phi/\nu)$.

2.2. Переходим к обсуждению ОРУК, оперирующих с кинетикой на запаздывающих нейтронах. Трансформируя уравнения (1.3) к эквивалентному уравнению

$$\frac{\rho}{\bar{\beta}} = 1 + \frac{\Lambda\alpha}{\bar{\beta}} - \frac{\bar{Q}}{k_p\bar{\beta}P} - \sum_{m=1}^{\bar{m}} \bar{\lambda}^{(m)} \int_{-\infty}^t dt' \frac{k_p(t')\bar{\beta}^{(m)}(t')P(t')}{k_p(t)\bar{\beta}(t)P(t)} e^{-\int_t^{t'} dt'' (\bar{\lambda}^{(m)} - \bar{\alpha}^{(m)})},$$

выводим отсюда в предположении

$$\Lambda|\alpha| \ll \bar{\beta} = \beta_{\phi}, \quad \alpha = (\psi^*, \nu^{-1}\partial\phi/\partial t) / (\psi^*, \nu^{-1}\phi), \quad (2.5)$$

используем обычно при описании сравнительно медленных процессов перераспределения предшественников [17], одну из новых разновидностей такого рода ОРУК [27]:

$$\rho/\bar{\beta} = 1 - \left[\bar{Q} + \sum_{m=1}^{\bar{m}} \bar{\lambda}^{(m)} \int_{-\infty}^t dt' \varepsilon^{(m)}(t')P(t') e^{-\int_t^{t'} dt'' (\bar{\lambda}^{(m)} - \bar{\alpha}^{(m)})} \right] / \varepsilon(t)P(t) \quad (2.6)$$

с коэффициентами

$$\varepsilon^{(m)}(t') = k_p(t') \bar{\beta}^{(m)}(t'), \quad \varepsilon(t) = k_p(t) \bar{\beta}(t), \quad (2.7)$$

для определения реактивности $\rho / \bar{\beta}$ в долларах.

Особенностью ОРУК (2.6) является использование коэффициентов $\bar{\alpha}^{(m)}(t), \bar{\lambda}^{(m)}(t)$. Оно также дает точное значение искомой реактивности, если его коэффициенты вычисляются с весом $\Psi = \varphi$ точного решения φ соответствующих уравнений (1.1) в приближении мгновенного скачка (когда в левой части уравнения (1.1а) кладется $\partial\varphi/\partial t = 0$).

2.3. Более традиционную разновидность ОРУК, не использующую свертку постоянных распада, можно записать в виде эквивалентного (2.6) уравнения [27]

$$\rho / \bar{\beta} = 1 - \left\{ \bar{Q} + \sum_{r,l,m'} \lambda_{(r,l)}^{(m')} \int_{-\infty}^t dt' \varepsilon_{(r,l)}^{(m')}(t, t') P(t') e^{-\lambda_{(r,l)}^{(m')}(t-t')} \right\} / \varepsilon(t) P(t) \quad (2.8)$$

с коэффициентами

$$\varepsilon_{(r,l)}^{(m')}(t, t') = (\Psi_t^*, F_{(r,l)}^{(m')} \xi_{t'}), \quad \varepsilon(t) = k_p \bar{\beta} = \sum_{r,l,m'} (\Psi_t^*, F_{(r,l)}^{(m')} \xi_t), \quad (2.9)$$

где $\Psi^* = \Psi_t^*$, $\Phi_{t'} = \varphi(x, E, \Omega, t')$.

Уравнение (2.8) является обобщением ОРУК работ [2-19] на случай зависимости $\lambda_{(r,l)}^{(m')}$ от r . Оно дает точное значение ρ , если его коэффициенты вычисляются с весом точного решения уравнений (1.1а) в приближении мгновенного скачка.

2.4. Ряд важных разновидностей ОРУК вытекает из уравнений (2.4)–(2.9) в случае перехода от прежней одноточечной (1.7) к многоточечным аппроксимациям вида [26]:

$$\varphi(x, E, \Omega, t) \approx \sum_k P_k(t) \xi_k(x, E, \Omega, t), \quad \xi_k = \theta_k \tilde{\Psi}_k / (p_k, \theta_k \tilde{\Psi}_k), \quad (2.10)$$

применяемым обычно при наличии в реакторе нескольких датчиков (детекторов нейтронов) с «сечениями» $p_k(x, E, \Omega)$, локализованных в непересекающихся подобластях G_k , на которые условно подразделяется исходная область реактора G , где θ_k – характеристическая функция подобласти G_k , а $\tilde{\Psi}_k$ – функция формы в ней.

Эти разновидности можно получить из соответствующих уравнений (2.4)–(2.9), если заменить в них $\zeta P \rightarrow \varphi$ и затем воспользоваться аппроксимацией (2.10). Они в общем случае отличаются от исходных ОРУК, поскольку из (1.7) при $p = p_1 + p_2 + \dots$ следует, что

$$\varphi(x, E, \Omega, t) \approx \tilde{\Psi}(x, E, \Omega, t) \left[\sum_k P_k(t) \right] / \left[\sum_k (p_k, \tilde{\Psi}) \right]. \quad (2.11)$$

Дальнейшие обобщения получают при переходе в (2.4)–(2.9) к аппроксимациям

$$\varphi(x, E, \Omega, t) \approx \sum_{k,i} P_k^i(t) \xi_k^i(x, E, \Omega, t), \quad \xi_k^i = \theta_k^i \tilde{\Psi}_k^i / (p_k^i, \theta_k^i \tilde{\Psi}_k^i), \quad (2.12)$$

нацеленным на дифференциацию детекторов как по пространству, так и по энергии, где $\theta_k^i(x, E) = \theta_k(x) \theta^i(E)$, $\theta^i(E)$ – характеристическая функция i -го интервала энергии.

В этих ОРУК суммирование показаний P_k датчиков будет производиться с весом функции ценности нейтронов деления, что часто считается более предпочтительным [29].

2.5. Некоторые другие разновидности ОРУК можно получить, рассматривая уравнения (1.1) в текущий момент времени, а уравнение (1.6б) и его решение $\Psi^* = \Psi_{t_o}^*$ – в фиксированный момент t_o . Пусть также $F_{t_o}, F_{d_{t_o}}, \dots$ – операторы $F, F_d \dots$ при $t = t_o$. Тогда из уравнений (1.1), (1.6) в предположении (2.5) вытекает, например, ОРУК вида:

$$\rho / \bar{\beta} = 1 - \left\{ \bar{Q}_o + \sum_{r,l,m'} \lambda_{(r,l)}^{(m')} \int_{-\infty}^t dt' \varepsilon_{(r,l)}^{(m')}(t_o, t') P(t') e^{-\lambda_{(r,l)}^{(m')}(t-t')} \right\} / \varepsilon_o(t) P(t) \quad (2.13)$$

с коэффициентами

$$\varepsilon_{(r,l)}^{(m')}(t_o, t') = (\psi_{t_o}^*, F_{(r,l)}^{(m')} \xi_{t'}), \quad \varepsilon_o(t) = (\psi_{t_o}^*, F_d \xi_t), \quad \bar{Q}_o = (\psi_{t_o}^*, Q) \quad (2.14)$$

для отыскания так называемой [8,20] динамической реактивности ρ

$$\rho = \rho_o + \delta\rho, \quad \delta F = F - F_{t_o}, \quad \delta C = C - C_{t_o}, \quad (2.15a)$$

$$\delta\rho = \frac{(\psi^*, (\delta F - \delta C)\varphi_t)}{(\psi^*, F_{t_o} \varphi_t)}, \quad \bar{\beta} = \frac{(\psi^*, F_d \varphi_t)}{(\psi^*, F_{t_o} \varphi_t)}, \quad (2.15b)$$

где ρ_o – реактивность в момент t_o и т.д. (см. [27]).

В аналогичных предположениях вместо ОРУК (2.6) получается ОРУК вида

$$\rho / \bar{\beta} = 1 - \left[\bar{Q}_o + \sum_{m=1}^{\bar{m}} \bar{\lambda}^{(m)} \int_{-\infty}^t dt' \varepsilon^{(m)}(t_o, t') P(t') e^{-\int_{t'}^t dt'' \bar{\lambda}^{(m)}(t'')} \right] / \varepsilon_o(t) P(t), \quad (2.16)$$

где $\varepsilon^{(m)}(t_o, t')$ дается формулой (2.7) при замене $\psi_{t'}^* \rightarrow \psi_{t_o}^*$.

ОРУК (2.13),(2.16) также являются точными уравнениями в том смысле, если их коэффициенты вычисляются с весом $\tilde{\psi} = \varphi$ точного решения φ соответствующих уравнений (1.1) в приближении мгновенного скачка, то они дают точное значение динамической реактивности ρ , определяемой формулами (2.15). Последняя, однако, отличается в общем случае от нормативной, статической реактивности $\rho = 1 - 1/k_{\text{эфф}}$, в частности, тем, что может испытывать изменения, обусловленные изменениями во времени φ (или ξ), и при неизменном состоянии реактора, а значит не является (по Я.В. Шевелеву [20]) мерой отклонения реактора от критического состояния.

Среди прочих ОРУК отметим также ОРУК для определения реактивности стационарного подкритического состояния реактора с внешним источником Q :

$$\rho = -Q / (\psi^*, F\varphi), \quad \varphi = (M - F)^{-1}Q; \quad (2.16)$$

ОРУК, связанные с использованием функций ψ^* , отличных от функции ценности нейтронов деления (и предназначенные, таким образом, для определения реактивностей ρ , отличных от нормативной реактивности $\rho = 1 - 1/k_{\text{эфф}}$) и т.п. [2-29].

2.6. Было отмечено, что для получения точных значений искомой реактивности коэффициенты ОРУК (2.6),(2.8) следует вычислять с весом $\tilde{\psi} = \varphi$ решения φ уравнений (1.1) в приближении мгновенного скачка (а вовсе не точного решения, как это иногда предполагается). На практике же используют иные подходы. Обсудим некоторые из них.

Обратимся к задаче с мгновенным вводом возмущения в момент $t = 0$. Предполагая, что при $t < 0$ и $t > 0$ свойства реактора фиксированы, что $\partial\rho/\partial t = 0$, и полагая

$$\tilde{\psi} \approx \theta(-t)\psi_- + \theta(t)\psi_+, \quad \psi^* \approx \theta(-t)\psi_-^* + \theta(t)\psi_+^*, \quad (2.17)$$

где ψ_{\pm}, ψ_{\pm}^* – известные функции, $\theta(\pm t)$ – функции Хевисайда, равные единице при $t > 0$ и нулю при прочих t , трансформируем (2.8) при $t > 0$ к ОРУК вида:

$$\rho / \bar{\beta} = 1 - \left\{ Q_{\text{зф}} + \sum_{r,l,m'} a_{(r,l)}^{(m')} \lambda_{(r,l)}^{(m')} \left[\eta_{(r,l)}^{(m')} \int_{-\infty}^0 + \int_0^t \right] e^{-\lambda_{(r,l)}^{(m')}(t-t')} P(t') dt' \right\} / P(t), \quad (2.18)$$

которое является непосредственным обобщением традиционных ОРУК типа уравнения (4.38) работы [17] по линии учета зависимости $\lambda_{(r,l)}^{(m')}$ от r, l, m' , где

$$a_{(r,l)}^{(m')} = \frac{(\psi_+^*, F_{(r,l)}^{(m')} \xi_+)}{(\psi_+^*, F_d \xi_+)}, \quad \eta_{(r,l)}^{(m')} = \frac{(\psi_+^*, F_{(r,l)}^{(m')} \xi_-)}{(\psi_+^*, F_{(r,l)}^{(m')} \xi_+)}, \quad Q_{\text{зф}} = \frac{\bar{Q}_+}{\varepsilon_+}, \quad (2.19)$$

а $\varepsilon_{\pm}, \xi_{\pm}, \bar{Q}_{\pm}$ – значения функций $\varepsilon(t), \xi(t), \bar{Q}$ при $t > 0$ [27].

2.7. Аналогичным образом формируются ОРУК (2.8) и другие ОРУК в задаче определения реактивности реактора, переходящего под воздействием распределенного в промежутке $(t_+ - t_-)$ возмущения (движения стержня и т.д.) из одного фиксированного состояния при $t < t_-$ в другое при $t > t_+$. Предполагая, что форм-функции меняются от исходного до конечного состояния пропорционально изменению некоторого параметра $\tau(t)$ (реактивности [12], координаты стержня и т.п.):

$$\zeta = \psi^*, \psi: \zeta(t) = \zeta_-, t < t_-; \zeta(t) = \zeta_+, t > t_+; \quad (2.20a)$$

$$\zeta(t) = \zeta_t = \zeta_- \frac{\tau_+ - \tau(t)}{\Delta} + \zeta_+ \frac{\tau(t) - \tau_-}{\Delta} = \zeta_- + (\zeta_+ - \zeta_-) \tilde{\tau}(t), \quad (2.20b)$$

$$\tilde{\tau}(t) = (\tau(t) - \tau_-)/\Delta, \Delta = \tau_+ - \tau_-, \tau_{\pm} = \tau(t_{\pm}), t \in (t_-, t_+), \quad (2.20b)$$

и подставляя (2.20) в (2.9), можно выписать конкретные выражения коэффициентов и само соответствующее ОРУК (2.8), которое при $t > t_+$ можно представить в виде [27]

$$\frac{\rho}{\beta} = 1 - \left\{ \frac{Q_{\text{ЭФ}}}{P(t)} + \sum_{r,l,m'} \frac{a_{(r,l)}^{(m')} \lambda_{(e,l)}^{(m')}}{P(t)} \left[\eta_{(r,l)}^{(m')} \int_{-\infty}^{t_-} + \int_{t_-}^{t_+} \mu_{(r,l)}^{(m')} + \int_{t_+}^t \right] e^{-\lambda_{(r,l)}^{(m')}(t-t')} P(t') dt' \right\}, \quad (2.21)$$

где $a_{(r,l)}^{(m')}, \eta_{(r,l)}^{(m')}$, $Q_{\text{ЭФ}}$ даются прежними формулами (2.19), а коэффициент

$$\mu_{(r,l)}^{(m')}(t') = \frac{(\psi_{+}^*, F_{(r,l)}^{(m')} \xi_{t'})}{(\psi_{+}^*, F_{(r,l)}^{(m')} \xi_{+})} \quad (2.22)$$

пробегает значения от $\eta_{(r,l)}^{(m')}$ при $t = t_-$ до 1 при $t = t_+$. Отметим, что при $t > t_+$ ОРУК (2.21) отличается от ОРУК (2.18) лишь уточнением поведения реактора во время действия возмущения и переходит в него при $t_+ \rightarrow t_- = 0$ (см. [12, 17, 27]).

Согласно этим формулам, коэффициенты (2.19), (2.22) ОРУК (2.18), (2.21) вычисляются приближенно с использованием форм-функций (2.17), (2.20), рассчитываемых обычно на основе условно критических уравнений (1.6). Иногда используются и другие аппроксимации, когда эти коэффициенты рассчитываются, например, с весом численного решения уравнений (1.1) для данной модели эксперимента [29] или определяются, скажем, методом наименьших квадратов в ходе самого эксперимента [7, 12].

3. О ПОГРЕШНОСТИ МЕТОДА ОРУК

3.1. Отыскание $\rho/\bar{\beta}$ по методу ОРУК сводится, как известно [2, 17], к вычислению правых частей соответствующих уравнений типа (2.4), (2.6), (2.8) по заданным (например, расчетным) значениям коэффициентов и экспериментальным значениям функционала $P(t)$, характеризующего показания детекторов нейтронов в реакторе.

Но всегда ли метод ОРУК приводит к отысканию реактивности? Ведь реактивность, в соответствии с нормативным определением, принятом экспертами МАГАТЭ в 1969 г. [4], есть $1 - 1/k_{\text{ЭФ}}$, где $k_{\text{ЭФ}}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе, характеризующий отношение числа нейтронов деления в соседних поколениях и не допускающий обычно [17] непосредственного измерения, поскольку отделить одно поколение нейтронов от другого в реальном реакторе затруднительно. А, кроме того, известно и множество других определений реактивности, как меры отклонения реактора от критического состояния [8, 20]. Таким образом, сама постановка задачи об измерении реактивности нуждается, вообще говоря, в некотором уточнении.

Рассмотрим в этой связи, скажем, ОРУК (2.8). Очевидно, что если исходное и конечное состояния реактора неизвестны, то ничего измерить методом ОРУК нельзя, поскольку, чтобы определить с помощью ОРУК (2.8) реактивность, нужно знать его коэффициенты (2.9); а чтобы вычислить коэффициенты, нужно знать начальное и конечное состояния реактора. Если же интересующее нас конечное состояние реактора известно недостоверно, то речь может идти лишь о приближенном определении реактивности в дополнительном предположении о малости возмущения и/или о неизменности коэффициентов (2.9) в ходе возмущения. Тогда их можно рассчитать заранее (например, для исходного состояния реактора и/или для некоторого вероятного состояния после возмущения) и затем по измеренным $P(t)$ вычислить реактивность. Однако в итоге можно получить не искомую реактивность, а некоторую иную, отличную от нее величину типа динамической реактивности [27].

3.2. Уточним эти положения. Истинной (нормативной) реактивностью назовем, следяя [4], величину $\rho_{\text{ист}} = 1 - 1/k_{\text{эфф}}^{\text{ист}}$, где $k_{\text{эфф}}^{\text{ист}}$ – истинный эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе (существование которого математически строго установлено в работе [5]). Пусть также $\rho_{\text{укр}} = 1 - 1/k_{\text{эфф}}^{\text{укр}}$ – реактивность, определяемая из решения уравнений (1.6); $\rho_{\text{эксп}}$ – реактивность, определяемая экспериментально с помощью реактиметра по методу ОРУК; а $\rho_{\text{чис}}$ – реактивность, полученная по методу ОРУК в ходе численного моделирования эксперимента по уравнениям (1.1) (в приближении мгновенного скачка), т.е. при замене $P_{\text{эксп}} \rightarrow P_{\text{чис}}$, где $P_{\text{чис}}$ – расчетные показания датчиков по модели (1.1). Предполагается, что $\rho_{\text{эксп}} = \rho_{\text{чис}}$, если $P_{\text{эксп}} = P_{\text{чис}}$. Тогда систематические погрешности метода ОРУК можно охарактеризовать мерой отличия $\rho_{\text{эксп}}$ от $\rho_{\text{ист}}$. Эти погрешности условно делятся на три группы:

- а) погрешности экспериментального определения $P_{\text{эксп}}$ истинных показаний $P_{\text{ист}}$;
- б) погрешности математической модели (1.1) описания кинетики реактора;
- в) погрешности рассматриваемого ОРУК относительно исходной модели (1.1), где погрешности (а) обусловлены несовершенством аппаратуры, радиационным фоном, и т.д. и выражаются в отличии $P_{\text{эксп}}$ от $P_{\text{ист}}$; погрешности (б) связаны с неадекватным описанием реальных процессов в реакторе с помощью модели (1.1) и проявляются, в частности, в отличии $\rho_{\text{ист}}$ от $\rho_{\text{укр}}$; погрешности (в) обусловлены рассогласованием математических моделей (1.1) и ОРУК, выражаящемся в отличии $\rho_{\text{укр}}$ от $\rho_{\text{чис}}$.

При этом минимизация погрешностей типа (б) достигается лишь на пути уточнения как самих исходных уравнений (1.1), так и входящих в них нейтронно-физических параметров (сечений реакций, констант), и в этом смысле выходит за рамки метода ОРУК. Для минимизации погрешностей типа (в) обычно прибегают либо к уточнению коэффициентов ОРУК путем введения «эффективностей детекторов» типа (2.9) [7, 12, 13, 17, 19, 29], либо к коррекции $\rho_{\text{эксп}}$ с помощью поправок вида [13, 18, 22]

$$\rho_{\text{ист}} \approx \rho_{\text{эксп}} \gamma, \gamma = \rho_{\text{укр}} / \rho_{\text{чис}}, \quad (3.1a)$$

$$\rho_{\text{ист}} \approx \rho_{\text{эксп}} + \delta, \delta = \rho_{\text{укр}} - \rho_{\text{чис}} \quad (3.1b)$$

с целью обеспечения равенства $\rho_{\text{ист}} = \rho_{\text{укр}}$ в случае $\rho_{\text{эксп}} = \rho_{\text{чис}}$.

Подобные процедуры используются обычно для минимизации пространственных эффектов реактивности, выражющихся в зависимости $\rho_{\text{эксп}}$ от места расположения детектора в реакторе и, тем самым, в отличии $\rho_{\text{эксп}}$ от $\rho_{\text{ист}}$ [2-29]. Они не решают, однако, проблемы полностью, поскольку не устраняют погрешности типов (а), (б), включая обсуждаемые ниже погрешности за счет данных по запаздывающим нейtronам.

3.3. Таким образом, метод ОРУК характеризуется сразу несколькими реактивностями, обладающими различными свойствами. Рассмотрим некоторые из них.

Влияние вариаций $\delta\lambda_{(r,l)}^{(m)}, \delta\beta_{(r,l)}^{(m)}$ на $\rho_{\text{укр}}$ обсудим в рамках представления

$$\omega_f(x, E, E', \Omega, \Omega') = \sum_l \chi_l(E, E') v_{fl}(E') \Sigma_{fl}(x, E') / 4\pi, \quad (3.2)$$

где, как обычно [1-11], либо

$$\chi_l(E, E') = \chi_{(l)}(E) \left[1 - \beta_{(l)}(E') \right] + \sum_{r, m'} \chi_{(r, l)}^{(m')}(E) \beta_{(r, l)}^{(m')}(E'), \quad (3.2a)$$

либо в дополнительном приближении

$$\chi_l(E, E') = \chi_{(l)}(E), \quad (3.2b)$$

где $\chi_{(r, l)}^{(m')}$, $\chi_{(l)}$ – спектры запаздывающих и мгновенных нейтронов; $\beta_{(l)} = \sum_{r, m'} \beta_{(r, l)}^{(m')}$.

Пусть также

$$\delta\rho = \rho' - \rho = \frac{(\psi^*, (\delta F / k_{\text{эф}} - \delta C) \psi')}{(\psi^*, F \psi')} \approx \frac{(\psi^*, (\delta F / k_{\text{эф}} - \delta C) \psi)}{(\psi^*, F \psi)} \quad (3.3)$$

– возмущение $\rho_{\text{укр}}$ при внесении в реактор возмущений δC , δF , где $k_{\text{эф}}$, ψ и $k'_{\text{эф}}$, ψ' – положительные решения уравнений $M\psi = F\psi/k_{\text{эф}}$, $M'\psi' = F'\psi'/k'_{\text{эф}}$, описывающих реактор до и после возмущения, $\rho = 1 - 1/k_{\text{эф}}$, $\rho' = 1 - 1/k'_{\text{эф}}$. Тогда, если возмущением является $\delta\beta_{(r, l)}^{(m')}$, то из (3.2), (3.3) следует, что в данном случае

$$\delta\rho \approx \int dx \int dE \left[\chi_{(r, l)}^{(m')} - \chi_{(l)} \right] \Phi^* \int dE' \delta\beta_{(r, l)}^{(m')} v_{fl} \sigma_{fl} N_l \Phi_r / k_{\text{эф}} (\psi^*, F \psi). \quad (3.4)$$

Из (3.4) вытекает, что эффект от изменения долей $\beta_{(r, l)}^{(m')}$ запаздывающих нейтронов будет отличным от нуля лишь при учете различий в спектрах мгновенных и запаздывающих нейтронов деления, и он равен нулю в противном случае (3.2b). Что же касается зависимости $\rho_{\text{укр}}$ от постоянных распада $\lambda_{(r, l)}^{(m')}$ и Q , то таковая вообще отсутствует, поскольку последние просто не фигурируют в уравнениях (1.6).

3.4. Таким образом, влияние неточностей в данных по запаздывающим нейтронам и источнику на реактивность $\rho_{\text{укр}}$ сравнительно мало для $\beta_{(r, l)}^{(m')}$ и совсем отсутствует для $\lambda_{(r, l)}^{(m')}$ и Q . Иначе обстоит дело с реактивностью $\rho_{\text{чис}}$, определяемой правыми частями ОРУК (2.6), (2.8), в силу которых она приобретает очевидную зависимость от $\lambda_{(r, l)}^{(m')}$, от источника \bar{Q} и т.п. Рассмотрим эти вопросы на упрощенном примере ОРУК вида:

$$\frac{\rho}{\beta} = 1 - \frac{1}{n(t)} \sum_i a_i \lambda_i \int_{-\infty}^t dt' n(t') e^{-\lambda_i(t-t')} - \frac{q}{\beta n(t)}, \quad (3.5)$$

вытекающего из обычных уравнений точечной кинетики типа (1.12).

$$0 = (\rho - \beta)n + \sum_i \lambda_i c_i + q, \quad \frac{dc_i}{dt} = -\lambda_i c_i + \beta_i n, \quad (3.6)$$

с постоянными коэффициентами $a_i = \beta_i/\beta$ в приближении $\Lambda = 0$, где в данном случае $n(t)$, q – поток и внешний источник нейтронов. Более общее рассмотрение см. в [27].

Пусть $\delta\beta_i$, $\delta\lambda_i$, δq , δn – вариации параметров β_i , λ_i , q и потока n . Тогда обусловленное ими приращение $\delta(\rho/\beta)$ величины ρ/β может быть представлено в рамках теории малых возмущений, например, в виде

$$\delta\left(\frac{\rho}{\beta}\right) = \sum_i \left[\frac{\partial}{\partial \beta_i} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) \delta\beta_i + \frac{\partial}{\partial \lambda_i} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) \delta\lambda_i \right] + \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) \delta q + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) \delta n, \quad (3.7)$$

где в соответствии с непосредственным дифференцированием уравнения (3.5)

$$\frac{\partial}{\partial \beta_i} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) = \left(\frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta_i} \right) \frac{a_i \lambda_i}{n(t)} \int_{-\infty}^t dt' n(t') e^{-\lambda_i(t-t')} + \frac{q}{\beta^2 n(t)}, \quad (3.8a)$$

$$\frac{\partial}{\partial \lambda_i} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) = - \frac{a_i \lambda_i}{n(t)} \int_{-\infty}^t dt' n(t') \left[\frac{1}{\lambda_i} - (t-t') \right] e^{-\lambda_i(t-t')} , \quad \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) = \frac{-1}{\beta n(t)}; \quad (3.8b)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) \delta n \approx \sum_i a_i \lambda_i \int_{-\infty}^t dt' \frac{n(t')}{n(t)} \left[\frac{\delta n(t)}{n(t)} - \frac{\delta n(t')}{n(t')} \right] e^{-\lambda_i(t-t')} + \frac{q}{\beta} \frac{\delta n(t)}{n^2(t)} \quad (3.8b)$$

и предположено, что подаваемый на вход ОРУК (3.5) поток $n(t) = n_{\text{ЭКС}}$ не зависит от выбора параметров запаздывающих нейтронов и источника в уравнении (3.5).

Согласно (3.7), (3.8), реактивность, которая не должна, казалось бы, зависеть в этой задаче от $\delta\beta_i$, $\delta\lambda_i$, δq , такую зависимость проявляет. Обсудим причины этого.

3.5. Появление зависимости реактивности от β_i , λ_i , q здесь обусловлено предположением о независимости $n_{\text{ЭКС}} = n_{\text{чис}} + \delta n$ от β_i , λ_i , q , поскольку на самом деле $n_{\text{чис}}$ как решение уравнений (3.6), конечно же, зависит от β_i , λ_i , q , а учет этой зависимости как раз и аннулирует соответствующие производные в (3.7), ибо условие независимости ρ от β_i , λ_i , q вытекает из самой постановки задачи (3.6) как задачи с заданным ρ .

Следовательно, правильный результат мы получим, переходя в (3.7) от частных производных по β_i , λ_i , q к полным:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) \rightarrow \frac{d}{dx} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\rho}{\beta} \right) \frac{\partial n}{\partial x}, \quad x = \beta_i, \lambda_i, q, \quad (3.9)$$

и преобразуя, тем самым, в силу полной компенсации вкладов от соответствующих приращений $\delta\beta_i$, $\delta\lambda_i$, δq , формулу (3.7) к виду

$$\delta\rho \approx \sum_i a_i \lambda_i \int_{-\infty}^t dt' \frac{n(t')}{n(t)} \left[\frac{\delta n(t)}{n(t)} - \frac{\delta n(t')}{n(t')} \right] e^{-\lambda_i(t-t')} + \frac{q}{\beta} \frac{\delta n(t)}{n^2(t)}. \quad (3.10)$$

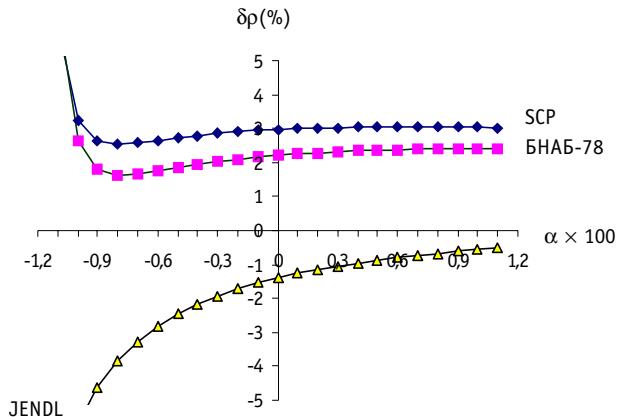
В итоге приходим к важному выводу о том, что при малых δp в линейном по возмущениям $\delta\beta_i$, $\delta\lambda_i$, δq , δp приближении (когда соответствующими квадратичными и т.п. членами можно пренебречь), зависимость $\rho_{\text{ЭКС}}$ от β_i , λ_i , q можно не учитывать.

В общем же случае произвольных $\delta p = n_{\text{ЭКС}} - n_{\text{чис}}$ когда упомянутая компенсация вкладов уже не будет полной, зависимость $\rho_{\text{ЭКС}}$ от β_i , λ_i , q имеет место.

3.6. Таким образом, отличие $n_{\text{ЭКС}}$ от $n_{\text{чис}}$ (или в общем случае экспериментально-расчетных аппроксимаций потока типа (1.7), (2.10) – (2.12) от $\phi_{\text{чис}}$), т.е. несоответствие реального объекта его математической модели, и порождает в общем случае наблюдаемую зависимость реактивности $\rho_{\text{ЭКС}}$ от запаздывающих нейтронов и источника.

Отметим, что поскольку истинная реактивность $\rho_{\text{ист}}$ от постоянных распада запаздывающих нейтронов и внешнего источника также не зависит, то правильнее было бы говорить о такой зависимости не самой реактивности, а лишь погрешности ее определения. Однако эти понятия не всегда разделяются, что приводит к неточным оценкам коэффициентов чувствительности, к некорректным утверждениям типа зависимости эффективности стержней от интенсивности внешнего источника и т.д. (в частности, в вытекающем из (3.5) ОРУК $\rho = -q/n$ вида (2.16) от q зависит, конечно же, не ρ , а поток n и погрешность $\delta p \approx q\delta n/n^2 - \delta q/n = \rho(\delta p + \delta q)/q$ определения реактивности).

3.7. Проиллюстрируем эти положения, следуя [28], также на примере ОРУК

Рис. 1. Зависимость $\delta\rho$ от α для U-235

$$\rho/\beta = \alpha \sum_i a_i / (\lambda_i + \alpha), \quad (3.11)$$

вытекающего из ОРУК (3.5) в рамках предположений $q = 0$, $n(t) = \exp(\alpha t)$, и связывающего между собой значения реактивности ρ и обратного периода реактора α . Будем интересоваться влиянием разброса данных по запаздывающим нейtronам из различных библиотек на значения реактивности ρ/β в долларах.

Результаты расчетов по формуле (3.11) относительных отклонений $\delta\rho$ реактивностей $(\rho/\beta)(\alpha)$, вычисленных с использованием 8-групповых констант (SCP) [26] и 6-групповых констант БНАБ-78 [11], JENDL-3.2 [25], от реактивностей, вычисленных с константами Кипина (с. 98 [3]) для U-235, приведены на рис. 1.

Видно, что выбор тех или иных a_i, λ_i оказывает заметное (особенно при $\alpha \rightarrow \lambda_1$, где $\delta\rho \rightarrow \infty$) влияние на значения реактивности, вычисленные по ОРУК (3.11), что связано в данном случае с переходом к новым значениям a_i, λ_i при сохранении старых значений решений α , точных в данном примере лишь для констант Кипина. Вернее, этот выбор влияет, очевидно, лишь на погрешности определения реактивности методом ОРУК, поскольку значения самой реактивности в ее истинном, нормативном толковании не зависят от a_i, λ_i .

Литература

1. Усачев Л.Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реакторов и теория возмущений/ В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. М.: АН СССР, 1955.
2. Бриккер И.Н. Обращенное решение уравнения кинетики ядерного реактора//Атомная энергия. – 1966. – Т. 21. – Вып. 6. – С. 9.
3. Кипин Д.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1967.
4. Reactivity Measurements. Technical Report № 108. – Vienna, 1969.
5. Шихов С.Б. Вопросы математической теории реакторов. – М.: Атомиздат, 1973.
6. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов /Под ред. В.В.Орлова и Э.А.Стумбура. – М.: Атомиздат, 1972.
7. Могильнер А.И., Фокин Г.Н., Чайка Ю.Б., Кузнецов Ф.М. Применение малых ЭВМ для измерения реактивности//Атомная энергия. – 1974. – Т. 6. – Вып. 5. – С. 358.
8. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974.
9. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1975.
10. Тарасов В.А. О погрешности метода измерения реактивности по обратному решению уравнений кинетики/Препринт ФЭИ – 1016. – Обнинск, 1980.
11. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета

- реакторов и защиты. – М.: Энергоатомиздат, 1981.
12. Казанский Ю.А., Матвеенко И.П., Тютюнников Т.Т., Шокодько А.Г. К учету пространственных эффектов при измерении реактивности методом обращенного решения уравнения кинетики//Атомная энергия. – 1981. – Т. 51. – Вып. 6. – С. 387-389.
13. Колесов В.Е., Макаров О.И., Матвеенко И.П., Шокодько А.Г. Программа ДНЕСТР и ее применение для учета пространственных эффектов при измерении реактивности методом ОРУК/Препринт ФЭИ – 1062. – Обнинск, 1981.
14. Литицкий В.А. Бондаренко В.В., Куприянова И.А. Методы и средства измерения реактивности размножающих сред. Ч. III. Инверсно-кинетические методы. – Обнинск: ФЭИ, 1982.
15. Матвеенко И.П., Случевская В.М., Суслов И.Р., Шокодько А.Г. Влияние различий в исходных данных при расчете эффективной доли запаздывающих нейтронов // ВАНТ: Сер. Физика и техника ядерных реакторов. – 1984. – Вып. 8(45). – С. 68-72.
16. Воропаев А.И., Матвеенко И.П., Шикина В.И., Шокодько В.Г. Анализ погрешностей реактивности по методу обращенного решения уравнения кинетики//ВАНТ: Сер. Ядерные константы. – 1984. – Вып. 1(55). – С. 18-24.
17. Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Экспериментальные методы физики реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
18. Каминский А.С., Крылов И.Д. Особенности и некоторые методы учета пространственной кинетики при измерении реактивности/Препринт ИАЭ 3884/4. – М., 1984.
19. Шокодько А.Г. Строгое уравнение кинетики ядерного реактора//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988. – Вып. 4. – С. 3-8.
20. Динамика ядерных реакторов/Под ред. Я.В. Шевелева. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
21. Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В., Кухарчук О.Ф. Связанные реакторные системы импульсного действия. – М.: Энергоатомиздат, 2003.
22. Акимов И.С. Учет пространственных эффектов при измерении эффективности стержней СУЗ реакторов Билибинской АЭС//Атомная энергия. – 1999. – Т. 86. – Вып. 3. – С. 167-171.
23. Селезнев Е.Ф. Использование комплекса ГЕФЕСТ для анализа нестационарных процессов в быстром реакторе с внешним источником/В сб. «Нейтроника-99». – Обнинск: ФЭИ, 2000. – С. 329-337.
24. JENDL-3.2, JAERI-DATA/CODE97-044.
25. Spriggs G.D., Campbell I.M., Pikaikin V.M. // Report LA-UR-98-1619, LANL, 1999.
26. Абрамов Б.Д. Некоторые модификации теории связанных реакторов//Атомная энергия. – 2001. – Т. 90. – Вып. 5. – С. 337-345.
27. Абрамов Б.Д. Некоторые обобщения уравнений обратной кинетики реактора/Препринт ФЭИ-2970. – Обнинск, 2003.
28. Абрамов Б.Д. О моделировании кинетики реактора с использованием различных данных по запаздывающим нейtronам//ВАНТ. Сер. Ядерные константы. – 2003. – Вып. 1-2. – С. 34-47.
29. Цыганов С.В., Шишков Л.К. Измерение эффективности органов регулирования ВВЭР//Атомная энергия. – 2004. – Т. 96. – Вып. 3. – С. 183-187.

Поступила в редакцию 26.03.2004

ТОЧНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ПО МОДЕЛИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА И ПРИБЛИЖЕНИЮ НАИКРАТЧАЙШЕГО ВРЕМЕНИ СТОЛКНОВЕНИЯ

П.А. Андросенко*, М.Р. Малков, Н.А. Соловьев****

**Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*

***ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт, им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск*



Описана методика точного моделирования рассеяния тепловых нейтронов по модели идеального газа и приближению наикратчайшего времени столкновения, реализованная в программном комплексе BRAND. Даётся сравнение этого комплекса с программами MCNP и MCU. Приводится пример расчетной задачи на прохождение нейtronами барьера из О в H₂O. Результаты расчетов по BRAND и MCU практически полностью совпадают, а результаты MCNP отклоняются от них. Причина этих расхождений может заключаться в том, что BRAND выполняет расчеты в соответствии с рекомендованным стандартом ENDF-6, а алгоритмы NJOY и MCNP, по-видимому, скорректированы для лучшего совпадения с результатами benchmark-экспериментов.

ВВЕДЕНИЕ

На современном этапе развития ядерных энергетических установок (ЯЭУ) к ряду актуальных задач можно отнести повышение их безопасности, обеспечение надежности и решение проблем экологии. Повышение точности вычислительных расчетов нейтронно-физических характеристик ЯЭУ в большой степени помогает решению рассматриваемых задач. Оптимальное решение многих вопросов, связанных с проблемами переноса ионизирующих излучений, невозможно без знания подобных дифференциальных характеристик радиационных полей, порождаемых этими излучениями. Обеспечение необходимой точности при решении уравнения переноса возможно, как правило, лишь при подробном описании реальной трехмерной геометрии исследуемого объекта и при детальном учете информации о взаимодействии излучения с веществом, что наиболее корректно может быть выполнено в рамках метода Монте-Карло. Требования повышения точности выполняемых расчетов диктуют необходимость использования самой современной информации, которая содержится, как правило, в файлах оцененных ядерных данных (например, зарубежные библиотеки ENDF/B-6 [1], JENDL-3 [2], FENDL-2 [3], отечественная BROND-2 [4]). Наиболее корректно обработка и использование константных данных могут быть выполнены

© П.А. Андросенко, М.Р. Малков, Н.А. Соловьев, 2004

при использовании программных комплексов, основанных на методе Монте-Карло. Поэтому разработка монте-карловских программ, приспособленных к использованию библиотек оцененных данных, является актуальной и практически важной задачей.

Как известно, в ходе монте-карловских расчетов информация из библиотек оцененных данных используется обычно не напрямую, собственно из файлов, а после предварительной обработки, т.е. после процессинга, который осуществляется специализированными программами (например, американской программой NJOY [5]), и это происходит на стадии подготовки исходных данных для монте-карловских расчетов. Очевидно, что идея процессинга имеет как положительные, так и отрицательные моменты. К положительным сторонам можно отнести удобный формат представления переработанных данных и высокое быстродействие программ их использующих. Очевидным недостатком является тот момент, что процессинг привносит в результаты расчетов дополнительную, неоценимую погрешность, т.к. его погрешность не представляется возможным отделить от погрешности самих расчетных результатов. Последнее замечание обусловлено тем, что хотя подготовленные процессинговыми программами данные и не содержат дополнительной погрешности, тем не менее, при их использовании в ходе вычислений возникает необходимость использования различных методов, снижающих точность проводимых расчетов, например, таких как различные методы интерполяции. Поэтому несомненный интерес вызывает возможность интегрирования процессинга в алгоритмы монте-карловских программ.

До последнего времени в мире не существовало монте-карловских программ, которые имели бы в своем составе константный модуль (КМ), работающий со всей информацией напрямую из библиотек оцененных данных. В связи с чем одним из самых важных, ключевых направлений при разработке монте-карловского программного комплекса оказывается проектирование и реализация высокоточных и быстродействующих подпрограмм КМ, работающих с информацией из библиотек оцененных ядерных данных. В течение вот уже более чем двадцати последних лет в государственном научном центре РФ-Физико-энергетическом институте им. А.И. Лейпунского совместно с Обнинским университетом атомной энергетики разрабатывается монте-карловский программный комплекс BRAND [6]. Данный комплекс ориентирован на возможно точное решение уравнения переноса ионизирующих излучений. На сегодняшний день, разработанный константный модуль комплекса BRAND не имеет аналогов в мире и в этом смысле обладает несомненной новизной.

РАССЕЯНИЕ ПО МОДЕЛИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА И ПО ПРИБЛИЖЕНИЮ НАИКРАТЧАЙШЕГО ВРЕМЕНИ СТОЛКНОВЕНИЯ

Информация о рассеянии тепловых нейтронов содержится в файле 7 формата ENDF-6. Некогерентное неупругое рассеяние тепловых нейтронов представлено как

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E \rightarrow E', \mu, T) = \sum_{n=0}^{NS} \frac{M_n \sigma_{bn}}{4\pi kT} \sqrt{\frac{E'}{E}} e^{-\beta/2} S_n(\alpha, \beta, T),$$

где ($NS+1$) типов атомов в молекуле или ячейке кристаллической решетки (т.е. для H_2O , $NS = 1$) и M_n – количество атомов типа n в молекуле или ячейке кристаллической решетки; T – температура замедлителя (К), E – энергия взаимодействующего нейтрона (эВ); E' – энергия вторичного нейтрона (эВ); β – изменение энергии,

$$\beta = \frac{E' - E}{kT}; \alpha - \text{изменение импульса}, \alpha = \frac{E + E' - 2\mu\sqrt{EE'}}{A_0 kT}, \sigma_{bn} - \text{сечение связанного}$$

атома типа n , $\sigma_{bn} = \sigma_{fn} \left(\frac{A_n + 1}{A_n} \right)^2$; σ_{fn} – сечение рассеяния свободного атома типа n ;

k – постоянная Больцмана; μ – косинус угла рассеяния (в лабораторной системе); A_n – масса атома типа n (а.е.м.).

$S_n(\alpha, \beta, T)$ может быть представлена либо в виде таблицы с различными законами интерполяции, либо аналитически в виде модели идеального газа или приближения наикратчайшего времени столкновения. Например, в случае H_2O закон рассеяния для водорода представлен таблично, а для кислорода – аналитически в виде модели идеального газа, в случае BeO закон рассеяния для берилля представлен таблично, а для кислорода – в виде приближения кратчайшего времени столкновения. Реализованные в BRAND'e алгоритмы для табличного случая и их верификация были представлены в [7]. В настоящей работе рассматриваются алгоритмы для модели идеального газа и приближения наикратчайшего времени столкновения.

$S_n(\alpha, \beta, T)$ для модели идеального газа имеет вид:

$$S(\alpha, \beta, T) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha}} e^{-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{4\alpha}}.$$

Этот же закон рассеяния в работе [8] записывается в других обозначениях:

$$\sigma(\mu, Z) d\mu dZ = \sigma_{fr} [1 + 1/A]^2 \pi^{-0.5} \chi^* \Phi(\mu, Z) \exp\{-[h(\mu, Z)\chi^*]^2\} d\mu dZ,$$

где $Z = v'/v$; v – скорость нейтрона до рассеяния; v' – скорость нейтрона после рассеяния; σ_{fr} – сечение рассеяния на свободном ядре.

$$c^* = v(A/(2kT))^{0.5}, \Phi(\mu Z) = Z^2(1 - 2Z\mu + Z^2)^{-0.5}, h(\mu, Z) = \frac{Z^2(1 + \lambda) - 2\lambda Z\mu - (1 - \lambda)}{2(1 - 2Z\mu + Z^2)^{0.5}},$$

$$\lambda = m/A.$$

В последнем соотношении m – масса нейтрона.

Область $R(\mu, Z)$ возможных значений (μ, Z) : $-1 \leq \mu \leq 1, 0 \leq Z < \infty$.

Для приближения наикратчайшего времени столкновения $S_n(\alpha, \beta, T)$ имеет вид

$$S^{scf}(\alpha, \beta, T) = \frac{e^{-\left(\frac{(\alpha-\beta)^2 T}{4\alpha T_{eff}(T)} + \frac{|\beta|}{2}\right)}}{\sqrt{4\pi\alpha \frac{T_{eff}(T)}{T}}},$$

где $T_{eff}(T)$ – эффективная температура.

АЛГОРИТМ MCNP МОДЕЛИРОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ПО МОДЕЛИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Реализованный в MCNP [9] алгоритм состоит в следующем. Сначала разыгрывается скорость движения ядра, на котором происходит рассеяние. Затем моделируется неупругое рассеяние в системе отсчета, в которой ядро неподвижно и скорость нейтрона после рассеяния пересчитывается на лабораторную систему. Для моделирования неупругого рассеяния MCNP использует набор равновероятных косинусов углов рассеяния, заранее подготовленный процессинговой программой (обычно NJOY) и хранящийся в библиотеке, т.е. для разыгрывания рассеяния по модели свободного газа MCNP использует процессинг.

ФАКТОРИЗАЦИЯ ПЛОТНОСТИ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ГАЗОВОЙ МОДЕЛИ

Главная идея [8] заключается в переходе к таким новым переменным p и q

$$\sigma(\mu, Z) d\mu dZ = \sigma[\mu(p, q), Z(p, q)] \frac{\partial(\mu, Z)}{\partial(p, q)} dp dq,$$

чтобы плотность распределения

$$\sigma(p, q) = P(p)Q(q)$$

факторизовалась в две одномерные плотности $P(p)$ и $Q(q)$.

Используя подстановку

$$p = (1 - 2Z\mu + Z^2)^{0.5}, \quad q = \chi^* \frac{\lambda(1 - 2Z\mu + Z^2) - 1 + Z^2}{2(1 - 2Z\mu + Z^2)^{0.5}},$$

которая дает якобиан

$$\frac{\partial(p, q)}{\partial(Z, \mu)} = \chi^* \frac{Z^2}{p^2}$$

в работе [8] получено выражение

$$\sigma(p, q) = \sigma_{fr} [1 + 1/A]^2 \pi^{-0.5} p \exp(-q^2).$$

Область $R(\mu, Z)$ однозначно переходит в область $R(p, q)$:

$$0 \leq p < \infty, \quad \left(\frac{1+\lambda}{2} p - 1 \right) \chi^* \leq q \leq \left(\frac{1+\lambda}{2} p + 1 \right) \chi^*.$$

На этой замене переменных основан алгоритм, предложенный в работе [8], а также алгоритмы MCU [10] и BRAND'a моделирования рассеяния по модели идеального газа. Они включают в себя два этапа:

1) используя факторизованную плотность распределения, пропорциональную $p \exp(-q^2)$ разыгрывается пара (p, q) в области $R(p, q)$;

2) вычисляется новая энергия нейтрона и косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат.

Полное сечение рассеяния для нейтрона с энергией E вычисляется по формуле

$$\sigma_s(E) = \frac{\sigma_{fr}}{\chi^{*2}} \left[\left(\chi^{*2} + \frac{1}{2} \right) \operatorname{erf} \chi^* + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \chi^* \exp(-\chi^{*2}) \right],$$

где $\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ – интеграл ошибок.

В [8] для ускорения расчетов выборочных значений (p, q) предлагается затачивать полные сечения рассеяния и некоторые вспомогательные функции, но в алгоритмах MCU и BRAND'a никакое табулирование для газовой модели не используется.

ЗАМЕНА ПЕРЕМЕННЫХ ДЛЯ ПРИБЛИЖЕНИЯ НАИКРАТЧАЙШЕГО ВРЕМЕНИ СТОЛКНОВЕНИЯ

Замена переменных, предложенная для модели идеального газа автором [9] для приближения наикратчайшего времени столкновения, приводит к следующему результату:

$$f(p, q) = p e^{-(Ap^2 + Bpq + Cq^2)},$$

$$\text{где } A = \left(\frac{T}{T_{eff}(T)} - I \right) \frac{E}{A_0 k T}, \quad B = 2 \left(I - \frac{T}{T_{eff}(T)} \right) \sqrt{\frac{E}{A_0 k T}}, \quad C = \frac{T}{T_{eff}(T)},$$

$$I = \begin{cases} 0 & \text{если } p \leq 2, q \leq \frac{p}{2} \sqrt{\frac{E}{A_0 k T}}, \\ 1 & \text{иначе.} \end{cases}$$

АЛГОРИТМ BRAND'A МОДЕЛИРОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ПО МОДЕЛИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Обозначим $a = \frac{1+\lambda}{2} \chi^*$, $b = c^*$.

