

СОДЕРЖАНИЕ

БЕЗОПАСНОСТЬ, НАДЕЖНОСТЬ И ДИАГНОСТИКА ЯЭУ	<i>В.И. Бараненко, С.Г. Олейник, О.А. Беляков, Л.С. Светлова, Р.С. Истомин</i> Влияние выбора конструкционных материалов на повреждаемость теплообменных труб парогенераторов АЭС с PWR и ВВЭР.....	3
	<i>В.И. Бараненко, С.Г. Олейник, Л.С. Светлова, Р.С. Истомин, С.А. Бакашов</i> Использование программно-методических комплексов для управления сроком эксплуатации элементов второго контура.....	14
	<i>А.И. Трофимов, С.И. Минин, А.Н. Савин</i> Ультразвуковые преобразователи для автоматизированной ультразвуковой установки дефектоскопии гибов трубопроводов АЭС.....	20
ЭКОЛОГИЯ ЭНЕРГЕТИКИ	<i>В.К. Олейник, И.И. Крышев</i> Результаты радиоэкологической экспедиции по территории 30-километровой зоны Чернобыльской АЭС и двенадцати областей России, Украины и Белоруссии в августе 1986 года.....	24
	<i>Ю.В. Волков, О.Б. Дугинов</i> Представление осколков деления двумя эффективными осколками. Теоретическая модель.....	31
ФИЗИКА И ТЕХНИКА РЕАКТОРОВ	<i>Ю.В. Волков, Г.Я. Румянцев</i> Элементарная теория кольцевого ядерного реактора (Об устойчивости кольцевых реакторов).....	38
	<i>Ю.А. Коровин, А.А. Травлев</i> Моделирование транспорта медленных нейтронов для реактора TRIGA.....	45
	<i>А.Л. Кочетков, Ю.А. Казанский, В.А. Левченко, И.П. Матвеев</i> О возможностях наработки ^{242m}Am в специальных облучательных устройствах реактора БН-600.....	52
	<i>С.А. Андрушечко, Б.Ю. Васильев, В.Ф. Украинцев, С.Н. Голощапов</i> Разработка и внедрение прибора для измерения глубины выгорания отработавших рабочих кассет реакторов ВВЭР-440 (ФАМОС-III).....	60
ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛИ РАДИОАКТИВНЫЕ ОТХОДЫ	<i>М.Ю. Волков, В.В. Колесов, В.Ф. Украинцев</i> Расчеты выгорания топлива с использованием программы MCNP.....	71
	<i>Г.Н. Власичев, Г.Б. Усынин</i> Расчетный анализ перемещения и затвердевания расплава диоксида урана в кольцевом канале в условиях эксперимента TRAN.....	84
ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕПЛОГИДРАВЛИКА	<i>Ю.Н. Корниенко</i> Вывод и обобщение форм-факторов квазиодномерных моделей коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена неоднородных потоков. Сборки ТВС.....	92
	<i>Г.В. Кузнецов, С.Ф. Санду</i> Математическое моделирование работы высокотемпературных тепловых труб в теплопередающих устройствах современных энергетических установок.....	102
	<i>Г.А. Реймаров, Р.К. Грицуц</i> Системный подход к оценке персонала.....	110
ПОДГОТОВКА КАДРОВ		
К ЗАЩИТЕ ДИССЕРТАЦИИ	<i>В.А. Галкин, Д.А. Рыжиков, В.И. Савельев</i> Моделирование спектров излучения заряженных частиц, движущихся в гетерогенных средах.....	118