Необходимо смоделировать двумерную случайную величину с плотностью $f(p, q) = pe^{-q^2}$ в области $0 \leq p < \infty$, $ap - b \leq q \leq ap + b$.

Сначала разыгрываем p с плотностью

$$f(p) = \int_{ap-b}^{ap+b} f(p, q) dq = p [erf(ap+b) - erf(ap-b)].$$

Очевидно, что $f(p) \leq 2p$ (т.к. $erf x \leq 1$ для любого x). Поскольку при $x \geq 5$ значения $erf x$ становятся очень близкими к 1, то при $p \geq \frac{b+5}{a}$ значения $f(p)$ будут очень близки к нулю. Пренебрегая значениями $f(p)$ при $p \geq \frac{b+5}{a}$, имеем следующую мажорирующую плотность:

$$\tilde{f}(p) = \begin{cases} 2p & p \leq \frac{b+5}{a}, \\ 0 & p > \frac{b+5}{a}. \end{cases}$$

Выборка из плотности $f(p)$ осуществляется методом отбора (плотность $\tilde{f}(p)$ моделируется методом, предложенным в [11]). Имея смоделированное значение p , разыгрываем случайную величину q на интервале $ap - b \leq q \leq ap + b$ с плотностью e^{-q^2} с помощью метода, описанного в [12], отбрасывая значения q , если они выходят за пределы интервала. Вычисляем изменение энергии и изменение импульса

$$\alpha = \frac{Ep^2}{Akt}, \quad \beta = 2q\sqrt{\alpha} - \alpha.$$

Затем вычисляем новую энергию нейтрона и косинус угла рассеяния по формулам

$$E' = E + \beta kT, \quad \mu = \frac{E' + E - \alpha AkT}{2\sqrt{EE'}}.$$

АЛГОРИТМ BRAND'A МОДЕЛИРОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ПО ПРИБЛИЖЕНИЮ НАИКРАТЧАЙШЕГО ВРЕМЕНИ СТОЛКНОВЕНИЯ

Необходимо смоделировать двумерную случайную величину с плотностью распределения $f(p, q) = pe^{-(Ap^2+Bpq+Cq^2)}$ в области $0 \leq p < \infty$, $ap - b \leq q \leq ap + b$.

Обозначим $c = \frac{1}{2\sqrt{A_0 k T}}$.

Область моделирования p и q разобьем на три подобласти.

Первая: $0 \leq p \leq 2$, $ap - b \leq q \leq cp$.

Вторая: $0 \leq p \leq 2$, $cp < q \leq ap + b$.

Третья: $2 < p < \infty$, $ap - b \leq q \leq ap + b$.

В каждой из подобластей величины A , B и C не зависят от p и q .

Алгоритм моделирования рассеяния состоит из следующих этапов.

1. Разыгрываем подобласть для моделирования p и q в соответствии с вероятностями попадания в каждую подобласть.
2. В заданной подобласти разыгрываем значение p .
3. Вычисляем границы интервала для моделирования q при разыгранным значении p для подобласти, полученной в п.1.
4. Разыгрываем q на заданном интервале из гауссовского распределения.
5. По полученным p и q вычисляем энергию вторичного нейтрона и косинус угла рассеяния.

В первой подобласти плотность распределения для выборки p равна

$$f_1(p) = \int_{ap-b}^{cp} f(p, q) dq = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{C}} p \left(\operatorname{erf} \left(\left(\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}c \right) p \right) - \operatorname{erf} \left(\left(\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}a \right) p - \sqrt{C}b \right) \right).$$

Разыгрываем p с этой плотностью аналогично тому, как это делается для модели идеального газа.

Во второй подобласти плотность распределения для выборки p равна

$$f_2(p) = \int_{cp}^{ap+b} f(p, q) dq = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{C}} p e^{\left(\frac{B^2}{4C} - A \right) p^2} \left(\operatorname{erf} \left(\left(\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}a \right) p + \sqrt{C}b \right) - \operatorname{erf} \left(\left(\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}c \right) p \right) \right).$$

Очевидно, что $f_2(p) \leq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{C}} p e^{\left(\frac{B^2}{4C} - A \right) p^2}$ (т.к. $0 \leq \operatorname{erf} x \leq 1$ для любого $x \geq 0$). Если при

$x > 5$ значения $\operatorname{erf} x$ становятся очень близкими к единице, то при $p > \frac{5}{\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}c}$ зна-

чения $f_2(p)$ будут близки к нулю. Пренебрегая этими значениями, имеем следующую мажорирующую плотность:

$$\tilde{f}_2(p) = \begin{cases} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{C}} p e^{\left(\frac{B^2}{4C} - A \right) p^2} & \text{при } p \leq \frac{5}{\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}c}, \\ 0 & \text{при } p > \frac{5}{\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}c}. \end{cases}$$

Выборка из плотности $f_2(p)$ осуществляется методом отбора (из плотности $\tilde{f}_2(p)$ – методом обратных функций).

В третьей подобласти плотность для разыгрывания p равна

$$f_3(p) = \int_2^{\infty} f(p, q) dq = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{C}} p e^{\left(\frac{B^2}{4C} - A \right) p^2} \left(\operatorname{erf} \left(\left(\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}a \right) p + \sqrt{C}b \right) - \operatorname{erf} \left(\left(\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}a \right) p - \sqrt{C}b \right) \right).$$

Аналогично предыдущему случаю получаем следующую мажорирующую плотность

$$\tilde{f}_3(p) = \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi}{C}} p e^{\left(\frac{B^2}{4C} - A \right) p^2} & \text{при } p \leq \frac{\sqrt{C}b + 5}{\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}a}, \\ 0 & \text{при } p > \frac{\sqrt{C}b + 5}{\frac{B}{2\sqrt{C}} + \sqrt{C}a}. \end{cases}$$

Выборка из этой плотности осуществляется методом обратных функций. Плотность $f_3(p)$ моделируется методом отбора.

После того, как разыграно p , моделируется q из гауссовского распределения:

$$f(p, q) = pe^{-(Ap^2 + Bpq + Cq^2)} = pe^{\left(\frac{B^2}{4C} - A\right)p^2} e^{-\frac{\left(q + \frac{Bp}{2C}\right)^2}{2\left(\frac{1}{\sqrt{2C}}\right)^2}}.$$

Вероятности попадания в каждую из подобластей вычисляются следующим образом. Обозначим $p_1 = \int_0^2 f_1(p) dp$, $p_2 = \int_0^2 f_2(p) dp$, $p_3 = \int_2^\infty f_3(p) dp$ (все интегралы берутся аналитически, получаемые выражения весьма громоздкие, поэтому здесь не приводятся). Вероятность попадания в i -ю подобласть будет равна $\frac{p_i}{p_1 + p_2 + p_3}$.

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ АЛГОРИТМ МСУ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ПО МОДЕЛИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Из определений p , q и неравенств, определяющих пределы изменения p и q , следует, что

$$-\chi^* \leq q < \infty, \left(\frac{q}{\chi^*} - 1 \right) \frac{2}{1+\lambda} \leq p \leq \left(\frac{q}{\chi^*} + 1 \right) \frac{2}{1+\lambda}.$$

Поскольку $0 \leq p$, то $p_{\min} \leq p \leq p_{\max}$, где $p_{\min} = \begin{cases} 2(q/\chi^* - 1)/(1+\lambda), & q > \chi^*, \\ 0, & q \leq \chi^*, \end{cases}$

$$p_{\max} = \left(\frac{c}{\chi^*} + 1 \right) \frac{2}{1+\lambda}.$$

Сначала моделируем q из распределения

$$f(q) = \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} pe^{-q^2} dp = \frac{1}{2} (p_{\max}^2 - p_{\min}^2) e^{-q^2} = \begin{cases} f_1(q) & q > \chi^*, \\ f_2(q) & q \leq \chi^*, \end{cases}$$

$$\text{где } f_1(q) = \frac{8qe^{-q^2}}{\chi^*(1+\lambda)^2}, \quad f_2(q) = 2 \left(\frac{q}{\chi^*} + 1 \right)^2 \frac{e^{-q^2}}{(1+\lambda)^2}.$$

Для этого сначала вычисляем вероятность того, что $q > \chi^*$ по формуле

$$x = \frac{\int_{\chi^*}^{\infty} f(q) dq}{\int_{-\chi^*}^{\infty} f(q) dq} = \frac{4e^{-\chi^{*2}}}{2e^{-\chi^{*2}} + \left(2\chi^* + \frac{1}{\chi^*} \right) \sqrt{\pi} \operatorname{erf} \chi^*}$$

и затем, если $g < x$, то моделируем q на интервале $\chi^* < q < \infty$ с плотностью $f_1(q)$, иначе на интервале $-\chi^* \leq q \leq \chi^*$ с плотностью $f_2(q)$. (g – случайная величина, равномерно распределенная на интервале $(0,1)$). Плотность $f_1(q)$ моделируется методом обратных функций по формуле

$$p = \sqrt{\chi^{*2} - \ln g}.$$

Плотность $f_2(q)$ моделируется методом отбора из нормального распределения. Из

неравенства $-\chi^* \leq q \leq \chi^*$ следует, что $\left(\frac{q}{\chi^*} + 1 \right)^2 \leq 4$ и $f_2(q) \leq \frac{8e^{-\epsilon^2}}{(1+\lambda)^2}$.

После того, как смоделировано значение q , вычисляются p_{\max} , p_{\min} и моделируется значение p методом обратных функций $p = \sqrt{\gamma(p_{\max}^2 - p_{\min}^2) + p_{\min}^2}$.

Затем из соотношений $Z = \left(\frac{2pq}{\chi^{*2}} \lambda p^2 + 1 \right)^{0.5}$, $v' = Zv$, $\mu = \frac{1 + Z^2 - p^2}{2Z}$ вычисляются скорость нейтрона после рассеяния v' и косинус угла рассеяния.

ТЕПЛОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ЯДЕР

Эффективные сечения (кроме сечения рассеяния) для материала при температуре T определяются так, чтобы они соответствовали той же скорости реакции для стационарного ядра, как и истинные сечения для движущегося ядра. Следовательно

$$\rho v \bar{\sigma}(v, T) = \int d\mathbf{v}' \rho |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| \sigma(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) P(\mathbf{v}', T),$$

где \mathbf{v} – скорость налетающего нейтрона; \mathbf{v}' – скорость ядра-мишени; ρ – плотность ядер-мишени; σ – сечения для стационарного ядра; $P(\mathbf{v}', T)$ – распределение скоростей движения ядра-мишени.

Направление движения ядра-мишени полагается изотропным и распределение скоростей может быть описано распределением Максвелла-Больцмана:

$$P(\mathbf{v}', T) d\mathbf{v}' = \frac{\alpha^{\frac{3}{2}}}{\pi^{\frac{3}{2}}} e^{(-\alpha v'^2)} d\mathbf{v}',$$

где $\alpha = \frac{M}{2kT}$; k – постоянная Больцмана; M – масса ядра-мишени.

Согласно распределению Максвелла-Больцмана моделируется модуль скорости движения ядра $|\mathbf{v}'|$. Направление движения $\Omega' = (U', V', W')$ полагается изотропным.

Далее вычисляется косинус угла между направлениями движения нейтрона $\Omega = (U, V, W)$ и ядра Ω' :

$$\cos \mu = U \cdot U' + V \cdot V' + W \cdot W'.$$

Затем вычисляется модуль относительной скорости $\tilde{v} = |\mathbf{v} - \mathbf{v}'|$, по которой находится «относительная» энергия нейтрона \tilde{E} . Величины сечений для нейтрона с энергией E восстанавливаются по «относительной» энергии \tilde{E} .

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассчитывался энергетический спектр вторичных нейтронов, рассеявшись на кислороде для энергий $5, 3, 2, 1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ и 10^{-4} эВ при температуре замедлителя 300° К по алгоритму BRAND'a, модифицированному алгоритму MCU и аналитики (численно вычисляя интеграл $\int_{-1}^1 f(E', \mu) d\mu$). При всех энергиях наблюдалось хорошее согласие между спектрами, рассчитанными аналитически и по алгоритмам BRAND и MCU. Поэтому мы приводим здесь на рис. 1 только спектры вторичных нейтронов для энергии 2 эВ.

Рассчитывался энергетический спектр нейтронов, прошедших через барьер толщиной 25 см из кислорода с плотностью ядер, равной плотности О в H_2O и спектр отраженных нейтронов. Расчеты проводились по BRAND'y с алгоритмом BRAND'a, по BRAND'y с модифицированным алгоритмом MCU и по MCNP для нейтронов, имеющих начальную энергию $5, 3, 2, 1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ и 10^{-4} эВ для температур замедлителя 1К

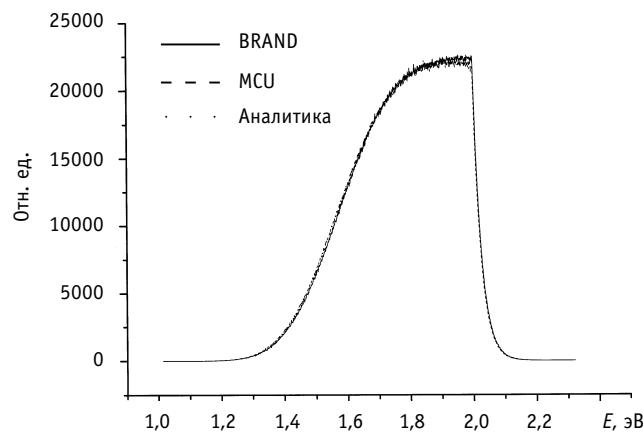


Рис. 1. Спектр вторичных нейтронов для энергии 2 эВ

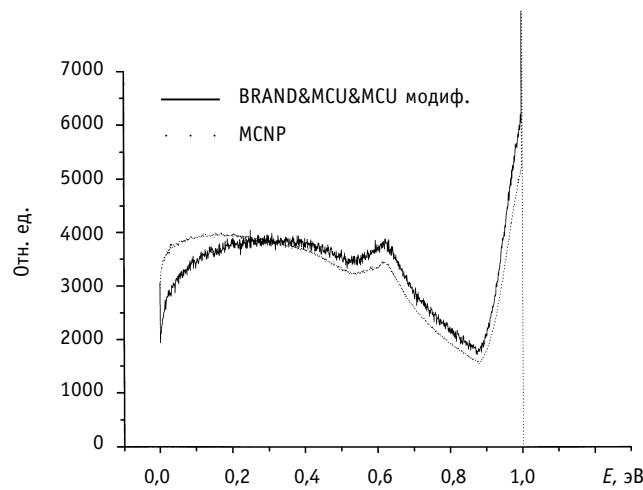


Рис. 2. Спектр нейтронов, прошедших через барьер 25 см при температуре 1 К для начальной энергии 1 эВ

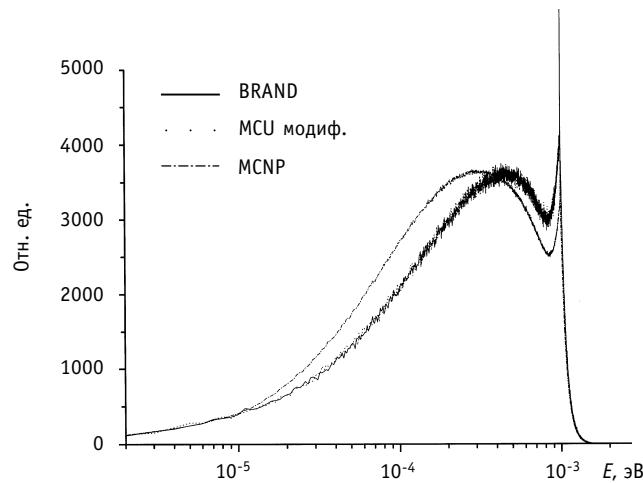


Рис. 3. Спектр нейтронов, прошедших через барьер 25 см при температуре 1 К для начальной энергии 10^{-3} эВ

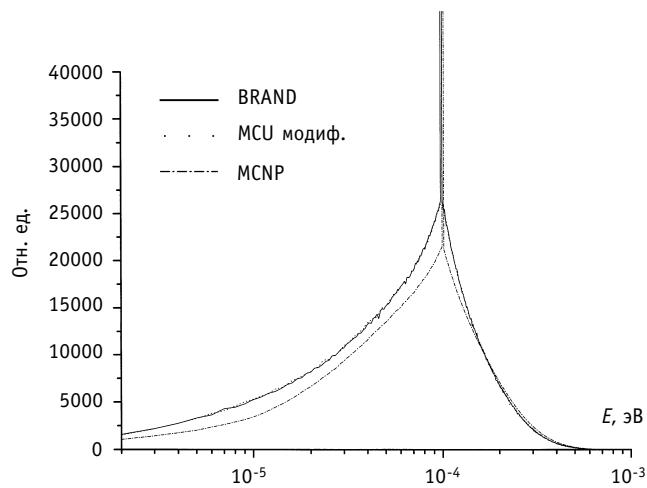


Рис. 4. Спектр нейтронов, прошедших через барьер 25 см при температуре 1 К для начальной энергии 10^{-4} эВ

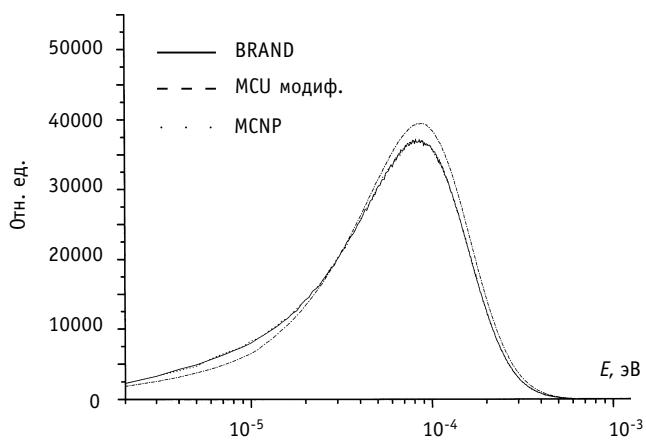


Рис. 5. Спектр нейтронов, отраженных от барьера 25 см при температуре 1 К для начальной энергии 10^{-4} эВ

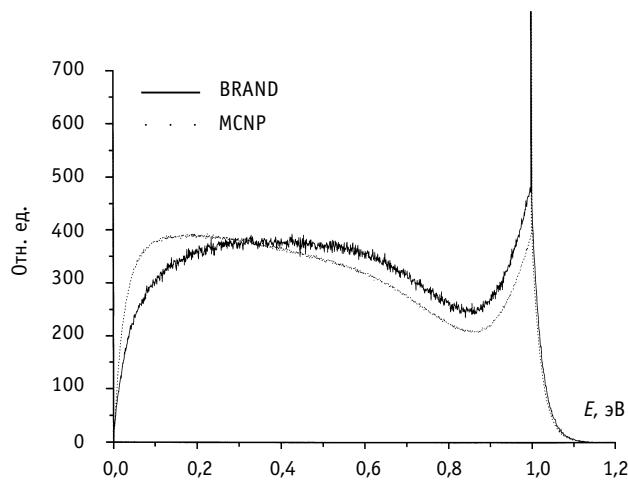


Рис. 6. Спектр нейтронов, прошедших через барьер 25 см при температуре 300 К для начальной энергии 1 эВ

и 300 К. Совпадение между расчетами по BRAND'у и по MCU хорошее. Наибольшие отклонения наблюдались между этими расчетами и данными, полученными по MCNP, особенно для задач на прохождение нейtronов. Источник этих расхождений требует детального сравнения алгоритмов BRAND и NJOY+MCNP. Спектры нейtronов, прошедших через барьер для энергий $1, 10^{-3}$ и 10^{-4} эВ для температуры 1 К приведены на рис. 2–4, спектры для отраженных нейtronов для энергии 1 эВ для температуры 1 К приведены на рис. 5. Спектр нейtronов, прошедших через барьер для начальной энергии 1 эВ для температуры 300 К приведен на рис. 6.

Сравнения времени счета алгоритма настоящей работы с модифицированным алгоритмом MCU показали, что время моделирования по нашим программам в 1,5–2 раза меньше при энергиях более 1 эВ, а при энергиях менее 1 эВ предпочтительнее модифицированный алгоритм MCU.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В программном комплексе BRAND реализованы алгоритмы точного моделирования рассеяния по модели идеального газа и по приближению наикратчайшего времени столкновения. В работе приводятся результаты расчетов по BRAND, MCU и MCNP. Результаты, полученные по BRAND, хорошо согласуются с MCU, но расходятся с MCNP. Источник этих расхождений требует детального сравнения алгоритмов BRAND и NJOY+MCNP.

Литература

1. Rose R.F., Dunford C.L. ENDF-6 Format Manual // IAEA-NDS-76, 1991.
2. Shibata K., Nakagawa T., Asami T., Fukahori T., Narita T., Chiba S., Mizumoto M., Hasegawa A., Kikuchi Y., Nakajima Y., Igarasi S. Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version 3, JENDL-3. JAERI-1319, 1990.
3. FENDL-2.0. Fusion Evaluated Nuclear Data Library, Version 14 January 1999. IAEA-NDS-CD-06.
4. Manokin V.N. BROND, USSR Evaluated Neutron Data Library. International Atomic Energy Agency Nuclear Data Services, Documentation Series of IAEA Nuclear Data Section. IAEA-NDS-90, Rev. 2, 1989.
5. MacFarlane R.E., Muir D.W. The NJOY Nuclear Data Processing System, version 91. Los Alamos National Laboratory, 1994.
6. Androsenko A.A., Androsenko P.A. et. al. Monte Carlo Simulation of Neutron Transport Process, Photons and Charged Particles. Preprint FEI-2205, Obninsk, 1991.
7. Androsenko P.A., Malkov M.R. Simulation of thermal neutron transport processes directly from the Evaluated Nuclear Data Files. // Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications, Proceedings of Monte Carlo 2000 Conference, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2001, p. 675
8. Eriksson J.R. Slow Neutron Scattering Routine from the Gas Model // Nuclear Science and Engineering vol. 41 No. 2, Aug. 1970, pp. 307–309.
9. Breismeister J.F. (Ed.): MCNP – Version 4A, LA-12625-M, November 1996.
10. Gomin E.A., Maiorov L.V. The MCU-RFFI Monte Carlo Code for Reactor Design Applications. Proc. Of Intern. Conf. On Mathem. And Comput., Reac. Phys. And Envir. Analyses. April, 30 – May, 4, 1995, Portland, Oregon, USA.
11. Андросенко П.А., Попова Г.В. Эффективный метод моделирования распределения Клейна-Нишшина-Тамма // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 1981. – Т. 21. – № 4.
12. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. – М.: Атомиздат, 1978.

Поступила в редакцию 20.11.2003

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ДВУМЯ ЭФФЕКТИВНЫМИ ОСКОЛКАМИ. ВЕРИФИКАЦИОННЫЕ РАСЧЕТЫ

Ю.В. Волков, О.Б. Дугинов

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



Проведены верификационные расчеты для модели межизотопных переходов с учетом нуклидов, наиболее значимых для баланса нейтронов, и двух эффективных осколков деления. Продемонстрирована возможность применения данной модели для тепловых и быстрых реакторов.

В качестве тестовых вариантов рассматривалось облучение тяжелого нуклида в тепловом спектре, соответствующем реакторам ВВЭР-1000 и РБМК-1000, а также в быстром спектре БН-600. Сравнивались результаты расчета вклада в нейтронный баланс осколков деления для модели межнуклидных переходов с учетом максимально возможного числа нуклидов (детальный расчет) и модели с наиболее значимыми нуклидами и двумя эффективными осколками. Расчет проводился в одногрупповом приближении. Поскольку для энергетических реакторов основным требованием является поддержание в течение длительного периода времени постоянного энерговыделения, то мощность была принятой постоянной. Учитывалось деление только одного делящегося нуклида (в данном случае ^{235}U). Отбор нуклидов, наиболее значимых для баланса нейтронов, проводился в соответствии с методикой, описанной в [1-3].

ЭФФЕКТИВНЫЕ ОСКОЛКИ ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ РЕАКТОРОВ

Вклад в баланс нейтронов в топливе реактора ВВЭР-1000 двух эффективных осколков и нуклидов, их образующих, представлен на рис. 1. Характеристики всех осколков деления для модели межнуклидных переходов с учетом максимально возможного количества нуклидов и модели с эффективными осколками (ЭО) сравниваются на рис. 2. Расчет проводился для различных значений потока нейтронов, характерных для реакторов этого типа [4]. В начале облучения активная зона содержала необлученное топливо. Отбор наиболее значимых нуклидов проводился по их эффективности для нейтронного баланса за весь период непрерывного облучения топлива, составивший ≈ 3 года. Отрицательные значения по оси ординат показывают, что происходит поглощение нейтронов.

Погрешности аппроксимации процессов взаимодействия с нейтронами для отобранных наиболее значимых нуклидов и эффективных осколков приведены в табл. 1.

Точное решение является суперпозицией десятков экспонент с широко варьирующимиися показателями. Поскольку построенная модель межнуклидных переходов с

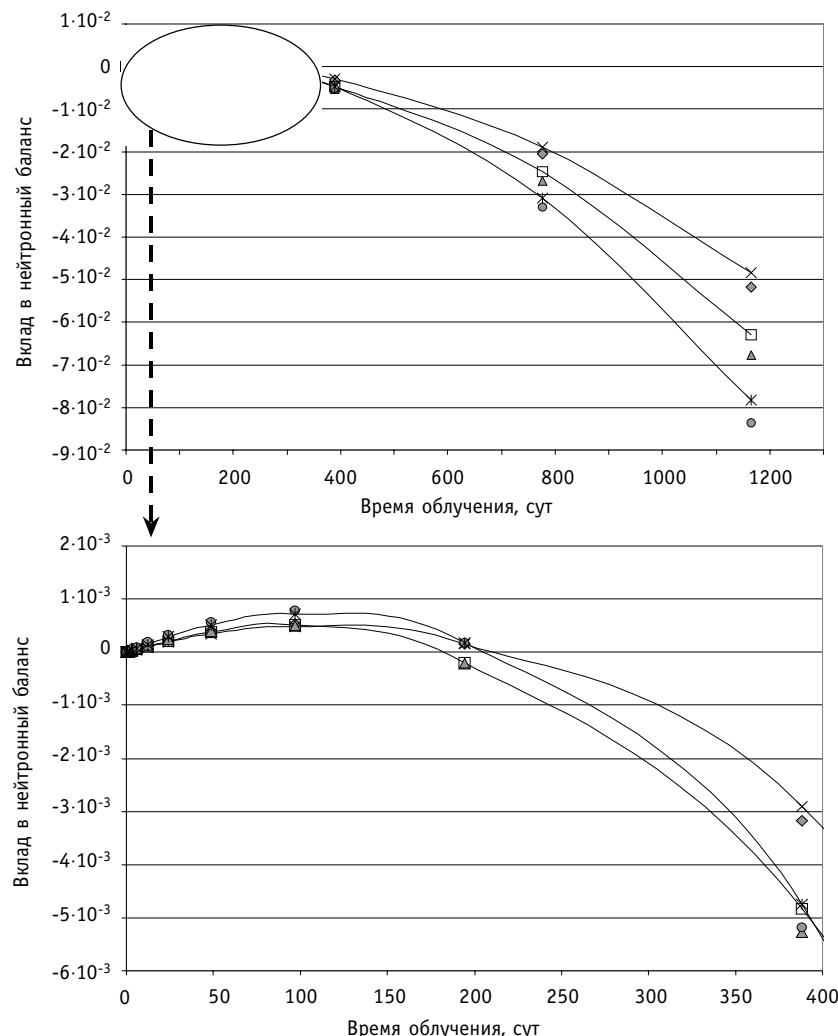


Рис. 1. Вклад в нейтронный баланс в топливе реактора ВВЭР-1000 двух эффективных осколков и нуклидов, их образующих: \diamond нуклиды, образующие Z_0 ($\Phi=3,0 \cdot 10^{14}$); \times эффективные осколки ($\Phi=3,0 \cdot 10^{14}$); \triangle нуклиды, образующие Z_0 ($\Phi=3,5 \cdot 10^{14}$); \square эффективные осколки ($\Phi=3,5 \cdot 10^{14}$); \circ нуклиды, образующие Z_0 ($\Phi=4,0 \cdot 10^{14}$); $*$ эффективные осколки ($\Phi=4,0 \cdot 10^{14}$)

эффективными осколками не учитывает цепочки образования тех или иных нуклидов (в том числе и наиболее значимых для баланса), то невозможно аппроксимировать процессы взаимодействия нуклидов с нейtronами одинаково хорошо на всем рассматриваемом интервале времени, используя комбинацию всего нескольких экспонент. Если полагать, что переходные процессы в топливе завершаются достаточно быстро (50-100 сут), то можно считать, что разработанная модель аппроксимирует взаимодействие с нейtronами отдельных нуклидов и их суммы с приемлемой для поисковых исследований точностью (7-17%).

Следует отметить, что разработанный метод определения параметров эффективных осколков позволяет учесть и тот факт, что в течение первых 200 сут облучения суммарный вклад в нейтронный баланс нуклидов, формирующих эффективные осколки, оказывается положительным. Это обусловлено тем, что в начале периода облучения, когда концентрация продуктов деления в топливе еще низка, положительный вклад в нейтронный баланс сравнительно короткоживущих ядер-предшественников запаздывающих нейtronов довольно велик. За 200 сут облучения короткожи-

Таблица 1

Относительные погрешности аппроксимации числа взаимодействий с нейтронами (%)

Время облучения, сут	3	12	49	97	194	388	777	1165
⁹⁴ Rb	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
⁹⁹ Tc	5.5	13.2	6.5	3.6	2.1	1.4	1.0	0.9
¹⁰³ Rh	2.7	1.3	3.1	3.2	4.5	4.7	5.7	6.1
¹³⁷ I	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
¹³¹ Xe	4.2	3.8	4.6	3.5	2.7	2.3	2.0	1.9
¹³⁵ Xe	1.0	0.3	0.1	0.1	0.1	0.0	0.0	0.0
¹³³ Cs	19.3	17.0	13.7	10.8	7.2	4.2	2.8	2.4
¹⁴³ Nd	42.5	3.6	16.6	11.3	9.8	7.5	4.8	3.9
¹⁴⁷ Pm	0.5	1.5	1.6	1.6	1.6	1.6	1.7	1.8
¹⁴⁹ Sm	1.5	11.2	15.3	12.4	9.2	5.4	5.3	0.5
¹⁵¹ Sm	14.5	19.7	15.6	11.8	9.7	7.4	5.7	0.3
Эффективные осколки	56.0	18.7	11.2	7.3	1.7	9.0	9.6	9.9
Все нуклиды	11.4	5.0	6.1	6.9	5.8	2.3	1.7	3.8

вущие нуклиды достигают состояния насыщения концентрации, а остальные поглощающие осколки успевают накопиться в достаточных количествах, чтобы начать вносить в баланс преимущественно отрицательный вклад.

Параметры эффективных осколков приведены в табл. 2. Расчет показал, что при изменении потока нейтронов список наиболее значимых нуклидов остается неизменным, и параметры эффективных осколков меняются незначительно. Поэтому для практических расчетов можно использовать усредненные значения параметров, выделенные жирным шрифтом.

Таким образом, в созданной модели для аппроксимации суммарного вклада осколков в нейтронный баланс (разности между числом рожденных и поглощенных осколком нейтронов за время t) в тепловом реакторе применяются несколько спе-

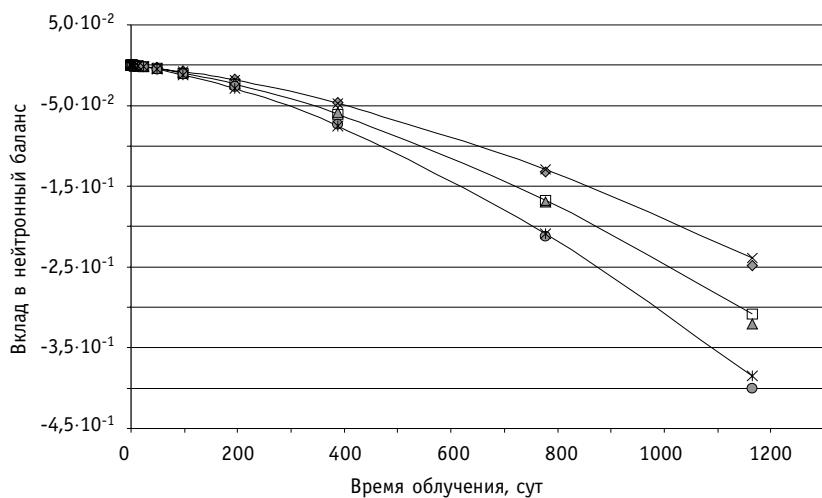


Рис. 2. Вклад всех осколков деления в нейтронный баланс в топливе реактора ВВЭР-1000 для моделей межнуклидных переходов с учетом максимально возможного количества нуклидов и с двумя эффективными осколками: ◆ все нуклиды ($\Phi=3,0 \cdot 10^{14}$); —×— модель с ЭО ($\Phi=3,0 \cdot 10^{14}$); △ все нуклиды ($\Phi=3,5 \cdot 10^{14}$); —□— модель с ЭО ($\Phi=3,5 \cdot 10^{14}$); ○ все нуклиды ($\Phi=4,0 \cdot 10^{14}$); —*— модель с ЭО ($\Phi=4,0 \cdot 10^{14}$)

Таблица 2

**Параметры эффективных осколков для реакторов
ВВЭР-1000 и РБМК-1000**

$\Phi, 10^{14}/\text{см}^2\text{с}$	ВВЭР-1000				РБМК-1000			
	3	3.5	4		2	2.5	3	
$\lambda_{\text{эо1}}, 10^{-5}/\text{с}$	1.33	1.33	1.33	1.33	1.33	1.33	1.33	1.33
$\sigma_{\text{эо2}}(n, \gamma)$, барн	1.7	1.5	1.5	1.57	1.78	1.77	1.75	1.77
$g_{\text{эо1}}, \%$	0.75	0.73	0.77	0.75	0.72	0.78	0.75	0.75
$g_{\text{эо2}}, \%$	160	159	162	160.3	159	160	160	159.7
$Z_{\text{эо1}}$	22	22	23	22	21	22	22	22
$A_{\text{эо1}}$	56	56	59	57	55	56	56	56
$Z_{\text{эо2}}$	65	65	65	65	65	65	65	65
$A_{\text{эо2}}$	164	164	164	164	164	164	164	164

циально отобранных наиболее значимых нуклидов, один эффективный осколок-предшественник запаздывающих нейтронов с периодом полураспада $T_{1/2} \approx 14.5$ ч и второй слабопоглощающий осколок с $\sigma_{(n,\gamma)} = 1.57$ барн для ВВЭР-1000 и $\sigma_{(n,\gamma)} = 1.77$ барн для РБМК-1000.

Характеристики осколков деления для реактора РБМК-1000 рассчитывались аналогично ВВЭР-1000. Вклад в баланс нейтронов всех осколков деления и эффективных осколков для реакторов ВВЭР и РБМК при одинаковом потоке нейтронов представлен на рис. 3, из которого следует, что в сумме осколки деления в реакторе РБМК вносят несколько больший вклад в нейтронный баланс, чем в реакторе ВВЭР. Это обусловлено более мягким спектром нейтронов в реакторах этого типа, что приводит к увеличению одногрупповых сечений деления и поглощения нейтронов. При прочих равных условиях облучения сечение деления тяжелого нуклида будет определять количество осколков деления в реакторе. Чем выше концентрация осколков, тем больше нейтронов ими рождается или поглощается. Таким образом, смягчение

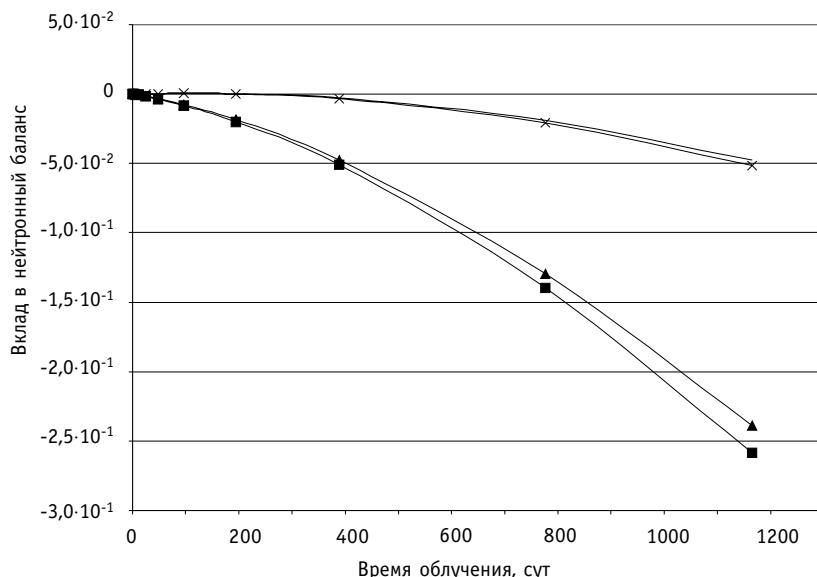


Рис. 3. Вклад в нейтронный баланс всех осколков деления и эффективных осколков для топлива реакторов ВВЭР-1000 и РБМК-1000: — ЭО ВВЭР-1000; -x- ЭО РБМК-1000; -▲- все осколки ВВЭР-1000; -■- все осколки РБМК-1000

спектра нейтронов приводит к росту числа поглощений нейтронов наиболее значимыми осколками деления в тепловом реакторе.

Выясним, какие осколки деления вносят в нейтронный баланс теплового реактора наибольший вклад. Относительные эффективности осколков за кампанию топлива ≈ 3 года приведены в табл. 3. Видно, что и для реактора ВВЭР, и для РБМК наиболее важными будут одни и те же нуклиды. По своему вкладу в нейтронный баланс эффективные осколки занимают вторую позицию и их эффективность сопоставима с эффективностью ^{135}Xe .

ЭФФЕКТИВНЫЕ ОСКОЛКИ ДЛЯ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

При исследовании характеристик осколков деления для реактора БН-600 кампания топлива принималась равной 1 году. Параметры эффективных осколков приведены в табл. 4; в табл. 5 – относительные эффективности осколков за кампанию топлива ≈ 1 год (поток $3 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^2\text{s}$). Вклад осколков деления в нейтронный баланс показан на рис. 4. Приведены расчетные данные, полученные с применением модели эффективного осколка. Результаты, полученные при учете максимально возможного числа осколков деления, отличаются от них незначительно и поэтому не приводятся. Из графиков видно, что суммарный вклад в нейтронный баланс всех осколков деления в начале облучения положительный и возрастает в течение первых 100-150 сут. Такая зависимость обусловлена тем, что в начале короткоживущие предшественники запаздывающих нейтронов дают положительный вклад в нейтронный баланс, а осколки, обладающие очень большими сечениями поглощения быстрых нейтронов, отсутствуют. Необходимо время для накопления поглощающих осколков в количествах, достаточных для внесения заметного отрицательного вклада в баланс. С увеличением интегрального потока нейтронов возрастает отрицательный вклад осколков в баланс. Примечательно, что при значении потока $2 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^2\text{s}$ осколки деления вносят положительный вклад в баланс нейтронов в топливе на протяжении всей кампании топлива. Иными словами, при таких параметрах облучения поглощающие осколки не успевают поглотить нейтронов больше, чем было испущено предшественниками запаздывающих нейтронов.

Не следует понимать данный результат следующим образом: поскольку осколки дают положительный вклад, то реактивность реактора растет. Изначально, когда реактор только выведен на номинальную мощность и критичен, в реакторе есть процессы, дающие как положительный вклад в баланс нейтронов (или реактивность), так и отрицательный. Сумма всех эффектов равна нулю. У осколков в начале работы быстрого реактора, по описанным выше причинам, преобладает положительная составляющая. С течением времени этот положительный вклад в баланс нейтронов уменьшается (что естественно, т.к. накапливают-

Таблица 3

Нуклид	Эффективность	
	ВВЭР	РБМК
^{135}Xe	0.304	0.300
^{149}Sm	0.088	0.088
^{143}Nd	0.081	0.080
^{147}Pm	0.061	0.061
^{103}Rh	0.050	0.050
^{133}Cs	0.044	0.044
^{131}Xe	0.036	0.037
^{151}Sm	0.034	0.033
^{99}Tc	0.032	0.032
^{94}Rb	0.011	0.011
^{137}I	0.010	0.010
Сумма	0.750	0.746
ЭО1+ЭО2	0.250	0.254

Таблица 4

$\Phi, 10^{15}/\text{cm}^2\text{s}$	2	3	4	5
$\lambda_{\text{ЭО1}}, 10^{-5}/\text{s},$	1.33	1.33	1.33	1.33
$\sigma_{\text{ЭО2}}(\text{n},\gamma), \text{барн}$	0.11	0.09	0.09	0.09
$g_{\text{ЭО1}}, \%$	0.25	0.2	0.19	0.22
$g_{\text{ЭО2}}, \%$	149	141	137	144
$Z_{\text{ЭО1}}$	17	16	16	18
$A_{\text{ЭО1}}$	44	42	42	45
$Z_{\text{ЭО2}}$	65	65	65	65
$A_{\text{ЭО2}}$	164	164	164	164

Таблица 5

Нуклид	Эффективность	Нуклид	Эффективность
⁹⁴ Rb	0.09	⁹⁵ Rb	0.027
¹³⁷ I	0.082	⁹⁷ Y	0.026
¹⁴⁷ Pm	0.051	¹⁴⁰ I	0.024
⁸⁹ Br	0.046	⁸⁷ Br	0.023
⁸⁸ Br	0.041	¹³⁸ I	0.018
⁹⁹ Y	0.039	¹⁰³ Rh	0.015
¹³⁹ I	0.038	¹⁴³ Nd	0.015
¹³³ Cs	0.033	¹⁴⁹ Sm	0.015
⁹⁰ Br	0.033	¹⁴⁵ Nd	0.014
⁹⁹ Tc	0.028	⁹⁷ Mo	0.012
⁹³ Rb	0.028		
¹⁰¹ Ru	0.027	сумма	0.725

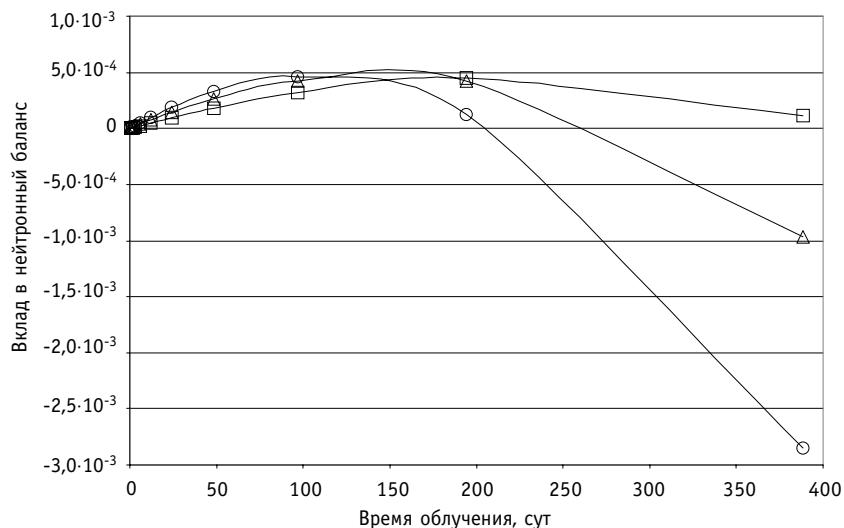


Рис. 4. Вклад осколков деления в нейтронный баланс в топливе быстрого реактора: \square – все осколки БН-600 ($\Phi=2,0 \cdot 10^{15}$); \triangle – все осколки БН-600 ($\Phi=3,0 \cdot 10^{15}$); \circ – все осколки БН-600 ($\Phi=4,0 \cdot 10^{15}$)

ся поглощающие нуклиды), но может на протяжении всей кампании оставаться положительным (как в приведенном примере).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты позволяют сделать вывод о том, что разработанная модель эффективного осколка на основе теории марковских цепей [2,3,5] с доходами позволяет корректно моделировать процессы взаимодействия осколков деления с нейтронами для любого типа реакторов.

Литература

1. Волков Ю.В., Дугинов О.Б., Клинов Д.А., Колесов В.В. Отчет о научно-исследовательской работе «Разработка и верификация марковской модели эффективного осколка деления» Марковская модель эффективного осколка деления (заключительный). № гос. регистрации 01200013135, И nv. № 02200100388, 2000.
2. Волков Ю.В., Дугинов О.Б. Марковская цепь с доходами для выбора наиболее значимых осколков деления. Общая модель//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – № 2. – С. 90-97.
3. Волков Ю.В., Дугинов О.Б. Представление осколков деления двумя эффективными осколками. Теоретическая модель//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2004. – № 2. – С. 31-37.
4. Колобашкин В.М., Рубцов П.М. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. Ховард Р. Динамическое программирование и марковские процессы. – М.: Сов. радио, 1964.

Поступила в редакцию 25.11.2003

УДК 621.039.524.4:621.039.519.2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ РЕАКТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИСПЫТАНИЮ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ФРАГМЕНТОВ ТВС ВВЭР-440 И ВВЭР-1000 ПРИ ПАРАМЕТРАХ АВАРИИ С ПОТЕРЕЙ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ. ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПО ЦИКЛУ ЭКСПЕРИМЕНТОВ «МАЛАЯ ТЕЧЬ»

А.В. Горячев, И.В. Киселева, В.М. Махин, В.Н. Шулимов
ФГУП «ГНЦ РФ НИИАР», г. Димитровград



Приведены основные результаты экспериментов на петлевой установке ПВП-2 реактора МИР по испытанию многоэлементных фрагментов ТВС реакторов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 при параметрах, характерных для конечной стадии аварии «малая течь» с некомпенсированной утечкой теплоносителя из первого контура.

В реакторе МИР более 10 лет проводятся испытания фрагментов ТВС ВВЭР в режимах аварий с потерей теплоносителя. В данной статье приведены основные сведения о методиках и результатах испытаний.

КЛАССИФИКАЦИЯ И ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ АВАРИЙ С ПОТЕРЕЙ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ НА ВВЭР

В соответствии с принятой классификацией в зависимости от величины дефекта трубопроводов первого контура течи теплоносителя разделяются на малые, средние и большие, вплоть до максимальной проектной аварии (МПА). Малые течи на реакторе ВВЭР-1000 связывают с разрывом трубопроводов диаметром до 80 мм, МПА определяют как разрыв трубопровода $\varnothing 850$ мм с двухсторонним истечением теплоносителя, весь промежуточный спектр дефектов относят к средним течам. Все перечисленные аварии, связанные с потерей теплоносителя, относятся к разряду проектных. Предусмотренные конструктором технические средства, если не происходит наложение нескольких отказов в работе оборудования, должны защищать активную зону реактора от перегрева. При этом температура топлива и других элементов ТВС не поднимается выше того значения, которое наблюдается при нормальной эксплуатации, что и обеспечивает безопасность активной зоны реактора. Исключение составляет МПА, при развитии которой не удается избежать кратковременного перегрева твэлов. Согласно расчетному прогнозу Генерального конструктора реактора, температура оболочки может повышаться до 700–1100°C для различных групп твэлов. Не-

© А.В. Горячев, И.В. Киселева, В.М. Махин, В.Н. Шулимов, 2004

смотря на это, предусмотренные проектом пассивные и активные системы аварийного расхолаживания защищают активную зону от разрушения, но возможна разгерметизация части оболочек твэлов [1].

Практический интерес представляет постановка имитационных экспериментов, в которых реализуются максимальные (экстремальные) параметры, характерные для той или иной аварии, при которых происходит наибольшее разрушительное воздействие на активную зону. Для аварий «малая течь» (МТ) и «средняя течь» (СТ) объектом для изучения является конечная стадия при отказе системы подпитки, при которой в активной зоне происходит раздел фаз теплоносителя и перегрев оболочки в результате осушения верхней части активной зоны. Если режим проектный (без дополнительных отказов оборудования), то параметры твэлов ниже номинальных, и поэтому нет предмета для исследования.

Особенность протекания аварий МТ и СТ состоит в том, что разделение фаз теплоносителя в активной зоне и, как следствие, перегрев оболочки происходит, как правило, при большем или близком давлении в первом контуре по сравнению с давлением газа внутри твэла. При этом уменьшается диаметр оболочки для необлученного твэла. Гидродинамические условия течения теплоносителя не ухудшаются. Вместе с тем в случае испытания высоковыгоревшего топлива возможно образование на оболочке вздутий. Основная задача таких экспериментов – изучение поведения твэлов и свойств материалов активной зоны, определение предельных параметров, при которых твэлы и другие элементы сохраняют свою целостность и прочностные характеристики, достаточные для сохранения охлаждения активной зоны и извлечения ТВС из реактора после завершения аварийного процесса.

Итак, цель испытаний и исследований состояла [2]:

- в подтверждении или уточнении критериев работоспособности твэлов и ТВС;
- в определении предельных параметров, при которых возможна разборка активной зоны после работы в режиме ухудшенной теплоотдачи;
- в получении данных для верификации и корректировки кодов.

Далее приведены основные результаты цикла экспериментов на реакторе МИР, выполненных по сценарию аварии «малая течь».

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТАНОВКИ ИМИТАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА РЕАКТОРЕ «МИР». МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ

Экспериментальное оборудование для проведения имитационных аварийных испытаний вследствие их специфики (необходимость реализации на опытных твэлах экстремальных параметров, возможность разгерметизации или даже разрушения твэлов и реализация стадии повторного смачивания (режима закалки или QUENCH-режима)) должно удовлетворять следующим требованиям:

- допускать работу при высоких уровнях активности теплоносителя;
- обладать техническими средствами реализации заданных параметров, характерных для той или иной аварии, и повторного смачивания при выходе из состояния перегрева.

На момент постановки задачи (1991 г.) реакторные стенды, удовлетворяющие указанным требованиям, отсутствовали. На реакторе МИР эксплуатировалась петлевая установка ПВП-2 [3], в которой возможна длительная работа при объемной активности теплоносителя 4 ГБк/л, а при отклонении от режима нормальной эксплуатации – кратковременно до 40 ГБк/л. Вместе с тем соответствующие технические средства реализации заданных режимов испытания отсутствовали. Было принято решение о проведении модернизации первого контура установки ПВП-2, которую

планировали провести в два этапа:

- 1) дооснащение установки для проведения испытаний «малая течь» (этап выполнен);
- 2) реконструкция установки для проведения эксперимента МПА реактора ВВЭР (разработан проект, изготовлено основное оборудование и проведены его стендовые испытания).

Принятию соответствующих технических решений предшествовала разработка методики (технологии) проведения имитационных экспериментов [2].

Поскольку искомым в испытаниях «малая течь» является конечное состояние ТВС, при котором достигается максимальная температура твэла при заданном давлении в первом контуре, переходный процесс можно реализовать в герметичном контуре петлевой установки уменьшением расхода теплоносителя (по расчету 7-12 г/с). Эта схема эксперимента была принята в качестве основной, и для ее реализации на первом этапе дооснащения первого контура установки ПВП-2 был спроектирован и смонтирован узел обеспечения и измерения малого расхода теплоносителя и подогреватель на входе в канал, после чего появилась возможность выполнения указанных экспериментов. Различные схемы выполнения операции повторного смачивания и расхолаживания обеспечивали системы установки ПВП-2 и реактора МИР. Наиболее сложным для воспроизведения в имитационном эксперименте является переходный процесс первой стадии МПА реактора ВВЭР вследствие большой скорости изменения параметров теплоносителя и топлива. Для этого

требуются специальные технические средства: система имитации потерь теплоносителя, которая в настоящее время разработана и испытана на теплогидравлическом стенде, но на петлевой установке ПВП-2 до сих пор не смонтирована. Поэтому в настоящее время существует техническая возможность постановки имитационных экспериментов МТ и МПА без реализации первой стадии экспериментов «большая течь».

Для проведения аварийных имитационных экспериментов было разработано и изготовлено испытательное оборудование (рис. 1, 2), которое по мере накопления экспериментальных данных и опыта эксплуатации устройства совершенствовалось и модернизировалось. В частности, введена тепловая изоляция по всей длине подъемного участка канала Фильда, оптимизировано оснащение канала и фрагмента ТВС датчиками контроля параметров, разработана технология установки термоэлектропреобразователей (ТЭП) в оболочке необлученных твэлов и датчиков контроля температуры топливных сердечников твэлов с высоким выгоранием. Тепловая изоляция снизила значение потребляемой мощности, что позволило приблизить конечное состояние фрагмента ТВС к реальному и сделать управляемым переходный процесс [2]. Разработаны 7- и 19-элементные фрагменты ТВС реакторов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000, причем более предпочтительным является 19-элементный пучок, т.к. в нем реализу-

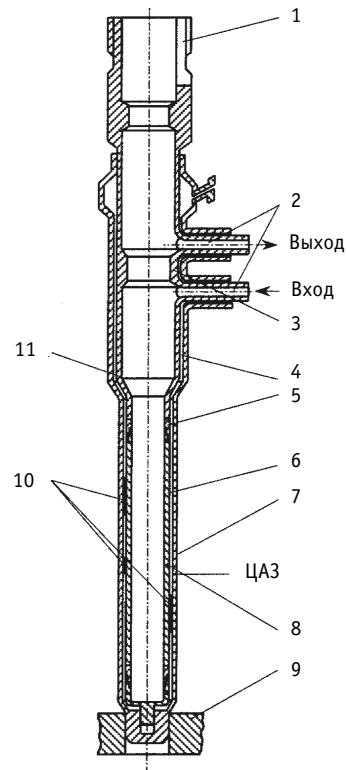


Рис.1. Общий вид канала: 1 – головка канала; 2 – патрубок циркуляционный; 3 – место уплотнения подвески; 4 – вакуумная полость; 5 – переходник сталь-цирконий; 6 – труба циркониевая; 7 – корпус защитный; 8 – датчик температуры; 9 – нижняя плита реактора; 10 – датчик нейтронного потока; 11 – корпус (ЦАЗ – центр активной зоны)

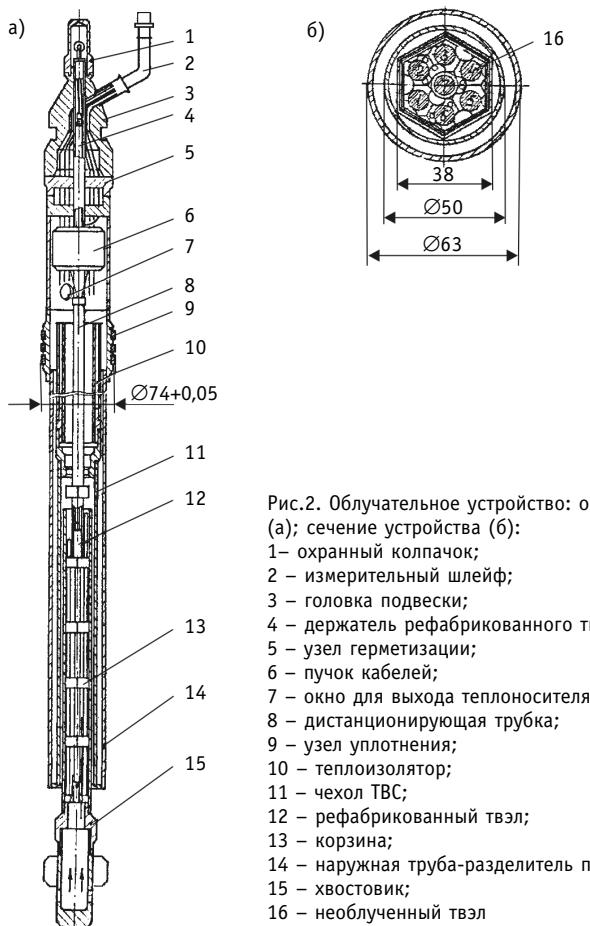


Рис.2. Облучательное устройство: общий вид (а); сечение устройства (б):
 1 – охранный колпачок;
 2 – измерительный шлейф;
 3 – головка подвески;
 4 – держатель рефабрикованного твэла;
 5 – узел герметизации;
 6 – пучок кабелей;
 7 – окно для выхода теплоносителя;
 8 – дистанционирующая трубка;
 9 – узел уплотнения;
 10 – теплоизолятор;
 11 – чехол ТВС;
 12 – рефабрикованный твэл;
 13 – корзина;
 14 – наружная труба-разделитель потока;
 15 – хвостовик;
 16 – необлученный твэл

ются все типы проходных ячеек в ТВС (центральные, граничные и угловые) и тем самым воспроизводится гидродинамика течения теплоносителя. Разработана типовая схема (рис.3) установки датчиков. В зависимости от конкретных целей экспериментов возможны различные схемы установки во фрагменте ТВС инструментованных и неинструментованных твэлов.

Для получения сравнительных данных о поведении необлученных и выгоревших твэлов (структурные изменения материала оболочки и топлива, отсутствие зазора в выгоревших твэлах, газовыделение из топлива при разогреве сердечника) в испытываемую ТВС устанавливают укороченные фрагменты отработавших штатных твэлов энергетического реактора, загерметизированных сваркой в защитной камере, и необлученные твэлы с пониженным обогащением топлива по ^{235}U . С учетом технических ограничений при дистанционной загрузке выгоревших твэлов принято, что максимальное количество выгоревших твэлов, одновременно устанавливаемых в экспериментальную ТВС (ЭТВС) три, при этом в один выгоревший твэл устанавливают ТЭП в центр топливного сердечника. В настоящее время проведены испытания топлива водо-водяного энергетического реактора (ВВЭР) с выгоранием 50-60 МВт·сут/кг U.

Методика и технология проведения имитационных экспериментов должны быть таковы, чтобы в переходном режиме можно было исключить возникновение кризиса теплообмена, при котором процесс становится неуправляемым, и явления «захлебывания». Поэтому предварительно необходимо выпарить теплоноситель из подъемного участка при пониженной мощности, при которой охлаждение твэлов переходит в зак-

ризисную область, минуя кризис теплообмена (кризис первого рода). Заданная динамика изменения температуры оболочки обеспечивается воздействием на мощность реактора.

Реализуется дисперсный режим течения теплоносителя в верхней половине фрагмента ТВС. В результате специальных исследований с применением датчиков паросодержания показано, что на расстоянии около 0,2 м от границы раздела фаз объемное паросодержание составляет не менее 0,95 и зарегистрированы мелкодисперсные капли воды в паре [4]. Указанный режим характерен как для условий аварий с частичным осушением активной зоны ВВЭР, так и для второй стадии МПА реактора ВВЭР-1000 – повторного залива. Таким образом, в отличие от многих стеновых («Параметр») и реакторных (PBF, FR-2, NSRR) экспериментов в испытаниях на реакторе МИР режим течения теплоносителя в ЭТВС близок к режиму течения теплоносителя в активной зоне ВВЭР, что важно для получения реальных данных о состоянии твэлов и ТВС после аварии.

Возможность постановки интегральных имитационных экспериментов на исследовательском реакторе определяется также их безопасностью. При обосновании безопасности эксперимента необходимы данные о накоплении и выделении в теплоносителе водорода различного происхождения, о выходе и распространении по контуру радиоактивных продуктов деления при разгерметизации твэлов и другие. Все это является предметом изучения, т.к. на стадии подготовки эксперимента указанные параметры могут быть только оценены [5].

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ «МАЛАЯ ТЕЧЬ»

Испытания фрагментов ТВС реактора ВВЭР в режиме «малая течь» проводили по специальному программе, при разработке которой учитывали необходимость

- достижения максимальной температуры оболочки, которая возможна на твэлах активной зоны реактора ВВЭР-1000 со средней (380 Вт/см) и высокой (447 Вт/см) линейной плотностью теплового потока в номинальном режиме;
- вариации давления в первом контуре, которое изменяется в широких пределах, характерных для аварии типа «малая течь», вследствие чего создаются различные условия нагружения оболочки – от сжатия до растяжения при перепаде давления 0,5–1,5 МПа;
- проведения экспериментов с различным временем выдержки фрагмента ТВС при экстремальных параметрах, которые обусловлены значением максимальной температуры.

Режимы испытаний:

- номинальный;
- имитационный с осушением твэлов при высоком и пониженном давлении теплоносителя в конечном состоянии фрагмента ТВС;
- повторное смачивание (QUENCH – режим) разогретой тепловыделяющей сборки;
- длительное расхолаживание.

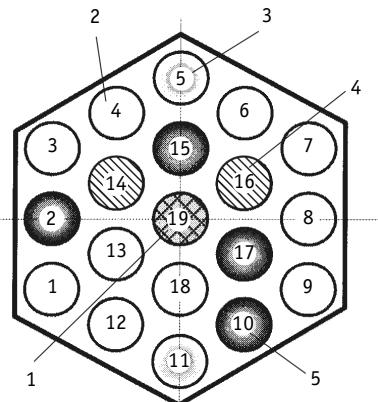


Рис.3. Схема размещения инструментов твэлов в дистанционирующей решетке экспериментальной ТВС:
рефабрикованный твэл с ТЭП внутри топливного сердечника (1);
неинструментированный твэл (2); твэл с ТЭП внутри топливного сердечника (3); рефабрикованный неинструментированный твэл (4); твэл с ТЭП на оболочке (5)

Режимы испытаний реализуются последовательно в одном эксперименте. Данные по результатам экспериментов «малая течь» приведены в табл. 1 [2, 4-10].

В экспериментах МТ-1, МТ-2, МТ-3 испытывали фрагменты ТВС реактора ВВЭР-1000, в экспериментах МТ-5 и МТ-5П – ТВС реактора ВВЭР-440.

При проведении посттестовых исследований изучали

- формоизменение оболочки;
- окисление оболочки;
- изменение структуры материала оболочки;
- механические свойства оболочки;
- газовыделение из топлива (эксперимент МТ-5П);
- содержание водорода в оболочке.

Эксперименты «малая течь» МТ-1, МТ-2, МТ-5, МТ-5П (необлученные твэлы) проведены в первом контуре петлевой установки при более высоком давлении, чем давление газа под оболочкой. Только в экспериментах МТ-3 и МТ-5 (фрагмент содержал выгоревший твэл) давление в первом контуре было меньше давления газа под оболочкой. Повторное смачивание твэлов во всех экспериментах реализовано быстрым сбросом мощности в заданный момент времени. Длительное расхолаживание твэлов осуществляли теплоносителем первого контура петлевой установки при температуре около 50°C.

Основные выводы по результатам испытаний сформулированы на основании данных измерения параметров непосредственно в канале реактора и посттестового исследования фрагментов в защитных камерах.

1. При температуре оболочки, не превышающей 900-950°C, концентрация водорода в теплоносителе (при нормальных условиях) составляет 12-15 см³/кг (по результатам измерения в процессе экспериментов МТ-1, МТ-3, время испытаний приведено в табл. 1). Концентрация водорода в теплоносителе, измеренная в эксперименте МТ-2, составила 80 см³/кг [5]. Водород образовался в результате пароциркониевой реакции, что подтвердили результаты посттестовых исследований.

Опыт испытаний подтверждает безопасность принятой технологии обращения с теплоносителем, содержащим водород в значительных количествах. Сброс парогазовой среды осуществляется в специальные емкости и разбавляется азотом. Объем помещений достаточен для исключения взрывоопасной концентрации в случае аварийной разгерметизации контура.

2. Все ЭТВС, кроме ЭТВС, испытанной в эксперименте МТ-2, были разобраны в защитной камере: твэлы, извлеченные из дистанционирующих решеток, разгерметизировались на стадии выдержки и разрушились при повторном смачивании, поэтому исследования проводили на горизонтальных шлифах после заливки фрагмента компаундом [2,6].

3. Радиоактивность, вышедшая в контур петлевой установки при разрушении изначально необлученных твэлов (эксперимент МТ-2), измеренная с помощью технологического спектрометра и штатной системы контроля радиационной безопасности, не превышала 8 Ки, что соответствует объемной активности теплоносителя 0,8 ГБк/л. В частности, выход ¹³³Xe из необлученного топлива составил 10⁻⁴ [7,8]. Установлены особенности выхода радионуклидов из топлива высоковыгоревшего твэла. По данным измерения состава газа под оболочкой твэлов (табл. 2) [9] и по скорости спада активности теплоносителя основной вклад в радиоактивность при разгерметизации высоковыгоревшего топлива вносят радиоактивные благородные газы (РБГ) и изотопы цезия.

В процессе эксперимента МТ-5 первый возможный выход радионуклидов из выгоревшего твэла при разгерметизации оболочки (800-850°C) не был зарегистриро-

Таблица 1

Основные параметры экспериментов «малая течь»

Эксперимент	Число твэлов в ЭТВС		Давление в первом контуре петлевой установки в режиме ухудшенной теплоотдачи, МПа	Реализованный температурный диапазон, °C	Время осушения, мин	Время выдержки при максимальной температуре, мин	Состояние твэлов	
	необлученных	выгоревших					герметичное	негерметичное
С повышенным давлением в первом контуре (обжатие оболочки):								
MT-1	18	-	12	530-950*	72	72	+	
MT-2	19	-	12	До 1200	100	3		+
MT-5	6	1**	4,9	750-1250	40	2		+
MT-5П	6	1***	5,6	700-930	35	3	+	
С пониженным давлением (вздутие оболочки):								
MT-3	19	-	4	650-730	25	25	+	

* Кратковременно, неинструментированный угловой твэл.

, * Выгорание 60 и 56 МВт·сут/кг U соответственно.

ван, а установлен только при посттестовых исследованиях (разгерметизация твэлов установлена по наличию окисления внутренней поверхности оболочки). При последующем увеличении температуры до 1250°C зафиксирован выход РБГ и цезия в теплоноситель (до 1%).

Полученные результаты показывают, что в рассматриваемых условиях выход из облученного топлива осколочных газов и других продуктов деления под оболочку твэла и в теплоноситель невелик, и «залповый» выход радиоактивности в контур не накладывает ограничений на проведение экспериментов. Импульсный выход радионуклидов в контур установлен на стадии изменения агрегатного состояния теплоносителя в канале (замена пара на жидкость).

4. Для всех твэлов, в которых давление газа под оболочкой было меньше, чем давление в контуре петлевой установки, в зоне осушения зафиксировано уменьшение диаметра оболочек необлученных твэлов до полного исчезновения исходного диаметрального зазора между топливом и оболочкой и продавливание оболочки между таблетками («антибамбук»)[2, 6]. Это оказывает отрицательное влияние на состояние оболочки при повторном смачивании. В рефабрикованных твэлах (эксперименты MT-5П и MT-5) из-за отсутствия зазора между таблетками и оболочкой продавливание оболочки не зафиксировано [9]. Для твэла фрагмента ТВС (эксперимент MT-3) перепад давления составлял 1,5 МПа и направлен от центра твэла, увеличение

Таблица 2

Состав газа под оболочкой облученного твэла с выгоранием 56 МВт·сут/кг U (эксперимент MT-5П)

Твэл	Объемная доля, %						
	He	N ₂	O ₂	Ar	CO ₂	Kr	Xe
Необлученный	99,86	<0,12	<0,02	<0,003	<0,001	-	-
Выгоревший	69,97	<0,39	<0,08	<0,003	<0,001	2,58	26,98

Примечание. Выход активности из топлива оценен в 7-9%, максимальная температура 1050°C, скорость нагрева 2-3°C/c, время выдержки 2 мин.

диаметра оболочки при таком перепаде составило 70 мкм.

5. При повторном смачивании твэлов, которое во всех экспериментах выполнялось быстрым уменьшением удельной мощности (ввод в активную зону стержней аварийной защиты), значение термошока составляло 300-470°C для всех фрагментов ТВС [10]. Для фрагмента ТВС в эксперименте МТ-2 термошок вызвал хрупкое разрушение оболочек твэлов [6].

6. Установлено увеличение массового содержания водорода в оболочках твэлов на участке осушения до $5 \cdot 10^{-3}\%$ (МТ-3) и $2 \cdot 10^{-2}\%$ (МТ-5П). Содержание водорода в оболочках твэлов в нижней части ЭТВС, залитой водой, не превышало $4 \cdot 10^{-3}\%$, а в оболочке твэла с выгоревшим топливом не отличалось от «свежих» твэлов МТ-5П [6].

7. В температурном диапазоне 850-950°C толщина оксидной пленки на поверхности оболочки не превышала 20 мкм для твэлов с необлученным и выгоревшим топливом. Особеностей в окислении оболочек выгоревшего твэла нет [9].

8. Механические характеристики оболочек, испытанных до температуры 890°C, измеренные на кольцевых образцах, остались на исходном уровне, что подтверждается и неизменностью структуры материала в зоне осушения, которая идентична для необлученных и рефабрикованных твэлов. В оболочке твэлов из фрагмента ТВС (эксперимент МТ-2) произошло значительное увеличение размера зерна, разрушение оболочки хрупкое, что свидетельствует о потере материалом пластичности при повышении температуры более 1000°C [2,6]. Принципиального различия в поведении оболочек необлученного и выгоревшего твэлов не установлено [9].

9. Взаимодействия дистанционирующих решеток (нержавеющая сталь) с материалом оболочки не зарегистрировано даже в наиболее «высокотемпературном» эксперименте МТ-2. При анализе температурных условий дистанционирующих элементов установлена их более низкая температура, чем смежных участков оболочки. Этот факт объясняется эффективным охлаждением решеток и прилегающих участков твэла при дисперсном режиме течения теплоносителя.

В заключение следует отметить, что по результатам непосредственного измерения параметров твэлов в канале реактора после разгерметизации твэлов (активность в контуре, водород в теплоносителе), в реакторе и по данным посттестового исследования делается вывод о безопасности проведения имитационных экспериментов типа LOCA.

До температуры 900-950°C оболочки твэлов сохраняют прочностные свойства на исходном уровне при незначительном окислении и гидрировании материала. При температуре более 1000°C происходит значительное увеличение толщины оксидной пленки и потеря прочностных свойств оболочки. На стадии повторного смачивания зафиксировано хрупкое разрушение оболочки.

Газовыделение из выгоревшего топлива под оболочку находится на низком уровне (~10%) при выгорании до 56 МВт·сут/кг U, что связано с низкой температурой топлива (900-1050°C).

По результатам сравнения результатов посттестового исследования необлученных и выгоревшего твэлов делается вывод, что поведение материала оболочек этих твэлов при нагреве в аварийном режиме не имеет существенных отличий.

В дисперсном режиме охлаждения решетки эксплуатируются при относительно низкой температуре, что снижает уровень взаимодействия решетки с оболочкой. Сравнительно низкая температура решетки обеспечивает сохранение ее прочностных свойств, что имеет существенное значение для разборки активной зоны ВВЭР после аварии и транспортировки ТВС.

Литература

1. Спассков В.П., Шумский А.М., Семишин В.П. и др. Реакторные исследования аварийного поведения активной зоны ВВЭР на петлевой установке ПВП-2 реактора МИР / Тр. междунар. конф. «Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР. Теплофизика-98». – Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ. – 1998. – Т. 2. – С. 42-51.
2. Махин В.М., Шулымов В.Н. Опыт проведения реакторных испытаний твэлов водо-водяных энергетических реакторов в режиме аварии с потерей теплоносителя (эксперименты «малая течь» на реакторе МИР) / Сб. тр. – Димитровград: ГНЦ РФ НИИАР, 1997. – Вып. 4. – С. 35-50.
3. Анисимов В.П., Бендерская О.С. Экспериментальные возможности петлевой установки ПВП-2 РУ МИР для испытаний твэлов ВВЭР в режимах с потерей теплоносителя / Сб. докл. семинара по динамике ЯЭУ. – Димитровград: НИИАР, 1966.
4. Джусов Ю.П., Махин В.М., Шулымов В.Н. Использование метода электроздондирования в реакторных экспериментах с осушением активной зоны ВВЭР в режиме «малая течь» / Тр. междунар. конф. «Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР. Теплофизика-95». – Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 1995. – Т. 1. – С. 127-132.
5. Бендерская О.С., Махин В.М., Абанькин А.К., Зотов Э.А. Газохимический мониторинг в петлевых экспериментах по обоснованию безопасности реакторов типа ВВЭР / Сб. докл. IV Межотраслевой конференции по реакторному материаловедению. – Димитровград: ГНЦ РФ НИИАР, 1995. – Т. 1. – С. 210-220.
6. Махин В.М., Шулымов В.Н. Экспериментальное изучение поведения многоэлементных ТВС и твэлов ВВЭР в аварийных режимах эксплуатации с потерей теплоносителя / Тр. междунар. конф. «Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР. Теплофизика-98». – Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 1998. – Т. 2. – С. 27-36.
7. Алексеев А.В., Махин В.М., Шулымов В.Н. Применение кода MELCOR для расчетного анализа параметров испытаний 19 – элементного фрагмента ТВС ВВЭР в канале исследовательского реактора МИР (эксперимент «малая течь-2») / Сб. тр. Димитровград: ГНЦ РФ НИИАР, 2000. – Вып. 4. – С. 49-60.
8. Алексеев А.В., Махин В.М., Шулымов В.Н., Ильенко С.А. Посттестовые расчеты по коду MELCOR выхода и переноса радионуклидов в реакторном испытании «малая течь-2» / Сб. докл. отраслевой конференции «Теплогидравлические коды для энергетических реакторов (разработка и верификация)». – Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 2001. – С. 184-186.
9. Горячев А.В., Киселева И.В., Махин В.М. и др. Результаты исследования поведения высоковыгоревших и «свежих» твэлов ВВЭР-440 в условиях аварии с осушением активной зоны / Тр. междунар. конф. «Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР. Теплофизика-98». – Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 1998. – Т. 2. – С. 338-346.
10. Махин В.М., Шулымов В.Н., Киселева И.В. и др. Особенности повторного залива твэлов ВВЭР в аварии типа LOCA / Сб. докл. отраслевой конференции «Гидродинамика и безопасность АЭС». – Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 1999. – С. 138-140.

Поступила в редакцию 9.08.2004

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ ANPEX

М.В. Кащеев, И.А. Кузнецов

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Приводится краткая информация о программе расчета процессов разгона реактора на мгновенных нейтронах. Программа характеризуется расширенной областью применения и дает возможность учета различных исходных состояний реактора.

НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

ANPEX

ЭВМ

PENTIUM или аналог

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для расчета энерговыделения в реакторе при разгоне его на мгновенных нейтронах создан новый двумерный код ANPEX [1] (сокращение от английских слов analysis of power excursions). Математическая модель кода ANPEX разработана в двух версиях, позволяющих рассчитать развитие аварии при возникновении вторичной критичности в расплавленной активной зоне, а также при быстром вводе большой избыточной реактивности в неповрежденный реактор с последующим его разгоном на мгновенных нейтронах. Таким образом, расширенная область применения – важная отличительная особенность кода ANPEX.

Код ANPEX позволяет рассчитать изменение реактивности и мощности реактора в аварийном процессе, зависимость количества энергии, выделяемой в аварийном процессе, от времени, поля температуры и давления, временное поведение тех же параметров. Возможно проведение расчетов в адиабатическом приближении, основанном на малой продолжительности аварийного процесса, с учетом энерговыделения в натрии и стали, а также расчетный анализ ситуации идеального теплообмена, когда принимается, что все составляющие ячейки характеризуются одной и той же температурой. Код ANPEX дает возможность учета различных исходных состояний реактора. Постановка задачи, реализованная в нем, достаточна универсальна.

Для описания нейтронной кинетики реактора используется пространственно-независимая модель. Получено новое реккурентное соотношение, позволяющее определить относительную плотность нейронов на следующем временном шаге.

Пространственное распределение энерговыделения для данной макрочастицы Лагранжа (лагранжевой ячейки) с учетом ее деформации выражается как произведение пространственно-независимой временной функции, рассчитываемой по уравнениям точечной кинетики, функции, которая не зависит от времени и определяет начальное пространственное распределение энерговыделения в реакторе, и множителя, характеризующего изменения удельного объема данной частицы. Начальное

© М.В. Кащеев, И.А. Кузнецов, 2004

пространственное распределение энерговыделения представляется в виде произведения максимального значения и радиального, и аксиального распределений.

Предполагается, что движение материалов реактора удовлетворяет уравнениям движения сжимаемой невязкой жидкости. Рассматривается случай цилиндрического реактора с осевой симметрией, т.е. предполагается, что не существует движения в азимутальном направлении φ и ни одно из свойств системы не зависит от φ . Положение материалов реактора в момент времени $t = 0$ определяется лагранжевыми координатами R, Z , а в более поздние моменты времени задается двумя переменными, для которых необходимо найти решение. Движение в реакторе характеризуется плотностью $\rho(R, Z, t)$, давлением $P(R, Z, t)$, температурой $T(R, Z, t)$ и скоростями материала в радиальном $u(R, Z, t)$ и аксиальном $v(R, Z, t)$ направлениях.

Для определения плотности ρ можно использовать уравнение сохранения массы, задав метод расчета объема лагранжевой массы, изменяющегося вследствие перемещения ее границ. В уравнениях сохранения количества движения содержится давление P , которое является суммой давления, рассчитанного в соответствии с уравнением состояния, и псевдовязкого давления.

При быстрых разгонах, когда происходит большой и быстрый рост давления, возможно возникновение ударных волн. Однажды возникнув, они образуют очень сложные узоры разрывов. При численном решении задач разгона реактора ударные волны рассчитываются по приближенной методике, разработанной фон Нейманом и Рихтмайером [2], в которой уравнения в частных производных модифицированы таким образом, что ударные волны учитываются автоматически. Фон Нейман и Рихтмайер разработали свою методику для случая одномерных ударных волн, однако впоследствии она была видоизменена и успешно применена для двумерного движения жидкости. В рассматриваемом случае дифференциальные уравнения модифицируются заменой в уравнениях движения и энергии давления величиной P , упомянутой выше. Псевдовязкое давление q , которое в физическом отношении не является реальной величиной, определяется соответствующим уравнением.

В модели кода ANPEX используются следующие граничные условия:

- материал на оси симметрии движется только в аксиальном направлении;
- $P(t)|_{\Gamma=0} = 0$, Γ – внешняя граница.

Условие b) соответствует случаю свободной внешней границы; кроме того, разработано и применяется в расчетах новое граничное условие, которое основано на втором законе Ньютона, используемом для определения ускорений в точках на границе, с переменной, зависящей от перемещения экрана, массой. Для расчета перемещения экрана решена задача кинетостатики.

В общем случае в модели кода ANPEX используется уравнение баланса энергии, которое выражает связь между изменением внутренней энергии на единицу объема частицы жидкости в течение интервала времени Δt , изменением ее удельного объема за время Δt и ядерной энергией, выделяемой за время Δt . Возможны модификации описания баланса энергии для различных расчетных условий. Кроме того, при проведении расчетов необходимо знание теплофизических свойств материалов в диапазоне параметров, представляющих интерес. Данные по свойствам были взяты из литературы.

Реактивность системы равна сумме вводимой реактивности, реактивности, обусловленной доплеровским эффектом, а также реактивности, вызываемой перемещением материала реактора из первоначальной конфигурации под влиянием возникающих в реакторе высоких давлений.

В качестве исходной точки в расчетах процесса разрушения принимается момент, когда реактор достиг (или почти достиг) критичности на мгновенных нейтронах. До-

бавка реактивности может быть вызвана выбросом натрия из активной зоны или перемещением топлива и оболочек твэлов, которое происходит с меньшей скоростью, чем при разрушении активной зоны. Скорость роста реактивности во время переходной стадии обычно принимается постоянной.

Учитывается зависимость коэффициента Доплера от массы натрия в ячейке. Распределение натрия по активной зоне может задаваться различным в расчетных вариантах. Общее изменение реактивности под влиянием движения материала определяется с учетом того, что конкретная ячейка содержит несколько составляющих.

Уравнение состояния играет важную роль в оценке выхода энергии при аварии и служит «мостом» между нейтроникой и гидродинамикой. Можно рассмотреть два случая. Первый соответствует осущененной активной зоне, а также активной зоне с частично сохранившимся жидким натрием, когда сжимаемость натрия игнорируется. Во втором случае учитывается сжимаемость натрия. При рассмотрении уравнения состояния, которое выражает зависимость от температуры и плотности, возможны два способа определения давления. Первый способ учитывает давление паров топлива, когда система является двухфазной. Второй способ применяется для определения давления нагреваемой жидкости. Оценки давления в чисто жидкоком состоянии можно получить, используя зависимость плотности топлива от температуры. Если топливная система – чисто жидккая, предполагается, что наклон кривой давление – температура постоянен для данной плотности топлива. При рассмотрении эффектов сжимаемости натрия задача становится более сложной. Хотя метод определения давления в данном случае, возможно, несколько громоздкий, он позволяет избежать итераций по давлению, допускает легкое изменение составов зон.

В коде ANPEX выполнен учет влияния газообразных продуктов деления. С точки зрения учета влияния газа можно рассмотреть два варианта:

- 1) активная зона реактора расплавлена и становится надкритической;
- 2) ввод избыточной реактивности в неразрушенную активную зону, например, из-за попадания в нее водорода.

В первом случае, когда твэлы уже разрушены, предполагается, что газ изначально присутствует в активной зоне. Во втором случае имеет место выход газа при разгерметизации твэлов. При выходе газа, сопровождающемся скачком давления, происходит расширение газа в рассматриваемой ячейке. Процесс расширения газа представляет политропный процесс. Практически значения показателя n политропного процесса лежат в интервале от 1 до k , где k – показатель изоэнтропы (адиабаты). Для большинства газов значения k находятся в интервале от 1 до 1,7. Для одноатомного идеального газа $k_{id} = 1,67$. В качестве значения n в уравнении политропного процесса можно взять среднее значение между 1 и 1,67.

Величина скачка давления при выходе газа может быть оценена по соответствующей формуле, которая содержит давление газа в твэле перед разрушением, объем V_1 газа в ячейке внутри твэла перед выходом газа и объем газа после разрушения; V_1 можно определить с использованием величины газового объема в твэле.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для решения уравнений точечной кинетики используется метод Каганова [3]. Его преимущество состоит в том, что он является «самонастраивающимся» и численно устойчив при относительно больших шагах по времени. В большинстве методов интегрирования при решении уравнений точечной кинетики для расчета n^{k+1} требуется знание n^k , n^{k-1} , n^{k-2} . Для начала расчета, иначе говоря, необходимо несколько начальных значений. Указанный недостаток может быть обойден использованием методов Рунге-Кутта. Однако часто обнаруживается, что требуемый временной шаг, дающий точные решения, очень ограничен.

Конечно-разностная схема, использованная в гидродинамике, является версией метода Kolsky [4]. Примененная схема получила название «метод средней точки». Было показано, что метод Kolsky может привести к полному изменению знаков ускорений, когда ячейка становится слишком искаженной. «Метод средней точки» стремится преодолеть указанный недостаток. Проведенное исследование целого ряда конечно-разностных схем позволило сделать вывод о том, что ни одна конечно-разностная схема не имеет явного превосходства над другими. Надо сказать, что ни одна схема не работает правильно с точки зрения получения результатов, когда искаженная ячейка отклоняется чрезмерно от первоначальной, однако на практике при проведении расчетов подобная трудность, как правило, не возникала.

На область решения задачи, которой является активная зона, наносится конечная координатная сетка, определяющая границы лагранжевых частиц. Положения, скорости и ускорения рассматриваются в вершинах конечно-разностной сетки, плотности и давления – как средние по ячейке.

Наиболее трудная часть численных расчетов в гидродинамике – конечно-разностное представление членов градиентов давления в уравнениях движения. Оценка градиентов давления в точке (I, J) может быть выполнена с использованием «метода средней точки».

Перемещения определяются в результате двойного интегрирования на шаге по времени ускорений. Расчет ускорений осуществляется по формулам, получающимся при конечно-разностной аппроксимации уравнений движения. Для повышения точности определения перемещений, что, очевидно, положительно оказывается на точности всего расчета, скорость находится в середине временного шага и, следовательно, является итерируемой в программе величиной. В итерациях скорости участвуют все блоки кода ANPEX.

ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Ограничения на область применимости программы вытекают из использованных методических допущений, а также из области параметров, характерных для разгона реактора на мгновенных нейтронах.

ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Определяется возможным сценарием аварии, мощностью ПЭВМ, дискретностью области решения и временным шагом. При расчете аварийного процесса, при котором происходит ввод реактивности со скоростью 20 долл/с в расплавленную гибридную активную с виброуплотненным МОХ-топливом реактора БН-600, на сетке 25×40 узлов с шагом по времени $\Delta t = 10^{-6}$ с единица времени физического процесса считается примерно за 13714 единиц процессорного времени в ОС WINDOWS XP на ПК AMD Athlon-XP2000+. Указанное большое значение коэффициента замедления обусловлено малой продолжительностью процесса и сложностью программы.

ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Возможности программы и структура исходных данных позволяют проводить расчеты последствий конкретных аварий с разгоном реактора на мгновенных нейтронах в обоснование безопасности реактора.

Программа содержит модуль, обрабатывающий результаты расчетов и формирующий выходные данные. Частота вывода информации в выходные файлы регулируется пользователем в файле исходных данных.

ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Нет.

ССЫЛКИ

1. Kascheev M.V., Kuznetsov I.A. et. al. Updating of Existing Computer Codes for Making Analysis of Final Stages of Beyond Design Accidents (Secondary Critically and Expansion Stage): Report Reg. № G-5990. - Obninsk, 2003. - 131 p.
2. Von Neumann J., Richtmyer R.D. A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamics Shocks // Journal of Applied Physics. - March 1950. - V. 21. - P. 232-237.
3. Kaganov J.J. Numerical Solution of the One-group Space-independent Reactor Kinetics Equations for Neutron Density Given the Excess Reactivity, ANL-6132, Feb 1960.
4. Kolsky H. G. A Method for the Numerical Solution of Transient Hydrodynamics Shock Problems in Two Space Dimensions, LA-1867, 1955.

ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Программа ориентирована на работу в операционных системах, позволяющих строить задачи, требующие не менее 5 Мб оперативной памяти.

ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран 90. Тексты обрабатываются компилятором COMPAQ VISUAL FORTRAN PROFESSIONAL EDITION 6.1.

ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

WINDOWS 98,WINDOWS 2000,WINDOWS XP.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Текст программы занимает около 96 Кб дискового пространства. Программа требует не менее 5 Мб оперативной памяти при решении задачи, на жестком диске необходимо иметь свободную память не менее 8 Мб для программы и расчетных данных. Размер объема выполняемого exe-файла 1,01 Мб.

АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

М.В. Кащеев, И.А. Кузнецов. ГНЦ РФ-ФЭИ, 249033, г. Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1.

ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Дискета с текстом оттранслированной программы, описание программы, описание применения, методический отчет.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Быстрый реактор. Тяжелая авария. Энерговыделение. Макрочастица Лагранжа. Компонента. Баланс энергии. Реактивность. Газ. Программа ANPEX.

Поступила в редакцию 17.05.2004

ИССЛЕДОВАНИЕ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЙ С МАЛЫМИ ТЕЧАМИ ПЕРВОГО КОНТУРА РЕАКТОРА ВВЭР-1000

А.Н. Шкаровский*, В.И. Аксенов*, Н.П. Сердунь**

*Концерн «Росэнергоатом», г. Москва

**Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск



Проведено численное исследование аварий с малыми течами первого контура реактора ВВЭР-1000 при работе реактора на номинальной мощности и при состоянии реактора «горячий останов». Показано, что во всех исследованных режимах аварийная защита и системы безопасности реактора обеспечивают расхолаживание активной зоны и ее подкритичность, т.е перевод реакторной установки в конечное безопасное состояние.

ВВЕДЕНИЕ

В ряду проектных аварий ядерных паропроизводящих установок (ЯППУ) с водоводяными реакторами определенное место занимают аварии с разрывом первого контура типа «малая течь», т.е. течей таких размеров, при которых переходные теплогидравлические процессы в контуре реактора характеризуются растянутостью во времени [1-3].

Целью настоящей работы является определение максимального размера малой течи теплоносителя первого контура при которой без вмешательства оператора происходит срабатывание аварийной защиты (АЗ-1), но не формируется сигнал на запуск систем безопасности (СБ) реакторной установки (РУ), т.е. не происходит автоматического запуска насосов впрыска борного раствора высокого давления по совпадению сигналов «снижение давления в первом контуре ниже 14,7 МПа» и «превышение скорости снижения давления в первом контуре 0,078 МПа» [1-3]. Исследование должно определить необходимо ли включать вручную СБ, и в случае этой необходимости, определить критерий включения. В процессе исследования рассмотрен диапазон мощности реактора от номинальной до состояния реактора «холодный останов».

КОНСТРУКЦИЯ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ (РУ)

Конструкция РУ проекта В-338 с реактором ВВЭР-1000 (первый блок Калининской АЭС) представлена в материалах технического проекта. Непосредственно с задачей расчетного анализа связаны следующие основные части РУ:

- реактор;
- циркуляционные петли;

© А.Н. Шкаровский, В.И. Аксенов, Н.П. Сердунь, 2004

- компенсатор давления (КД);
- парогенератор (ПГ);
- система аварийного охлаждения зоны (САОЗ);
- главные циркуляционные насосы (ГЦН).

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА

Перечень наиболее важных исходных данных, необходимых для расчета, приведен в табл. 1.

При расчете приняты следующие допущения:

- турбина работает в режиме поддержания давления в общем паровом коллекторе (ОПК) до момента закрытия стопорных клапанов турбогенератора;
- величина подпитки-продувки в исходном состоянии принята равной 20 т/ч.

Таблица 1

Перечень основных исходных данных

№п/п	Параметр	Значение
1	Начальная мощность реактора, МВт	3120
2	Давление теплоносителя на выходе из активной зоны, МПа	15,7
3	Температура теплоносителя <ul style="list-style-type: none"> - на входе в активную зону - на выходе из активной зоны 	291 324
4	Давление в ПГ, МПа	6,2
5	Расход теплоносителя через реактор при работе 4 ГЦН, м ³ /ч	80000
6	Максимальный расход подпитки первого контура при давлении 17,6/15,7/5,9/0,098 МПа т/ч	40/85/100/120
7	Температура подпиточной воды первого контура при работе продувки, °С	275
8	Температура подпиточной воды первого контура при отключении продувки за 180 с снижается, °С	с 275 до 70
9	Максимальный расход продувки первого контура при давлении 17,6/15,7/5,9/0,098 МПа, т/ч	100/80/40/20

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Расчет изменения параметров первого и второго контуров для режимов малой течи выполнялся по программе «Динамика-5» [4,5], при этом принималась следующая расчетная схема первого контура. Первый контур представлен тремя расчетными петлями:

- расчетная петля 1 – петля, к которой подключен КД, с весом 1;
- расчетная петля 2 – петля с весом 1;
- расчетная петля 3 – петля с весом 2, моделирующая две оставшиеся реакторные петли, которые считаются работающими в одинаковых условиях.

По длине циркуляции теплоносителя в каждой расчетной петле выделены три макроучастка – горячий трубопровод, теплопередающие трубы ПГ, холодный трубопровод. Горячий трубопровод представлен семью участками, трубы ПГ разбивались по длине на пять участков, холодный трубопровод состоит из семи участков. Дыхательный трубопровод, соединяющий КД с петлей 1, представлен тремя участками.

Сборная и напорная камеры реактора моделировались одним участком каждая. По высоте активная зона разбивалась на десять участков одинаковой длины.

Принятые в программе расчетная схема, методические допущения, корреляции и разностные схемы выбраны таким образом, чтобы обеспечить представитель-

ность результатов расчета.

В процессе расчетного анализа исследовалось изменение во времени всех параметров, характеризующих физическое состояние РУ, обусловленного протеканием аварийной ситуации.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Предварительный анализ показал, что для работы реактора на номинальной мощности малой течью является диапазон течей эквивалентным диаметром Ду 12–15 мм, а для состояния реактора «горячий останов» это диапазон течей Ду 38–39 мм.

Работа реактора на номинальной мощности

Примеры графиков изменения во времени некоторых параметров, характеризующих физическое состояние РУ в процессе развития аварийной ситуации, показаны на рис.1-4. Аналогичные графики получены для всех параметров РУ во всех рассмотренных вариантах исходных событий. Анализ и сопоставление графиков для каждого исходного события позволил проследить развитие аварийной ситуации и момент достижения условий срабатывания того или иного устройства системы управления и защиты реакторной установки.

Анализ результатов расчета показал, что при течи Ду 12 расход подпитки превышает сумму расходов продувки и течи (рис.1), что приводит к увеличению массы теплоносителя в первом контуре. Давление в первом контуре (рис.3) поддерживается за счет холодного впрыска в паровой объем компенсатора давления (КД).

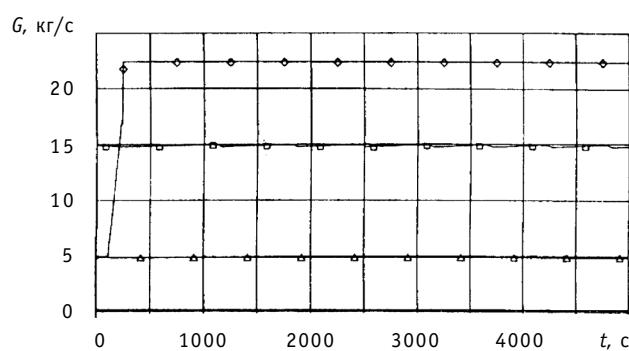


Рис.1. Течь первого контура Ду 12: □ - расход теплоносителя из течи; ◇ - расход подпитки; △ - расход продувки

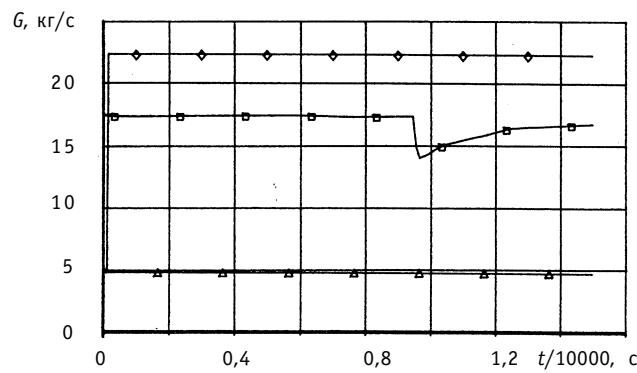


Рис.2. Течь первого контура Ду 13: □ - расход теплоносителя из течи; ◇ - расход подпитки; △ - расход продувки

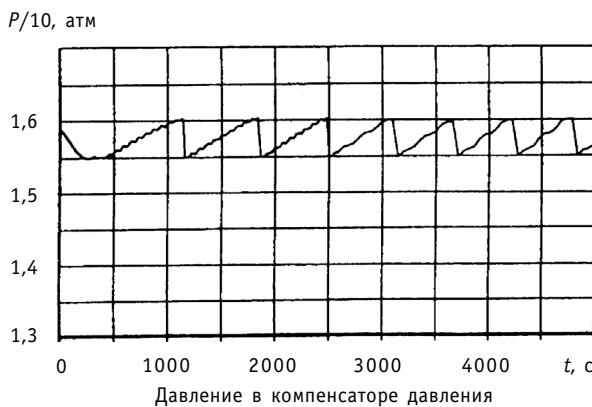


Рис.3. Течь первого контура Ду 12

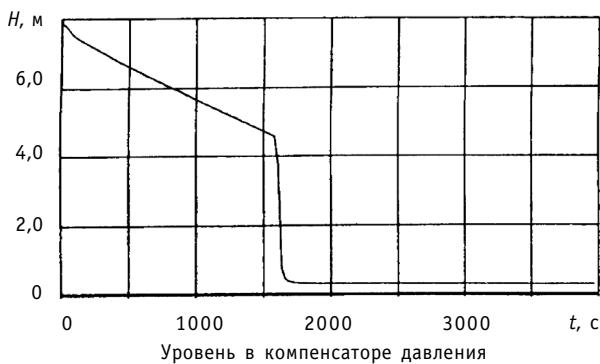


Рис.4. Течь первого контура Ду 15

Остальные параметры РУ поддерживаются органами автоматического регулирования в пределах диапазонов регулирования. Температура топлива и оболочек твэл сохраняют значения, близкие к номинальным.

Расход течи первого контура эквивалентным диаметром Ду 13 не компенсируется работой двух подпиточных насосов (см. рис.2). Поддержание давления в первом контуре на номинальном уровне обеспечивается работой компенсатора давления, однако при уменьшении массы теплоносителя в первом контуре за счет течи происходит снижение уровня в КД до уставки срабатывания АЗ-1. При срабатывании АЗ-1 давление в первом контуре уменьшается до значений ниже 14,7 МПа, а скорость этого снижения составляет 0,04 МПа/с.

Таким образом, при течи эквивалентным диаметром Ду 13 без вмешательства оператора происходит срабатывание АЗ-1, но не формируется сигнал на запуск систем безопасности. В течение всего времени развития аварийного процесса температура топлива и оболочек твэл сохраняют значения близкие к номинальным. Следует отметить, что развитие аварии происходит медленно, и за это время могут сформироваться сигналы на срабатывание систем безопасности по параметрам среды под защитной оболочкой реакторной установки.

При течи первого контура эквивалентным диаметром Ду 15 мощность реактора до срабатывания АЗ-1 поддерживается автоматическим регулятором мощности (АРМ). В течение всего аварийного процесса ГЦН остаются в работе, поддерживая необходимый расход теплоносителя через активную зону.

При снижении уровня в КД на 150 мм (рис. 4) регулятор уровня увеличивает

расход подпитки до 60 т/ч на первом подпиточном насосе, а через 10 с после этого включает второй подпиточный насос и доводит его расход до 20 т/ч. Данная течь не компенсируется работой двух подпиточных насосов, дисбаланс между расходами подпитки, с одной стороны, и продувки и течи, с другой стороны, равен 60 т/ч. Давление в первом контуре несколько снижается, но за счет работы регулятора давления не достигается уставка на срабатывание А3-1 по этому сигналу. Однако уровень воды в КД снижается до уставки срабатывания аварийной защиты по сигналу $H = 4$ м. Регулятор турбины работает в режиме поддержания давления в общем паровом коллекторе и при снижении давления до 4,9 МПа закрывает стопорные краны турбогенератора. После срабатывания А3-1 давление в первом контуре становится ниже 14,7 МПа, при этом в период с 1608–1634 с (как показывает анализ соответствующего графика) скорость снижения давления достигает 0,078 МПа/с.

Таким образом, при течах в первом контуре эквивалентным диаметром 15 мм и выше, при работе реактора на номинальной мощности без вмешательства оператора имеет место срабатывание А3-1 и формируется сигнал на запуск систем безопасности по совпадению сигналов «снижение давления в первом контуре ниже 14,7 МПа и превышение скорости снижения давления в первом контуре 0,078 МПа/с».

Исходное состояние реактора – «горячий останов»

Для этого состояния реактора рассмотрены течи первого контура эквивалентным диаметром Ду 38 и Ду 39 в двух вариантах:

- без отключения оператором всех ГЦН по уменьшению запаса (по температуре теплоносителя) до вскипания в первом контуре ниже 15°C;
- с отключением оператором всех ГЦН по этому же параметру.

Для Ду 38 и Ду 39 мощность реактора поддерживается на уровне 1% от номинальной в течение всего аварийного процесса. При снижении уровня в КД на 150 мм регулятор уровня увеличивает расход подпитки первого подпиточного насоса до 60 т/ч, включает второй подпиточный насос и доводит его расход до 20 т/ч.

При течи эквивалентным диаметром Ду 38 течь не компенсируется расходом двух подпиточных насосов и давление в первом контуре снижается до уставки срабатывания герметичных емкостей (ГЕ) САО3. Однако скорость снижения давления не достигает величины 0,078 МПа, и насосы вспрыска бора высокого давления в работу не включаются. В обоих вариантах (при работающих и при неработающих ГЦН) происходит опорожнение КД и вскипание теплоносителя первого контура. Работа ГЕ САО3 поддерживает давление в первом контуре на уровне ~ 5 МПа. В этом режиме не наступает кризис теплообмена (запас до кризиса больше 1,0) и температура оболочек твэл не превышает номинального значения.

Таким образом, при течи эквивалентным диаметром 38 мм и при начальном состоянии реактора «горячий останов» сигнал на запуск систем безопасности по совпадению сигналов «падение давления в первом контуре и скорость падения этого давления» не формируется, но условие бескризисного охлаждения зоны обеспечивается.

При тех же условиях, но при течи эквивалентным диаметром 39 мм в период 110-137 с аварийного процесса давление в первом контуре становится ниже 14,7 МПа, а скорость снижения давления достигает значения 0,081 МПа/с. Так в этих условиях формируется сигнал на запуск систем безопасности и вмешательства оператора не требуется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа реактора на номинальной мощности

При течи эквивалентным диаметром 12 мм при работе двух подпиточных насосов не происходит срабатывания аварийной защиты и запуск систем безопасности. В этой аварии вмешательство оператора потребуется для определения наличия течи и выполнения необходимых действий по останову реактора и расхолаживанию реакторной установки.

При течах эквивалентным диаметром $12 < \text{Ду} < 15$ мм без вмешательства оператора имеет место срабатывание аварийной защиты, но не происходит автоматического запуска систем безопасности. Однако развитие аварии происходит медленно и вмешательство оператора по включению систем безопасности потребуется только после срабатывания АЗ-1 из-за изменения параметров среды в контейнере.

Состояние реактора – «горячий останов»

При течах эквивалентным диаметром $\text{Ду} \geq 38$ мм не происходит автоматического запуска систем безопасности, однако работа пассивной системы САОЗ обеспечивает надежное охлаждение активной зоны реактора в течение не менее 1,5 ч.

При течах эквивалентным диаметром $\text{Ду} \geq 39$ мм формируется сигнал на запуск систем безопасности, т.е. вмешательства оператора не требуется.

Во всех исследованных режимах обеспечивается две основных функции безопасности – управление мощностью (подкритичность реактора) и охлаждение топлива и, как следствие, обеспечивается третья основная функция безопасности – нераспространение радиоактивных веществ за пределы контейнера.

Литература

1. Долгих Е.В., Фукс Р.Л. Анализ аварийного режима малой течи / Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР. Международн. семинар «Теплофизика-90» (25-28 сентября 1990 г.): Тез. докл. – Обнинск: ФЭИ, 1990. – С. 51.
2. Балунов Б.Ф., Гурьянов С.В., Югай т. и др. Теплообмен в частично осущененной активной зоне водо-водяного реактора при «малой течи» / Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР. Международн. семинар «Теплофизика-90» (25-28 сентября 1990 г.): Тез. докл. – Обнинск: ФЭИ, 1990. – С. 56-57.
3. Диденко Н.К., Иванов В.В., Иванов В.Н. и др. О физическом моделировании малых течей теплоносителя в гермообъемах / Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР. Международн. семинар «Теплофизика-90» (25-28 сентября 1990 г.): Тез. докл. – Обнинск: ФЭИ, 1990. – С. 94.
4. Программа для ЭВМ. Расчет нестационарных режимов энергетических установок с ВВЭР «Динамика-5». Методика расчета 8624606.00306-01001. – ГКАЭ ОКБ «Гидропресс», 1989.
5. Зайцев С.И., Беляев Ю.В., Вавилина А.А. Расчет стандартных задач МАГАТЭ по программам «Динамика» и «Течь» / Теплофизические аспекты безопасности ВВЭР. Международный семинар «Теплофизика-90» (25-28 сентября 1990 г.): Тезисы докладов. – Обнинск: ФЭИ, 1990. – С. 53.

Поступила в редакцию 7.06.2004

ТОПЛИВНЫЕ ЦИКЛЫ С ГЛУБОКИМ ВЫГОРАНИЕМ: АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ

**Э.Ф. Крючков*, М.Ю. Терновых*, Г.В. Тихомиров*, Ли Цзинъхун*,
А.Н. Шмелев*, М. Сaito****

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

** *Токийский институт технологии, г. Токио*



Топливные циклы легководных реакторов с глубоким выгоранием (более 100 ГВт·сут/т), как правило, содержат большое количество делящихся материалов. Это приводит к формированию спектра нейтронов более жесткого, чем в традиционных легководных реакторах. Изменение спектра и существенное количество нетрадиционных для реализуемых топливных циклов изотопов, например, ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{231}Pa , ^{232}U , приводит в таких топливных композициях к значительным изменениям коэффициентов реактивности по сравнению с урановым топливом. В работе рассмотрены топливные циклы с глубоким выгоранием на основе Th–Pa–U и U–Np–Pu топливных композиций. Проведены расчеты коэффициента размножения и пустотного коэффициента реактивности для различных глубин выгорания и различных параметров решетки. Предлагаются алгоритм анализа роли изотопа в значении этих коэффициентов и различные способы повышения уровня безопасности топливных циклов с глубоким выгоранием.

ВВЕДЕНИЕ

При разработке топливных циклов с глубоким выгоранием часто рассматривают-ся композиции с нетрадиционными изотопами ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{231}Pa , ^{232}U и высокой концентрацией делящихся изотопов [1–3]. Расчеты параметров топливного цикла обычно проводятся для решеток традиционных легководных реакторов, например, ВВЭР в работе [1] и PWR в работе [2]. Выбор традиционных решеток оправдан из соображений технологии, но может оказаться не оптимальным с других точек зрения.

В настоящей работе рассмотрены топливные циклы с возможностью достижения глубокого выгорания на основе Th–Pa–U и U–Np–Pu топливных композиций. Проведены расчеты коэффициента размножения бесконечной решетки твэлов при различных соотношениях топливо–замедлитель и различных глубинах выгорания. В расчетах использовались комплексы программ SCALE [4] и MCNP [5].

Для рассматриваемых топливных композиций зависимость коэффициента размножения от количества замедлителя существенно отличается от традиционного уранового топлива с обогащением менее 5% по изотопу ^{235}U . При фиксированных пара-

© Э.Ф. Крючков, М.Ю. Терновых, Г.В. Тихомиров, Ли Цзинъхун, А.Н. Шмелев,
М. Сaito, 2004

метрах решетки твэлов возможно появление положительных значений пустотного коэффициента реактивности. Здесь и далее под пустотным коэффициентом реактивности понимается величина $\Delta k = k(\rho) - k(\rho_0)$, где ρ – пониженная плотность теплоносителя, а ρ_0 – плотность теплоносителя в рабочем состоянии. Следует отметить, что наличие большого количества резонансных поглотителей в топливной композиции приводит к отрицательному значению доплеровского коэффициента реактивности во всем диапазоне рабочих температур топлива и кампании реактора. Поэтому безопасность рассматриваемых систем определяется, в первую очередь, пустотным коэффициентом реактивности. Наличие положительных коэффициентов реактивности недопустимо с точки зрения безопасной эксплуатации реактора, поэтому был проведен анализ возможных причин появления положительного пустотного коэффициента реактивности и предложены пути для борьбы с этим эффектом.

ПУТИ ДОСТИЖЕНИЯ ГЛУБОКОГО ВЫГОРАНИЯ

Вопросу увеличения глубины выгорания ядерного топлива легководных реакторов всегда уделялось много внимания. Последние 20 лет средняя глубина выгорания ядерного топлива в реакторах типа PWR постоянно растет, а максимальная глубина выгорания уже достигла значений 70–80 ГВт·сут/т. Увеличение глубины выгорания сегодня достигается за счет увеличения начального обогащения топлива, при этом для компенсации начального запаса реактивности часто используется Gd в качестве выгорающего поглотителя. Увеличение начального обогащения традиционного U-Pu топлива в легководных реакторах приводит к уменьшению коэффициента конверсии, что негативно сказывается на общей эффективности топливного цикла. Наличие в топливе выгорающих поглотителей, например, Gd, связывает большой начальный запас положительной реактивности. Однако после выгорания такого поглотителя, которое происходит довольно быстро, избыточная реактивность должна быть связана традиционными методами: поглощающими стержнями и добавлением бора в теплоноситель.

Сформулируем нейтронно-физические условия, выполнение которых необходимо для достижения глубины выгорания топлива более 150 ГВт·сут/т, которое в данной работе называется «глубоким» выгоранием:

- значимая доля реакций деления должна проходить на изотопах, появляющихся в топливе из сырьевых нуклидов; для характеристики данного процесса можно использовать отношение доли делений на данных изотопах за всю кампанию к общему числу делений;
- большая глубина выгорания не должна приводить к значительному превышению коэффициента размножения ячейки над 1 в любой момент времени.
- коэффициенты реактивности реактора (пустотный, плотностной, температурный и т.д.) всегда должны отвечать условиям безопасной эксплуатации реактора, т.е. быть отрицательными.

Принципиальным, на наш взгляд, является условие, обеспечивающее активное использование сырьевого нуклида в процессе выгорания топлива. Идеальным топливным циклом с точки зрения достижения максимальной глубины выгорания может считаться бридинговый режим выгорания, при котором коэффициент размножения реактора не изменяется с течением времени. Другими словами, положительная реактивность, связанная с появлением новых делящихся ядер, за любой интервал времени компенсирует отрицательную реактивность, связанную с исчезновением делящихся ядер и накоплением продуктов деления. Сформулированные условия можно записать в виде формул (1) и (2), записанных относительно одногрупповых констант и концентраций тяжелых нуклидов.

$$\frac{(v_f \cdot \sigma_f)^1 \cdot \rho^1}{\sigma_c^2 \cdot \rho^2 + \sigma_{cf}^1 \cdot \rho^1} \geq 1, \quad (1)$$

$$\frac{(v_f \sigma_f)^1 \cdot \left(\rho^1 - \left(\frac{\Delta \rho^1}{\Delta t} \right) \cdot \Delta t \right) + (v_f \sigma_f)^3 \cdot \left(\frac{\Delta \rho^3}{\Delta t} \right) \cdot \Delta t}{\sigma_c^2 \left(\rho^2 - \left(\frac{\Delta \rho^2}{\Delta t} \right) \cdot \Delta t \right) + \sigma_{cf}^1 \cdot \left(\rho^1 - \left(\frac{\Delta \rho^1}{\Delta t} \right) \cdot \Delta t \right) + \sigma_{cf}^3 \cdot \left(\frac{\Delta \rho^3}{\Delta t} \right) \cdot \Delta t + \tilde{\sigma}_c^{fp} \cdot \left(\frac{\Delta \rho^{fp}}{\Delta t} \right) \cdot \Delta t} \geq 1, \quad (2)$$

где индексы обозначают: 1 – начальный делящийся изотоп; 2 – сырьевой нуклид; 3 – нарабатываемый делящийся нуклид, fp – эффективный осколок деления.

Предлагаемые формулы можно использовать при подборе топливных композиций со свойствами глубокого выгорания, при этом необходимо применять итерационный процесс, т.к. одногрупповые константы зависят от спектра нейтронов, который, в свою очередь, определяется топливной композицией.

В последние годы было предложено ряд топливных циклов легководных реакторов, в которых добавление в традиционное топливо некоторых «экзотических» нуклидов, приводило к выполнению условий достижения глубокого выгорания. При этом добавляемый тяжелый нуклид одновременно выполняет роли выгорающего поглотителя и сырьевого нуклида. Выгорая параллельно делящемуся нуклиду, он обеспечивает приток новых делящихся ядер и удерживает коэффициент размножения реактора на одном уровне. Высокие концентрации тяжелых ядер с большими сечениями поглощения значительно уменьшают в предложенных циклах отрицательную роль накопления продуктов деления.

Как показали исследования, режим глубокого выгорания в условиях легководного реактора можно осуществить, если, например, использовать топливо, в составе которого содержится Ra-231 или Np-237. При этом будут реализовываться цепочки изотопных превращений, которые обладают несколькими замечательными свойствами. Прежде всего, заметим, что нуклиды Ra-231 и Np-237 являются поглотителями нейтронов практически во всем реакторном диапазоне энергий нейтронов, в этих цепочках они будут играть роль не только своеобразного «сыревого элемента», но и проявляются как «выгорающие» поглотители. Например, в [1] было показано, что топливные композиции с добавлением Ra-231 могут характеризоваться стабилизованными размножающими свойствами до очень глубоких выгораний (30% НМ и даже более) в условиях легководного реактора.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ

Для анализа конкретных топливных циклов легководного реактора необходим выбор ряда параметров:

- состав топливной композиции;
- конструкция твэла (диаметр топлива, толщина оболочки);
- параметры решетки твэлов (тип решетки, шаг решетки).

Опираясь на перечисленные выше идеи, для анализа были выбраны следующие топливные композиции: $(^{232}\text{Th} (69\%) + ^{231}\text{Ra} (15\%) + ^{233}\text{U}(16\%))\text{O}_2$ и $(^{238}\text{U} (70\%) + ^{237}\text{Np} (10\%) + ^{239}\text{Pu} (20\%))\text{O}_2$. Была рассмотрена треугольная решетка твэлов с внутренним диаметром 0,772 см и внешним диаметром 0,9164 см. Шаг решетки равен 1,275 см. Данные параметры соответствуют параметрам российского реактора ВВЭР-1000 [6].

Для обеспечения возможности достижения глубокого выгорания при рассмотре-

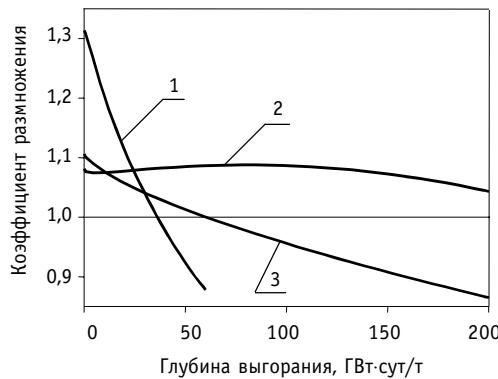


Рис. 1. Зависимость коэффициента размножения топливной ячейки от глубины выгорания:
1 – UO_2 (4,4% ^{235}U);
2 – $(^{232}\text{Th} (69\%) + ^{231}\text{Pa} (15\%) + ^{233}\text{U} (16\%))\text{O}_2$;
3 – $(^{238}\text{U} (70\%) + ^{237}\text{Np} (10\%) + ^{239}\text{Pu} (20\%))\text{O}_2$

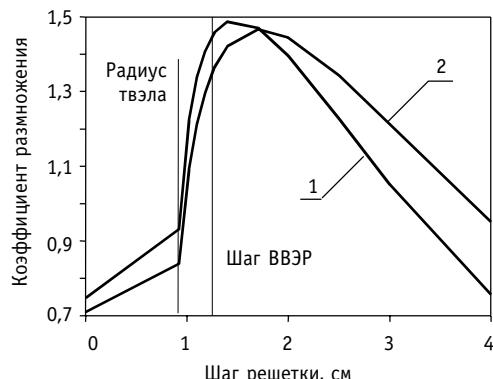


Рис. 2. Зависимость коэффициента размножения ячейки с топливом UO_2 (4,4% ^{235}U) от шага решетки:
1 – холодное состояние; 2 – горячее состояние

НИИ исследуемых типов топлива, в качестве материала оболочки была выбрана нержавеющая сталь. Расчеты проводились по комплексу программ SCALE (модуль SAS2H), специально предназначенному для анализа топливных циклов легководных реакторов [4]. Зависимости коэффициента размножения бесконечной системы топливных стержней от глубины выгорания приведены на рис. 1.

Коэффициент размножения ячейки с топливом, содержащим изотопы протактиния и нептуния, как видно из рис. 1, имеет более пологую форму, чем коэффициент размножения традиционной ячейки, что позволяет достичь глубоких выгораний (150 ГВт·сут/т и более). Однако в связи с тем, что предлагаемые топливные композиции содержат большие количества изотопов с большим сечением поглощения нейтронов в тепловой области, возникает вопрос о выборе шага топливной решетки и оценки коэффициентов реактивности (прежде всего пустотного) в данной системе.

Зависимость коэффициента размножения топливных ячеек от шага треугольной решетки представлена на рис. 2–4. График внутри области твэл соответствует обезвоживанию максимально плотной решетки, а точка при шаге, равном нулю, – полностью осушению решетки максимальной плотности.

Для традиционной топливной композиции (как видно из рис. 2)

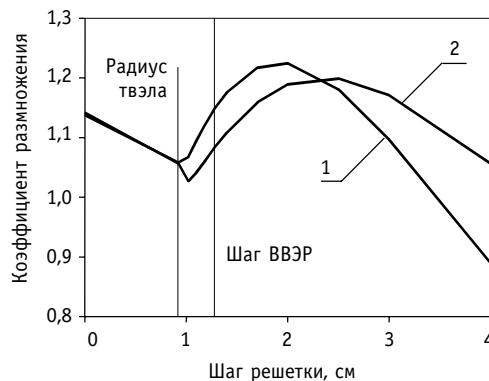


Рис. 3. Зависимость коэффициента размножения ячейки с топливом $(^{232}\text{Th} (69\%) + ^{231}\text{Pa} (15\%) + ^{233}\text{U} (16\%))\text{O}_2$ от шага решетки: 1 – холодное состояние; 2 – горячее состояние

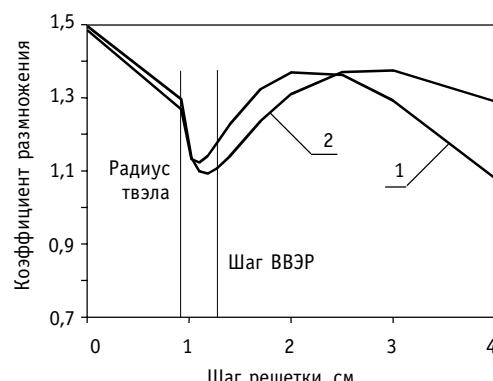


Рис. 4. Зависимость коэффициента размножения ячейки с топливом $(^{238}\text{U} (70\%) + ^{237}\text{Np} (10\%) + ^{239}\text{Pu} (20\%))\text{O}_2$ от шага решетки: 1 – холодное состояние; 2 – горячее состояние

- шаг решетки ВВЭР отвечает условию отрицательности пустотного коэффициента реактивности и находится практически в области оптимума по начальному запасу реактивности;
- увеличение уран-водного отношения приводит к снижению начального запаса реактивности, а уменьшение может привести к появлению положительного пустотного коэффициента реактивности;
- обезвоживание самой тесной возможной решетки приводит к отрицательному пустотному коэффициенту реактивности.

Значения коэффициента размножения для шага ВВЭР были рассчитаны как по программе MCNP, так и по программе SCALE. Совпадение расчетных значений коэффициента размножения, полученных по разным программам, между собой и со значениями, приведенными в работе [6], демонстрирует, на взгляд авторов, адекватность используемых моделей.

Анализ рис. 3 и 4 и сравнение их с рис. 2 приводит к следующим выводам:

- шаг решетки ВВЭР не является оптимальным для данных топливных композиций, поскольку уменьшение уран-водного отношения в широком диапазоне приводит к возрастанию запаса начальной реактивности при сохранении отрицательного пустотного коэффициента реактивности;
- незначительное увеличение уран-водного отношения приводит к возникновению положительного пустотного коэффициента реактивности;
- обезвоживание самой тесной возможной решетки приводит к положительному пустотному коэффициенту реактивности.

Далее проводится анализ вклада различных изотопов в пустотный коэффициент реактивности и рассматриваются возможные пути для обеспечения безопасной работы реакторов с большим количеством тяжелых изотопов, имеющих большие сечения захвата и деления.

АЛГОРИТМ ОЦЕНКИ ВКЛАДА ИЗОТОПА В ПУСТОТНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Для расчета коэффициентов часто используют прямые расчеты двух состояний ячейки – рабочего и возмущенного. При внесении возмущения в систему изменяется спектр нейтронов, следовательно, и скорости нейтронно-физических процессов на изотопах топлива. Суммарный эффект всех изменений в коэффициенте размножения системы определяет коэффициент чувствительности. Аналогичный подход был использован в данной работе.

Для анализа роли изотопа в значении пустотного коэффициента реактивности можно использовать следующую простую формулу:

$$\Delta K_i = \frac{v \Sigma_f \Phi + v \Sigma_f^i \Delta \Phi}{\Sigma_a \Phi + \Sigma_a^i \Delta \Phi} - \frac{v \Sigma_f \Phi}{\Sigma_a \Phi},$$

где $\Sigma^i \Delta \Phi = \rho_i \int \sigma^i(E) (\Phi_2(E) - \Phi(E)) dE$ – изменение скоростей реакций, связанное с i -ым изотопом, $\Phi_2(E)$ – возмущенный спектр нейтронов.

На основе приведенной формулы в рамках комплекса SCALE был разработан численный алгоритм. Некоторые результаты расчетов приведены в табл. 1, 2.

Как видно из представленных результатов различные изотопы вносят различный вклад в изменение коэффициента размножения при изменении плотности теплоносителя. Сравнение этих вкладов позволяет предсказывать изменение коэффициента чувствительности при выгорании топлива. Наиболее «опасными» для пустотного коэффициента реактивности являются сырьевые изотопы с большим тепловым сечением радиационного захвата. Для исследуемых видов топлива это изотопы ^{237}Np и ^{231}Pa .

Таблица 1

Изменения коэффициента размножения при 5-процентном уменьшении плотности воды в ячейке реактора ВВЭР UO_2 (4,4% ^{235}U)

Изотоп	ΔK_i
Все изотопы	-0,015
^{238}U	0,004
^{235}U	-0,019

Таблица 2

Изменения коэффициента размножения при 5-процентном уменьшении плотности воды в ячейке реактора ВВЭР (^{232}Th (69%)+ ^{231}Pa (15%)+ ^{233}U (16%)) O_2

Изотоп	ΔK_i
Все изотопы	-0,005
^{232}Th	0,002
^{231}Pa	0,013
^{233}U	-0,020

Таблица 3

Изменения коэффициента размножения при 5-процентном уменьшении плотности воды в ячейке реактора ВВЭР (^{238}U (70%)+ ^{237}Np (10%)+ ^{239}Pu (20%)) O_2

Изотоп	ΔK_i
Все изотопы	0,006
^{238}U	0,004
^{237}Np	0,014
^{239}Pu	-0,013
^{240}Pu	0,001

В процессе выгорания топлива концентрация этих изотопов будет уменьшаться и, следовательно, будет уменьшаться их негативное влияние на пустотный коэффициент реактивности. В то же время, накопление в процессе выгорания осколков деления и других тяжелых изотопов может приводить к противоположному эффекту. Для определения итоговых изменений значений пустотного коэффициента реактивности в процессе выгорания топлива были проведены расчеты этих коэффициентов для различных глубин выгорания. Результаты этих расчетов представлены на рис. 5 и 6, где приведены зависимости изменения коэффициента размножения (в относительных единицах) – $\Delta k(\rho) = k(\rho - \delta\rho) - k(\rho)$ при трех значениях выгорания топлива в зависимости от плотности теплоносителя (в относительных единицах). Здесь $\delta\rho$ – изменение плотности теплоносителя около величины ρ , которое при расчетах было принято равным $0.1\rho_0$, где ρ_0 – плотность теплоносителя в рабочем состоянии.

Из рис. 5 и 6 видно, что пустотный коэффициент реактивности с выгоранием топлива изменяется незначительно. Свежее топливо, для большинства диапазонов изменения плотности, имеет наихудшее значение пустотных коэффициентов реактивности. Поэтому подходы, предложенные далее для подавления положительного пус-

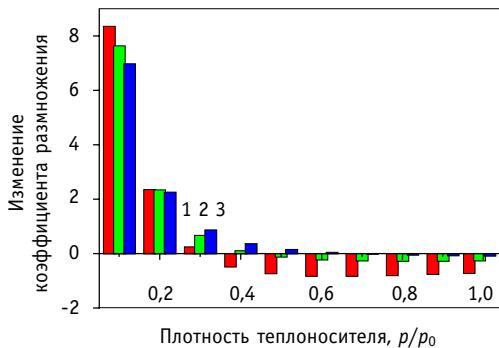


Рис. 5. Зависимость изменения коэффициента размножения топлива (^{232}Th (69%)+ ^{231}Pa (15%)+ ^{233}U (16%)) O_2 при изменении плотности теплоносителя: 1 – свежее топливо; 2 – 50 ГВт·сут/т; 3 – 100 ГВт·сут/т

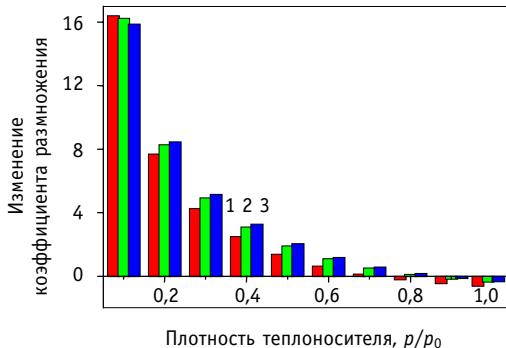


Рис. 6. Зависимость изменения коэффициента размножения топлива (^{238}U (70%) + ^{237}Np (10%) + ^{239}Pu (20%)) O_2 при изменении плотности теплоносителя: 1 – свежее топливо; 2 – 50 ГВт·сут/т; 3 – 100 ГВт·сут/т

тотного коэффициента для свежего топлива, будут тем более работоспособны для выгоревшего топлива.

НЕКОТОРЫЕ СПОСОБЫ ПОДАВЛЕНИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ПУСТОТНОГО КОЭФФИЦИЕНТА РЕАКТИВНОСТИ

Для подавления положительного пустотного коэффициента реактивности в данной работе были рассмотрены два пути. Первый путь – уменьшение высоты активной зоны для увеличения торцевой утечки при уменьшении плотности теплоносителя. Второй путь – добавление в решетку топливных стержней дополнительного замедлителя, который остается в системе при любых значениях плотности теплоносителя. Введение в ТВС различных неоднородностей – современная тенденция улучшения использования топлива и достижения необходимых коэффициентов реактивности. Например, в проектируемых ТВС реактора ВВЭР планируется использовать твэлы с гадолинием [7].

Все расчеты в данной работе проводились по программе MCNP для модели, изображенной на рис. 7. Расчетная модель представляет собой треугольную призму конечной высоты, содержащую 4 твэла с теплоносителем между ними. На боковых граниях призмы задавались условия симметрии, а на торцах условия границы с вакуумом или условия симметрии. Размеры твэлов и составы материалов соответствовали ранее рассмотренным ячеичным моделям. Центры твэлов располагались в узлах треугольной решетки, поэтому при расстоянии между центрами твэлов, равным шагу реактора ВВЭР, данная модель полностью соответствует ячейке, если твэлы одинаковые.

Результаты расчетов зависимости коэффициента размножения для данной модели с различными видами топлива от плотности теплоносителя приведены на рис. 8 и 9. Расчеты были проведены для высот активной зоны H , равных 3 м и 1 м, и шагов решетки твэлов d , равных 1,275 см и 2 см. Обозначения кривых на рис. 8–9 суммиро-



Рис. 7. Расчетная модель для 3D расчетов

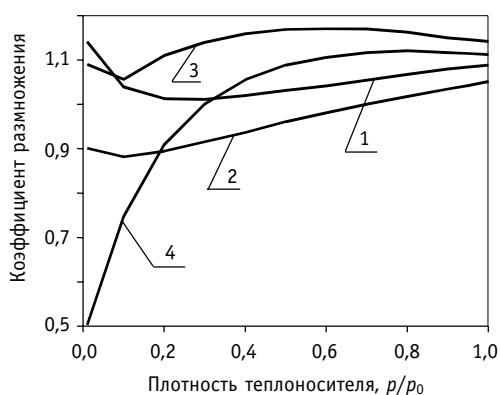


Рис. 8. Зависимость коэффициента размножения ячейки с топливом $(^{232}\text{Th} (69\%) + ^{231}\text{Pa} (15\%) + ^{233}\text{U} (16\%))\text{O}_2$ от плотности теплоносителя для разных высот АЗ и шага решетки

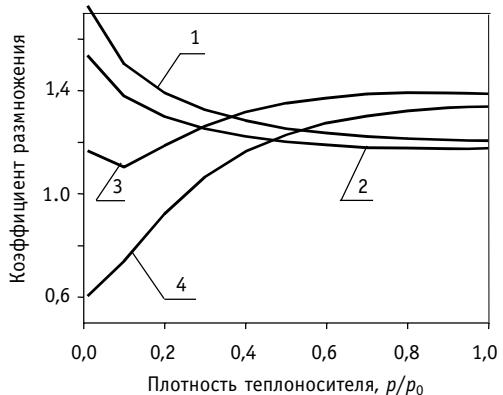


Рис. 9. Зависимость коэффициента размножения ячейки с топливом $(^{238}\text{U} (70\%) + ^{237}\text{Np} (10\%) + ^{239}\text{Pu} (20\%))\text{O}_2$ от плотности теплоносителя для разных высот АЗ и шага решетки

Таблица 4
Обозначение кривых на рис. 8 и 9

Линия	Высота АЗ, м	Шаг, см
1	3	1,275
2	1	1,275
3	3	2
4	1	2

ваны в табл. 4. Высота 3 м соответствует высоте реактора ВВЭР, а высота 1 м выбрана как предельный случай. Шаг 1,275 см соответствует шагу реактора ВВЭР, а шаг 2 см выбран в результате анализа зависимости коэффициентов размножения от шага решетки, изображенных на рис. 3–4. Целью данных расчетов было выявление тенденций изменения пустотного коэффициента реактивности при изменении высоты и шага решетки, а не оптимизация параметров решетки для каждого топливного цикла.

Результаты расчетов коэффициента размножения модифицированной модели, в которой твэл 2 был заменен на графитовый стержень с радиусом RC приведены на рис. 10 и 11. Рассматривалось два радиуса графитового стержня RC – 0,386 см и 0,55 см. Данная модификация ТВС проводилась для высоты активной зоны, равной 3 м. Шаг топливной решетки, как и в предыдущих расчетах, рассматривался равным 1,275 см и 2 см. Обозначения кривых на этих рисунках суммированы в табл. 5.

Из рис. 8–11 видно, что для обоих рассматриваемых топливных циклов значения пустотного коэффициента реактивности можно сделать отрицательным для любых диапазонов изменения плотности теплоносителя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе показано, что

- 1) нетрадиционные топливные композиции, обеспечивающие глубокое выгорание в легководном реакторе, могут иметь положительные коэффициенты реактивности, что недопустимо с точки зрения безопасности;
- 2) шаг решетки традиционных легководных реакторов не является оптимальным для таких топливных композиций и может быть увеличен, что приводит как к повышению начального запаса реактивности, так и обеспечивает отрицательный пустотный коэффициент реактивности в достаточно широком диапазоне уменьшения плотности теплоносителя;

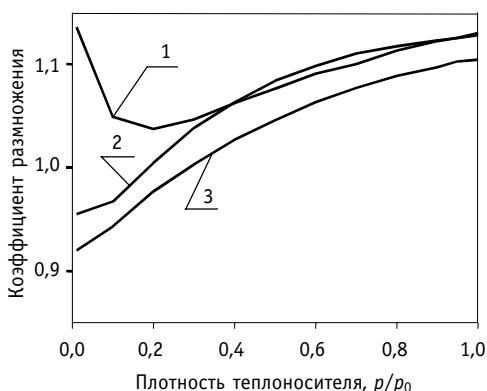


Рис. 10. Зависимость коэффициента размножения ячейки с топливом (^{232}Th (69%)+ ^{231}Pa (15%)+ ^{233}U (16%)) O_2 от плотности теплоносителя при наличии графитового стержня

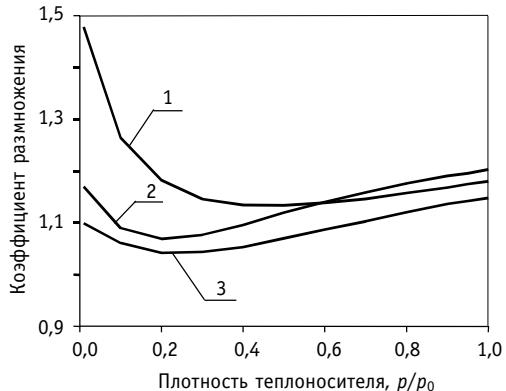


Рис. 11. Зависимость коэффициента размножения ячейки с топливом (^{238}U (70%) + ^{237}Np (10%) + ^{239}Pu (20%)) O_2 от плотности теплоносителя при наличии графитового стержня

Таблица 5

Обозначение кривых на рис. 10 и 11

Линия	Высота АЗ, м	RC, см
1	3	–
2	3	0,386
3	3	0,55

3) выгорание топлива не сильно сказывается на зависимости пустотного коэффициента реактивности от плотности теплоносителя, поэтому меры подавления положительного коэффициента реактивности для свежего топлива, должны быть эффективны и для выгоревших композиций;

4) для обеспечения отрицательных значений пустотного коэффициента реактивности во всей области изменения плотности теплоносителя можно использовать как уменьшение высоты активной зоны, так и введение в решетку дополнительных замедлителей.

Литература

1. Kulikov G., Shmelev A., Apse V., Kryuchkov E., Tikhomirov G., Temovskykh M. Physical characteristics of the light water reactor core fuelled with (Th+Pa+U)-ceramics (high fuel burn-up via DUPIC processes application), Proceeding of the PHYSOR 2002, Seoul, Korea, October 7-10, 2002, 3B-01.
2. Aizawa O. Analysis of innovative U233-Np-Th core as a Np-burner, Proceeding of the PHYSOR 2002, Seoul, Korea, October 7-10, 2002, 7E-21.
3. Nikitin et al. An approach to long-life PWR core with advanced U-Np-Pu fuel. Annals of Nuclear Energy, 26/11, 1999.
4. SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation, NUGER/CR-0200, Rev. 4 (ORNL/NUGER/CSD-2/R4), Vols I,II, and III (draft November 1993). Available from Radiation Shielding Information Center as CCC-545.
5. Judith A. Briesmeister, Ed. MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B. Los Alamos National Laboratory report LA-12625-M, Version 4B (March 1997).
6. Ellis R.J. Analyses of Weapons-Grade MOX VVER-1000 Neutronics Benchmarks: Pin-Cell Calculations with SCALE/SAS2H, ORNL/TM-2000/4.
7. A VVER-1000 LEU and MOX assembly computational benchmark, NEA/NSC/DOC(2002)10.

Поступила в редакцию 14.04.2004

ИНТЕГРАЛЬНАЯ СТРУЙНАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛНОНОСИТЕЛЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРОВ КОРПУСНОГО ТИПА С НЕОЧЕХЛЕННЫМИ ТВС

Е.Ф. Авдеев, И.А. Чусов, А.А. Карпенко

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



В работе предлагается модель течения теплоносителя в водо-водяном энергетическом реакторе с бесчехловыми ТВС. Модель основана на представлении течения в реакторе в виде системы коаксиальных квазисвободных турбулентных струй. Для решения задачи использовалось обобщенное преобразование Прандтля–Мизеса. Показана возможность получения приближенного аналитического решения. Приведены результаты численного расчета полей скорости и температуры по высоте активной зоны с учетом блокировки отдельных ТВС.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ

Если исходить из представления активной зоны реактора корпусного типа с бесчехловыми ТВС в виде кольцевых зон, каждая из которых заполнена ТВС с одинаковым тепловыделением и одинаковым на входе в них расходом теплоносителя, тогда направленное вертикально вверх течение теплоносителя можно рассматривать как течение в виде системы коаксиальных турбулентных струй в условиях квазисвободного смешения.

Представление течения теплоносителя после выхода из активной зоны, за головками ТВС, в виде системы свободных неизотермических турбулентных коаксиальных струй уже было применено в работе [1].

В рассматриваемом случае делается попытка распространить подобную методику на течение теплоносителя в активной зоне со своими особенностями и закономерностями турбулентного переноса количества движения и тепла. Основная особенность обусловлена наличием в потоке вертикальных стержней твэл, заполняющих каждую кольцевую зону. С одной стороны, стержни искажают характер поперечного турбулентного переноса, присущий свободной турбулентности, с другой – являются причиной потерь энергии на трение.

В связи с этим, в динамическом уравнении предлагается слагаемое, отражающее поперечный турбулентный перенос и трение разделить на две составляющие: сохранить в обычной форме слагаемое, отражающее турбулентный перенос в условиях квазисвободного смешения и дополнить его слагаемым потерь давления

© Е.Ф. Авдеев, И.А. Чусов, А.А. Карпенко, 2004

на трение на элементарной длине. При этом для коэффициента сопротивления трения можно использовать известные его выражения при продольном обтекании пучков стержней [2]. Потери давления на трение включаются в общий продольный перепад давления. Поскольку течение теплоносителя неизотермическое, в объемную силу, кроме силы тяжести, необходимо включить архимедову силу «плавучести».

Число Фруда для неизотермического течения теплоносителя имеет специфическое значение

$$Fr = \frac{U^2}{\beta \Delta T g L},$$

где U – скорость теплоносителя; ΔT – перепад температур по высоте активной зоны; L – высота активной зоны; β – коэффициент термического расширения теплоносителя.

Неизотермичность обусловлена тепловыделением твэл, уравнение энергии будет включать слагаемое, отражающее наличие внутренних источников тепла. Как это принято для реакторов, в упрощенной постановке распределение объемного энерговыделения (внутренних источников тепла) по высоте реактора можно считать косинусоидальным, а по радиусу – подчиняющимся решению уравнения Бесселя [3].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Система уравнений турбулентного пограничного слоя, включающая уравнение неразрывности, количества движения и переноса тепла в цилиндрической осесимметричной системе координат, будет иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial x}(r\rho U) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho V) = 0, \quad (1)$$

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\rho \varepsilon \frac{\partial U}{\partial r} \right] + \rho g + \rho g \beta \Delta T - \frac{dP}{dx}, \quad (2)$$

$$\rho U \frac{\partial T}{\partial x} + \rho V \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\rho \varepsilon \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{q_v}{c_p}. \quad (3)$$

Здесь x, r – продольная и поперечная координаты; U, V – продольная и поперечная составляющие скорости теплоносителя; ρ – плотность теплоносителя; ε – эффективный коэффициент турбулентного обмена; T – температура; c_p – изобарная теплоемкость теплоносителя; q_v – объемное энерговыделение в активной зоне; g – ускорение свободного падения; Pr_t – турбулентный аналог числа Прандтля.

Потери давления на трение на элементарной длине dx активной зоны можно записать в виде [6]:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{\lambda}{d_\Gamma} \frac{\rho U^2}{2},$$

где d_Γ – гидравлический диаметр ячейки твэл; λ – коэффициент сопротивления трения.

Подставляя это выражение в уравнение движения (2), получим

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\rho \varepsilon \frac{\partial U}{\partial r} \right] - \rho g + \rho g \beta \Delta T - \frac{\lambda}{d_\Gamma} \frac{\rho U^2}{2}. \quad (4)$$

Таким образом, основная система уравнений, описывающая движение теплоносителя в рамках интегральной струйной модели, состоит из уравнения нераз-

рывности (1), уравнения переноса количества движения (4) и уравнения энергии с учетом внутренних источников тепла (3).

Границные условия задаются «ступенчатым» (рис. 1) или иным, убывающим к периферии активной зоны, распределением скорости на входе в кольцевые зоны, равенством нулю производных скорости и температуры по поперечной координате на оси симметрии, температура на входе в кольцевые зоны может быть принята одинаковой. Задается энерговыделение в радиальном и осевом направлениях, ставится условие сохранения общего расхода теплоносителя в сечениях по высоте реактора. Кроме того, может быть найдена изменяющаяся по высоте средняя температура теплоносителя у стенки реактора, например, из уравнения баланса тепла в кольцевой зоне, прилегающей к стенке

$$G_n c_p dT_{ж} = dz \int_{R-b}^R q_v 2\pi r dr,$$

где G_n – массовый расход теплоносителя в кольцевой зоне, примыкающей к стенке; $dT_{ж}$ – приращение температуры на высоте dz ; R – радиус реактора; b – расстояние между осевыми поверхностями.

В изложенной постановке предполагается симметрия поля скоростей и температур по трансверсальной координате ϕ . При нарушении симметрии по углу ϕ даже в приближении пограничного слоя уравнение движения необходимо дополнить еще одним уравнением в проекции на меридиональное направление.

Границные условия записываются следующим образом:

$$x=0 \quad U=U_0(r), \quad T=T_0(r),$$

$$r=R \quad \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

Третьим граничным условием для динамического уравнения является условие равенства нулю продольной составляющей скорости на стенке

$$r=0, \quad U=0,$$

а для температуры теплоносителя условие равенства температуры стенки реактора и теплоносителя

$$T_{ст} = T_{ж}.$$

Учитывается также условие постоянства расхода теплоносителя в реакторе

$$G = 2\pi \int_0^R \rho U r dr.$$

Схема течения теплоносителя в активной зоне и начальный профиль скорости показаны на рис. 1.

Одним из наиболее эффективных методов решения уравнений свободного пограничного слоя является обобщенное преобразование независимых переменных Прандтля–Мизеса. Это преобразование [4, 5] дает возможность расчетно-эксперимен-

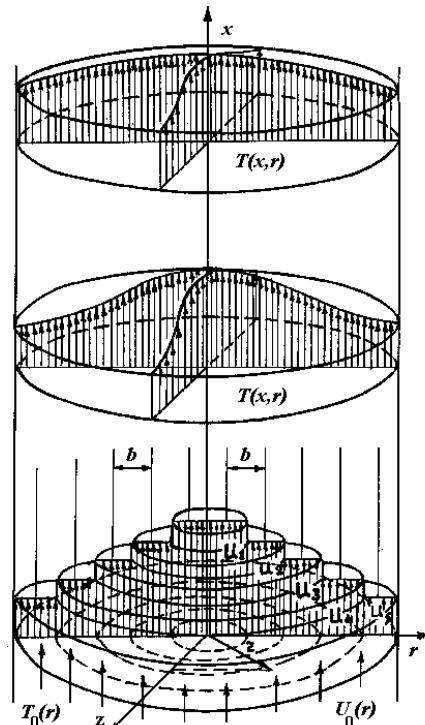


Рис. 1. Расчетная схема течения теплоносителя с начальным профилем скорости

тального обоснования коэффициентов турбулентного переноса и позволяет исключить из уравнений конвективное слагаемое с поперечной составляющей скорости, являющееся источником численной неустойчивости.

На основе уравнения (1) введем функцию тока ψ в виде:

$$r\rho U = \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad r\rho V = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (5)$$

Преобразованную продольную координату введем следующим образом:

$$\xi = \int_0^x \rho \varepsilon(x) dx. \quad (6)$$

Отметим, что преобразование (6) предполагает зависимость комплекса турбулентного обмена $\rho \varepsilon$ только от продольной координаты.

Формулы перехода к новым независимым переменным будут такими:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \rho \varepsilon \frac{\partial}{\partial \xi} + r \rho V \frac{\partial}{\partial \psi}, \quad \frac{\partial}{\partial r} = r \rho U \frac{\partial}{\partial \psi}.$$

Выполняя в уравнениях (3) и (4) переход к обобщенным переменным Прандтля–Мизеса, получим

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left(r^2 \rho U \frac{\partial U}{\partial \psi} \right) - \frac{1}{\rho \varepsilon} \left(\frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2d_\Gamma} \right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{r^2 \rho U}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial \psi} \right) + \frac{q_v}{c_p \rho U \rho \varepsilon}. \quad (8)$$

Границные условия для системы уравнений в преобразованных координатах, будут иметь вид:

$$\text{При } \xi = 0 \ U = U_0(\psi), \ T = T_0(\psi), \ \text{при } \psi = \Psi \quad \frac{\partial U}{\partial \psi} = \frac{\partial T}{\partial \psi} = 0, \ \text{при } \psi = 0 \ U = 0. \quad (9)$$

Для решения системы уравнений (7)–(8) с приведенными выше граничными условиями необходимо иметь значения коэффициента турбулентного обмена и турбулентного числа Прандтля.

ОБОСНОВАНИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА

Рекомендации на этот случай можно получить, исходя из опыта разработки полуэмпирических теорий турбулентности. В частности, общеизвестный профиль скоростей при турбулентном течении в трубах (закон «трех вторых»), введенный в гидравлику Дарси в 1858 г., может быть получен в рамках полуэмпирической теории Прандтля, используя предположение о пропорциональности пути смешения l [6], радиусу (диаметру) трубы.

$$l = \beta' d,$$

Профилю Дарси соответствует значение $\beta' = 0.065$.

В нашем случае также предлагается принять пропорциональность пути смешения гидравлическому диаметру ячейки твэл

$$l = \gamma d_\Gamma,$$

где γ – некоторая постоянная, отражающая характер поперечного турбулентного перемешивания в ячейках. Тогда выражение для коэффициента турбулентного обмена ε_T будет иметь вид:

$$\varepsilon_T = (\gamma d_\Gamma)^2 \frac{du}{dy}.$$

Используя далее очевидное представление Прандтля градиента скорости применительно к системе струй

$$\frac{du}{dy} \approx \frac{u_{\max} - u_{\min}}{b},$$

где u_{\max} , u_{\min} – соответственно максимальная и минимальная скорости на осевых поверхностях кольцевых зон, а b – расстояние между этими осевыми поверхностями. Записывая « b » как n -кратное гидравлическому диаметру ячейки

$$b = n d_\Gamma,$$

получим выражение для коэффициента турбулентного обмена в виде:

$$\varepsilon_T = \frac{\gamma^2}{n} d_\Gamma (u_{\max} - u_{\min}). \quad (10)$$

Последнее выражение может быть использовано при решении поставленной задачи в качестве первого приближения. По смыслу получения ε_T , в нем комплексно учитывается поперечный турбулентный перенос в ячейках твэл через γ и d_Γ , в конечном счете – поперечное перемешивание между кольцевыми зонами, ибо содержит разность скоростей ($u_{\max} - u_{\min}$) в кольцевых зонах и их характерную ширину.

Окончательное выражение и значение для ε_T может быть найдено по методике, изложенной в работах [1], [4] с привлечением опытных данных. Методика нахождения коэффициента турбулентного обмена состоит из следующих этапов. На первом, из решения уравнения переноса количества движения или тепла находят осевое распределение скорости или температуры теплоносителя в преобразованных переменных. На втором, из условия совпадения данных эксперимента в физических координатах и расчетных величин в преобразованных переменных, при фиксированных значениях продольной координаты, строится расчетно-экспериментальная зависимость, связывающая преобразованную и физическую продольную координаты. На третьем этапе расчетно-экспериментальную зависимость аппроксимируют какой-либо «подходящей» функцией (или рядом) с целью получения аналитической связи между продольной преобразованной координатой и физической продольной координатой. Дифференцируя расчетно-экспериментальную связь по x и учитывая (6), получают искомое выражение для комплекса турбулентного обмена.

МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ПРИБЛИЖЕННОГО АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ

Применение преобразования Прандтля–Мизеса в ряде случаев позволяет найти приближенное аналитическое решение задачи.

Для получения приближенного аналитического решения проведем линеаризацию диффузионных слагаемых в системе уравнений (7)–(9).

Введем функцию тока в отличие от (5) следующим образом:

$$r\rho U = \psi \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad r\rho V = -\psi \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

В этом случае функция тока ψ представляет величину, пропорциональную корню квадратному от массового расхода. Тогда можно принять следующее приближение:

$$\psi \approx \sqrt{\rho U r^2}, \quad (11)$$

где $\overline{\rho U}$ – среднемассовая скорость.

После подстановки выражения (11) в предварительно преобразованную к переменным Прандтля–Мизеса нелинейную систему уравнений, получим

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\psi \frac{\partial U}{\partial \psi} \right) + \frac{1}{\rho \epsilon} \left(\frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2D} \right), \quad (12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{\psi}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial \psi} \right) + \frac{q_v}{c_p \rho U \rho \epsilon}. \quad (13)$$

Для применения преобразования Лапласа перейдем в уравнениях (12) и (13) от самосопряженной формы записи к неконсервативной

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 U}{\partial \psi^2} + \frac{1}{\psi} \frac{\partial U}{\partial \psi} + \frac{1}{\rho \epsilon} \left(\frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2D} \right) \quad (14)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{1}{Pr_t} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} + \frac{1}{Pr_t \psi} \frac{\partial T}{\partial \psi} + \frac{q_v}{c_p \rho U \rho \epsilon}. \quad (15)$$

Для рассматриваемого нами случая одностороннее преобразование Лапласа по продольной преобразованной координате, ставящее в соответствие однозначной функции–оригиналу $U(\xi, \psi)$ (например, для скорости теплоносителя) функцию–изображение $F(s, \psi)$, можно записать как

$$F(s, \psi) = \Im [U(\xi, \psi)] = \int_0^\infty U(\xi, \psi) e^{-s\xi} d\xi. \quad (16)$$

Следует сразу отметить, что поскольку преобразование Лапласа является линейным преобразованием, то найти изображения для правых частей уравнений движения и энергии не представляется возможным.

Применяя последовательно ко всем слагаемым уравнений (14), (15) интеграл (16), получим изображение для уравнения переноса количества движения

$$sU(s, \psi) - U_0(\psi) = \frac{d^2 U(s, \psi)}{d\psi^2} + \frac{1}{\psi} \frac{dU(s, \psi)}{d\psi} + \Im \left[\frac{1}{\rho \epsilon} \left(\frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2D} \right) \right]. \quad (17)$$

Выполняя аналогичные выкладки для уравнения энергии, получим

$$sT(s, \psi) - T_0(\psi) = \frac{1}{Pr_t} \frac{d^2 T(s, \psi)}{d\psi^2} + \frac{1}{\psi Pr_t} \frac{dT(s, \psi)}{d\psi} + \Im \left[\frac{q_v}{c_p \rho \epsilon \rho U} \right]. \quad (18)$$

Система уравнений (17)–(18) представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, т.к. зависимость искомых функций в области изображений исключена применением преобразования Лапласа.

Решение таких систем уравнений обычно проводят с применением численных методов, и основные трудности расчета связаны с выполнением численного преобразования Лапласа.

Первое приближение находится для системы уравнений следующего вида:

$$\frac{d^2 U}{d\psi^2} + \frac{1}{\psi} \frac{dU}{d\psi} - sU = U_0(\psi), \quad (19)$$

$$\frac{1}{Pr_t} \frac{d^2 T}{d\psi^2} + \frac{1}{\psi Pr_t} \frac{dT}{d\psi} - sT = T_0(\psi). \quad (20)$$

Отбрасывая источниковые слагаемые в уравнениях (19)–(20) и решая характеристические уравнения, получим

$$U = C_1 I_0(\sqrt{s}\psi) + C_2 K_0(\sqrt{s}\psi) = 0, \quad T = C_3 I_0(\sqrt{Pr_t s}\psi) + C_4 K_0(\sqrt{Pr_t s}\psi) = 0.$$

Исходя из соображений физической непротиворечивости решения, необходимо константы C_2 и C_4 положить равными нулю.

Для получения следующего приближения нужно из граничных условий найти константы C_1 и C_3 . Затем подставить полученные выражения для скорости и температуры теплоносителя в правые части уравнений (17) и (18) и выполнить преобразование Лапласа над правыми частями этих уравнений. Как показано в [4], для систем уравнений такого типа получение приближенного аналитического решения связано со значительными трудностями математического характера и возможно только с привлечением дополнительных физических соображений. Поэтому решение системы преобразованных уравнений (7)–(10) находилось численно.

Исходные уравнения аппроксимировались методом конечных разностей по неявной четырехточечной схеме [7, 8]. Выбор неявной схемы обусловлен ее абсолютной устойчивостью к величине шага по маршевой координате и возможностью использования для решения линейных уравнений метода прогонки.

Линеаризация конечно-разностных аналогов осуществлялась методом запаздывающих коэффициентов. Численное решение уравнений (7)–(10) проводилось методом раздельных прогонок в два этапа. На первом этапе решалась динамическая часть задачи, а на втором – вычисление температуры теплоносителя по уже известному значению скорости. Решение каждого из уравнений выполнялось методом правой прогонки. Точность расчета контролировалась с помощью условия постоянства расхода и составляла $1 \cdot 10^{-3}$.

Энерговыделение по высоте и радиусу активной зоны принималось по известному соотношению [3]

$$q_v(x, r) = \bar{q}_v k_v J_0\left(\frac{2.405r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{L}\right)$$

где k_v – объемный коэффициент неравномерности; \bar{q}_v – среднее энерговыделение в активной зоне. Расчет осуществлялся при значении турбулентного аналога числа Прандтля, равном 0,8.

Вариантные расчеты были выполнены для нескольких наиболее характерных случаев, имеющих место на реально действующих энергоблоках. Во всех расчетных случаях скорость теплоносителя варьировалась в диапазоне от 3 м/с (в периферийной части реактора) до 6 м/с (в центральной части активной зоны). Все расчеты проводились для реактора типа ВВЭР-1000 с модернизированными ТВС.

Начальный профиль скорости на входе в активную зону задавался ступенчатым. Такое задание начального профиля соответствует профилю скорости, получаемому в результате гидравлического профилирования.

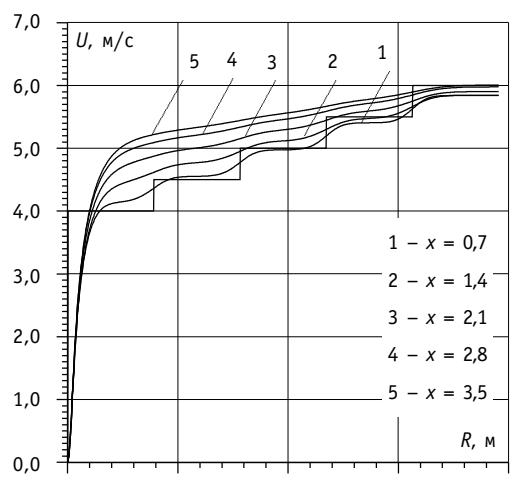


Рис. 2. Распределение скорости теплоносителя при номинальном режиме

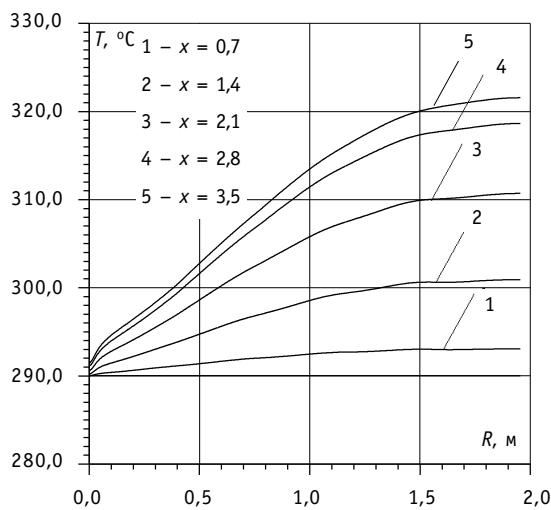


Рис. 3. Распределение температуры теплоносителя при номинальном режиме

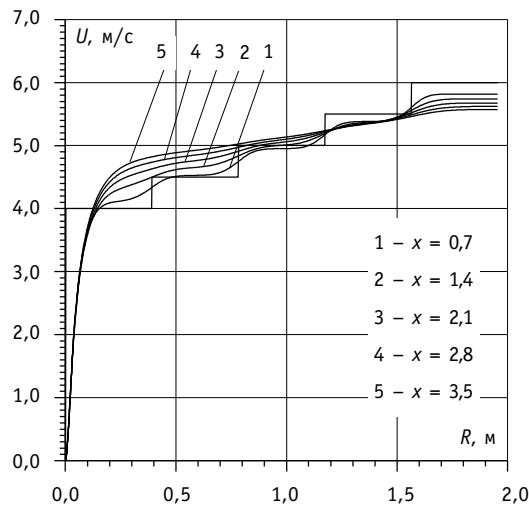


Рис. 4. Распределение скорости теплоносителя при отсутствии энерговыделения

Радиальные распределения скорости и температуры теплоносителя в различных сечениях по высоте активной зоны реактора типа ВВЭР-1000 приведены на рис. 2 и 3. Этот расчет соответствует номинальному режиму работы реактора, когда тепловая мощность равна 3000 МВт, а подогрев теплоносителя составляет 32°C. Из рис. 2 хорошо видно, что ступенчатый профиль скорости при движении теплоносителя вверх по высоте активной зоны становится более равномерным и «заполненным», а приращение скорости в периферийной части реактора составляет 1,2 м/с. Уменьшение скорости на оси составляет 0,2 м/с.

Распределения температуры теплоносителя по высоте активной зоны приведены на рис. 3, из которого видно, что температура теплоносителя в центральной части активной зоны по мере его продвижения вверх увеличивается.

Радиальное распределение скорости теплоносителя в разных сечениях по высоте реактора при отсутствии энерговыделения изображено на рис. 4, из него видно, что имеет место «размытие» профиля скорости теплоносителя, хотя и не такое интенсивное, как при наличии энерговыделения. В периферийной области скорость возрастает на 0,7 м/с, а в центральной уменьшается на 0,5 м/с.

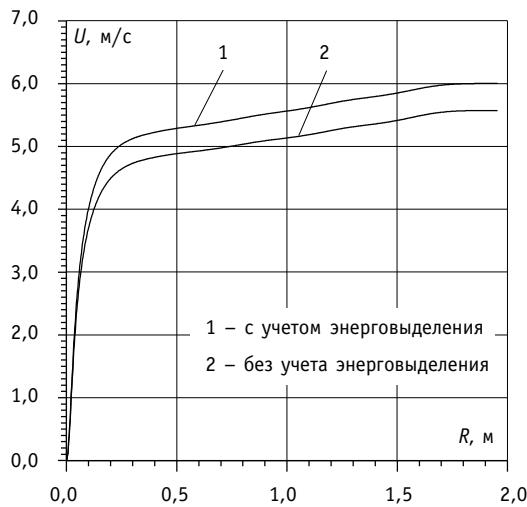


Рис. 5. Сравнение скоростей теплоносителя на выходе из активной зоны при номинальном режиме и при отсутствии энерговыделения

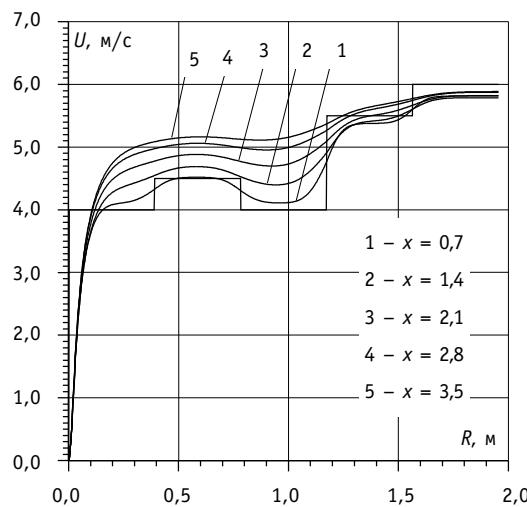


Рис. 6. Распределение скорости теплоносителя при значительной блокировке средней части активной зоны

Радиальные распределения скоростей на выходе из активной зоны изображены на рис. 5. Видно, что распределение скорости теплоносителя существенно зависит от энерговыделения. Разница скоростей теплоносителя на выходе из активной зоны при наличии энерговыделения и при его отсутствии составляет 0,5 м/с. Из этого графика следует, что предложенная модель, в которой уравнения движения и энергии решаются совместно, дает более физичные результаты влияния энерговыделения на скорость, чем другие расчетные модели.

Распределения скоростей и температур при моделировании блокировки средней части активной зоны показаны на рис. 6 и 7; начальная скорость снижена до 4 м/с, скорость теплоносителя в средней части на выходе из активной зоны уменьшается на 0,5 м/с по сравнению с номинальным распределением, а температура возрастает соответственно на 3°C, причем расход в результате блокировки уменьшился на 20%.

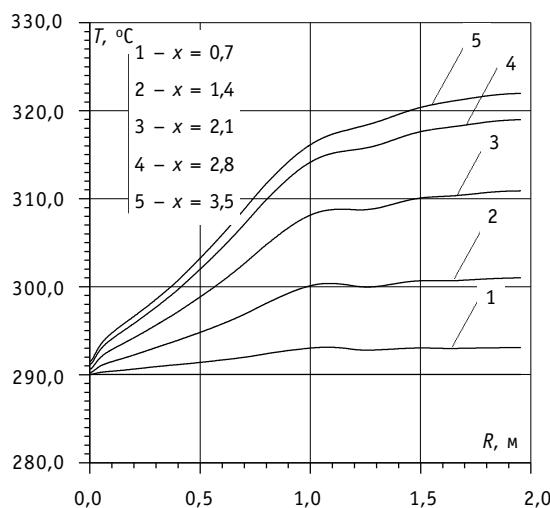


Рис. 7. Распределение температуры теплоносителя при значительной блокировке средней части активной зоны

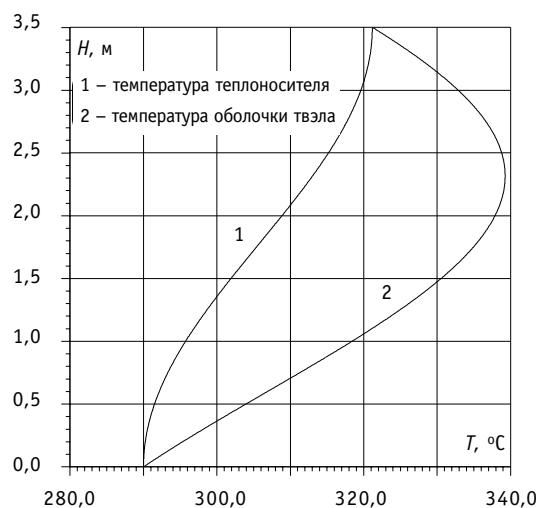


Рис. 8. Температура теплоносителя (по измеренному энерговыделению) и средняя температура поверхности твэл

Методика, аналогичная вышеописанной, была ранее применена к расчету температурных полей в коллекторе за головками ТВС гетерогенного реактора [1]. Причем для получения аналитического решения вводилось специальное значение «полней энталпии», которая учитывает силу «плавучести», возникающую вследствие неоднородности поля температур.

В данной работе расчетно-экспериментальная связь между преобразованной и физической продольными координатами $\xi = \xi(x)$ находилась на основе имеющихся данных реакторных измерений линейного энерговыделения на 4 блоке Балаковской АЭС по высоте ТВС № 08-25, находящейся в центральной части активной зоны реактора.

По приведенным значениям энерговыделения рассчитывалась «экспериментальная» среднемассовая температура теплоносителя T_T по высоте ТВС. Согласно зависимости

$$T_T = T_{bx} + \int_{-\frac{H_0}{2}}^z \frac{q_i(z)}{GC_p} dz,$$

где G – массовый расход по ТВС.

Полученное опытное распределение температуры показано на рис. 8.

Опытные значения температуры на соответствующей высоте ставились в соответствие с рассчитанными ее значениями в преобразованных переменных. Так была установлена графическая связь между преобразованной и физической продольными координатами, показанная на рис. 9.

Видно, что в первом приближении полученную зависимость можно принять линейной. Тогда значение комплекса $\rho\varepsilon$ будет равным

$$\rho\varepsilon = 0,9324 \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}}.$$

Полученное значение хорошо коррелирует с величиной этого же коэффициента, найденного за головками ТВС натриевой сборки в [1]

$$\rho\varepsilon = 0,768 \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{с}}.$$

На основании полученных данных можно сделать вывод об адекватном описании предложенной математической моделью теплогидравлических процессов в реакторах корпусного типа. Сравнительная простота исходных уравнений, методик их решения и наличие хорошо отработанных алгоритмов делает ее применение особенно привлекательной в расчетных комплексах, действующих в режиме реального времени.

Литература

1. Авдеев Е.Ф. Применение теории пограничного слоя для расчета турбулентного смешения системы струй в коллекторе за головками ТВС гетерогенного реактора // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерная техника и технология. – 1989. – Вып. 5. – С. 96-101.
2. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 470 с.
4. Авдеев Е.Ф., Чусов И.А. Гидродинамическое и теплофизическое обоснование концепции нейтронного генератора с газодисперсной струйной мишенью // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1997. – № 1. – С. 52-61.
5. Авдеев Е.Ф., Чусов И.А. Расчеты турбулентных струй с мелкодиспергированной примесью // ИФЖ. – 1997. – Т. 70. – № 6. – С. 919-923.
6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука. – 1978. – 736 с.
7. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980.
8. Шид. Численные методы в задачах теплообмена. – М.: Мир, 1988.

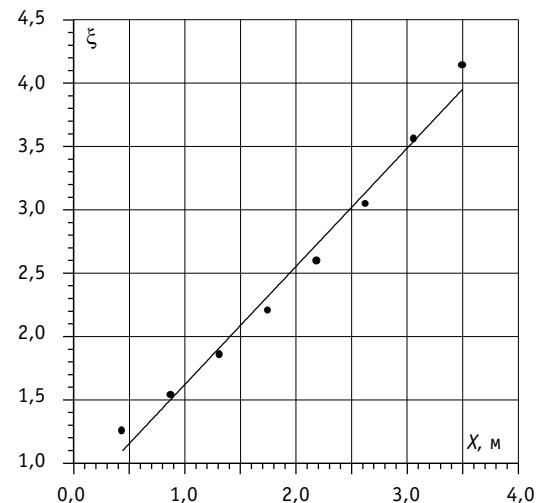


Рис. 9. Расчетно-экспериментальная связь между преобразованной и физической продольной координатами

Поступила в редакцию 20.04.2004

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА ПРИ РАСЧЕТЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ В МОДЕЛЬНОЙ СБОРКЕ РЕАКТОРА БРЕСТ-ОД-300

Е.Ф. Авдеев, И.А. Чусов, А.А. Карпенко

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



В работе приводится описание новой методики расчета полей скорости и температуры теплоносителя в реакторе корпусного типа с бесчехловыми ТВС. Методика применена к расчету полей скорости и температуры теплоносителя в модельной сборке реактора БРЕСТ-ОД-300. На основе струйной модели определены коэффициенты турбулентного обмена, найденные на основе сопоставления экспериментальных данных и результатов расчета в преобразованных координатах. Приводятся результаты численного расчета полей скорости и температуры теплоносителя в различных сечениях по высоте модельной сборки.

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы безопасной эксплуатации действующих и перспективных реакторных установок требуют детального анализа особенностей течения теплоносителя в активной зоне. В связи с этим возникает задача разработки методики расчета, которая бы позволяла, с одной стороны, физически адекватно описывать тепло-гидравлические процессы течения теплоносителя в активной зоне, а с другой – корректно определять коэффициент турбулентной «вязкости» и турбулентного аналога числа Прандтля. Предлагаемая методика позволяет с достаточной степенью достоверности проводить численные расчеты реакторных установок корпусного типа с бесчехловыми ТВС, к которым, в частности, относится реакторная установка БРЕСТ-ОД-300.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ

Физическая модель течения теплоносителя в активной зоне реактора корпусного типа с бесчехловыми ТВС основана на представлении течения теплоносителя в виде системы коаксиальных квазисвободных турбулентных струй. В рамках такого подхода течение теплоносителя в активной зоне можно рассматривать как набор кольцевых зон, каждая из которых заполнена бесчехловыми ТВС с одинаковым тепловыделением и одинаковым на входе в них расходом теплоносителя.

Основная особенность предложенной струйной модели обусловлена наличием в потоке вертикальных стержней (твэл), заполняющих каждую кольцевую зону.

© Е.Ф. Авдеев, И.А. Чусов, А.А. Карпенко, 2004

С одной стороны, стержни искажают характер поперечного турбулентного переноса, присущий свободной турбулентности, с другой – являются причиной потерь энергии на трение.

В связи с этим, в динамическом уравнении предлагается слагаемое, отражающее поперечный турбулентный перенос и трение разделить на две составляющие: сохранить в обычной форме слагаемое, отражающее турбулентный перенос в условиях квазиводного смешения и дополнить его слагаемым потерь давления на трение на элементарной длине. При этом для коэффициента сопротивления трения можно использовать известные его выражения при продольном обтекании пучков стержней. Так как течение теплоносителя неизотермическое, в объемную силу, кроме силы тяжести, необходимо включить архимедову силу «плавучести».

Поскольку неизотермичность обусловлена тепловыделением твэлов, уравнение энергии будет включать слагаемое, отражающее наличие внутренних источников тепла.

Рассматривалось течение теплоносителя в неоднородной модельной сборке реактора БРЕСТ-ОД-300, описание которой приведено в [1, 2].

Модельная сборка имитаторов твэлов реактора БРЕСТ-ОД-300, изготовленная в ГНЦ РФ-ФЭИ, состоит из двух зон с разными диаметрами имитаторов твэлов ($s/d = 1,46$ и $1,25$ соответственно), размещенных в четырехугольном чехле (рис. 1). Поэтому решение пространственной задачи заменено решением двух плоских задач – в плоскости 1-1 и диагональной плоскости 2-2.

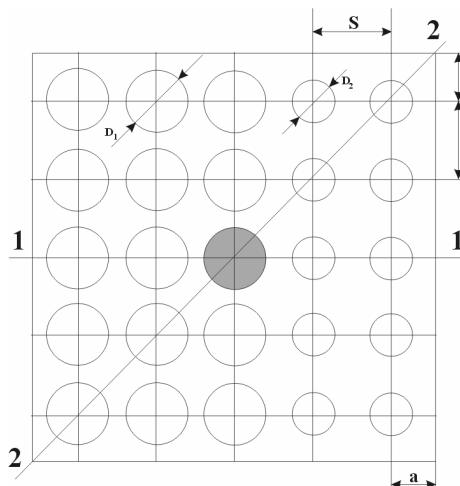


Рис. 1. Графическое изображение процедуры решения дифференциальных уравнений

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Система уравнений в приближении квазиводного турбулентного пограничного слоя, включающая в себя уравнение неразрывности, количества движения и переноса тепла для плоского течения, имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V) = 0, \quad (1)$$

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \epsilon \frac{\partial U}{\partial y} \right] - \rho g + \rho g \beta \Delta T - \frac{\lambda \rho U^2}{2 d_{\Gamma}}, \quad (2)$$

$$\rho U \frac{\partial T}{\partial x} + \rho V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho \epsilon}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{q_v}{c_p}. \quad (3)$$

Границные условия задаются равенством нулю скорости теплоносителя на стенах сборки, а также равенством температуры теплоносителя на стенке сборки и температуры самой стенки (граничное условие первого рода). На входе в сборку задается «ступенчатое» распределение скорости между твэлами и равномерное распределение температуры теплоносителя.

Выражение для коэффициента турбулентного обмена согласно [3] принимается в виде:

$$\rho \epsilon = \rho \frac{\gamma^2}{n} d_\Gamma (U_{\max} - U_{\min}),$$

где U_{\max} , U_{\min} – максимальная и минимальная скорости в ячейке, n – характеризует затесненность потока твэлами, γ – некоторая эмпирическая постоянная, отражающая характер поперечного турбулентного перемешивания.

Поскольку скорость на стенке твэла равна нулю, то выражение для коэффициента турбулентного обмена примет вид:

$$\epsilon = \frac{\gamma^2}{n} d_\Gamma U_{\max}.$$

Если обозначить $k = \frac{\gamma^2}{n} d_\Gamma$, то

$$\epsilon = k U_{\max}.$$

Одним из эффективных методов решения уравнений свободного турбулентного пограничного слоя является применение обобщенных независимых переменных Прандтля–Мизеса [4]. Это преобразование позволяет исключить из уравнений слагаемое с поперечной составляющей скорости, являющееся источником численной неустойчивости, и дает возможность расчетно-экспериментальным путем определить коэффициенты турбулентного обмена.

В соответствии с этим методом в качестве поперечной координаты принимается функция тока $\psi(x, y)$:

$$\rho U = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \rho V = -\frac{\partial \psi}{\partial x},$$

а преобразованная продольная координата ξ записывается в виде:

$$\xi = \int_0^x \rho \epsilon(x) dx.$$

Выполнив переход в уравнениях (2)–(3) к обобщенным переменным Прандтля–Мизеса, получим:

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\rho U \frac{\partial U}{\partial \psi} \right) - \frac{1}{\rho \epsilon} \left(\frac{g}{U} + \frac{\lambda U}{2d_\Gamma} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\rho U \frac{\partial T}{\partial \psi} \right) + \frac{q_v}{c_p \rho U \frac{\rho \epsilon}{Pr_t}}. \quad (5)$$

Границные и начальные условия для системы уравнений в преобразованных координатах, будут иметь вид:

при $\xi = 0$ $U = U_0(\psi)$, $T = T_0(\psi)$; на стенке, при $\psi = 0$ $U = 0$, $T = T_{ct}$. (6)

Сравнительная простота уравнений (4)–(5) типа теплопроводности, методик их решения и наличие хорошо отработанных алгоритмов делает применение предлагаемой методики особенно привлекательной в расчетных комплексах, действующих в режиме реального времени.

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Уравнения (4)–(5) с граничными условиями (6) представляют собой систему нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка. Они аппроксимировались методом конечных разностей по неявной четырехточечной схеме [5, 6]. Выбор неявной схемы обусловлен ее абсолютной устойчивостью к величине шага по маршевой координате [5] и возможностью использования для решения линейных уравнений метода прогонки.

Линеаризация конечно-разностных аналогов осуществлялась методом запаздывающих коэффициентов [7]. Численное решение проводилось методом раздельных прогонок [8] в два этапа. На первом этапе решалась динамическая часть задачи, а на втором – осуществлялось вычисление температуры теплоносителя по уже известному значению скорости. Решение каждого из уравнений выполнялось методом правой прогонки, для чего линеаризованные конечно-разностные аналоги уравнений движения и энергии приводились к виду:

$$A_i f_i + B_i f_{i+1} + C_i f_{i-1} = D_i,$$

где f_i – обобщенная переменная.

Построенный таким образом итерационный процесс позволяет значительно сократить вычислительные затраты. Как показала практика вычислений, применение метода раздельных прогонок позволило сократить время счета каждого шага по маршевой координате на 30%.

Точность вычислений контролировалась, во-первых, выполнением точности расчета массового расхода, а во-вторых, для каждого из уравнений вычислялась относительная ошибка, составляющая 0,1%.

ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА

При решении данной задачи течение теплоносителя, как уже было отмечено выше, представляется в виде системы струй, распространяющихся в межтвэльном пространстве. В связи с этим постановка граничных условий в данной задаче является нехарактерной для струйных течений, которым свойственно свободное распространение струи в пространстве, тогда как в данной задаче граничным условием является равенство нулю скорости теплоносителя при одном и том же значении поперечной координаты на стенке сборки.

Для корректности решения поставленной задачи ставится дополнительное условие – постоянство расхода теплоносителя в сечениях сборки. Это достигается введением дополнительного слагаемого в коэффициент D_i конечно-разностного аналога уравнения движения.

Алгоритм условия сохранения расхода следующий: на всех шагах по маршевой координате вычисляется расход и сравнивается с расходом, вычисленным на первом шаге, эта разность подставляется в виде сомножителя во введенное нами дополнительное слагаемое в коэффициент D_i . Это слагаемое посредством процедуры решения уравнений с трехдиагональной матрицей производит коррекцию поля скоростей.

Математически добавка к коэффициенту D_i записывается следующим образом:

$$\frac{\Delta p}{\rho U_i^{j-1} \Delta \xi}.$$

Таким образом, корректируя величину продольного перепада давления Δp , уточнялось поле скоростей.

Вследствие этого, на каждом шаге по маршевой координате получены расходы, отличающиеся от расхода на первом шаге не более чем на 3%, что находится в пределах допустимой погрешности.

ПОЛУЧЕНИЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Определение коэффициента турбулентного обмена проводилось для значений поперечной координаты, соответствующих местам экспериментальных замеров температур в ячейках, изображенных на рис. 2.

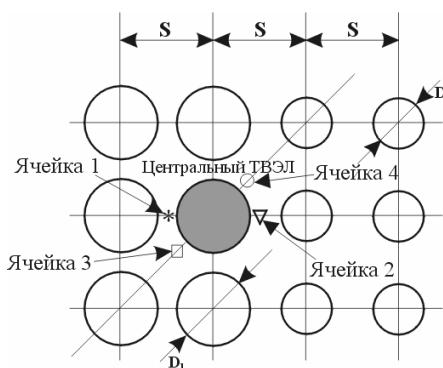


Рис. 2. Расположение ячеек, в которых измерялись среднесмешанные температуры

На первом этапе, из решения уравнения энергии в преобразованных переменных находилось продольное распределение температуры. На втором этапе, из условия совпадения данных эксперимента в физических координатах и расчетных величин в преобразованной плоскости, строилась расчетно-экспериментальная зависимость, связывающая преобразованную и физическую продольные координаты. Из графика находилось начальное приближенное значение коэффициента турбулентного обмена, которое затем подставлялось в программу. На третьем этапе, строилось распределение коэффициента k по высоте модельной сборки.

Расчеты проводились для расходов, соответствующих показаниям расходометра $E = 4,5$ мВ для семи значений относительной мощности твэлов $N_{15}/N_{10} = 1.0/2.0, 1.35/2.0, 1.65/2.0, 2.0/1.0, 2.0/1.35, 2.0/1.65, 2.0/2.0$ и при $E = 10,1$ мВ для двух значений $N_{15}/N_{10} = 1.0/2.0; 2.0/1.0$. В данной работе из-за большого количества материала, приводятся данные только для случая отношения энерговыделений имитаторов твэл $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0$ при $E = 4,5$ мВ (для остальных режимов при соответствующих расходах зависимости имеют аналогичный вид).

Поскольку коэффициент k изменяется только на начальном участке (рис. 3, 4), а далее по высоте сборки остается практически постоянным, его значение принимается равным этому постоянному значению.

Среднее значение коэффициента турбулентного обмена получено:

- в плоскости 1-1 $\varepsilon = 3,62 \cdot 10^{-4}$ м²/с;
- в плоскости 2-2 $\varepsilon = 5,5 \cdot 10^{-4}$ м²/с.

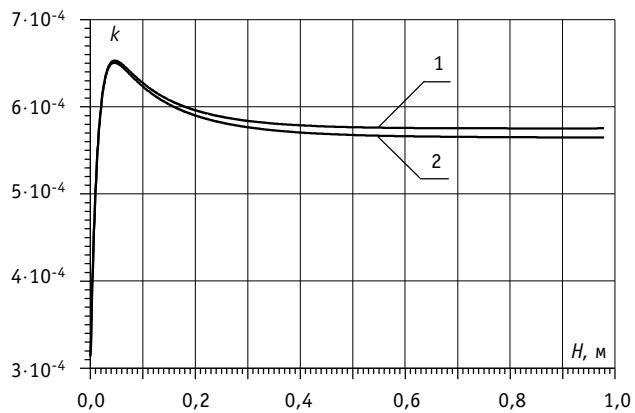


Рис. 3. Распределение величины k по высоте модельной ТВС (ячейка 1, ячейка 2) при $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0$, $E = 4,5$ мВ

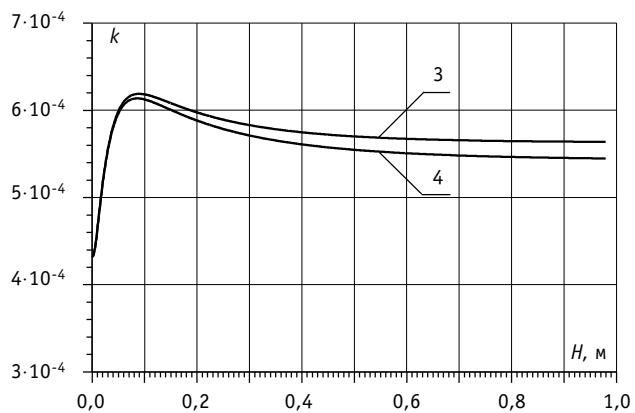


Рис. 4. Распределение величины k по высоте модельной ТВС (ячейка 3, ячейка 4) при $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0$, $E = 4,5$ мВ

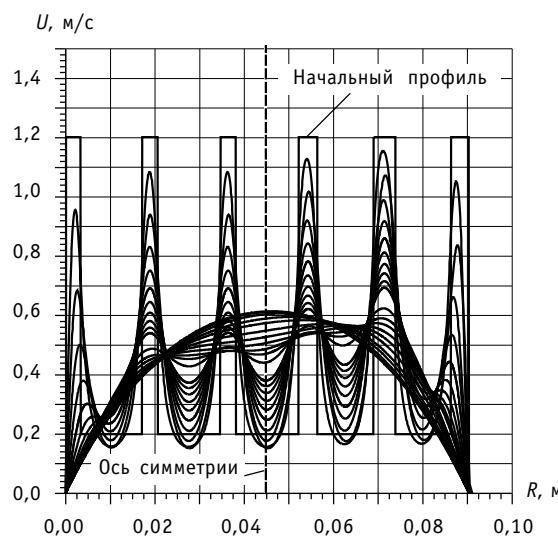


Рис. 5. Распределение скоростей теплоносителя в сечениях по высоте сборки при $N_{15}/N_{10}=2.0/2.0$, $E=4,5$ мВ (плоскость 1-1)

Среднее значение коэффициента турбулентного теплообмена между имитаторами твэл можно принять $\varepsilon = 4,56 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

Далее осуществлялся переход к физическим переменным (x, y) согласно зависимостям:

$$x = \int_0^\xi \frac{1}{\rho \varepsilon(x)} d\xi, \quad y = \int_0^\psi \frac{1}{\rho U} d\psi.$$

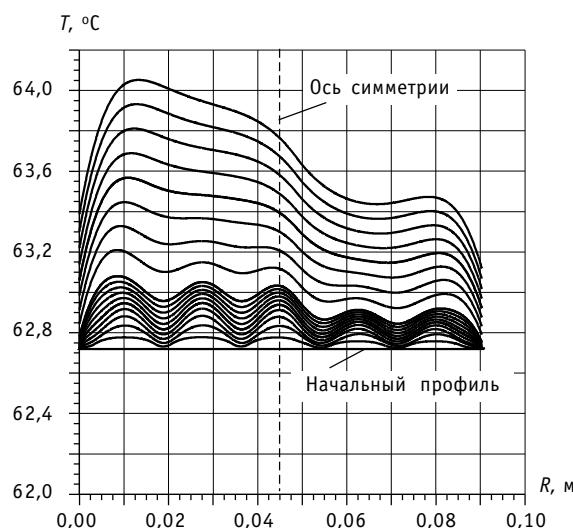


Рис. 6. Распределение температуры теплоносителя в сечениях по высоте сборки на начальном участке при $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0$, $E = 4.5 \text{ мВ}$ (плоскость 1-1)

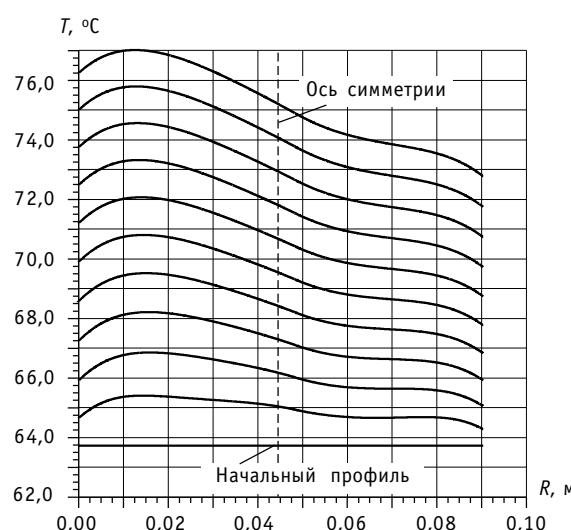


Рис. 7. Поперечное распределение температуры теплоносителя при $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0$, $E = 4.5 \text{ мВ}$ (плоскость 1-1)

РЕЗУЛЬТАТЫ ВАРИАНТНЫХ РАСЧЕТОВ

Для семи значений относительной мощности твэлов $N_{15}/N_{10} = 1.0/2.0, 1.35/2.0, 1.65/2.0, 2.0/1.0, 2.0/1.35, 2.0/1.65, 2.0/2.0$ при показаниях расходомера $E = 4,5$ мВ и для двух значений $N_{15}/N_{10} = 1.0/2.0; 2.0/1.0$ при $E = 10,1$ мВ проводились вариантовые расчеты при найденных значениях коэффициента турбулентного обмена, в результате которых получены поперечные распределения скоростей и температур теплоносителя. Графики для них строились при значениях продольной координаты $x = 0,097, 0,196, 0,294, 0,392, 0,49, 0,588, 0,686, 0,784, 0,882, 0,98$ м (рис. 7–9) и для ячеек, соответствующих местам замеров температуры (рис. 2),

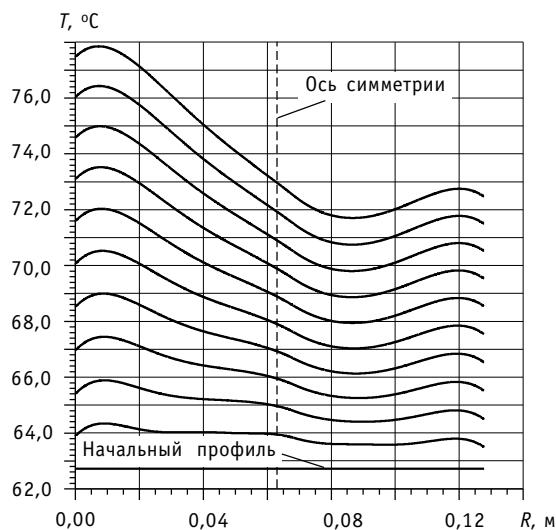


Рис. 8. Поперечное распределение температуры теплоносителя при $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0, E = 4,5$ мВ (плоскость 2-2)

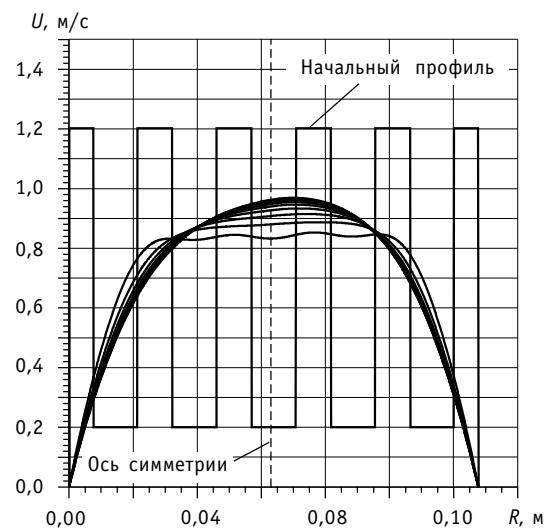


Рис. 9. Поперечное распределение скорости теплоносителя при $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0, E = 4,5$ мВ (плоскость 2-2)

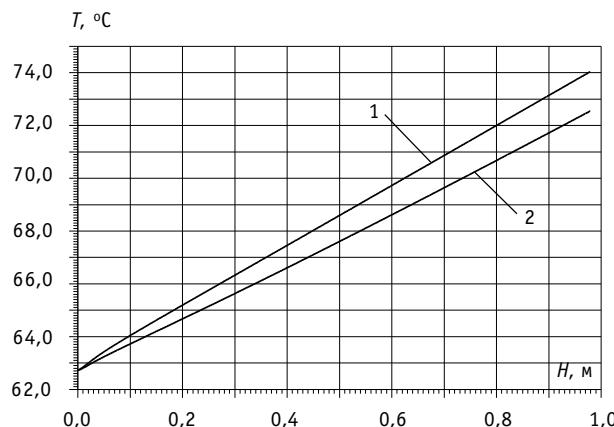


Рис. 10. Изменение температуры теплоносителя по высоте модельной ТВС (ячейка 1, ячейка 2) при $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0$, $E = 4,5 \text{ мВ}$

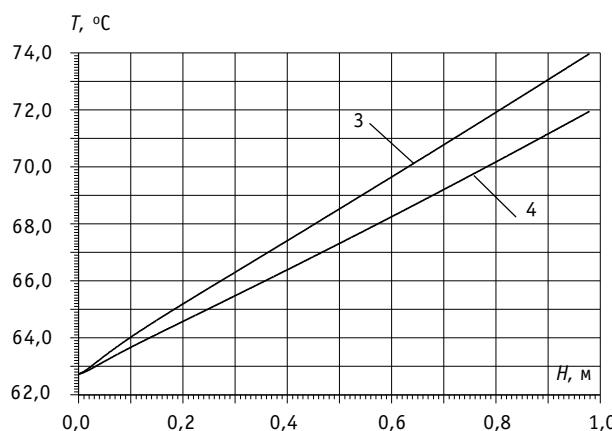


Рис. 11. Изменение температуры теплоносителя по высоте модельной ТВС (ячейка 3, ячейка 4) при $N_{15}/N_{10} = 2.0/2.0$, $E = 4,5 \text{ мВ}$

строились графики распределения расчетной температуры теплоносителя по высоте сборки (рис. 10, 11).

Отличительной особенностью проведенных вариантовых расчетов является невозможность задания начальной скорости потока равной нулю в расчетных точках, относящихся к зонам расположения твэл (как это следует из физических соображений). Это обстоятельство обусловлено причинами только вычислительно-го характера – невозможностью численного разрешения столь большого градиента скорости. По этой причине скорость на входе в местах расположения твэл задавалась 0,2 м/с. Предполагалось, что это обстоятельство практически не влияет на точность проведенных расчетов.

Характер изменения скорости теплоносителя в разных сечениях по высоте модельной сборки показан на рис. 5. Отчетливо виден интегральный характер «размывания» начального профиля скорости. Распределение температуры теплоносителя в различных сечениях по высоте на начальном участке изображено на рис. 6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Предлагается новая физическая модель течения теплоносителя в реакторах корпусного типа с бесчехловыми ТВС.
- Принятой физической модели поставлена в соответствие математическая модель, представленная законами сохранения, записанными в приближении квазиводного турбулентного пограничного слоя.
- Обосновано новое выражение для коэффициента турбулентного обмена, учитывающего затесненность потока твэлами.
- Расчетно-экспериментальным путем определены константы турбулентного теплообмена в модельной сборке реактора БРЕСТ-ОД-300.
- Показана возможность применения обобщенных переменных Прандтля – Мизеса к расчету полей скорости и температуры теплоносителя в активной зоне реакторов с бесчехловыми ТВС.

Авторы выражают благодарность начальнику лаборатории № 22 ГНЦ РФ–ФЭИ проф., д.т.н. А.П. Сорокину и проф., д.т.н. А.В. Жукову за предоставленные экспериментальные данные.

Литература

- Кузина Ю.А., Жуков А.В., Сорокин А.П., Филин А.И., Смирнов В.П., Леонов В.Н., Сила-Новицкий А.Г. Теплообмен и температурные поля в активной зоне реактора БРЕСТ-ОД-300 на быстрых нейтронах со свинцовым охлаждением//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – № 4. – С. 91-99.
- Кузина Ю.А., Жуков А.В., Сорокин А.П., Леонов В.Н., Сила-Новицкий А.Г., Смирнов В.П. Результаты измерений полей скоростей теплоносителя электромагнитным методом в модельных сборках реактора БРЕСТ-ОД-300//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – № 1. – С. 77-87.
- Авдеев Е.Ф., Чусов И.А. Интегральный подход к расчету гидродинамики и температурных полей теплоносителя в реакторах корпусного типа с бесчехловыми ТВС: Доклады 2 РНКТ. – М., 1998. – Т. 5. – С. 139-142.
- Авдеев Е.Ф. Применение теории пограничного слоя для расчета турбулентного смешения системы струй в коллекторе за головками ТВС гетерогенного реактора//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерная техника и технология. – 1989. – Вып. 5. – С. 96-101.
- Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 612с.
- Шид. Численные методы в задачах теплообмена. – М.: Мир, 1988. – 544с.
- Андерсон Д, Танненхил Дж, Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. – М.: Мир, 1990. – 728с.
- Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. – М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 20.04.2004

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМА ПОВЕРХНОСТНОГО КИПЕНИЯ В АКТИВНЫХ ЗОНАХ ТРАНСПОРТНЫХ РЕАКТОРОВ

В.И. Королев*, И.И. Лощаков**

*Санкт-Петербургская государственная морская академия (СПбГМА)

им. адм. С.О. Макарова, г. Санкт-Петербург

**Санкт-Петербургский государственный политехнический университет (СПбГПУ), г. Санкт-Петербург



Режим теплопередачи в активных зонах реакторов, используемых на отечественных атомных ледоколах «Таймыр», «Ямал», «Арктика», «Россия», «Вайгач» и других, в силу специфики эксплуатации судна, сопровождается пристенным кипением при работе на уровнях мощности более 40–60% номинальной. Относительная длина участков твэлов с поверхностным кипением может составлять 50–80% длины твэла. Пристенное кипение влияет на надежность твэлов (их герметичность), а, следовательно, и активной зоны в целом [1]. В частности, в циркониевых активных зонах пристенное кипение интенсифицирует процесс нодулярной коррозии циркониевых сплавов [2].

Поскольку транспортные активные зоны имеют небольшие размеры, рассмотрим теплопередачу в них в рамках простой модели косинусоидального энерговыделения по длине твэла [3]:

$$q_z = q_z^{\max} \cos \frac{\pi z}{H_{\text{зф}}}, \quad (1)$$

где q_z^{\max} – максимальная линейная плотность теплового потока в центральной части топливной кассеты (ТК); q_z – линейная плотность теплового потока в точке с координатой z ; $H_{\text{зф}}$ – высота активной зоны с учетом эффективной добавки. Предполагается, что начало координат находится в центре активной зоны. В этом случае температуру оболочки твэла в произвольной точке z вдоль ТК можно оценить по формуле:

$$t_{\text{об}}(z) = t_z + \chi \frac{q_z^{\max}}{\alpha_{c-t} \Pi_{\text{твэл}}} \cos \left(\frac{\pi}{H_{\text{зф}}} z \right), \quad (2)$$

где χ – коэффициент, учитывающий долю энерговыделения в ядерном топливе; t_z – температура теплоносителя в точке z ; α_{c-t} – коэффициент теплоотдачи от стенки твэла к теплоносителю; $\Pi_{\text{твэл}}$ – периметр твэла.

Введя обозначение $K = \chi \frac{q_z^{\max}}{\alpha_{c-t} \Pi_{\text{твэл}}}$, выражение (2) можно представить в виде:

$$t_{\text{об}}(z) = t_z + K \cos\left(\frac{\pi}{H_{\text{эф}}} z\right). \quad (3)$$

Температура теплоносителя в любой точке твэла с координатой z может быть найдена интегрированием (1):

$$t_z = t_1 + \int_{-\frac{H_{\text{а3}}}{2}}^z \frac{q_z}{\bar{c}_p G} dz, \quad (4)$$

где t_1 – температура теплоносителя на входе в ТК; \bar{c}_p – средняя изобарная теплоемкость теплоносителя в активной зоне; G – расход теплоносителя через ТК. После интегрирования выражения (4), с учетом (1), получим:

$$t_z = t_1 + \frac{q_z^{\max} H_{\text{эф}}}{\bar{c}_p \pi G} \left(\sin \frac{\pi z}{H_{\text{эф}}} + \sin \frac{\pi H_{\text{а3}}}{2 H_{\text{эф}}} \right) = t_1 + \frac{\Delta t_p}{2} \left(1 + \frac{\sin \beta_1 z}{\sin \beta_1 \frac{H_{\text{а3}}}{2}} \right), \quad (5)$$

где $\Delta t_p = (t_2 - t_1)$ – подогрев теплоносителя в активной зоне; t_2 – температура воды на выходе из активной зоны; $\beta_1 = \pi/H_{\text{эф}}$ – осевой геометрический параметр; $H_{\text{а3}}$ – реальная (без эффективной добавки) высота активной зоны.

В транспортных реакторах используется программа регулирования мощности реактора с поддержанием постоянной средней температуры теплоносителя в первом контуре. При этом расход теплоносителя задается работой четырех двухскоростных циркуляционных насосов (ЦНПК), работающих на большой скорости (БС). В соответствии с такой программой регулирования мощности, режим работы ЦНПК не изменяется на частичных нагрузках реакторной установки (РУ), поэтому расход теплоносителя через активную зону остается практически постоянным. Такие особенности реализации программы регулирования мощности Q_p формально можно представить в следующем виде:

$$\bar{t}_I = 0,5(t_1 + t_2) \approx 295^\circ C = \text{const}, G = \text{const}, \text{при } \bar{Q}_{p,i} = \text{varia}, \quad (6)$$

где $\bar{Q}_{p,i} = \frac{Q_{p,i}}{Q_{p,0}}$ – относительная мощность РУ на i -ом частичном режиме; $Q_{p,0}$ и $Q_{p,i}$ – соответственно мощности РУ на номинальном и частичном режимах.

Принимая во внимание, что $t_1 = \bar{t}_I - \Delta t_p / 2$, перепишем выражение (5):

$$t_z = \bar{t}_I + \frac{\Delta t_p}{2} \left(\frac{\sin \beta_1 z}{\sin \beta_1 \frac{H_{\text{а3}}}{2}} \right). \quad (7)$$

Учитывая, что на номинальном режиме работы РУ подогрев Δt_p теплоносителя в активной зоне составляет $44^\circ C$, и подставляя в формулу (7) конкретные размеры транспортных активных зон: $H_{\text{эф}} = 1,12$ м, $H_{\text{а3}} = 0,92$ м, получим выражение для температуры t_z теплоносителя:

$$t_z = 295 + 22,9 \sin(2,8z). \quad (8)$$

Когда температура оболочки $t_{\text{об}}(z)$ в формуле (3) превышает температуру насыщения $t_s(p_1)$ при давлении p_1 в первом контуре, начинается пристенное кипение. Зависимость температуры насыщения от давления в диапазоне изменения давления в первом контуре $p_I \in [12...16]$ МПа можно аппроксимировать линейной функцией:

$$t_s(p_1) = 5,83p_1 + 254,6. \quad (9)$$

Для случая, когда температура оболочки твэла равна температуре насыщения $t_s(p_1)$, можно написать равенство:

$$t_{\text{об}}(z) = t_s(p_1) = t_z + K \cos(2,8z) = 295 + 22,9 \sin(2,8z) + K \cos(2,8z). \quad (10)$$

Начало и окончание зоны кипения по высоте твэла можно определить, решив это уравнение, например, относительно $\sin(2,8z)$. Решение уравнения (10), с учетом (9) можно записать в виде:

$$\sin(2,8z_{1,2}) = \frac{22,9(5,83p_1 - 40,4)}{22,9^2 + K^2} \pm \frac{K}{22,9^2 + K^2} \sqrt{-34p_1(p_1 - 13,8) - 1108 + K^2}. \quad (11)$$

Зная действительные корни $\sin(2,8z_1)$ и $\sin(2,8z_2)$, определяем протяженность зоны $l_{nk}(p_1)$ поверхностного кипения на оболочке твэла:

$$l_{nk}(p_1) = z_2 - z_1. \quad (12)$$

Представляет интерес условие, при котором поверхностное кипение отсутствует. В этом случае длина зоны $l_{nk}(p_1)$ поверхностного кипения равна нулю. Это возможно, если подкоренное выражение в формуле (11) будет равно нулю, т.е.

$$-34p_1(p_1 - 13,8) - 1108 + K^2 = 0. \quad (13)$$

Практический смысл имеет только положительный корень этого уравнения:

$$p_1 = 6,9 + \sqrt{0,029K^2 + 15}. \quad (14)$$

Координата z_{rp} твэла, где при прекращении поверхностного кипения температура максимальна, определяется следующим образом:

$$z_{\text{rp}} = \frac{1}{2,8} \arcsin \left[\frac{22,9(5,83p_1 - 40,4)}{22,9^2 + K^2} \right] \text{ или}$$

$$z_{\text{rp}} = \frac{1}{2,8} \arcsin \left\{ \frac{22,9 \left[40,2 + 5,83\sqrt{0,029K^2 + 15} - 40,4 \right]}{22,9^2 + K^2} \right\}. \quad (15)$$

Протяженность зоны пристенного (поверхностного) кипения (ЗПК) в зависимости от давления в первом контуре показана на рис. 1. Протяженность зоны поверхностного кипения возрастает при уменьшении давления в первом контуре и увеличении значения величины K . При давлении 12 МПа и $K = 50$ поверхностное кипение занимает до 70% длины твэла. По мере роста давления в первом контуре протяженность зоны пристенного кипения уменьшается и затем вообще исчезает. Чем больше перепад температур (K) между теплоносителем и стенкой твэла, тем при большем давлении исчезает зона пристенного кипения.

Можно найти такое сочетание параметров q_z^{\max} , α_{c-t} , p_1 , при котором поверхностного кипения не будет, или зона кипения займет определенную часть длины твэла. Например, если имеет место соотношение $t_{\text{об}}(z) \geq t_s(p_1)$, температуру оболочки в зоне пристенного кипения теплоносителя можно определить с помощью эмпирической формулы из [4]:

$$t'_{\text{об}}(z) = t_s(p_1) + [41 - 0,105t_s(p_1)] [1,163q_z^{\max} \Pi_{\text{твэл}} \cos(2,8z)]^{0,3}. \quad (16)$$

На частичных режимах работы РУ температуру оболочки твэла при $t_s(p_1) > t_{\text{об}}(z)$ можно найти по формуле:

$$t_{\text{об}}(z, \bar{Q}_{p,i}) = 295 + \bar{Q}_{p,i} [22,9 \sin(2,8z) + K \cos(2,8z)]. \quad (17)$$

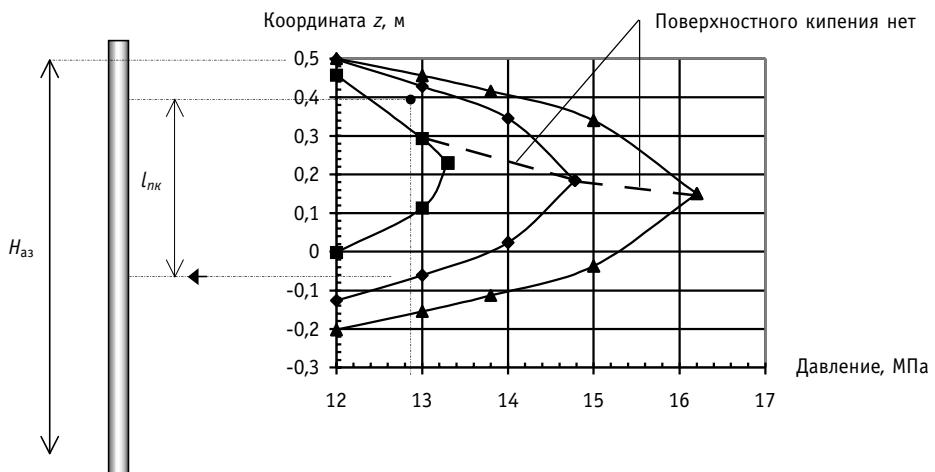


Рис. 1. Изменение протяженности зоны $l_{pk}(p_1)$ пристенного кипения теплоносителя первого контура в зависимости от величины коэффициента K и давления: ■ $K = 30$; ◆ $K = 40$; ▲ $K = 50$

Изменение температуры оболочки в зависимости от координаты z твэла при различных давлениях в первом контуре и коэффициенте $K = 37,6$ показано на рис. 2. При прочих равных условиях максимальная температура оболочки снижается с уменьшением давления в первом контуре. Например, при снижении давления с 14 до 12 МПа максимальная температура оболочки уменьшается примерно на 12°C . Анализ показал, что для рассматриваемого варианта активной зоны характерны следующие особенности при работе на номинальной мощности:

- протяженность зоны поверхностного кипения увеличивается с уменьшением давления теплоносителя;
- при давлении более 14,4 МПа поверхностное кипение прекращается;
- при увеличении давления теплоносителя от 12 до 14,4 МПа температура оболочки возрастает примерно на 12°C ; такое колебание температуры равносилено изменению мощности $\sim 25\%$ от номинальной;

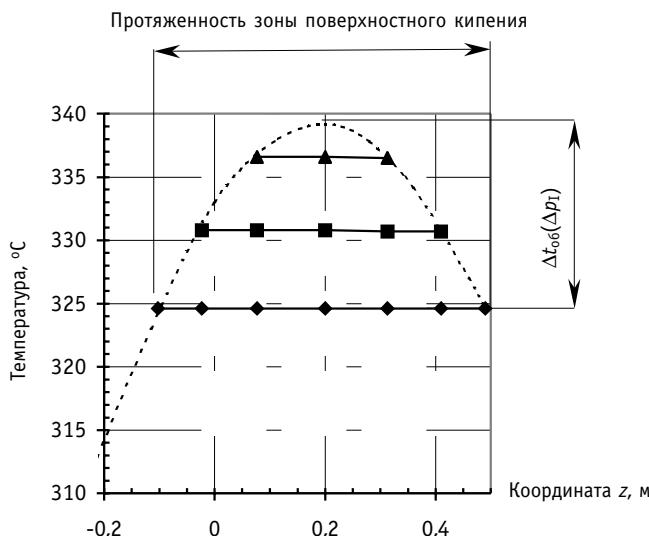


Рис. 2. Изменение максимальной температуры оболочки твэла в зависимости от координаты z и давления в первом контуре: ◆ 12 МПа; ■ 13 МПа; ▲ 14 МПа; пунктирующая кривая показывает изменение температуры оболочки твэла для случая, когда пристенное кипение отсутствует

• темп изменения температуры оболочки в зависимости от изменения давления в первом контуре $\left(\frac{\partial t_{\text{об}}}{\partial p_1}\right)_{Q_p=\text{const}}$, составляет около 6 град/МПа.

Приравняв производную выражения (17) к нулю, получим координату z^{\max} , соответствующую максимуму температуры оболочки:

$$z^{\max} = \frac{1}{2,8} \arcsin \left[\sqrt{\frac{524,4}{K^2 + 524,4}} \right]. \quad (18)$$

Оценим максимально возможную температуру оболочки в зависимости от мощности $\bar{Q}_{p,i}$ реактора, подставив (18) в (17)

$$t_{\text{об},i}^{\max}(\bar{Q}_{p,i}) = 295 + \bar{Q}_{p,i} \left(22,9 \sqrt{\frac{524,4}{K^2 + 524,4}} + K \sqrt{1 - \frac{524,4}{K^2 + 524,4}} \right). \quad (19)$$

Поскольку температура оболочки зависит от трех параметров: давления (при наличии пристенного кипения), значения величины K и мощности, ее удобно представить в виде двух графиков (номограммы). Номограмма для оценки максимальной температуры оболочки твэла, которая построена с использованием формул (19) и (16) приводится на рис. 3. В правом квадранте пунктирная линия соответствует температуре воды, а сплошная – оболочке твэла.

В соответствии с номограммой, если в первом контуре давление $p_1 = 13,4$ МПа, то в диапазоне мощностей 70–100% от номинальной ($K = 50$) максимальная температура оболочки твэла не меняется ввиду того, что здесь находится зона поверхностного кипения теплоносителя. Величина максимальной температуры в рассмотренном диапазоне мощностей равна $\approx 335^\circ\text{C}$. Если мощность реактора меньше 70% номинальной, максимальная температура оболочки монотонно уменьшается по мере снижения мощности РУ, в соответствии с кривой (левый квадрант).

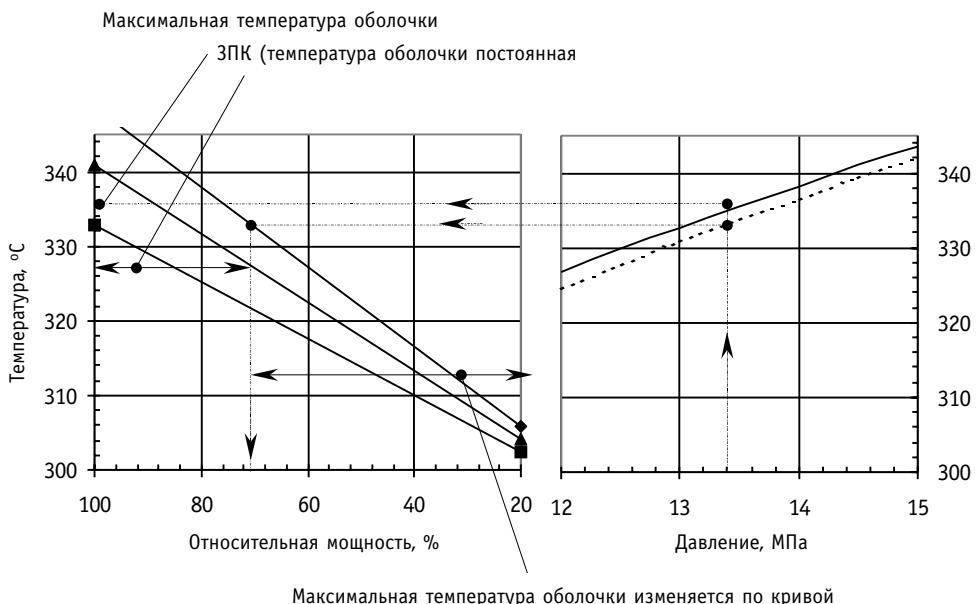


Рис. 3. Схема определения максимальной температуры оболочки твэла с использованием номограммы:
 ■ $K = 30$; ▲ $K = 40$; ◆ $K = 50$

При увеличении давления в первом контуре диапазон мощностей, при которых максимальная температура постоянна, сужается. При $p_1 = 14,5$ МПа (по сплошной линии) максимальная температура оболочки твэла, в зависимости от относительной мощности, определяется только кривой в левом квадранте ($K = 40$). Если давление снижается, то диапазон мощностей, в котором максимальная температура оболочки твэла не меняется, возрастает. Так при $p_1 = 12,0$ МПа максимальная температура оболочки равна 327°C , а диапазон мощностей, в котором она не меняется, составляет 68–100% от номинальной мощности (при $K = 37,6$).

Характерной особенностью системы газовой компенсации давления первого контура транспортных реакторов является некоторое увеличение давления при снижении мощности реактора и наоборот, т.е. $\frac{\partial p_1}{\partial Q_p} < 0$. Оценка изменения величины давления в первом контуре при изменении мощности производилась в [5] и было показано, что ее можно представить в виде:

$$\frac{\partial p_1}{\partial Q_p} = -0,3 \cdot 10^{-2}, \frac{\text{МПа}}{\%}. \quad (20)$$

Рассмотрим диапазон мощностей, где соблюдается пропорциональность между мощностью реактора и максимальной температурой оболочки (см. рис. 3). Температуру оболочки определим для двух мощностей реактора $\bar{Q}_{p,1}$ и $\bar{Q}_{p,2}$, используя формулу (17). Различие между температурами оболочки в таком случае равно:

$$\Delta t'_{\text{o6}} = t_{\text{o62}}(z, \bar{Q}_{p,2}) - t_{\text{o61}}(z, \bar{Q}_{p,1}) = (\bar{Q}_{p,2} - \bar{Q}_{p,1})[22,9 \sin(2,8z) + K \cos(2,8z)], \quad (21)$$

причем, наибольшее значение этой разности составит

$$\Delta t_{\text{o6}}^{\max} = (\bar{Q}_{p,2} - \bar{Q}_{p,1}) \left(22,9 \sqrt{\frac{524,4}{K^2 + 524,4}} + K \sqrt{1 - \frac{524,4}{K^2 + 524,4}} \right). \quad (22)$$

В частности, при давлении в первом контуре 14,5 МПа ($K \leq 40$), когда во всем диапазоне мощностей соблюдается пропорциональность между максимальной температурой оболочки и мощностью реактора, темп изменения температуры в зависимости от изменения мощности

$$\frac{\partial t_{\text{o6}}^{\max}}{\partial Q_p} \approx \left(22,9 \sqrt{\frac{524,4}{K^2 + 524,4}} + K \sqrt{1 - \frac{524,4}{K^2 + 524,4}} \right) 10^{-2}, \frac{{}^\circ\text{C}}{\%}. \quad (23)$$

В диапазоне мощностей, где пропорциональность между относительной мощностью реактора и максимальной температурой оболочки не имеет места, температура оболочки не зависит от мощности реактора, а зависит только от давления. Из рис. 3 (правый квадрант) видно, что максимальная температура оболочки, при росте давления от 12 до 15 МПа, увеличивается от 327 до 344°C . Это позволяет сделать оценку темпа изменения температуры оболочки в зависимости от изменения давления

$$\frac{\partial t_{\text{o6}}^{\max}}{\partial p_1} \approx \frac{342 - 325}{15 - 12} \approx 5,7 \text{ } {}^\circ\text{C}/\text{МПа}. \quad (24)$$

Принципиальный интерес имеют следующие четыре варианта маневра.

1. Мощность изменяется в пределах зоны пропорциональности между максимальной температурой оболочки и мощностью реактора, т.е.

$$(\bar{Q}_{p,(i-1)} + \Delta \bar{Q}_{p,i}) \leq \bar{Q}_p^*(p_1), \quad (25)$$

где $\bar{Q}_{p,(i-1)}$ – мощность реактора до маневра; $\Delta \bar{Q}_{p,i}$ – величина изменения мощности в

результате маневра; $\bar{Q}_p^*(p_1)$ – граничная мощность, выше которой пропорциональность между максимальной температурой оболочки и мощностью нарушается (температура не зависит от мощности). Зависимость величины $\bar{Q}_p^*(p_1)$ от давления можно представить в виде следующего линейного выражения:

$$\bar{Q}_p^*(p_1) = \frac{583p_1 - 4040}{22,9\sqrt{\frac{524,4}{K^2 + 524,4}} + K\sqrt{1 - \frac{524,4}{K^2 + 524,4}}}, \% \quad (26)$$

Изменение температуры оболочки, при изменении мощности на величину $\Delta \bar{Q}_{p,i}$, % можно оценить по формуле:

$$\Delta t_{o6}(\Delta \bar{Q}_{p,i}) = \frac{\partial t_{o6}^{\max}}{\partial \bar{Q}_p} \Delta \bar{Q}_{p,i} \approx \left(22,9\sqrt{\frac{524,4}{K^2 + 524,4}} + K\sqrt{1 - \frac{524,4}{K^2 + 524,4}} \right) 10^{-2} \Delta \bar{Q}_{p,i} \quad (27)$$

2. Мощность изменяется в пределах диапазона, где температура оболочки не зависит от мощности, но зависит от давления в первом контуре

$$\bar{Q}_p^*(p_1) < (\bar{Q}_{p,(i-1)} \pm \Delta \bar{Q}_{p,i}) \leq \bar{Q}_{p,0}, \quad (28)$$

где $\bar{Q}_{p,0}$ – относительная номинальная мощность реактора.

В этом случае маневр влияет на максимальную температуру оболочки вследствие изменения давления в первом контуре

$$\Delta t_{o6}(\Delta \bar{Q}_{p,i}) = \frac{\partial t_{o6}^{\max}}{\partial p_1} \left(-\frac{\partial p_1}{\partial \bar{Q}_p} \right) \Delta \bar{Q}_{p,i} \approx 5,7(-0,3 \cdot 10^{-2}) \Delta \bar{Q}_{p,i} \approx -1,7 \cdot 10^{-2} \Delta \bar{Q}_{p,i}. \quad (29)$$

3. Исходная мощность $\bar{Q}_{p,(i-1)}$ находится в зоне пропорциональности, но в результате увеличения мощности на величину $\Delta \bar{Q}_{p,i}$ мощность становится больше граничной $\bar{Q}_p^*(p_1)$; в этом случае изменение температуры оболочки можно оценить по формуле

$$\Delta t_{o6}(\Delta \bar{Q}_{p,i}) = (1 - \beta) \frac{\partial t_{o6}^{\max}}{\partial \bar{Q}_p} \Delta \bar{Q}_{p,i} + \beta \frac{\partial t_{o6}^{\max}}{\partial p_1} \left(-\frac{\partial p_1}{\partial \bar{Q}_p} \right) \Delta \bar{Q}_{p,i} \text{ или}$$

$$\Delta t_{o6}(\Delta \bar{Q}_{p,i}) \approx (1 - \beta)(0,8 \cdot 10^{-2} K + 0,137) \Delta \bar{Q}_{p,i} + \beta(-1,7 \cdot 10^{-2}) \Delta \bar{Q}_{p,i}, \quad (30)$$

где коэффициент β равен

$$\beta = \frac{\bar{Q}_{p,(i-1)} + \Delta \bar{Q}_{p,i} - \bar{Q}_p^*(p_1)}{\Delta \bar{Q}_{p,i}}. \quad (31)$$

4. Мощность до маневра реактора $\bar{Q}_{p,(i-1)}$ находится в диапазоне, где максимальная температура зависит от давления в первом контуре:

$$\bar{Q}_p^*(p_1) < \bar{Q}_{p,(i-1)} \leq \bar{Q}_{p,0}. \quad (32)$$

В результате снижения мощности на величину $\Delta \bar{Q}_{p,i}$, мощность вышла из этого диапазона, т.е.

$$(\bar{Q}_{p,(i-1)} - \Delta \bar{Q}_{p,i}) \leq \bar{Q}_p^*(p_1). \quad (33)$$

В таком случае изменение максимальной температуры оболочки можно определить следующим образом:

$$\Delta t_{\text{об}}(\Delta \bar{Q}_{p,i}) = (1 - \beta^*) \frac{\partial t_{\text{об}}^{\max}}{\partial \bar{Q}_p} (-\Delta \bar{Q}_{p,i}) + \beta^* \frac{\partial t_{\text{об}}^{\max}}{\partial p_I} \left(-\frac{\partial p_I}{\partial \bar{Q}_p} \right) (-\Delta \bar{Q}_{p,i}), \quad (34)$$

где $\beta^* = \frac{\bar{Q}_{p,(i-1)} - Q_p^*(p_I)}{\Delta \bar{Q}_{p,i}}$.

В заключение отметим следующее:

- принципиально можно выделить два основных поддиапазона изменения мощности реактора: *первый*, где наблюдается пропорциональность между мощностью и максимальной температурой оболочки и *второй*, где максимальная температура оболочки зависит непосредственно от давления в первом контуре;
- при маневрировании в нижней части диапазона мощностей (первый поддиапазон), изменение температуры оболочки пропорционально мощности (27);
- при маневрировании в верхней части диапазона (второй поддиапазон) изменение температуры оболочки будет зависеть только от изменения давления в первом контуре и крутизны характеристики (20) газовой системы компенсации давления (29);
- если маневр производится на стыке двух поддиапазонов, оценивается доля изменения в первом и втором поддиапазонах (b) и изменение максимальной температуры оболочки определяется по формулам (30) и (34);
- получены простые аналитические соотношения для оценки протяженности зоны поверхностного кипения и влияние на нее теплотехнических и конструктивных параметров активной зоны;
- предложена номограмма для оценки влияния режимных показателей эксплуатации РУ на максимальную температуру оболочек твэлов;
- знание температуры оболочки твэла, при различных режимах эксплуатации активной зоны, позволяет более эффективно использовать топливо за счет уменьшения вероятности разгерметизации оболочки твэла, что, при прочих равных условиях, позволит увеличить энерговыработку активной зоны.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Российской Федерации. Грант «Исследование теплообмена в активной зоне реактора ВВЭР энергоблока АЭС при изменении производительности ГЦН».

Литература

1. Королев В.И. Основы управления судовыми реакторными установками при работе на мощности: Учебн. пособие. – СПб.: Медицинская пресса, 2003. – 106 с.
2. Герасимов В.В. Коррозия реакторных материалов. – М.: Атомиздат, 1980.
3. Дементьев Б.А. Ядерные энергетические реакторы: Учебник для вузов – М.: Энергоиздат, 1984. – 280 с.
4. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 296 с.
5. Королев В.И. Практические задачи по дисциплине «Судовые ядерные энергетические установки»: Учебн. пособие. Ч.1. Оценочные расчеты по системам ЯППУ. – С.-Пб.: ГМА им. адм. С.О. Макарова, 2001. – 92 с.

Поступила в редакцию 26.03.2004

КОЛЕБАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ СИСТЕМ

В.С. Федотовский, Т.Н. Верещагина

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт, им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Рассматривается задача о вибродинамических характеристиках систем типа трубы Фильда. На примере одномерных колебаний тела с полостью, заполненной жидкостью, и содержащей другое тело, рассмотрены особенности гидродинамически связанных колебательных систем. Получена зависимость между элементами матрицы присоединенных масс жидкости и проведен анализ собственных частот и амплитуд вынужденных колебаний системы с учетом вязкого демпфирования. Приведено соотношение для параметров системы, при которых колебания на одной из собственных частот происходят без затухания, несмотря на диссипативные свойства системы. Приведены экспериментальные данные, подтверждающие результаты расчета амплитудно-частотных характеристик гидродинамически связанной колебательной системы типа «труба в трубе».

ВВЕДЕНИЕ

Многие упругие элементы конструкций энергетического, технологического и другого оборудования, погруженные в жидкость или обтекаемые потоком жидкости, образуют гидродинамически связанные колебательные системы. Такие системы, как, например, пучки упругих стержней в жидкости, ограниченные упругими оболочками, а также системы типа «труба в трубе», являются типичными элементами конструкций атомных энергетических установок (активных зон реакторов, теплообменных аппаратов и т.п.).

Так, в частности, одним из конструктивных элементов теплообменных аппаратов является так называемая трубка Фильда, представляющая собой систему двух упругих концентрических трубок с потоком теплоносителя во внутренней трубке и с обратным потоком в кольцевом канале между трубками. При обтекании таких элементов потоком теплоносителя могут возбуждаться интенсивные вибрации, приводящие к их повреждениям.

Для определения виброхарактеристик таких элементов и, следовательно, их надежности, необходимо уметь рассчитывать их собственные динамические характеристики, определяющие отклик на внешнее воздействие.

При длине трубок существенно большей их диаметра, задача об изгибных колебаниях системы в целом сводится к задаче о поступательных колебаниях фрагмента системы трубок единичной длины. Если в такой системе возбуждаются колебания одной из трубок, то приведенная в колебательное движение жидкость, находящаяся в кольцевом зазоре между трубками, воздействуя на другую трубку, возбуждает ее колебания. Существование связанных колебаний такой системы (и других аналогичных систем) обусловлено инерционностью и вязкостью жидкости.

© В.С. Федотовский, Т.Н. Верещагина, 2004

Теория колебаний связанных упругих систем хорошо разработана [1,2], однако некоторые задачи колебаний инерционно связанных систем недостаточно освещены в литературе, несмотря на их распространенность в различных областях техники.

Исследуя далее связанную систему упругих концентрических трубок мы будем исходить из более общей постановки задачи, т.е. рассматривать задачу об одномерных колебаниях вложенных друг в друга тел произвольной формы. Гидродинамическая задача движения жидкости в пространстве между ними при этом может быть двух- или трехмерной.

Цель работы заключается в анализе уравнений движения гидродинамически связанных колебательных систем и использовании их в задаче о колебаниях системы типа «труба в трубе».

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим систему, состоящую из тела массой M_1 , находящегося в полости другого тела массой M_2 . Оба тела связаны упругими связями с неподвижной системой координат и под действием внешних периодических сил $F_1(t)$ и $F_2(t)$ могут совершать одномерные поступательные колебания, например, вдоль оси x . Несжимаемая жидкость с плотностью ρ и вязкостью η заполняет пространство между внутренним телом объемом G_1 и полостью внутри тела объемом G_2 и осуществляет гидродинамическую связь элементов колебательной системы (рис. 1).

Обозначив координаты отклонений тел от положения равновесия $X_1 t$ и $X_2 t$, уравнения движения элементов колебательной системы запишем в форме Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right) - \frac{\partial E}{\partial X_1} + \frac{\partial \Pi}{\partial X_1} + \frac{\partial \Phi}{\partial V} = F_1, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E}{\partial U} \right) - \frac{\partial E}{\partial X_2} + \frac{\partial \Pi}{\partial X_2} + \frac{\partial \Phi}{\partial U} = F_2, \quad (2)$$

где $V = \dot{X}_1$, $U = \dot{X}_2$ – мгновенные скорости тел; E , Π – кинетическая и потенциальная энергии системы соответственно; Φ – диссипативная функция Рэлея; $F_1(t)$ и $F_2(t)$ – внешние силы, приложенные к соответствующему телу.

Будем считать, что потенциальная энергия связана только с деформацией упругих элементов системы

$$\Pi = k_1 X_1^2 / 2 + k_2 X_2^2 / 2, \quad (3)$$

где k_1 и k_2 – жесткость упругих связей тел.

Диссипация энергии в системе обусловлена течением вязкой жидкости, возникающим при относительном движении тел. Диссипативная функция Рэлея при этом имеет вид:

$$\Phi = \xi (V - U)^2 / 2, \quad (4)$$

где ξ – коэффициент вязкого сопротивления, зависящий от вязкости жидкости, геометрической формы системы и от частоты колебаний.

Кинетическая энергия системы состоит из суммы кинетической энергии тел $E_1 = M_1 V^2 / 2$, $E_2 = M_2 U^2 / 2$ и кинетической энергии жидкости E_f , зависящей от формы и мгновенных скоростей обоих тел, а также от плотности жидкости.

Рассмотрим малые гармонические колебания, когда перемещения тел малы по сравнению с их

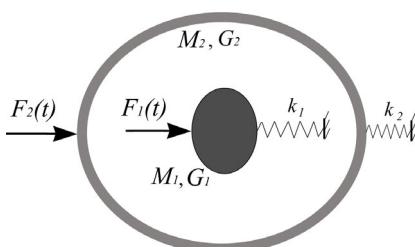


Рис.1. Гидродинамически связанная колебательная система

геометрическими размерами. Тогда производными от кинетической энергии жидкости по координатам можно пренебречь. Кроме того, ограничимся случаем, когда вязкость жидкости и частота колебаний системы таковы, что параметр $\delta = \sqrt{2\eta/\rho\omega}$, характеризующий толщину пограничного слоя жидкости на поверхностях тел, много меньше характерных размеров системы. В этом случае кинетическая энергия жидкости может быть найдена в приближении потенциального течения, а диссипативная функция – в приближении вязкого пограничного слоя [3].

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ЖИДКОСТИ И МАТРИЦА ПРИСОЕДИНЕННЫХ МАСС

Рассмотрим сначала движение свободных тел с идеальной жидкостью (без упругих связей) под действием внешних сил F_1 и F_2 .

Кинетическая энергия жидкости, обусловленная движением тел, может быть записана в следующей квадратичной форме [4]

$$2E_f = -\rho \iint \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS = m_{11}V^2 - 2m_{12}VU + m_{22}U^2, \quad (5)$$

где элементы матрицы присоединенных масс m_{ij} вычисляются по потенциальну скорости жидкости, представленному как $\varphi = V\varphi_1 + U\varphi_2$, по формуле

$$m_{ij} = -\rho \iint \varphi_i \frac{\partial \varphi_j}{\partial n} dS, \quad (i, j = 1, 2), \quad (6)$$

где интегрирование проводится по ограничивающим жидкость поверхностям.

Потенциал должен удовлетворять уравнению Лапласа $\Delta\varphi = 0$ и условиям равенства нормальных составляющих скоростей на границах.

Уравнения движения системы тел с жидкостью принимают при этом следующий вид:

$$M_1\dot{V} + m_{11}\dot{V} - m_{12}\dot{U} = F_1, \quad (7)$$

$$M_2\dot{U} - m_{12}\dot{V} + m_{22}\dot{U} = F_2. \quad (8)$$

Если, в частности, внешняя сила приложена к первому телу, а второе тело неподвижно ($U = 0$), то из уравнения (7) следует

$$(M_1 + m_{11})\dot{V} = F_1, \quad (9)$$

откуда видно, что к массе тела M_1 добавляется присоединенная масса жидкости m_{11} .

Если, наоборот, сила приложена к внешнему телу, а $F_1 = 0$, то в случае, когда масса внутреннего тела равна массе вытесненной жидкости ($M_1 = \rho G_1$), ускорения внутреннего и внешнего тела будут, очевидно, равными ($\dot{U} = \dot{V}$). При этом из уравнения (7) следует соотношение

$$m_{12} = m_{11} + \rho G_1. \quad (10)$$

Уравнение (8) в этом случае принимает вид:

$$M_2\dot{U} + (-m_{12} + m_{22})\dot{U} = F_2. \quad (11)$$

С другой стороны, поскольку под действием силы F_2 такая система движется как единое твердое тело массой $M_2 + \rho G_2$ с ускорением \dot{U} , то

$$(M_2 + \rho G_2)\dot{U} = F_2. \quad (12)$$

Приравняв левые части (11) и (12), получим следующее соотношение:

$$m_{22} = m_{11} + \rho G_1 + \rho G_2. \quad (13)$$

Поскольку присоединенные массы зависят от плотности жидкости и геометрических характеристик окружающих тел, но не от их плотности, то соотношения (10), (13)

должны выполняться при любой плотности внутреннего тела.

Используя формулы (10), (13), кинетическую энергию жидкости запишем в виде:

$$2E_f = mV^2 - 2(m + \rho G_1)VU + (m + \rho G_1 + \rho G_2)U^2. \quad (14)$$

Тот факт, что элементы матрицы присоединенных масс m_{12} и m_{22} выражаются через величину присоединенной массы $m_{11} = m$ независимо от формы полости и формы внутреннего тела, представляет определенный интерес, поскольку в общем случае движения тел в жидкости такой связи коэффициентов матрицы присоединенных масс нет.

Полученная формула (14) существенно упрощает задачу о гидродинамическом взаимодействии рассматриваемых элементов системы. Так, в частности, возвращаясь к колебательной системе с упругими связями, уравнения Лагранжа (1), (2) с учетом (3, 4, 14), запишем в виде:

$$\ddot{X}_1 - \alpha_1 \ddot{X}_2 + \beta_1 (\dot{X}_1 - \dot{X}_2) + \omega_1^2 X_1 = f_1, \quad (15)$$

$$\ddot{X}_2 - \alpha_2 \ddot{X}_1 + \beta_2 (\dot{X}_2 - \dot{X}_1) + \omega_2^2 X_2 = f_2. \quad (16)$$

Здесь введены следующие обозначения:

для коэффициентов инерционной связи

$$\alpha_1 = \frac{m + \rho G_1}{M_1 + m}, \quad \alpha_2 = \frac{m + \rho G_1}{M_2 + m + \rho G_1 + \rho G_2}, \quad (17)$$

для коэффициентов вязкой связи

$$\beta_1 = \frac{\xi}{M_1 + m}, \quad \beta_2 = \frac{\xi}{M_2 + m + \rho G_1 + \rho G_2}, \quad (18)$$

для силовых функций f_1, f_2

$$f_1 = \frac{F_1(t)}{M_1 + m}, \quad f_2 = \frac{F_2}{M_2 + m + \rho G_1 + \rho G_2}, \quad (19)$$

и для квадратов парциальных частот рассматриваемой колебательной системы¹

$$\omega_1^2 = \left(\frac{k_1}{M_1 + m} \right), \quad \omega_2^2 = k_2 / (M_2 + m + \rho G_1 + \rho G_2).$$

СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ СВЯЗАННЫХ КОЛЕБАНИЙ СИСТЕМЫ С ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Рассмотрим сначала собственные колебания системы без вязкого демпфирования. Положив в (15), (16) $\beta_1 = \beta_2 = 0, f_1 = f_2 = 0$ и отыскивая решение системы однородных уравнений в виде незатухающих гармонических колебаний $X_{1,2} = X_{1,2}^0 e^{i\omega t}$, получим биквадратное уравнение

$$\omega^4 (1 - \alpha_1 \alpha_2) - \omega^2 (\omega_1^2 + \omega_2^2) + \omega_1^2 \omega_2^2 = 0, \quad (20)$$

решение которого дает две собственные частоты связанных колебаний системы

$$\Omega_{1,2}^2 = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4\omega_1^2 \omega_2^2 \alpha_1 \alpha_2}}{2(1 - \alpha_1 \alpha_2)}. \quad (21)$$

Безразмерные зависимости собственных частот связанной системы от отношения парциальных частот при различных коэффициентах инерционной связи приведены

¹ Парциальные частоты системы, как известно, определяют собственную частоту колебаний одного из элементов системы, когда другой элемент неподвижен.

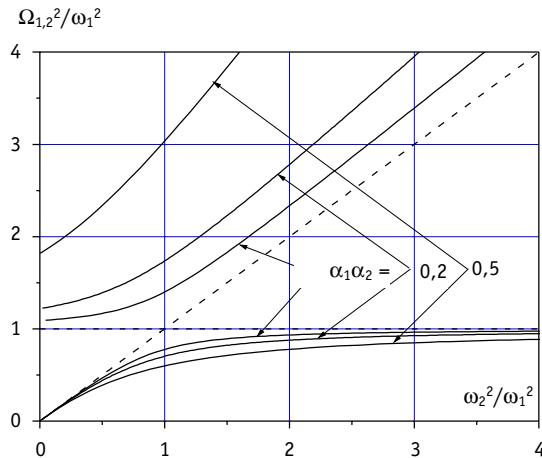


Рис. 2. Собственные частоты инерционно связанный системы

на рис. 2. Эта зависимость является аналогом известной диаграммы Вина для систем с упругой связью элементов [2].

Из формулы (21) и рис. 2 видно, что нижняя ветвь собственных частот Ω_2 , соответствующая противофазным колебаниям элементов системы, при сильном различии парциальных частот ($\omega_1 \gg \omega_2$ или $\omega_1 \ll \omega_2$) приближается к меньшей парциальной частоте системы. Верхняя ветвь собственных частот Ω_1 имеет следующие асимптотики:

$$\Omega_1^2 \approx \omega_2^2 / (1 - \alpha_1 \alpha_2) \text{ при } \omega_2 \gg \omega_1,$$

$$\Omega_1^2 \approx \omega_1^2 / (1 - \alpha_1 \alpha_2) \text{ при } \omega_2 \ll \omega_1.$$

При равенстве парциальных частот собственные частоты связанных колебаний равны

$$\Omega_{1,2}^2 = \omega_1^2 \frac{1 \pm \sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{1 - \alpha_1 \alpha_2}. \quad (22)$$

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ С ДЕМПФИРОВАНИЕМ

Если рассматривать вынужденные колебания гидродинамически связанный системы с вязким демпфированием, то из решения системы уравнений (15), (16) нетрудно получить зависимость амплитуды колебаний тел от частоты или их амплитудно-частотные характеристики. При частоте возмущающей силы, равной одной из собственных частот системы, возникают резонансные колебания обоих тел, а при частотах воздействий, равных парциальным частотам системы, имеет место так называемый антирезонанс. При этом тело, к которому приложена сила, остается неподвижным, а второе совершает колебания с относительно малой амплитудой. Таким образом, это замечательное свойство, более известное для упруго связанных систем [1–2] и часто используемое для динамического гашения вынужденных колебаний машин и механизмов, имеет место и для инерционно связанных колебательных систем.

Для вынужденных установившихся гармонических колебаний элементов системы решение системы уравнений (15), (16) дает следующие зависимости комплексных амплитуд от частоты воздействий ω

$$X_1^0 = \frac{[\omega_2^2 + i\omega\beta_2 - \omega^2]f_1 - (\omega^2\alpha_1 - i\omega\beta_1)f_2}{[\omega_1^2 + i\omega\beta_1 - \omega^2][\omega_2^2 + i\omega\beta_2 - \omega^2] - (\omega^2\alpha_1 - i\omega\beta_1)(\omega^2\alpha_2 - i\omega\beta_2)}, \quad (23)$$

$$X_2^0 = \frac{-(\omega^2 \alpha_2 - i\omega \beta_2) f_1 + [\omega_1^2 + i\omega \beta_1 - \omega^2] f_2}{[\omega_1^2 + i\omega \beta_1 - \omega^2][\omega_2^2 + i\omega \beta_2 - \omega^2] - (\omega^2 \alpha_1 - i\omega \beta_1)(\omega^2 \alpha_2 - i\omega \beta_2)}. \quad (24)$$

Для иллюстрации на рис. 3, 4 тонкими линиями показаны характерные амплитудно-частотные характеристики элементов колебательной системы и огибающие резонансных амплитуд (толстые линии), полученные по формулам (23, 24) при изменении второй парциальной частоты системы ω_2 в широких пределах. Кривые на рис. 3 соответствуют случаю, когда внешняя сила действует на первый элемент системы, а кривые на рис. 4 – случаю, когда внешняя сила действует на второй элемент.

Из рис. 3, 4 видно, что амплитуды резонансных колебаний на низшей частоте, соответствующей противофазным колебаниям, существенно ниже, чем на частоте синфазных колебаний. Это связано с большой относительной скоростью элементов при их противофазных колебаниях и соответственно с большими диссипативными потерями в жидкости. Кроме того, видно, что в определенном диапазоне частот ($\omega_1^2 < \omega_2^2 < \omega_1^2 / (1 - \alpha_1 \alpha_2)$) резонансы отсутствуют (огибающие резонансов в этой области частот имеют разрыв).

Еще одна особенность состоит в том, что при определенном сочетании параметров колебательной системы, амплитуда высокочастотного резонанса обращается в бесконечность. Это означает, что несмотря на диссипативные свойства системы, колебания на этой собственной частоте являются незатухающими. Действительно, из решений (23), (24) видно, что при воздействии силы на первый элемент системы колебания с равными амплитудами будут происходить на частоте $\omega^2 = \omega_2^2 / (1 - \alpha_2)$, а при воздействии силы на второй элемент – на частоте $\omega^2 = \omega_1^2 / (1 - \alpha_1)$. Если выполняется условие так называемой динамической совместимости

$$\frac{\omega_1^2}{1 - \alpha_1} = \frac{\omega_2^2}{1 - \alpha_2}, \quad (25)$$

то при частоте ω , равной собственной частоте синфазных колебаний

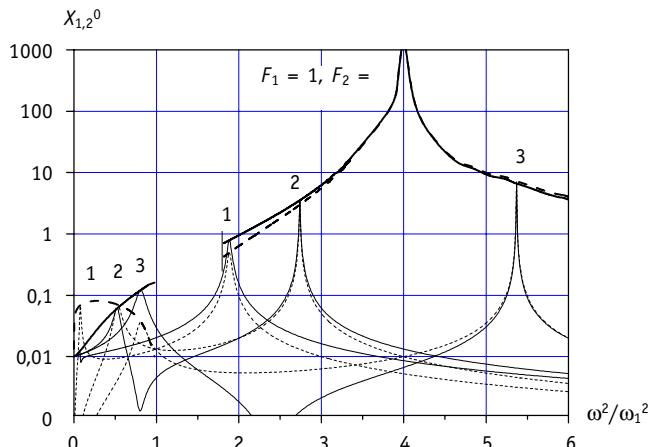


Рис. 3. Резонансные амплитуды гидродинамически связанный системы
 $\alpha_1 = 0,75$; $\alpha_2 = 0,6$; $\beta_1 = 0,5$; $\beta_2 = 0,3$; 1 – $\omega_2^2/\omega_1^2 = 0,1$; 2 – 1; 3 – 2-5

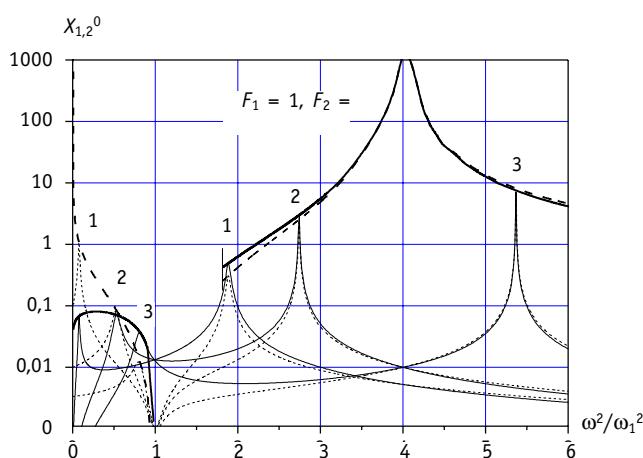


Рис. 4. Резонансные амплитуды гидродинамически связанный системы (обозначения см. рис. 3)

$$\Omega_1^2 = \frac{\omega_1^2}{1-\alpha_1} = \frac{\omega_2^2}{1-\alpha_2}, \quad (26)$$

знаменатель в формулах (23) и (24) обращается в ноль, и резонансные колебания становятся бесконечными независимо от вязкости жидкости. Этот результат имеет простой физический смысл. При равных амплитудах колебаний элементов система совершает колебания как единое целое. Поскольку деформационное движение жидкости в системе в этом случае отсутствует, то вязкость жидкости не проявляется.

КОЛЕБАНИЯ СИСТЕМЫ СТЕРЖЕНЬ – КОНЦЕНТРИЧЕСКАЯ ТРУБКА

В качестве примера рассмотрим динамические характеристики гидродинамически связанный колебательной системы, состоящей из упругого цилиндрического стержня радиусом a и окружающей его упругой цилиндрической трубы с внутренним радиусом b , заполненной жидкостью.

Предположим, что стержень и концентрическая трубка имеют одинаковую длину l , одинаковые условия закрепления концов (например, шарнирные) и могут совершать изгибы колебания по одной и той же форме в одной плоскости. В этом случае задача об изгибных балочных колебаниях сводится к рассмотренной одномерной задаче (15), (16), в которой все параметры относятся к единице длины системы стержень – трубка.

Присоединенная масса жидкости на единицу длины круглого стержня в неподвижной цилиндрической трубке равна [5]

$$m = \pi \rho a^2 \frac{b^2 + a^2}{b^2 - a^2}.$$

В соответствии с формулами (10), (13) элементы матрицы присоединенных масс равны:

$$m_{12} = \pi \rho a^2 \frac{2b^2}{b^2 - a^2}, \text{ и } m_{22} = \pi \rho b^2 \frac{(a^2 + b^2)}{(b^2 - a^2)}. \quad (27)$$

Коэффициент гидродинамического демпфирования при колебаниях круглого стержня в концентрической трубке с жидкостью выражается формулой, удовлетворительно согласующейся с опытными данными [6]:

$$\xi = \frac{4\pi\eta a}{\delta} \frac{(b^4 + a^3 b)}{(b^2 - a^2)^2}. \quad (28)$$

На рис. 5, 6 сплошными и пунктирными кривыми представлены расчетные амплитудно-частотные характеристики системы стержень-трубка при силовом воздействии на трубку (рис. 5) или на стержень (рис. 6). Амплитуды нормированы на статическое отклонение элемента при воздействии постоянной силы. Верхние индексы показывают, к какому элементу приложено воздей-

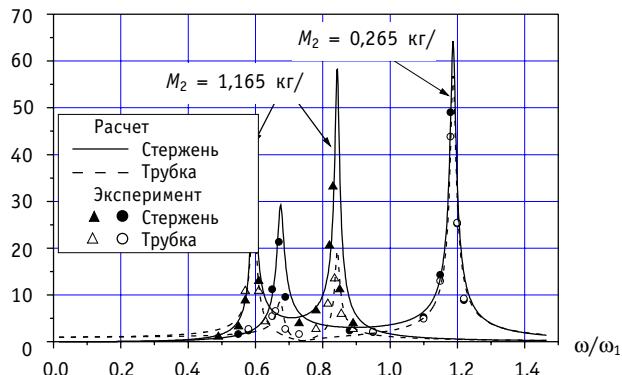


Рис.5. Амплитудно-частотные характеристики системы при различной массе трубы (сила приложена к трубке, в зазоре – вода)

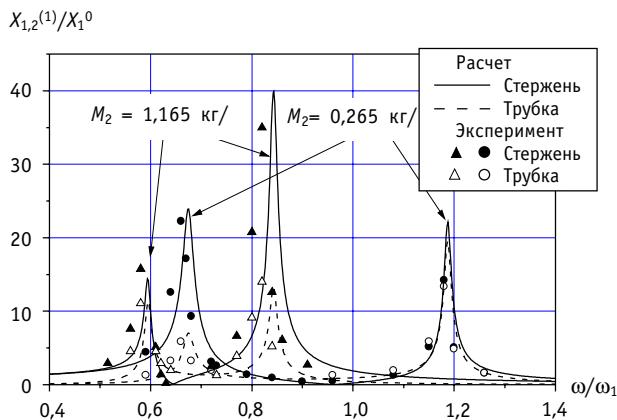


Рис.6. Амплитудно-частотные характеристики системы при различной массе трубы (сила приложена к стержню, в зазоре – вода)

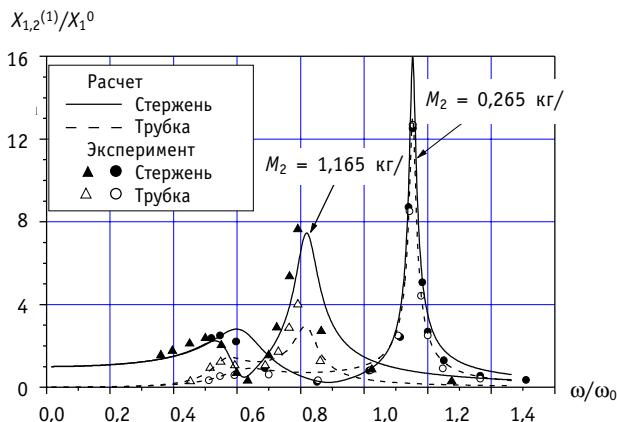


Рис.7. Амплитудно-частотные характеристики системы при различной массе трубы (сила приложена к стержню, в зазоре – глицерин)

связано с различием длин стержня и трубы). Видно также, что при изменении массы трубы M_2 (или парциальной частоты ω_2) меняются не только частоты, но и амплитуды резонансных колебаний, в соответствии с рассмотренной выше математической моделью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного анализа простейшей гидродинамически связанный колебательной системы, образованной упруго закрепленным телом-осциллятором, находящимся в замкнутой полости другого тела-осциллятора, следует, что собственные частоты и амплитуды резонансных колебаний определяются упругими, массовыми и геометрическими параметрами. Особенность рассмотренной системы состоит в том, что элементы матрицы присоединенных масс жидкости, определяющие коэффициенты инерционной связи, выражаются простым соотношением через единственный коэффициент присоединенной массы, соответствующий движению тела в жидкости, ограниченной неподвижными стенками, объемом внутреннего тела и объемом полости внешнего тела. Приведенные соотношения для элементов матрицы присоединенных масс справедливы для произвольных форм внутреннего тела и полости внешнего тела.

стие (1 – стержень, 2 – трубка), нижние – номер колеблющегося элемента; здесь же представлены экспериментальные данные [7], полученные на экспериментальном участке, состоящем из стержневого элемента в виде стальной трубы диаметром 10 мм длиной 850 мм, с шарнирным закреплением и концентрической трубы с внутренним диаметром 18 мм и длиной 800 мм. Зазор заполнялся жидкостью, а изгибные колебания стержня или трубы возбуждались электродинамическим способом. Для обеспечения колебаний стержня и трубы в одной плоскости были приняты специальные меры [7]. В качестве жидкости использовалась вода и 98-процентный раствор глицерина. Примеры АЧХ для двух систем, отличающихся друг от друга массой внешней трубы показаны на рис. 5, 6. Видно, что результаты расчетов по формулам (23), (24) согласуются с экспериментальными результатами, как по частотам резонансов, так и по амплитудам колебаний (небольшое различие по частоте

Определенный практический интерес представляет также приведенное соотношение для упруго-массовых параметров колебательной системы, в частности, для трубы Фильда, при соблюдении которого амплитуда вынужденных резонансных колебаний становится неограниченна, а свободные колебания на одной из собственных частот при отсутствии конструкционного демпфирования в системе являются незатухающими. В связи с этим известные рекомендации по отстройке собственных частот гидродинамически связанных систем типа «труба в трубе» от частоты внешних возникающих сил следует дополнить условием динамической совместимости.

Наконец, следует отметить, что рассмотренная колебательная система с двумя степенями свободы при технической реализации конструкции типа «труба в трубе» требовала специальных мер для обеспечения изгибных колебаний системы в одной плоскости. Без этого изгибные колебания системы типа «труба в трубе» в одной плоскости могли оказаться неустойчивыми; в общем случае такая система имеет четыре степени свободы. Пространственные колебания элементов системы при этом описывались бы системой четырех нелинейных уравнений, учитывающих гидродинамическую связь колеблющихся элементов, как в направлении возмущающих сил, так и в попечном направлении.

Литература

1. Магнус К. Колебания. – М.: Мир, 1982.
2. Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У. Колебания в инженерном деле. – М.: Машиностроение, 1985.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц М.Е. Механика сплошных сред. – М.: Гостехиздат, 1953.
4. Ламб Г. Гидродинамика. – М., 1947.
5. Милн-Томсон Теоретическая гидродинамика. – М.: Мир, 1964.
6. Синявский В.Ф., Федотовский В.С., Кухтин А.Б. Инерционные характеристики и гидродинамическое демпфирование колебаний круговых цилиндров в жидкой среде//Прикл. механика. – 1980. – Т. 16. – № 4. – С. 115.
7. Федотовский В.С. Кухтин А.Б., Спицов В.С., Синявский В.Ф. Экспериментальное исследование амплитудно-фазо-частотных характеристик гидродинамически связанный системы стержень-концентрическая трубка/ Препринт ФЭИ №1508. – Обнинск, 1984.

Поступила в редакцию 28.10.2003

ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ РОТОРА ТУРБОМАШИНЫ ОДНОКОНТУРНОЙ АЭС. О ВОЗМОЖНОСТИ ЗАМЕНЫ КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА КУБИЧЕСКУЮ ДЛЯ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОДВЕСА РОТОРА

В.С. Востоков, А.В. Ходыкин

ФГУП «Опытное конструкторское бюро машиностроения им. И.И. Африканова», г. Н.Новгород



Методом Ляпунова доказывается асимптотическая устойчивость нелинейной системы электромагнитного подвеса без токов смещения, допустимость замены квадратичной нелинейности на кубическую с точки зрения устойчивости нулевого состояния равновесия.

ВВЕДЕНИЕ

В современных проектах газовых одноконтурных реакторов используется турбомашина на электромагнитных подшипниках (ЭМП). Несмотря на значительную отработанность создания ЭМП, продолжают проводиться расчетно-экспериментальные исследования свойств ЭМП. Результаты этих работ периодически обсуждаются на международных симпозиумах и на страницах сборника «Известия высших учебных заведений» [1, 2, 3]. Одним из таких вопросов является теоретическое обоснование устойчивости нулевого состояния равновесия при нулевом токе смещения в обмотке электромагнитного подшипника.

Известно, что в линейном приближении при наличии постоянных токовых смещений в обмотках силового магнита ($I_{cm} \neq 0$) нулевое состояния равновесия устойчиво и сила от силового магнита $F = -\left(\frac{2L_0 I_{cm}}{x_0}\right) i_{upr}$. При $I_{cm} = 0$ сила от силового магнита (F) равна нулю. Следовательно, рассмотрение системы в линейном приближении при $I_{cm} = 0$ невозможно и устойчивость состояния равновесия определяется нелинейными членами.

В связи со сложностью подбора функций Ляпунова для доказательства устойчивости состояния равновесия, многие разработчики ЭМП идут по пути линеаризации самой системы управления и системы в целом, вводя в нее дополнительные элементы (блоки линеаризации, токи смещения, наконец, элементы типа \sqrt{I}), которые по-

© В.С. Востоков, А.В. Ходыкин, 2004

зволяют сделать заключение об устойчивости состояния равновесия в линейном приближении [4, 5].

В отличие от работ [4, 5] в данной работе приведены результаты исследования устойчивости на примере нелинейной математической модели. Такая математическая модель позволяет пользоваться аналитическими методами исследования и выяснить важность отдельных факторов на устойчивость электромагнитного подвеса в целом.

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОДВЕСА БЕЗ ТОКОВ СМЕЩЕНИЯ

При отсутствии токов смещения в любой момент времени действует только одна половина электромагнита:

$$F = \frac{L_0 x_0}{2} \begin{cases} -\frac{i_{\text{упр}}^2}{(x_0 + x)^2}, & \text{если } k_n x + k_d \dot{x} > 0 \\ \frac{i_{\text{упр}}^2}{(x_0 - x)^2}, & \text{если } k_n x + k_d \dot{x} < 0, \end{cases} \quad (1)$$

где F – сила от силового магнита ЭМП; $i_{\text{упр}}$ – токи в ЭМП по оси x ; x_0 – номинальный зазор в ЭМП; L_0 – индуктивность ЭМП; x – координата ротора в плоскости ЭМП.

Выражение для сигнала с ПД-регулятора системы управления ЭМП без учета инерции силового магнита:

$$i_{\text{упр}} = k_n x + k_d \dot{x}, \quad (2)$$

где k_n – пропорциональный коэффициент; k_d – дифференциальный коэффициент.

Полное нелинейное уравнение динамики системы имеет вид:

$$m\ddot{x} = \frac{L_0 x_0}{2} \begin{cases} -\frac{(k_n x + k_d \dot{x})^2}{(x_0 + x)^2}, & \text{если } k_n x + k_d \dot{x} > 0 \\ \frac{(k_n x + k_d \dot{x})^2}{(x_0 - x)^2}, & \text{если } k_n x + k_d \dot{x} < 0, \end{cases} \quad (3)$$

где m – масса тела.

Полагая $(x_0 \pm x)^2 \approx x_0^2$ (данное предположение справедливо, т.к. рассматриваем колебания около состояния равновесия $x \ll x_0$), уравнения (3) можно записать в компактном виде:

$$m\ddot{x} = -\frac{L_0}{2x_0} |i_{\text{упр}}| i_{\text{упр}}. \quad (4)$$

Профессор ННГУ им. Н.И. Лобачевского, д.ф.-м.н. Е.Ф. Сабаев показал, что это уравнение можно представить в виде:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{(i_{\text{упр}}')^2}{2} + \frac{L_0}{6x_0} k_n |i_{\text{упр}}| i_{\text{упр}}^2 \right) = -\frac{L_0}{x_0} k_d |i_{\text{упр}}| (i_{\text{упр}}')^2. \quad (5)$$

Таким образом, в силу уравнения (5) для уравнения (4) существует знакоположительная функция Ляпунова v :

$$v = m \frac{(i_{\text{упр}}')^2}{2} + \frac{L_0}{6x_0} k_n |i_{\text{упр}}| i_{\text{упр}}^2, \quad (6)$$

производная от которой, взятая в силу исходной системы, знакопостоянна и отрицательна.

Таким образом, состояние равновесия $i_{\text{упр}} = 0$ устойчиво асимптотически по Ляпунову [6]. Следует заметить, что устойчивость доказана в переменных $i_{\text{упр}}, (i_{\text{упр}})'$, а не в переменных x, \dot{x} . Однако учитывая, что $k_n x + k_d \dot{x} = i_{\text{упр}}$ и, следовательно, $k_n x + k_d \dot{x} \rightarrow 0$ (или $k_n x + k_d \dot{x} = 0$). Решение данного уравнения: $x = Ce^{-\frac{k_n t}{k_d}}$. Очевидно, что $x, \dot{x} \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. Таким образом, доказана устойчивость и в переменных x, \dot{x} .

ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ ЗАМЕНЫ КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА КУБИЧЕСКУЮ ПРИ ИССЛЕДОВАНИЯХ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОДВЕСА

При аналитических оценках всегда желательно в максимальной степени учесть разного рода эффекты (например, инерцию датчика, силового магнита, перекрестные связи между двумя силовыми магнитами в ЭМП и др.).

В данном случае исследуется система в предположении наличия таких перекрестных связей:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= -\frac{L_0}{2x_0}|i_{\text{упр}}|i_{\text{упр}} + ky \\ m\ddot{y} &= -\frac{L_0}{2x_0}|i_{\text{упр}}|i_{\text{упр}} - kx, \end{aligned} \quad (7)$$

где k – коэффициент перекрестной связи; x, y – координаты в плоскости ЭМП.

Численным экспериментом показано, что при определенной величине k возникают незатухающие колебания по осям x и y .

В принципе существует математический аппарат нахождение периодического решения – метод гармонической линеаризации [6,7].

Необходимость доказательства эквивалентности замены квадратичной нелинейности кубической продиктована обязательностью исследования методом гармонической линеаризации системы с перекрестными связями по осям x и y . Исходную систему нелинейных уравнений (7) методом гармонической линеаризации проанализировать не удается, т.к., с одной стороны, перекрестные добавки не позволяют записать уравнения (7) относительно $i_{\text{упр}}$, а с другой, из-за дифференциального члена $k_d \dot{x}$ не удается гармонически линеаризовать квадратичную нелинейность $|i_{\text{упр}}|i_{\text{упр}}$.

Авторами сделана попытка замены квадратичной функции $|i_{\text{упр}}|i_{\text{упр}}$ на $i_{\text{упр}}^3$. При этом надо показать, что хотя бы качественно это допустимо.

Очевидно, что сила ЭМП при кубической нелинейности при $x = 0$ также равна нулю. Следовательно, рассмотрение системы с кубической нелинейностью в линейном приближении при $I_{\text{cm}} = 0$ невозможно. Попытаемся доказать, что состояние равновесия системы управления, работающей по кубическому закону, также устойчиво.

Полное нелинейное уравнение динамики системы имеет вид:

$$m\ddot{x} = -k_1 \cdot i_{\text{упр}}^3, \quad (8)$$

где $k_1 = \frac{L_0}{2x_0(k_n x_0 + k_d \tau x_0)}$ – необходимая нормировка, чтобы совместить по размерности изменения в силе ЭМП (F) с квадрата на куб; τ – инерционность реального дифференцирования в ПД-регуляторе системы управления ЭМП.

Дважды дифференцируя (2) по времени и подставляя \ddot{x} из выражения (8), получим:

$$m(i_{\text{упр}})'' = -k_1(3k_d i_{\text{упр}}^2 i'_{\text{упр}} + k_n i_{\text{упр}}^3). \quad (9)$$

Умножая правую и левую часть уравнения (9) на $(i_{\text{упр}})',$ получим:

$$m(i_{\text{упр}})''(i_{\text{упр}})' + k_1 k_n i_{\text{упр}}^3 (i_{\text{упр}})' = -3k_1 k_d i_{\text{упр}}^2 (i'_{\text{упр}})^2. \quad (10)$$

Уравнение (10) можно преобразовать к виду:

$$m(i_{\text{упр}})''(i_{\text{упр}})' + \frac{k_1}{4} k_n (i_{\text{упр}}^4)' = -3k_1 k_d i_{\text{упр}}^2 (i'_{\text{упр}})^2. \quad (11)$$

Легко видеть, что уравнение (11) тождественно:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{(i_{\text{упр}})^2}{2} + \frac{k_1}{4} k_n i_{\text{упр}}^4 \right) = -3k_1 k_d i_{\text{упр}}^2 (i'_{\text{упр}})^2. \quad (12)$$

Таким образом, в силу уравнения (12) для уравнения (8) существует знакоположительная функция Ляпунова $v:$

$$v = m \frac{(i_{\text{упр}})^2}{2} + \frac{k_1}{4} k_n i_{\text{упр}}^4, \quad (13)$$

производная от которой, взятая в силу уравнения (12), знакопостоянна и отрицательна.

Таким образом, состояние равновесия $x = i_{\text{упр}} = 0$ устойчиво асимптотически по Ляпунову [6]. Следовательно, с точки зрения устойчивости, квадратичная нелинейность эквивалентна кубической.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Доказана асимптотическая устойчивость нелинейной системы электромагнитного подвеса без токов смещения. Доказана эквивалентность замены квадратичной нелинейности на кубическую с точки зрения исследования устойчивости состояния равновесия. Замена квадратичной нелинейности на кубическую позволяет без изменения качественного ответа (о существовании периодического решения в системе с перекрестными связями) проводить аналитический анализ нелинейной системы методом гармонической линеаризации.

Литература

1. Mitenkov F.M., Kodochigov N.G., Drumov V.V., Belov S.E., Vostokov V.S., Drumov I.V., Klochkov O.B., Khodykin A. V. Electromagnetic suspension of vertical turbomachine for nuclear power plant/Proc. of 2003 International Conf. «Physics and Control» (August 20-22, 2003, Saint Petersburg, Russia).
2. Кодочигов Н., Друмов В., Друмов И., Боровиков А. Система управления ЭМП. (англ.)//V Международн. конф. по технологии электромагнитного подвеса (сентябрь 2001, г. Циттау, ФРГ).
3. Гайворонская Е.В., Лебедева С.В. Анализ уравнений движения ротора в ЭМП//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2000. – № 4.
4. Liu Kang-Zhi, Ikai Akihiro, Ogata Akihiro, Saito Osami. A nonlinear switching control method for magnetic bearing systems –minimizing the power consumption/ 15th Triennial World Congress, Barcelona, Spain.
5. Ariga Yuichi, Nonami Kenzo, Sakai Katsunori Nonlinear control of zero power magnetic bearing using Lyapunov's direct method/7th International Sump. On Magnetic Bearing, 2000, ETH Zurich.
6. Горяченко В.Д. Элементы теории колебаний. – М.: Высшая школа, 2001.
7. Попов Е.П. Прикладная теория процессов управления в нелинейных системах. – М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию 10.02.2004

ОПЫТ СОТРУДНИЧЕСТВА КОНЦЕРНА «РОСЭНЕРГОАТОМ» И УРАЛЬСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА В ОБЛАСТИ ПОДГОТОВКИ СПЕЦИАЛИСТОВ ДЛЯ ТЕХНИЧЕСКОГО ОБСЛУЖИВАНИЯ И РЕМОНТА ОБОРУДОВАНИЯ АЭС

С.Е. Щекlein*, О.Л. Ташлыков*, В.И. Велькин*, А.Г. Шастин*,

В.Н. Дементьев, Н.И. Маркелов**, Ю.И. Сорокин*****

*** ГОУ ВПО «Уральский государственный технический университет – УПИ»**

**** Концерн «Росэнергоатом»**

***** ПО «Атомэнергоремонт»**



Приведен анализ длительности простоев в ремонте различных типов энергоблоков АЭС, прогноз потребности в ремонтном персонале до 2010 г. Показана необходимость увеличения коэффициента использования установленной мощности за счет сокращения времени простоев в ремонтах путем оптимизации ремонтных кампаний и исключения внеплановых остановов, связанных с низким качеством ремонта. Рассмотрена классификация нарушений персоналом АЭС, пути исключения таких нарушений, в том числе путем повышения качества подготовки специалистов по техническому обслуживанию и ремонту (ТОиР) в высших профессиональных учебных заведениях. Рассмотрен опыт организации подготовки специалистов по ТОиР в Уральском государственном техническом университете, роль учебно-тренировочного комплекса кафедры «Атомная энергетика» в повышении качества подготовки специалистов с высшим образованием.

В 2003 г. АЭС России выработали 148,6 млрд. кВт·ч электроэнергии, что на 6,5% превышает соответствующий показатель 2002 г. Значительным достижением является увеличение на 4,5% коэффициента использования установленной мощности (КИУМ) на АЭС России. Только за счет этого выработка выросла в объеме, равносценном производству одного энергоблока мощностью более 1000 МВт [2]. Предполагается дальнейшее повышение КИУМ (на некоторых отечественных блоках КИУМ достигает 82-83%). Основой роста выработки электроэнергии должна стать оптимизация ремонтных кампаний, продолжительность которых пока довольно велика (рис. 1).

© С.Е. Щекlein, О.Л. Ташлыков, В.И. Велькин, А.Г. Шастин, В.Н. Дементьев,
Н.И. Маркелов, Ю.И. Сорокин, 2004

ПОДГОТОВКА КАДРОВ

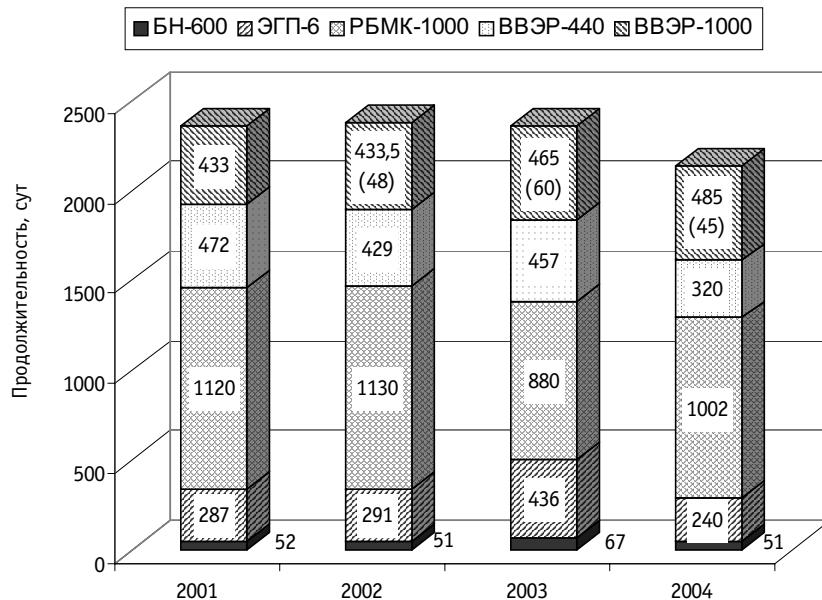


Рис. 1. Продолжительность ремонтов на АЭС России в 2001-2004 гг.

Среднее время нахождения энергоблоков в текущих и капитальных ремонтах составляет до 20% (за рубежом этот показатель составляет 7-10%).

Опыт эксплуатации оборудования АЭС, накопленный в России и других странах мира, выявил тенденцию увеличения объемов ремонтного обслуживания оборудования при длительной эксплуатации, соизмеримой с проектным сроком. Наряду с увеличением объемов работ имеет место ужесточение требований к радиационной безопасности обслуживающего персонала. Переход на более жесткие требования к радиационным нагрузкам на персонал (НРБ-96/99), общемировая тенденция повышения уровня безопасности ЯЭУ на всех стадиях ее жизненного цикла, потребовали коренного пересмотра концепции осуществления работ по техническому обслуживанию и ремонту (ТОиР) АЭС с использованием высокоточных, высокопроизводительных ремонтных и диагностических комплексов с дистанционным управлением и расширением автоматизации и роботизации выполняемых операций. Внедрение новых технологий ремонта предъявляет соответствующие требования и к кадровому обеспечению ТОиР, переместив акцент с подготовки квалифицированных рабочих и техников на подготовку дипломированных инженеров, имеющих специальную подготовку по сложным системам производства работ в радиационно опасных условиях.

Прогноз потребности в ремонтном персонале АЭС России на период до 2010 г. без учета перераспределения объемов работ и различия в производительности труда представлен на рис. 2. При учете этих условий показатели существенно изменяются: потребность в собственном персонале составит в среднем 5347, в привлеченном – 16097 и общая потребность – 21444 чел. в 2010 г. В прогнозе учтено, что начиная с 2004 г., ежегодно будут вводиться в эксплуатацию по одному энергоблоку соответственно на Калининской (№ 3), Курской (№ 5), Волгодонской (№ 2), Балаковской (№ 5), Калининской (№ 4), Балаковской (№ 6), Башкирской АЭС.

Важность человеческого фактора в обеспечении безопасности АЭС не ниже, чем надежность оборудования. На российских АЭС за последние годы наметилась тенденция снижения общего количества нарушений (в 1992 г. было зарегистрировано 192 нарушения, в 2002 г. – 38), при этом доля нарушений, связанных с ошибками персо-

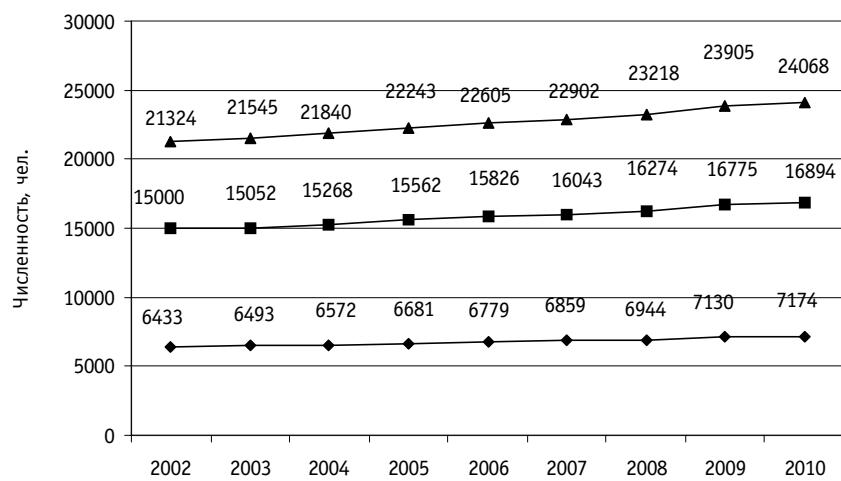


Рис. 2. Прогноз потребности в ремонтном персонале АЭС России на период до 2010 г. без учета перераспределения объемов работ и различия в производительности труда: ◊ - привлеченный персонал; ■ - собственный персонал; ▲ - общая потребность

нала, сохраняется стабильной, в интервале от четверти до трети. В свою очередь, нарушения по вине персонала делятся следующим образом: примерно треть произошла по вине операторов, другая треть – по вине ремонтного персонала (их доля увеличилась в сравнении с 2001 г., что говорит о проблемах подготовки ремонтного персонала), и остальная часть ошибок приходится на долю руководящих работников. По итогам проведения ремонтной кампании на АЭС России в 2003 г. одной из проблем остаются недостатки в системе обеспечение качества ТОиР – всего имели место 17 случаев внеплановых ремонтов общей продолжительностью 127 сут. При этом выявляется недостаток культуры безопасности ремонтного персонала и, соответственно, высокий уровень брака при ремонте оборудования АЭС.

Если рассматривать нарушения, допущенные персоналом, с точки зрения осознанности их свершений, можно выделить две группы: преднамеренные (упрощение своей задачи, попытки рационализации предписанных действий, игнорирование техники безопасности) и неосознанные нарушения (профессиональная некомпетентность, несоответствие по индивидуальным качествам, низкий уровень знаний, промахи – случайные ошибки как результат несоответствия психического состояния работника требованиям данной ситуации) [1].

И, если для уменьшения случайных ошибок требуется проводить тренировки таких индивидуальных качеств, как внимание, память, устойчивость в стрессовых ситуациях, культура безопасности, то для преодоления незнания, профессиональной некомпетентности требуется совершенствование подготовки персонала в высших, средних специальных учебных заведениях, учебно-тренировочных центрах (рис. 3). И здесь особое внимание следует уделять подготовке ремонтного персонала.

Кроме того, на нынешнем этапе организация подготовки ремонтного персонала для АЭС и повышения его квалификации объективно требуется создание системы, обеспечивающей формирование у молодых инженеров уже на выходе из высшего учебного заведения опережающих знаний и навыков, а также приверженности культуре безопасности.

После аварии на АЭС «Три Майл Айленд» внимание промышленности сфокусировалось на ошибках диагностики, совершаемых оператором. Созданы тренажерные комплексы, оснащенные современной вычислительной техникой, позволяющей моделировать различные эксплуатационные ситуации, разработаны необходимые ме-

ПОДГОТОВКА КАДРОВ



Рис.3. Классификация нарушений в работе АС

тические обучающие материалы, поэтапные инструкции, симптомно-ориентированные действия и т.д. Но сейчас уже очевидно, что пристальное внимание следует также уделять ошибкам обслуживания, которые первыми могут вызвать нарушение в работе агрегата (например, использование для подшипников нештатной смазки, нарушение требуемого момента затяжки резьбового крепежа и т.д.).

Осуществление подготовки специалистов по ТОиР было поручено ряду вузов России, традиционно осуществлявших подготовку кадров для атомной энергетики (Обнинскому техническому университету атомной энергетики, Московскому энергетическому и Уральскому государственному техническому университету – УПИ). Организация массовой подготовки инженеров данного профиля осуществлялась с учетом традиций и особенностей каждого вуза, однако, включала в себя ряд общих требований.

1. Изучение физических особенностей ядерных и теплофизических процессов на АЭС, как теоретического фундамента понимания условий повреждаемости и ремонтопригодности оборудования.
2. Большой объем экспериментальных, учебных и исследовательских работ студентов с целью изучения механизмов повреждаемости и разработки мероприятий по снижению скорости деградации оборудования.
3. Изучение эффективности снижения радиационных нагрузок на персонал при ТОиР путем дезактивации, экранирования, использования дистанционных, автоматизированных и робототехнических устройств и т.д.
4. Участие студентов в научно-исследовательских (НИР) и опытно-конструкторских (ОКР) работах по разработке перспективных образцов устройств диагностики состояния оборудования и производства ремонтных работ.
5. Переход на новые технологии обучения, включающие широкое применение мультимедиа технологий, полномасштабных и уменьшенных элементов реального оборудования и оснастки, индивидуализация обучения.
6. Углубленное изучение государственных и отраслевых нормативных документов по ТОиР АЭС.

7. Широкое привлечение студентов к решению реальных практических задач ТОиР во время учебного процесса, производственных практик и подготовки выпускной работы.

Вузы России имеют определенные достижения в вопросах подготовки кадров для ТОиР. В данной статье представлены материалы об опыте организации подготовки специалистов по ТОиР в Уральском государственном техническом университете, начатой в 1989 г. в соответствие с договором между УГТУ-УПИ и концерном «Росэнергоатом».

Методологическими особенностями подготовки специалистов на кафедре «Атомная энергетика» УГТУ-УПИ является:

- комплексный подход к обучению, включающий глубокую теоретическую и практическую компоненты (от вопросов теоретической физики и механики до получения практических навыков организации и проведения ремонтного обслуживания, получения рабочих специальностей);
- широкая интеграция с образовательными учреждениями более низкого уровня (Белоярский политехнический колледж и др.), научно-практическими организациями (ВНИИ АЭС, ПО «Атомэнергопроект», ПКП «Атомспецконтроль» и т.д.) и атомными станциями (Белоярская, Кольская АЭС и т.д.);
- наличие собственной материальной базы для изучения конструкций оборудования, технологий ремонта, выполнения НИР и ОКР.

Материальная база для подготовки специалистов по ТОиР сосредоточена в учебно-тренировочном комплексе кафедры «Атомная энергетика» (УТК), концепция развития которого определялась Департаментом по ремонту и техническому обслуживанию АЭС концерна «Росэнергоатом». В структуру УТК входят стеновая база для отработки практических навыков (рис. 4), лабораторная база для проведения НИОКР, вычислительный комплекс и учебно-методический центр.

В разработке стеновой базы учебно-тренировочного комплекса УГТУ активное участие принимали специалисты Белоярской АЭС, ПКП «Атомспецконтроль», СФ НИКИЭТ (г. Заречный), НИЦ «Надежность и ресурс больших систем машин» УрО РАН, Монтажное управление АО Трест «Уралэнергомонтаж» (г. Екатеринбург) и «Альфа диагностика» (г. Обнинск).

Стеновая база УТК включает в себя:

- устройства дистанционного контроля состояния металла;



Рис.4. Студенты кафедры АЭ на практических занятиях в УТК УГТУ

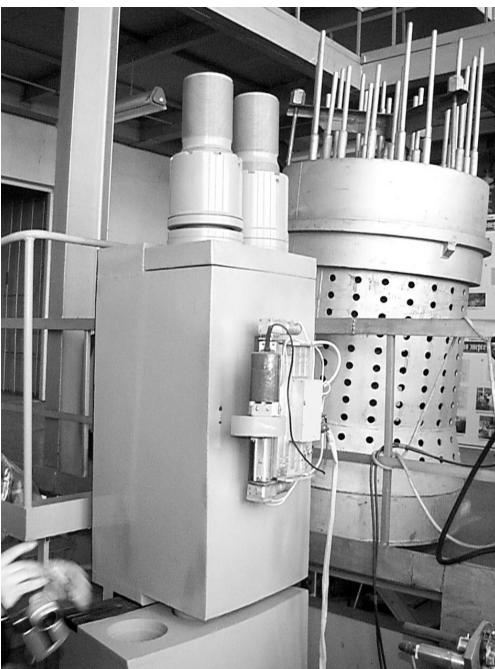


Рис. 5. Фрагмент главного разъема реактора ВВЭР-1000 с устройством для зачистки на магнитном двигателе

- устройства диагностики состояния оборудования;
- механизмы и оборудование для устранения повреждений на действующей установке (течи и пр.);
- масштабные макеты основного и вспомогательного оборудования АЭС;
- дистанционно-управляемые системы диагностики и ремонта.

Основные учебные и экспериментальные стенды УТК – это модели корпуса реактора ВВЭР-1000 с ВКУ, парогенератора ПГВ-1000, главного разъема реактора ВВЭР-1000 (рис. 5), коллектора парогенератора ПГВ-1000; макеты реакторного отделения ВВЭР-1000, ГЧН, фрагмента трубопроводной системы с опорами и подвесками; система технологического контроля реактора РБМК-1000; промышленные образцы фрагментов колонны графитовой кладки реактора РБМК-1000; переходных узлов технологического канала РБМК-1000; арматуры (более 30 наименований); фрагментов трубопроводов с дефектами.

Кроме того, для получения студентами практических навыков работы в УТК имеются автоматизированные и дистанционно управляемые комплексы для производства ремонтных работ: системы дистанционной газовой резки, сварки неповоротных стыков трубопроводов; зачистки и шлифовки поверхностей под УЗК и сварных соединений; дистанционной резки и сварки мембранных уплотнений; безвакуумного нанесения упрочняющих покрытий на трущиеся поверхности; магнитострикционная система сбора окислов натрия; магнитострикционная система очистки трубок теплообменных аппаратов; автомат сварки усиленного шва ТК РБМК и т.д.

Среди систем контроля металла и диагностики состояния оборудования АЭС можно выделить следующие:

- многоканального УЗК корпуса реактора на магнитном двигателе;
- многоканального УЗК трубопроводов;
- токовихревого контроля ТК РБМК-1000;
- видеоконтроля внутренних и наружных поверхностей оборудования;
- оптического координирования плоскости и вертикальности поверхностей и трубопроводов;
- измерения искривления ТК РБМК;
- контроля эллипсности ТК РБМК-1000;
- контроля зазоров металл-графит реактора РБМК-1000;
- вибрационного контроля вращающихся механизмов;
- акустического контроля приводов арматуры.

Манипулятор, разработанный ПКП «Атомспецконтроль» (г. Заречный) и предназначенный для проведения автоматического токовихревого контроля теплообменных труб парогенераторов АЭС с ВВЭР-1000, представлен на рис. 6.

Вычислительный комплекс УТК включает в себя системы автоматизированного

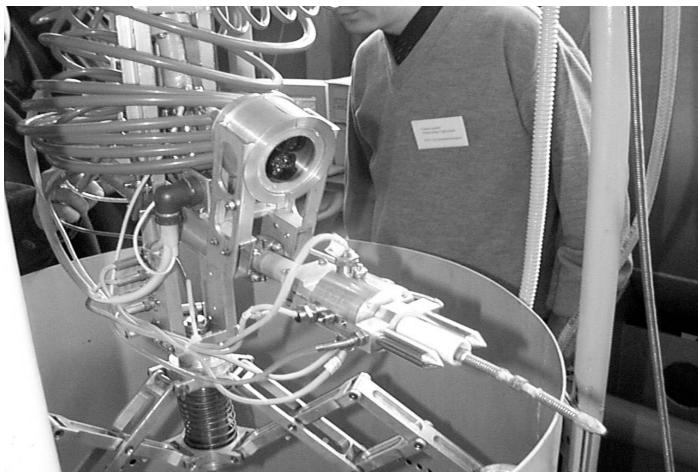


Рис.6.Манипулятор для автоматического токовихревого контроля труб парогенератора АЭС с ВВЭР-1000 рабочего проектирования; компьютерного контроля состояния металла; компьютерные обучающие системы и систему контроля знаний студентов (в том числе по нормативной документации); рабочие места телекоммуникационного обеспечения в системе «Интернет».

В состав учебно-методического центра УТК входят комплекс подготовки иллюстративно-демонстрационных материалов, технический архив, системы создания и демонстрации компьютерных баз графической и видеинформации.

Во время обучения в УТК студенты знакомятся с основными технологическими процессами на АЭС, изучают конструкции оборудования, выполняют практические работы по контролю металла, диагностике и ремонту оборудования с использованием дистанционных и автоматизированных устройств. Значительное место в работе студентов в период прохождения практик на базе УТК занимает изучение технологии сложных и особо сложных работ (контроль и ремонт коллекторов ПГ, ГЦН, замена ПГ, технологических каналов РБМК, операции на главном разъеме корпуса ВВЭР). В практику обучения входит также планирование трудозатрат и дозозатрат при проведении ремонтов и ТО.

Отличительной особенностью функционирования УТК является возможность организации высококвалифицированного руководства научно-исследовательскими и опытно-конструкторскими разработками кафедры «Атомная энергетика» в области ремонтных технологий и операций. На всех стадиях учебного процесса в нем участвуют ведущие специалисты Белоярской АЭС, ПО «Атомэнергоремонт», ПКП «Атомспецконтроль», других организаций отрасли. Студенты кафедры привлекаются к реальным работам по разработке устройств и систем дистанционного контроля и ремонта оборудования АЭС, участвуют в выполнении работ по тематике организаций в их лабораториях и цехах.

В учебных мастерских кафедры выполняются работы по ремонту реального оборудования АЭС (трубопроводов, подвесок, опор, арматуры, насосов и пр.), приобретаются навыки работы с грузоподъемными механизмами и сварочным оборудованием, оснасткой и механизмами для ремонта. Для этих целей мастерские укомплектованы ремонтным оборудованием и инструментами, расходными материалами. В мастерских оборудовано 16 стендов – моделей оборудования АЭС, в том числе стенды регулировки и ремонта опор и подвесок трубопроводных систем, послеремонтной опрессовки оборудования, механизмы для дистанционной резки, шлифовки и сварки металла.

ПОДГОТОВКА КАДРОВ

Несмотря на высокий технический уровень оснастки для ремонтных работ, имеющейся в УТК, весьма актуальна задача оснащения материальной базы комплекса новейшими и перспективными образцами ремонтного и диагностического оборудования с целью опережающей подготовки специалистов, владеющих навыками их эксплуатации. УТК имеет возможность проведения в период летних производственных практик обучения студентов других вузов по программе подготовки ремонтного персонала.

По согласованию с концерном «Росэнергоатом» был разработан и успешно реализуется план использования базы УТК для подготовки инструкторско-преподавательского персонала УТЦ и УТП по программам психолого-педагогического цикла, повышения квалификации специалистов атомной энергетики и промышленности среднего и высшего звена по профильным направлениям. Одним из последних мероприятий подобного рода на учебно-тренировочной базе кафедры «Атомная энергетика» Уральского государственного технического университета – УПИ стало повышение квалификации руководителей ремонтных подразделений АЭС России по направлению «Современные технологии ремонтных работ на АЭС», которое прошло с 16 по 26 февраля 2004 г., организованное Департаментом по ТОиР концерна «Росэнергоатом».

Более 10 лет кафедра «Атомная энергетика» специализируется на создании комплексов учебно-методического обеспечения (УМО) подготовки персонала по ТОиР, включающих в себя компьютерные курсы лекций по дисциплинам базовой и специальной подготовки специалистов, учебно-методические пособия для обучаемых и инструкторов (преподавателей) объемом 200-300 с., планы учебных занятий, комплекты контрольных заданий, плакаты, слайды (до 150 шт. на один курс) и т.д. Все учебные курсы в комплектах с УМО оформлены в виде CD-дисков [3], [4].

В настоящее время кафедрой подготовлено и успешно реализуется как в собственном учебном процессе, так и в учебных процессах учебно-тренировочных центров и пунктов АЭС России более 30 компьютерных учебных курсов. Для реализации данных курсов кафедра располагает тремя мультимедийными аудиториями с компьютерным и видеопроекционным оборудованием. Опыт разработки учебно-методических материалов для студентов был использован кафедрой для создания комплексов УМО подготовки ремонтного персонала для Смоленского УТЦ, Ново-Воронежского АТЦ, УТЦ НИИАР и других организаций отрасли.

Сотрудниками кафедры написан ряд учебников и учебных пособий, посвященных вопросам технического обслуживания и ремонта систем и оборудования АЭС, получивших широкое признание на АЭС, в УТЦ, ремонтных организациях – *Ташлыков О.Л. и др. Эксплуатация и ремонт оборудования ядерных паропроизводящих установок АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 1995 (в 2-х книгах), Шастин А.Г. Контроль состояния металла оборудования ядерных энергостановок. – Екатеринбург: УГТУ, 1998, Ташлыков О.Л. Ремонт оборудования атомных станций/Под ред. проф., д.т.н. С.Е. Щеклеина. – Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2003 и др.*

ВЫВОДЫ

1. Человеческий фактор играет в обеспечении безопасности АЭС не менее важную роль, чем надежность оборудования. Среди нарушений по вине персонала примерно третья происходит по вине ремонтного персонала, что говорит о проблемах подготовки ремонтного персонала.

2. Для преодоления незнания, профессиональной некомпетентности требуется совершенствование подготовки ремонтного персонала в высших, средних специальных учебных заведениях, учебно-тренировочных центрах.

3. Пристальное внимание следует уделять приобретению специалистами практических навыков и ошибкам обслуживания, которые первыми могут вызвать нарушение в работе агрегата.

4. Опыт Уральского государственного технического университета по подготовке ремонтного персонала показывает, что наибольших результатов удается достичь при широкой интеграции учебного заведения с научно-исследовательскими организациями, предприятиями отрасли, а также атомными электростанциями, являющимися конечными потребителями кадров.

5. Для повышения эффективности подготовки специалистов по ТОиР систем и оборудования АЭС необходимо повысить уровень приоритетности данной задачи (главным образом, в финансовом отношении); целесообразно восстановить практику государственного долгосрочного заказа на подготовку специалистов данного профиля в базовых вузах России.

Литература

1. Вестник концерна «Росэнергоатом». – 2003. – № 2. – С. 6-9.
2. Вестник концерна «Росэнергоатом». – 2004. – № 2. – С. 2-3.
3. Сорокин Ю.И., Щеклеин С.Е., Ташлыков О.Л., Велькин В.И., Чепрасов В.Г., Стасюк В.Т. Создание учебно-методических комплексов для подготовки ремонтного персонала АЭС/Проблемы подготовки специалистов для ядерной энергетики: Сборник методических работ. – М.: Издательство МЭИ, 2000. – С. 32-36.
4. Щеклеин С.Е., Ташлыков О.Л. Опыт разработки учебно-методического обеспечения подготовки специалистов по ремонту оборудования АЭС // Новые образовательные технологии в вузе/Сб. тезисов Всероссийской научно-методической конф. – Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2001. – С. 61-62.

Поступила в редакцию 20.05.2004

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СКОРОСТЬ РОСТА ОКСИДНОЙ ПЛЕНКИ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ОКИСЛЕНИИ ФЕРРИТНО- МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ В ПОТОКЕ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО СПЛАВА СВИНЕЦ-ВИСМУТ

Ю.В. Шумов, И.Н. Горелов, Ю.А. Федоров

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Приведены результаты рентгеновских исследований поверхности макета с оболочкой из ферритно-мартенситной стали ЭП 823 (16Х12М2ВСБФР) без предварительно нанесенного защитного оксидного покрытия после его испытаний в циркуляционном стенде в потоке эвтектического сплава свинец-висмут. Состояние поверхности оболочки и параметры образовавшейся на ней после испытаний оксидной пленки оценивались рентгеновским методом с использованием рентгеновского дифракционного сканирования поверхности макета.

Установлено, что скорость роста толщины оксидной пленки, сформировавшейся во время испытаний, немонотонно зависит от температуры. Монотонный, плавно затухающий ее рост в интервале температур 300–(500–560)°С в конце этого интервала переходит в резкий спад, так что при температуре 600°С скорость роста оксидной пленки в рассматриваемом режиме окисления такая же, как и при температуре 325°С. Во всем рассматриваемом температурном интервале рентгеновский фазовый состав сформировавшейся пленки соответствовал шпинели. При температуре, соответствующей точке перегиба на кривой (скорость роста оксидной пленки от температуры), в пленке появляется структурная дефектность, характеризуемая уширением всех рентгеновских линий шпинели, увеличивающимся при дальнейшем повышении температуры. При температуре 600°С это уширение составило ~150%. В окрестности упомянутой точки перегиба также наблюдается локальный спад интенсивности фона рентгенограммы поверхности на ~30% с полушириной ~100 мкм по длине макета (~40°С в пересчете координаты на температуру).

ВВЕДЕНИЕ

Оболочки твэлов для реакторов с жидкотекущим теплоносителем работают в контакте с теплоносителем в интервале температур, от температуры входа до температуры выхода теплоносителя из активной зоны реактора. В реализованных проектах этот интервал составляет несколько сотен градусов. При обосновании ра-

© Ю.В. Шумов, И.Н. Горелов, Ю.А. Федоров, 2004

ботовспособности оболочек твэлов в условиях реактора нужны сведения об их поведении при длительных испытаниях в теплоносителе во всем упомянутом температурном интервале. В некоторых случаях при внеакторном моделировании этих условий в циркуляционных стендах для получения температурного перепада в рабочем участке используется метод рекуперации.

В настоящей работе приведены результаты исследования оксидного покрытия в таком свинцово-висмутовом стенде в режиме контурной пассивации, т.е. при окислении в циркуляционном контуре поверхности стали, не имеющей предварительно нанесенного защитного покрытия. Контурная пассивация представляет значительный интерес для технологии тяжелого теплоносителя и неоднократно исследовалась ранее [1], но только после испытаний в стендах с изотермическим рабочим участком. Настоящая работа стимулировалась обнаружением термической структурной нестабильности предварительно нанесенного защитного оксидного покрытия в ходе длительных испытаний в циркуляционном стенде с неизотермическим рабочим участком [2].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Образцы

Испытанный образец представлял собой трубчатый макет, имеющий сердечник. В качестве оболочки использовалась ребристая труба из стали 16Х12М2ВСБФР $\varnothing 8 \times 0.4$ мм по гладкой части длиной 1м, в состоянии заводской поставки с полированной поверхностью. В качестве сердечника применялись цилиндрические блочки из гидрида циркония с водородонепроницаемым покрытием диаметром 6.9 мм общей длиной 800 мм. Свободное пространство между оболочкой и сердечником было заполнено натрием. Концевые пробки герметизировались сваркой.

Условия испытаний

Испытания макета были проведены в свинцово-висмутовом циркуляционном стенде с перепадом температуры по длине макета 300-600°C, создавшимся методом рекуперации. Во время испытаний макет находился в вертикальном положении в трубе из ферритно-мартенситной стали $\varnothing 12 \times 0.4$ мм. Рабочий участок состоял из семи подобных модулей, собранных в плотный пучок, помещенных в общую обечайку. Температура на оболочке макета создавалась за счет теплообмена между нисходящим потоком свинцово-висмутового сплава, протекающего через трубные зазоры модулей, сформированные поверхностью макетов и внутренней поверхностью труб $\varnothing 12 \times 0.4$ мм, и восходящим потоком свинцово-висмутового сплава, протекающим через зазоры, сформированные наружной поверхностью труб $\varnothing 12$ мм в пучке упомянутых ранее модулей и внутренней поверхностью обечайки. Температуры нисходящего и восходящего потоков сплава на входе составляли соответственно 600°C и 300°C. Ввод восходящего потока сплава осуществлялся на уровне нижнего конца макетов. Ввод нисходящего потока сплава осуществлялся на расстоянии 700 мм от нижнего конца макетов. Скорость протекания сплава в межтрубном зазоре модуля составляла 0.6 м/с. По результатам зондирования температура восходящего потока сплава менялась приблизительно линейно по длине рабочего участка.

Испытания проведены при постоянной концентрации кислорода в сплаве, равной его концентрации на входе в рабочий участок и соответствующей его активности в сплаве 10^{-2} - 10^{-4} (при 460-480°C).

Длительность испытаний составила 1500 ч.

Методика рентгеновских исследований

Первичная информация о состоянии поверхности макета после испытаний была получена с помощью рентгеновского дифракционного сканирования по нестандартной методике, описанной ранее [3], и с помощью рентгеновского количественного фазового анализа.

Для проведения сканирования использовалась приставка к рентгеновскому гониометру Гур-3 лабораторного изготовления, с помощью которой макет устанавливался в гониометре горизонтально в положении, необходимом для проведения съемки со шлифа для касательной плоскости к его поверхности. В таком положении макет с сохранением требований упомянутой схемы рентгеновской съемки мог поворачиваться вокруг своей оси, сдвигаться вдоль нее с ручной подачей, а также перемещаться вдоль оси с приводом от электродвигателя с постоянной скоростью 5-50 мм/мин и с отметкой координаты текущего положения исследуемой точки макета на ленте самописца. В любом из таких положений с поверхности образца могла быть снята рентгенограмма в интервале углов $120^\circ(2\theta)$.

Определение толщины оксидной пленки проводилось по эталонам с применением нескольких известных вариантов фазового анализа: по интегральной интенсивности рентгеновской линии пленки (шпинели), по ослаблению интенсивности рентгеновской линии стали (подложки), с использованием отношения интегральных интенсивностей близко расположенных линий шпинели (пленки) и стали (подложки). Рентгеновские съемки проводились на рентгеновском аппарате ДРОН-1 с использованием рентгеновской трубки БСВ-9 с хромовым анодом без монохромотизации. Первичный рентгеновский пучок на образце имел размеры 3×3 мм.

Для грубой оценки химического состава поверхности использовалось сравнение интенсивности рентгеновского фона рентгенограммы при съемке на хромовом и кобальтовом излучении без фильтрации и монохроматизации.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рентгенограммах поверхности макета (не приводятся), снятых в интервале углов $25-110^\circ (2\theta)$ в точках с координатами 200, 400, 600, 800 мм от низа макета, присутствовали только линии шпинели и стали. Все линии шпинели в верхней части поверхности макета были уширены. Ширина линий стали мало менялась по поверхности макета.

Изменение интенсивности линий шпинели и стали на рентгенограммах и сканограммах по поверхности макета упорядочено и взаимосвязано. В разных точках поверхности макета интенсивности одинаковых линий отдельной фазы значительно различаются, но в каждой отдельной точке соотношение между интенсивностями линий одной фазы почти не меняется. В каждой точке поверхности макета при увеличении интенсивности линий стали интенсивность линий шпинели возрастает и обратно. Эти факты, а также проконтролированное до испытаний постоянство текстуры стальной оболочки по длине макета (постоянство рентгеновского качества поверхности оболочки по длине макета) свидетельствуют о том, что в непостоянных по температуре условиях проведенных испытаний на поверхности макета сформировалась оксидная пленка с переменными по длине макета параметрами. Проведенные исследования позволяют получить представление об изменении четырех параметров оксидной пленки: фазового и химического состава, толщины и структурной дефектности.

Результаты рентгеновского сканирования поверхности макета после испытаний приведены на рис. 1. Сканограммы получены при перемещении рентгеновского пучка по всей длине макета вдоль 4-х винтовых образующих цилиндрической поверх-

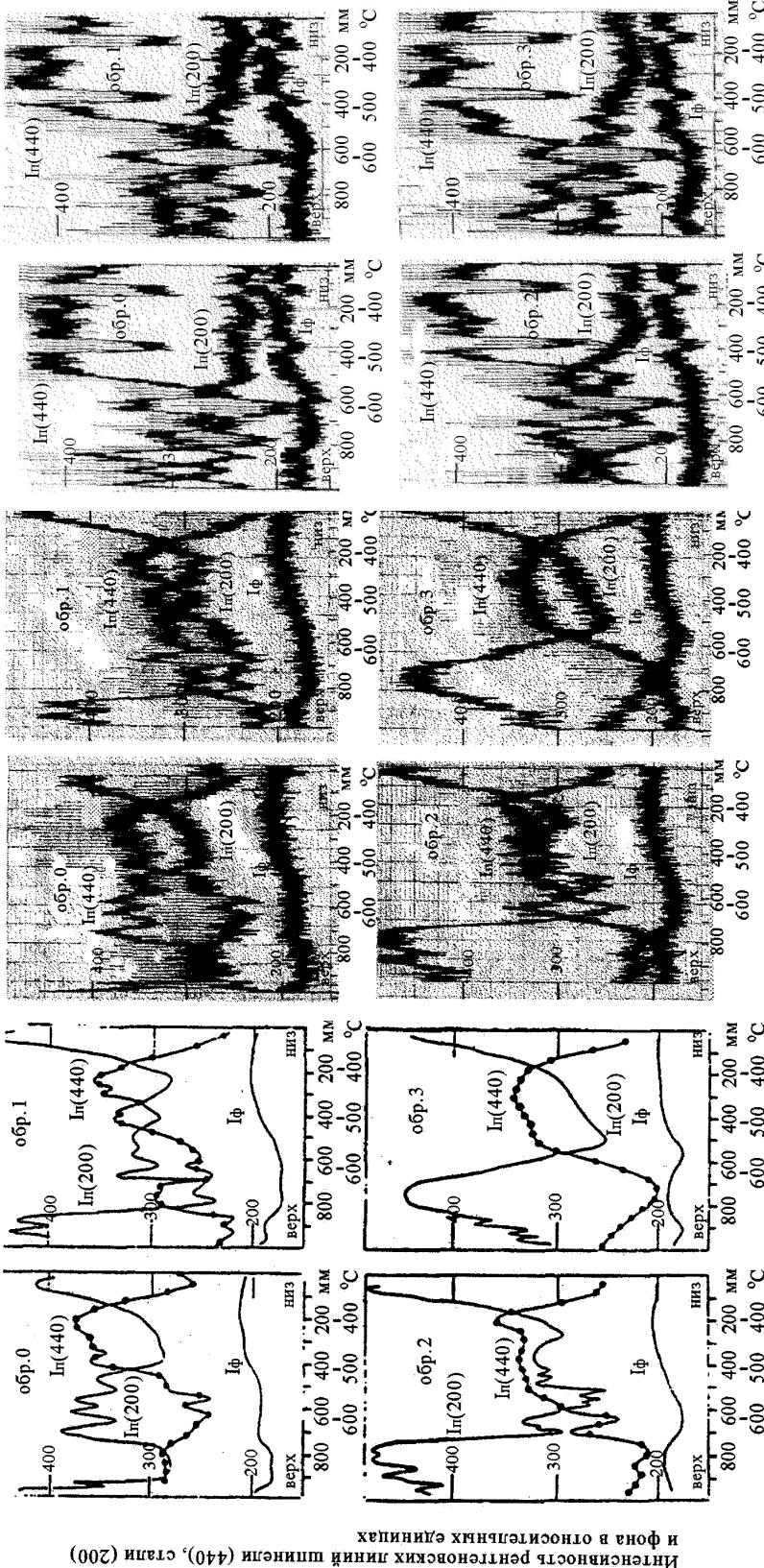


Рис. 1а. Сканограммы поверхности макета с водородо-нейтральным сердечником после испытаний. Оксидное покрытие на поверхности оболочки макета до испытаний отсутствовало. Сканограммы получены регистрации пиковых интенсивностей рентгеновских линий шпинели (440), стали (200) и фона вдоль четырех образующих поверхности оболочки макета. Прорисовка контура сканограммы, полученного на самописце.

Рис. 1б. Сканограммы поверхности макета с гетеро-содержащим сердечником стали-сплав U-Z после испытаний. До испытаний на поверхность макета была нанесена защитная оксидная пленка. Сканограммы получены регистрации пиковых интенсивностей рентгеновских линий шпинели (440), стали (200) и фона вдоль четырех образующих поверхности оболочки макета. Копия записи с ленты самописца.

Рис. 1в. Сканограммы поверхности макета с гетеро-содержащим сердечником стали-сплав U-Z после испытаний. До испытаний на поверхность макета была нанесена защитная оксидная пленка. Сканограммы получены регистрации пиковых интенсивностей рентгеновских линий шпинели (440), стали (200) и фона вдоль четырех образующих поверхности оболочки макета. Копия записи с ленты самописца

ности макета, равно удаленных от ребер, с регистрацией пиковой интенсивности рентгеновской линии шпинели с индексами (440), стали с индексами (200) и фона рентгенограммы между этими линиями.

Однотипные сканограммы, полученные по различным образующим, подобны, но не совпадают полностью. Сходство сканограмм состоит в том, что на значительной части длины макета, находившейся на участке с рекуперативно организованным теплообменом (700 мм от низа) и удаленной от обоих его концов, имеет место значительный по отношению к его концам спад интенсивности дифракционной линии стали с индексами (200) и подъем интенсивности дифракционной линии шпинели с индексами (440). При этом положения минимума и максимума соответственно этих величин на одной сканограмме не для всех образующих совпадают по координате. В верхней части рассматриваемого участка макета фон сканограмм понижен на ~15%.

Сканограммы идентичны в нижнем участке макета, на длине первых 150 мм, где пиковые интенсивности дифракционных линий шпинели и стали линейно меняются с координатой (соответственно возрастают и убывают), а фон постоянен. На остальных участках поверхности макета сканограммы, сохраняя общую тенденцию, заметно различаются. На участке с координатами 150-(400-500) мм от нижнего конца макета на сканограммах линии стали (200) по трем образующим продолжается спад интенсивности. Он менее быстрый, чем на предыдущем участке, и в конце этого участка для каждой из рассматриваемых образующих фиксируется абсолютный минимум интенсивности. По четвертой образующей на этом участке макета имеет место немонотонный подъем интенсивности и абсолютный минимум интенсивности фиксируется в начале этого участка. На участке с координатами 150-(400-550) мм от нижнего конца макета на сканограммах линии шпинели с индексами (440) происходит сначала замедление до координаты 200-250 мм, потом плавное прекращение роста и затем незначительный спад интенсивности. К концу этого интервала также происходит заметный спад интенсивности фона. На участке макета, находящемся в пределах верхней части рабочего участка с координатами (400-550)-700 мм, на сканограммах линии стали (200) по трем образующим фиксируется сильный рост интенсивности, иногда немонотонный. По четвертой образующей на этом участке происходит незначительный немонотонный рост интенсивности. На сканограммах по линии шпинели (440) на этом верхнем участке макета фиксируется резкий спад интенсивности, одинаковый по трем образующим и значительно более сильный по четвертой образующей № 3 фона. На этом участке интенсивность фона достигает минимума по всем образующим, составляющего ~85% от интенсивности фона в нижней части макета.

Графики изменения полуширины и интегральной интенсивности рентгеновской линии шпинели с индексами (440) и интегральной интенсивности рентгеновской линии стали с индексами (200) вдоль одной (№3) винтовой образующей поверхности макета, полученные по точкам через 50 мм приведены на рис. 2. Для получения этих данных в каждой такой точке снимался участок рентгенограммы, содержащий упомянутые рентгеновские линии. Выбор исследованной винтовой образующей был сделан, исходя из вида непрерывных сканограмм, снятых по ней, не имеющих локальных немонотонностей. Это свидетельствует о малости рассмотренных ниже температурных возмущений, создаваемых гидравлическими эффектами, приводящих к нелинейному искажению температурного поля. По-видимому, представленная на рис. 2 кривая достаточно точно характеризует изменение полуширины рентгеновской линии шпинели с индексами (440) в зависимости от температуры при ее изменении по длине макета в пределах рабочего участка, близком к линейному. Ширина этой линии постоянна в нижней части макета с координатами 0-150 мм (300-350°C), медленно

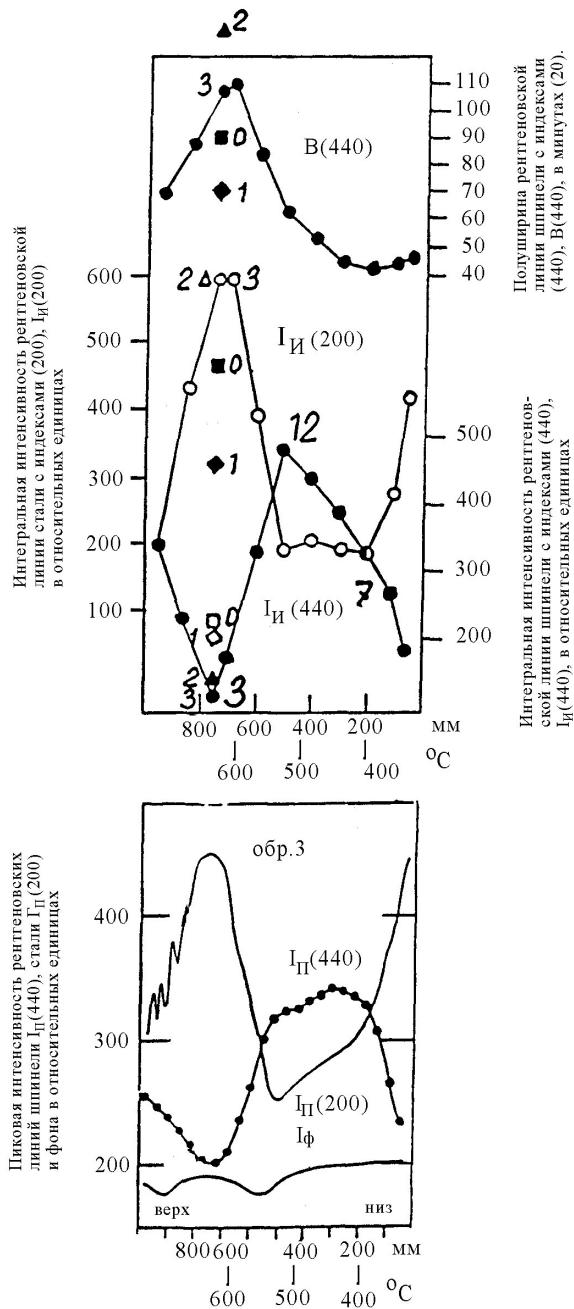


Рис. 2. Сканограммы поверхности макета с водородонейтральным сердечником без оксидной пленки на поверхности в начале испытаний. Приведены непрерывные сканограммы (вверху) по пикам интенсивности рентгеновских шпинели, стали (200) и фону, записанные по одной образующей (#30), и сканограммы, сделанные по точкам (внизу) для той же образующей, по интегральной интенсивности линии шпинели (440), стали (200) и полуширине линии шпинели (440). Мелкими цифрами, темными и светлыми фигурами отмечены интегральные интенсивности этих линий в сечении с координатами 750 мм от низа. Крупными цифрами отмечена толщина оксидной пленки в трех сечениях

возрастает в 1.5 раза на участке макета с координатами 150-(400-550) мм (350-530°C) и быстро возрастает еще в 1.8 раза на участке макета с координатами (400-550)-700 мм (530-600°C).

На рис. 2 приведены интегральные интенсивности рентгеновской линии шпинели с индексами (440), полученные, исходя из приведенных на этом рисунке значений полуширины этой линии. Эта процедура совместила по координате максимум на сканограмме линии (440) шпинели с минимумом на сканограмме линии (200) стали, существенно не совпадающих на пиковых сканограммах этих линий.

Также на рис. 2 приведены результаты расчета толщины оксидной пленки в отдельных точках упомянутой образующей поверхности макета, сделанные по эталонированию отношения интегральных интенсивностей рентгеновских линий шпинели с индексами (440) и стали с индексами (200), $I_i(440)_{шп}/I_i(200)_{ст}$, а в некоторых случаях просто по интегральной интенсивности рентгеновской линии шпинели с индексами (440). По результатам этих расчетов толщина оксидной пленки, средняя скорость окисления и температурный темп окисления неодинаковы по длине макета.

Результаты измерения фона рентгенограммы для железа, хрома, ферритно-марテンситной стали без покрытия и с оксидным покрытием, полученным по разным режимам окисления, и свинца приведены в табл. 1. Рентгенограммы получены в том же режиме съемки, в котором исследовалась поверхность макета. Приведенное на рис. 1 изменение интенсивности фона по длине макета фиксируется на хромовом излучении и не наблюдается на кобальтовом излу-

Таблица 1
Результаты измерения фона на рентгенограммах

№ п/п	Материал образца	Интенсивность фона в единицах относительных	
		Со анод без фильтра	Cr анод без фильтра
1.	Сталь ЭП 823	1	1
2.	Ст. 3	1	1.44
3.	Хром (шлиф)	1	0.36
4.	Свинец	0.41	0.14
5.	Оксидная пленка на стали ЭП823 без хрома с содержанием Рв 0,57 мг/см ²	0.72	0.79
6.	Оксидная пленка на стали ЭП823 без хрома с содержанием Рв 0,68 мг/см ²	0.68	0.67
7.	Оксидная пленка на стали ЭП823 без хрома и свинца	0.95	1

чении. Свинец при таких режимах окисления в оксидной пленке отсутствует, поэтому наблюдаемое различие в изменении интенсивности фона по длине макета на различных излучениях связано с изменением концентрации хрома в оксидной пленке. По грубой оценке уменьшению интенсивности фона на 15% соответствует увеличение концентрации хрома в пленке до ~40%.

Все полученные результаты по исследованию толщины, дефектности (полуширины рентгеновских линий) и химического состава оксидной пленки на разных участках по длине макета, находящихся во время испытаний при разных температурах суммированы в табл. 2.

Таблица 2
**Результаты исследования состояния оксидного покрытия,
образовавшегося при контурной пассивации методом рентгеновского
дифракционного сканирования**

Координатный интервал по длине макета, мм	0–150	150 – (450–550)	(450–550) – 700
Температурный интервал по длине макета, °C	300–350	350–530	530–600
Толщина оксидной пленки, мкм	0.5–1.5 – (6–8)	(6–8) – (11–13)	(11–13) – (3–5)
Полуширина рентгеновской линии шпинели (440) '(20)	45	45–60	60–110
Скорость окисления в интервале мм/ч×10 ⁻⁹ мкм/ч×10 ⁻⁵	0.66–4.6	4.6–7.9	7.9–1.58
Температурный темп изменения скорости окисления в интервале мкм/ч °C×10 ⁻¹¹ мкм/ч °C×10 ⁻⁷	7.9	1.83	9.
Температурный темп изменения полуширины рентгеновской линии шпинели (440) в интервале '(20)'°C × 10 ⁻¹	0.	0.83	7.1

ОБСУЖДЕНИЕ

Температурно-временные закономерности окисления ферритно-мартенситных сталей в сплаве свинец-висмут с различным содержанием кислорода неизвестны. В рассмотренных условиях окисление стали ЭП823 в сплаве свинец-висмут не следует простейшим диффузионным закономерностям, характерным для чистых металлов. По ряду признаков оно напоминает высокотемпературное окисление хромистых и хромоникелевых сталей на воздухе и в углекислом газе, которое происходит в режиме, получившим название коррозионной автозащиты [4]. Коррозионная автозащита проявляется в том, что первоначальный окисел, образующийся на границе металлический сплав-окислительная среда и находящийся в термодинамическом равновесии с этой средой, на границе с окисляющимся металлическим сплавом частично преобразуется в новый окисел с другим составом, находящимся в равновесии с окисляющимся металлическим сплавом. В ходе этого диффузионного процесса, идущего одновременно с окислением, на границе с окислительной средой образуются новые фазы, в которых окислообразующий катион имеет меньшую подвижность, чем в первоначальном окисле. Экспериментально показано, что именно коррозионная автозащита обеспечивает высокую жаростойкость хромо-никелевых и хромистых сталей за счет образования в оксидной пленке слоев из хромо-никелевых и хромистых нормальных шпинелей и смешанных железо-хромистых окислов на основе гематита [5]. Эти фазы создают диффузионный барьер, уменьшающий поток окислообразующих катионов к окисляющейся поверхности, и тем самым уменьшают скорость окисления в заданных условиях. Нарушения в такой структуре резко ухудшают жаростойкость этих сталей и приводят, например, к питтингу [6].

Несмотря на то, что коррозионная автозащита обнаружена очень давно, многократно исследована и очень широко используется в технике, не существует ее расчетной модели, в рамках которой можно анализировать экспериментальные данные и проводить техническое количественное прогнозирование окисления. О присутствии коррозионной автозащиты в конкретном окислительном эксперименте можно судить лишь приближенно, по экспериментальным характеристикам образующегося оксидного покрытия, установленным в ранее проведенных исследованиях. Для хромистых и хромо-никелевых сталей к таким характеристикам, не всегда выявляемым одновременно, относятся следующие:

- не обязательно параболическая, иногда линейная кинетика окисления [7] и неэкспоненциальная зависимость от температуры;
- обогащение оксидной пленки хромом (по отношению к начальному ее состоянию) с образованием слоев из хромосодержащих фаз, нормальных хромистых шпинелей и железо-хромистых гематитов [5];
- дефектность шпинельных фаз, проявляющаяся в уширении их рентгеновских линий [8].

Приведенный прием идентификации коррозионной автозащиты в строгом смысле применим только к высокотемпературному окислению, поскольку все названные признаки возникают диффузионным путем. При умеренных температурах, когда диффузия замедлена, они (эти признаки) могут быть слабо выражены или вообще отсутствовать.

В проведенных исследованиях эти признаки присутствуют частично и по-разному в различных температурных интервалах. В высокотемпературном участке макета, при температурах 560-700°C, присутствуют фактически все признаки. Не выявляющиеся рентгеновским путем хромосодержащие фазы – хромистая шпинель и гематит – зафиксированы методом γ -резонансного поглощения. Несомненно, что на этом участке макета окисление стали в сплаве свинец-висмут происходит с присутствием

коррозионной защиты на основе хромосодержащих фаз. В низкотемпературной области макета, при температурах 300–370°C, обнаруживается только один признак – неэкспоненциальная, линейная зависимость толщины оксидной пленки от температуры. Хромосодержащие фазы в оксидной пленке не выявляются как рентгеновски, так и методом γ -резонансного поглощения. По-видимому, в этом случае имеющаяся коррозионная автозащита связана не с хромом, а, возможно, с кремнием [6]. В таком случае вклад кремния должен присутствовать и при окислении в высокотемпературном участке макета. В настоящей работе он экспериментально не исследовался.

Для определения температурной зависимости какого-либо из параметров, сканограммы которых приведены на рис. 1, необходимо знание изменения температуры по длине траектории сканирования, т.е. по образующей. В проведенных исследованиях точный пересчет координаты по длине макета в температуру невозможен. Полученные результаты свидетельствуют о том, что изменение температуры по длине отдельных образующих макета существенно различно и отличается от линейного, полученного по результатам термопарного зондирования. Это непосредственно следует из сканограмм по пику дифракционной линии стали с индексами (200), различный вид которых свидетельствует о наличии температурной неравномерности по периметру в одном сечении макета. По-видимому, термопарное зондирование дает температуру, усредненную по периметру макета в одном сечении. Ранее изменение температуры по периметру подобного типа наблюдалось на ребристых оболочках с предварительно нанесенным защитным оксидным покрытием: для стали ЭП823 (16Х12М2ВСБФР) $\varnothing 8 \times 0.4$ мм в макете одного из модулей рассматриваемого рабочего участка [2] (рис. 1) и для стали ЭИ852 (12Х13М2С2) $\varnothing 12 \times 0.4$ мм в макете, испытанном в рабочем участке циркуляционного стенда с перепадом температуры по длине, создаваемым электромоделированием энерговыделения в сердечнике макета [3]. В обоих случаях оно составило $\sim 55^\circ\text{C}$ для центральной части рабочего участка. Соответствующий разброс координат в изотерме составлял ~ 125 мм. По-видимому, для центральной части исследованного макета эти величины имеют тот же порядок, поскольку геометрия модуля, в котором он испытывался, идентична с [2]. В нижней части макета температурная неравномерность по периметру отсутствует. В верхних сечениях макета неравномерность по периметру должна быть меньше, чем в центре. Она явно присутствует, но не поддается оценке. Максимальное значение температуры реализуется по той образующей, по которой измерялось изменение полуширины рентгеновской линии шпинели с индексами (440) по длине макета. Причина такого поведения температуры неясна, видимо она не связана с рекуперативной конструкцией рабочего участка и определяется закономерностями циркуляции жидкого металлического сплава вблизи поверхности оребренной оболочки.

На сканограммах по пику дифракционной линии стали с индексами (200), сделанных по трем образующим (рис. 1), имеется минимум, значительно удаленный от высокотемпературного конца рабочего участка. Исходя из ранее приведенных соображений, допустимо предположить, что координата минимума на каждой сканограмме соответствует одной температуре, при которой реализуется максимальная скорость окисления. Профили сканограмм в окрестности минимума имеют характерную конфигурацию: плавный спад со стороны низких температур и крутой подъем со стороны высоких температур. При температуре минимума, как следует из рис. 2, фактически происходит излом на сканограмме по интегральной интенсивности линии шпинели с индексами (440), которая пропорциональна толщине оксидной пленки. Плавное возрастание скорости окисления при более низких температурах сменяется резким спадом скорости окисления при более высоких температурах, соответствующих

крутыми восходящими ветвями на сканограммах по пику дифракционной линии стали с индексами (200). Подобная температурная зависимость может быть связана с температурными параметрическими зависимостями свойств среды, в которой происходит диффузия. В рассматриваемом диапазоне температур свойства сплава свинец-висмут не претерпевают никаких резких изменений. Возможным объяснением может быть фазовое превращение в системе железо-кислород, которое, вероятно, существует и в сталях. По диаграмме железо-кислород шпинель в контакте с железом устойчива только до температуры 560°C. Выше этой температуры шпинель взаимодействует с железом с образованием вюрстита Fe-O при концентрации кислорода 10.5% вес. на границе железо-шпинель. Фазовое превращение в шпинели интенсифицирует нормальный диффузионный обмен между оксидной пленкой и сталью, создавая пути ускоренной диффузии в шпинели для хрома при самопроизвольном хромировании железной оксидной пленки с образованием хромистой шпинели. Кроме того, в контакте со сталью вюрстит, по-видимому, может частично окислять хром с образованием хромистого гематита (Fe, Cr)O₃. Подобное быстрое по температуре изменение химического и структурного состояния предварительно нанесенной оксидной пленки без существенного изменения ее толщины наблюдалось ранее при длительных ее испытаниях в сходных условиях [2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована зависимость скорости окисления от температуры для стали ЭП823 в эвтектическом сплаве свинец-висмут в режиме контурной пассивации при температурах 300-600°C в течение 1500 ч и при концентрации кислорода, соответствующей его активности в сплаве 10⁻²-10⁻⁴ (при 460-470°C). Для создания температурного перепада по длине образца-макета использовался метод рекуперативного теплообмена. Для исследования состояния оксидного покрытия на поверхности образца-макета использовался метод рентгеновского дифракционного сканирования.

Установлено, что средняя скорость окисления (толщина образовавшейся оксидной пленки) немонотонно зависит от температуры и имеет максимум при критической температуре, находящейся в интервале температур 500-550°C, меньших максимальной температуры испытаний. При этой температуре происходит смена температурной тенденции изменения скорости окисления. Ниже критической температуры скорость окисления (толщина образовавшейся оксидной пленки) сначала линейно, а затем с плавным затуханием увеличивается с увеличением температуры, а выше – резко падает с увеличением температуры. При максимальной температуре испытаний, 600°C, средняя скорость окисления и толщина образовавшейся оксидной пленки составляют соответственно 2.6·10⁻⁹ мкм/ч и 4 мкм, приблизительно столько же, сколько при температуре 325°C. При критической температуре средняя скорость окисления и толщина образовавшейся оксидной пленки составляют соответственно 7.9·10⁻⁹ мкм/ч и 13 мкм. Температурный интервал, в котором располагается критическая температура, определяется конструкцией рабочего участка рассмотренного контура.

Во всем исследованном температурном диапазоне рентгеновский фазовый состав образовавшейся оксидной пленки соответствует шпинели, однако ее свойства меняются при переходе через критическую температуру. Выше критической температуры увеличивается содержание хрома в оксидной пленке и резко возрастает ширина рентгеновских линий шпинели.

Выявленные особенности поведения стали ЭП823 при окислении в сплаве свинец-висмут могут быть объяснены по аналогии с высокотемпературным окислением хромистых и хромоникелевых сталей на воздухе и в углекислом газе, где наблюдает-

ся явление коррозионной автозащиты – самопроизвольное уменьшение скорости окисления при длительных испытаниях за счет образования в оксидной пленке хромосодержащих оксидов, создающих барьер для диффузии окислообразующих катионов железа к поверхности контакта с окислительной средой, сплавом свинец-висмут.

Существование максимума скорости окисления при температурах 500-550°С может быть объяснено по аналогии с окислением чистого железа – за счет фазового перехода в системе Fe-O при температуре 560°С, сопровождающегося превращением шпинели, находящейся в контакте с железом, в вюстит. По-видимому, такой фазовый переход существует и в сталях. Фазовый переход в шпинели при температурах, превышающих критическую температуру, создает в ней пути ускоренной диффузии, интенсифицируя обычный температурный диффузионный массообмен между сталью и оксидной пленкой, приводящий к образованию в пленке хромосодержащих оксидов.

Несмотря на то, что полученные данные вытекают из существующих представлений о коррозии хромистых и хромоникелевых сталей, соответствующие выводы из них выпали из поля зрения инженеров-технологов и не используются в технологии тяжелых теплоносителей при определении температуры длительных внеакторных испытаний.

Авторы выражают благодарность А.П. Трифонову и Г.И. Тошинскому за помощь в работе, и чтут память Б.Ф. Громова и Е.И. Денискина, внесших решающий вклад в организацию и проведение контурных испытаний.

Литература

1. Ячменев Г.С., Русанов А.Е., Громов Б.Ф. и др. / Тр. конференции «Тяжелые жидкокометаллические теплоносители в ядерных технологиях» (г. Обнинск, 5-9 октября 1998). – Обнинск: ФЭИ, 1998. – С. 138-142.
2. Шумов Ю.В., Громов Б.Ф. и др. / Тр. конференции «Тяжелые жидкокометаллические теплоносители в ядерных технологиях» (г. Обнинск, 5-9 октября 1998). – Обнинск: ФЭИ, 1998. – С. 767-778.
3. Шумов Ю.В., Сердюков В.Ф. и др. // Поверхность. – 2001. – № 2. – С. 92-97.
4. Moreau J. // J. Corrosion et Anticorrosion. – 1956. – T. 4. – P. 11.
5. Moreau J. // C.R. Acad. Ser. – 1953. – T. 236. – P. 85.
6. Evans H.E. et al. // Oxidation of Metals. – 1980. – V. 14. – № 3. – P. 247-255.
7. Tempest P.A., Wild R.K. // Oxidation of Metals. – 1982. – № 5/6. – P. 345-356.
8. Tempest P.A., Wild R.K. // Journal of Nuclear Materials. – 1981. – 102. – P. 183-191.

Поступила в редакцию 10.06.2004

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.039.56

On Expediency of Change of Requirements RNS RI APP to Sodium Density a Component of Reactivity of a Feedback In Fast Reactors | A.V. Danilov, D.G. Elistratov, V.I. Matveev; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 16 pages, 5 tables, 10 illustrations. – References, 11 titles.

Most generalizing requirement GSR-88/89 to all effects of reactivity is added in RNS RI APP with the additional limiting requirement of negativity sodium density reactivity coefficient. At the analysis of the major accidents obviously expressed communication of their consequences with the given additional requirement is not found out. It is shown, that at observance by the designer of basic requirements OPB-88/ in a combination to correct selection of interrelation of all others a component of reactivity and Thermal-physical properties of materials of an active zone the additional requirement of negativity sodium density reactivity may be considered as the account excessive.

УДК 621.039.56

On Inverse Kinetics Method for Reactivity Determination | B.D. Abramov; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 13 pages, 1 illustration. – References, 29 titles.

In the paper some mathematical problems of the reactors neutron kinetic simulation and reactivity determination are considered.

УДК 621.039.51:519.85

Direct Simulation of Thermal Neutron Scattering by Monte Carlo Method Using Free Gas Model and Short Collision Time Approximation | P.A. Androsenko, M.R. Malkov, N.A. Soloviev; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 11 pages, 6 illustrations. – References, 12 titles.

Direct simulation algorithms of thermal neutron scattering using free gas scattering law and short collision time approximation realized in BRAND code collection are described. The comparison of BRAND algorithms with MCNP algorithms and modified MCU algorithms is given. An example of calculation task on neutron penetration through O in H₂O barrier is given. The agreement between BRAND results and MCU results is rather good but there is disagreement between BRAND results and MCNP results. The reason for this disagreement is likely to be caused in the fact that BRAND carry out the calculations using the algorithms that recommended by ENDF-6 format whereas the algorithms of MCNP is corrected to better coincide with benchmark experiments results.

УДК 621.039.524: 621.039.526

The Method for Description of Fission Fragments by Two Pseudo-Fission Fragments. Part II – Testing. | Yu.V. Volkov, O.B. Duginov; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 7 pages, 5 tables, 4 illustrations. – References, 5 titles.

The model for description of isotop transitions taking into account the most significant for the neutron balance isotopes and two pseudo-fission fragments has been tested. This model was apply for thermal and fast reactors.

УДК 621.039.524.4: 621.039.519.2

Integral In-Pile Experiments with a VVER-Type Fuel Assembly «SB-LOCA»-Test. A.V. Goryachev, I.V. Kiseleva, V.M. Makhin, V.N. Shulimov; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 9 pages, 2 tables, 3 illustrations. – References, 10 titles.

Results of 19-rod and 7-rod VVER-type fuel assembly tests «SB LOCA» in research reactor MIR are presented. The influence of regime parameters LOCA and design peculiarities of fuel assembly on fuel behaviour was investigated.

УДК 621.039.586

The Code ANPEX Abstract / M.V. Kascheev, I.A. Kuznetsov; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 5 pages.

Short information is given on the calculation of FBR's power excursion by prompt neutrons. The code is characterized by vast application possibilities and can account for various initial reactor states.

УДК 621.039.524

Research of Emergency Situations with Small Leaks of the First Circuit of Reactor WER-1000 / A.N. Shkarovskii, V.I. Aksenov, N.P. Serdin; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 6 pages, 4 illustrations. – References, 5 titles.

Calculating research of accidents with small leaks in the first circuit of reactor WWER-1000 during reactor's work in rated power and in situation of «hot shutdown» is developed. It is shown that in all investigate modes of operation emergency protection and safety systems provide reactor cooldown and subcritical condition, reactor is transferred in safe shutdown condition.

УДК 621.039.56

Fuel Cycles with High Fuel Burn-Up: Analysis of Reactivity Coefficients / E.F. Kryuchkov, A.N. Shmelev, M.Yu. Ternovskykh, G.V. Tikhomirov, Li Jinhong, M. Saito; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 9 pages, 5 tables, 11 illustrations. – References, 7 titles.

Fuel cycles of light-water reactors (LWR) with high fuel burn-up (above 100 MWd/kg), as a rule, involve large amounts of fissionable materials. It leads to forming the neutron spectrum harder than that in traditional LWR. Change of neutron spectrum and significant amount of non-traditional isotopes (for example, ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{231}Pa , ^{232}U) in such fuel compositions can alter substantially reactivity coefficients as compared with traditional uranium-based fuel. The present work addresses the fuel cycles with high fuel burn-up which are based on Th-Pa-U and U-Np-Pu fuel compositions. Numerical analyses are carried out to determine effective neutron multiplication factor and void reactivity coefficient for different values of fuel burn-up and different lattice parameters. The algorithm is proposed for analysis of isotopes contribution to these coefficients. Various ways are considered to upgrade safety of nuclear fuel cycles with high fuel burn-up.

УДК 621.039.534: 533.6.011.3

Integral Jet Computation Model of Thermalhydraulic Parameters of a Coolant Flow in Bundles of a Vessel Type Reactors' Core / E.F. Avdeev, I.A. Chusov, A.A. Karpenko; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 11 pages, 9 illustrations. – References, 8 titles.

The model of a coolant flow in bundles of a water energy reactor. The model represents a flow in the reactor as a system of coaxial quasi-free turbulent jets is considered. To solve this problem the generalized conversion of Prandtl-Mises was used. This paper presents the possibility of getting a confident analytic solution. Moreover, some results of numerical computations of velocity and temperature fields throughout height of the reactor core allowing for blocking some bundles are given.

УДК 621.039.534: 533.6.011.3

Turbulent Exchange Coefficient Determination at Velocity and Temperature Fields Computation of Coolant in Reactor BREST-OD-300 Model Assembly / E.F. Avdeev, I.A. Chusov, A.A. Karpenko; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 10 pages, 11 illustrations. – References, 8 titles.

The paper describes a new method of velocity and temperature fields computation of a coolant in the bundles of a vessel type reactor. The method is used for computation of velocity and temperature fields of a coolant in the BREST-OD-300 model assembly. This paper treats the coefficient of turbulent exchange obtained on the base of jet model. The coefficients proposed were founded by comparing experimental data with the results of computation in converted coordinates. Some results of numeri-

cal computation of velocity and temperature fields of a coolant in the different cross sections throughout a model assembly height are presented.

УДК 621.039.51

The Study of the Mode of the Surface Boiling in Transport Active Zone | V.I. Korolev, I.I. Loshchakov; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 8 pages, 3 illustrations. – References, 5 titles.

The heat transfer in the active zone of transport reactor of the atomic icebreaker was investigated. The functions of the temperature change of the bare fuel shell depending on the heat power of the reactor were obtained at the time of performing maneuver by power of the ship energy installation.

УДК 532.58

Vibrations of Hydrodynamically Coupled Systems/ V.S. Fedotovsky, T.N. Verestchagina; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 9 pages, 7 illustrations. – References, 7 titles.

One-dimension vibrations of a body with hole filled by liquid and another body are considered as an example of hydrodynamically coupled systems. Correlations of added mass matrix elements are obtained. The analysis of natural frequencies and forced amplitudes is developed. The parameters of system when the unlimited resonant oscillations are occurring in spite of liquid viscous are obtained. The experimental data of "tube in tube" hydrodynamically coupled vibrations are presented.

УДК 621.039.53: 621.311.25

Investigation of Single-Circuit NPP Turbomachine Rotor Stability. On the Possibility of Quadratic Nonlinearity Substitution by Cubic One for the System of Electromagnetic Rotor Suspension | V.S. Vostokov, A.V. Khodykin; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 4 pages. – References, 7 titles.

Asymptotic stability of electromagnetic suspension non-linear system without bias currents is proven by Lyapunov method. The admissibility of quadratic non-linearity substitution by cubic one is proven from the point of view of zero equilibrium state stability.

УДК 621.039: 621.311.25

The Cooperatives of "ROSENERGOATOM" and Ural State Technical University in the Area of Personnel Training for Servicing and Equipment Maintenance with Reference to Nuclear Power Plants | S.E. Sheklein, O.L. Tashlikov, V.I. Velkin, A.G. Shastin, V.N. Dementev, N.I. Markelov, Yu. I. Sorokin; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 9 pages, 6 illustrations. – References, 4 titles.

Analyses of repairing downtime durations for different types of nuclear power plant's (NPP) power units as well as the forecasting of maintenance personnel up to year 2010 is carried out. The necessity of capacity factor growth due to reducing of the repairing downtime by means of repairing period's optimization and elimination of the off-scheduled stopping associated with low quality repairs is shown. The classification of NPP personnel violations, the ways to illuminate such violations including improvements in training of the personnel for servicing and equipment maintenance (SEM) at the institutions of higher education are considered. The experience in organization of the training of personnel for SEM in Ural State Technical University and the role of the training complex at "Nuclear power" sub-faculty in improving the training of personnel with higher education are considered.

УДК 621.039.534: 536.4

The Temperature Effect upon the Oxide Layer Growth Rate which Forms during Oxidation in the Eutectic Pb-Bi Alloy Stream | Yu.V. Shumov, I.N. Gorelov; Editorial board of Journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2004. – 11 pages, 2 tables, 2 illustrations. – References, 8 titles.

The results of X-ray examination of the model tube surface, made of the 16C12Cr2MoWSiNbVB ferritic-martensitic steel, after model lengthy testing in the stream of eutectic Pb-Bi alloy with temperature drop from 300°C to 600°C on the length of 600 mm, are presented. Before testing the model tube did not have oxide film on the surface. X-ray researches were carried out in the surface

diffraction scanning regime.

From received results follows, that the growth rate of on time testing forming oxide (spinel) layer nonmonotonically depends on testing temperature and has a sharp maximum at 560°C.

The received results are discussed in connection with a hypothesis of the spinel structure nonstability in contact with steel at temperatures above 560°C.

НАШИ АВТОРЫ

Абрамов Б.Д. – к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник Государственного научного центра Российской Федерации – Физико-энергетического института (ГНЦ РФ-ФЭИ).

Аксенов В.И. – главный инженер Калининской АЭС. Область научных интересов: безопасность АЭС.

Андросенко П.А. – д. ф.-м. н., профессор, заведующий кафедрой Обнинского государственного технического университета атомной энергетики.

Велькин В.И. – к.т.н., доцент кафедры «Атомная энергетика».

Волков Ю.В. – д.т.н., профессор кафедры «Расчет и конструирование реакторов» Обнинского государственного технического университета атомной энергетики» (ИАТЭ). Область научных интересов: физическая теория ядерных реакторов, экспериментальная реакторная физика, надежность и безопасность ЯЭУ.

Востоков В.С. – главный специалист ФГУП «Опытное конструкторское бюро машиностроения» (ОКБМ) (г. Н. Новгород). Область научных интересов: динамика ЯЭУ.

Горелов И.И. – д.т.н., главный научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ. Окончил МИХМ в 1953 г.

Данилычев А.В. – к.т.н., ведущий научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ. Закончил Одесский технологический институт в 1969 г. Область научных интересов: физика быстрых реакторов, параметры безопасности и коэффициенты реактивности. Автор около 150 работ (около 50 публикаций).

Елистратов Д.Г. – инженер ГНЦ РФ-ФЭИ. Закончил ИАТЭ в 1987 г. Область научных интересов: упрощенные динамические коды для обоснования безопасности быстрых реакторов. Автор около 10 публикаций.

Кашеев М.В. – к.т.н., с.н.с. расчетно-теоретической лаборатории ГНЦ РФ-ФЭИ. Закончил Московский инженерно-физический институт в 1986 г. Автор и соавтор более 60 научных работ. Область научных интересов: безопасность АЭС, расчетно-теоретический анализ тяжелых аварий в РБН и на АЭС с ВВЭР.

Королев В.И. – к.т.н., доцент кафедры судовых ядерных энергетических установок Государственной морской академии им. адмирала С.О. Макарова. Окончил Ленинградский политехнический институт в 1975 г. Область научных интересов: реакторная физика, теплоэнергетика.

Кузнецов И.А. – к.т.н., начальник расчетно-теоретической лаборатории ГНЦ РФ-ФЭИ. Закончил Брянский институт транспортного машиностроения в 1960 году. Область научных интересов: безопасность АЭС с РБН.

Лощаков И.И. – д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой «Атомные и тепловые энергетические установки» Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Окончил МИФИ в 1965 г. Область научных интересов: ядерные реакции, реакторная физика.

Малков М.Р. – научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ.

Маркелов Н.И. – начальник отдела контроля и управления ремонтом АЭС, департамент технического обслуживания и ремонта АЭС концерна «Росэнергоатом».

Матвеев В.И. – к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ. Закончил МИФИ в 1959 г. Область научных интересов: концептуальная физика быстрых реакторов, инновационные разработки. Автор свыше 100 публикаций.

Н.П. Сердунь. – к.т.н., доцент, заведующий кафедрой «Механика и прочность конструкций АЭС» Обнинского государственного технического университета атомной энергетики (ИАТЭ). Область научных интересов: гидродинамические и тепловые процессы в контурах ЯЭУ, безопасность АЭС.

Соловьев Н.А. – начальник бюро ГНЦ РФ-ФЭИ.

Сорокин Ю.И. – заместитель Генерального директора ПО «Атомэнергоремонт».

Ташлыков О.Л. – закончил Томский политехнический институт в 1978 г. Область научных интересов: оптимизация ремонтных работ на АЭС, снижение облучаемости ремонтного персонала.

Федоров Ю.А. – инженер-технолог ГНЦ РФ-ФЭИ. Окончил Обнинский филиал МИФИ в 1960 г.
Ходыкин А.В. – инженер-конструктор ФГУП ОКБМ (г. Н. Новгород). Область научных интересов: ротородинамика, системы управления неустойчивых объектов.
Шкаровский А.Н. – руководитель департамента эксплуатации АЭС с ВВЭР. Область научных

интересов: безопасность АЭС.
Шумов Ю.В. – ведущий инженер ГНЦ РФ-ФЭИ. Окончил МИФИ в 1957 г.
Щекlein С.Е. – д.т.н., профессор Уральского государственного технического университета – УПИ, заведующий кафедрой «Атомная энергетика», г. Екатеринбург.

OUR AUTHORS

Abramov B.D. – Cand. Sci. (Phys.-Math.), leading researcher of the State Scientific Centre of Russian Federation – Institute of Physics and Power Engineering (SSC RF-IPPE).

Aksenov V.I. – chief engineer of Kalininskaia NPP. Scientific interests: NPP safety.

Androsenko P.A. – Dr.Sci (Phys.-Math.), Professor, head of Computer science department of the Obninsk State Technical University of Nuclear Power Engineering.

Danilytshev A.V. – Cand. Sci. (Engineering), the senior researcher SSC RF-IPPE. Graduated from the Odessa Institute of Technology in 1969. Scientific interests: physics of fast reactors, parameters of safety and effects of reactivity . The author about 150 works (about 50 articles).

Elistratov D.G. – engineer of the SSC RF-IPPE. Graduated from the Obninsk Institute of Nuclear Power Engineering in 1987. Scientific interests: the simplified dynamic codes for a substantiation of safety of fast reactors. The author about 10 articles.

Fedorov Yu.A. – processing engineer of the SSC RF-IPPE. Graduated from the Obninsk branch MEPhI in 1960.

Gorelov I.N. – Dr. Sci. (Engineering), general researcher of SSC RF-IPPE. Graduated from the MICM in 1953.

Kascheev M.V. – Cand. Sci. (Engineering), Associate professor, graduated from the Moscow State Engineering and Physics Institute in 1986, senior researcher of calculational and theoretical laboratory of the SSC RF-IPPE. The author of more than 60 publications. Scientific interests: safe-

ty of NPPs, calculational and theoretical analysis of severe accidents within fast reactors and at NPPs with VVER.

Khodykin A.V. – designer-engineer of the Federal State Unitary Enterprise OKB Mechanical Engineering (OKBM), Nizhny Novgorod. Scientific interests:– rotor dynamics, control systems of unstable objects.

Korolev V.I. – Cand. Sci. (Engineering), associate professor of the Department of Ship Nuclear Energetic Installation of the Saint Petersburg State Mariner Academy named after admiral S.O. Makarov. Graduated from the Leningrad State Polytechnic Institute in 1975. Scientific Interests: Reactor Physics, heat-and-power engineering.

Kuznetsov I.A. – Cand. Sci. (Engineering), head of calculational and theoretical laboratory of the SSC RF-IPPE. Graduated from the Bryansk Mashine Building Institute in 1960. Scientific interests: safety of NPPs with fast breeder reactors.

Loshchakov I.I. – Dr. Sci. (Engineering), head of the department of nuclear and heat energetic plants of the Saint-Petersburg State Polytechnic University. Graduated from MEPhI in 1965. Scientific Interests: Nuclear Reactions and Reactor Physics.

Malkov M.R. – researcher of the SSC RF-IPPE.

Markelov N.I. – head of the departments of maintenance of the "ROSENERGOATOM".

Matveev V.I. – Cand. Sci. (Phys.-Math.), the senior researcher of the SSC RF-IPPE. Graduated from the Moscow Engineering and Physics Institute (MEPhI) in 1959. Scientific interests: concep-

tual physics of fast reactors, innovative development. The author over 100 articles.

Serdun N.P. – Cand. Sci. (Engineering), Associate professor, head of the NPP construction materials mechanics and strength of the INPE. Scientific interests: hydrodynamics and thermal processes in the NPP loops, NPP safety.

Sheklein S.Ye. – Dr. Sci. (Engineering), Professor of the Ural State Technical University – Ural Polytechnical Institute, head of the «Nuclear Industry» department.

Shkarovskii A.N. – head of NPP with VVER exploitation department. Scientific interests: NPP safety.

Shumov Yu.V. – chairman-engineer of SSC RF-IPPE, Obninsk. Graduated from the MEPhI in 1957.

Soloviev N.A. – head of bureau of the SSC RF-IPPE.

Sorokin Y.I. – Deputy General Director «Atomenergoremont».

Tashlykov O.L. – graduated from the Tomsk Polytechnical Institute in 1978. Scientific interests: maintenance NPP optimization, personnel irradiation decrease.

Volkov Yu.V. – Dr. Sci. (Engineering), Professor of the «Reactor design and computation» department of the Obninsk State Technical University of Nuclear Power Engineering. Scientific interests: physical theory of nuclear reactors, experimental reactor physics, safety and reliability of nuclear power installations.

Vostokov V.S. – chief specialist of Federal State Unitary Enterprise OKB Mechanical Engineering (OKBM), Nizhny Novgorod. Scientific interests: – NPP dynamics.

Welkin W.I. – Cand. Sci. (Engineering), Associated Professor of the department «Nuclear Industry».