CONTENTS

SAFETY, RELIABILITY AND DIAGNOSTICS NPP	<p><i>V.I. Baranenko, S.G. Oleinik, O.A. Belyakov, L.S. Svetlova, R.S. Istomin</i> Influence of Choice Design Materials on NPP PWR and VVER SG Damage.....3</p> <p><i>V.I. Baranenko, S.G. Oleinik, L.S. Svetlova, R.S. Istomin, S.A. Baklashov</i> Usage of Software-Methodical Complexes for NPP Second Circuit Elements Lifetime Management.....14</p> <p><i>A.I. Trofimov, S.I. Minin, A.N. Savin</i> Ultrasonic Converters for the Automated Ultrasonic Installation of Diagnostics the Bent Pipelines NPPs.....20</p>
ENVIRONMENTAL ASPECTS OF POWER ENGINEERING	<p><i>V.K. Oleinik, I.I. Kryshev</i> Results of Radioecological Expedition on Territory 30-Kilometer Zone of Chernobyl Nuclear Power Plant and Twelve Regions of Russia, Ukraine and Byelorussia in August 1986.....24</p>
REACTOR PHYSICS AND TECHNOLOGY	<p><i>Yu.V. Volkov, O.B. Duginov</i> Method for Description of Fission Fragments by Two Pseudo-Fission Fragments. Theoretical Model.....31</p> <p><i>Yu.V. Volkov, G.Ya. Rumiantsev</i> Elementary Theory of the Ring Nuclear Reactor (Stability of the Ring Reactor).....38</p> <p><i>Yu.A. Korovin, A.A. Travleev</i> Simulation of Slow Neutron's Transport for TRIGA Reactor.....45</p> <p><i>A.L. Kochetkov, Yu.A. Kazansky, V.A. Levchenko, I.P. Matveenko</i> On Possibility of Production ^{242m}Am in the Special Installations.....52</p>
FUEL CYCLE AND RADIOACTIVE WASTES MANAGEMENT	<p><i>S.A. Andrushechko, S.N. Goloshapov, V.F. Ukraintsev, B.Yu. Vasiliev</i> Development and Implementation of the Device for Measurement of Spent Fuel Assemblies Burn-up For the VVER-400 Reactor (FAMOS-III).....60</p> <p><i>M.Yu. Volkov, V.V. Kolesov, V.F. Ukraintsev</i> MCNP-based Nuclear Fuel Burn-up Calculations.....71</p>
THERMAL PHYSICS AND HEALTHYDRAULICS	<p><i>G.N. Vlasichev, G.B. Usynin</i> Calculation Analysis of Relocation and Freezing of Uranium Dioxide Melt in the Ring Channel in Conditions of Experiment TRAN.....84</p> <p><i>Yu. N. Kornienko</i> Derivation and Generalization of the Form-Factors for Quasi-One-Dimension Models of Wall friction, Heat- and Mass transfer Coefficients in Non-Homogeneous Coolant Flow. Pin Bundles.....92</p> <p><i>G.V. Kuznetsov, S.F. Sandu</i> Mathematical Modeling of High-Temperature Heat Pipes Operation in Heat Transfer Units of Modern Nuclear Power Plants.....102</p>
TRAINING OF PERSONNEL	<p><i>G.A. Reimarov, R.K. Gritsuk</i> System Approach to Staff Assessment.....110</p>
H.D. PRESENTA- TION	<p><i>V.A. Galkin, D.A. Ryzhikov, V.I. Saveliev</i> Simulation of Transition Radiation for Charged Particles Moving in Heterogeneous Media.....118</p>

ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ПОВРЕЖДАЕМОСТЬ ТЕПЛООБМЕННЫХ ТРУБ ПАРОГЕНЕРАТОРОВ АЭС С PWR И ВВЭР*

В.И. Бараненко, С.Г. Олейник, О.А. Беляков, Л.С. Светлова,

Р.С. Истомин

ЭНИЦ ВНИИАЭС, г. Электрогорск



Эрозионно-коррозионный износ (ЭКИ) является распространенным видом повреждения теплотехнического оборудования и трубопроводов АЭС. Ему подвержены практически все элементы конденсатно-питательного тракта турбоустановок АЭС. Другие виды износа металла в большинстве случаев протекают совместно с этим процессом.

В части применяемых материалов эволюция в зарубежном парогенераторостроении проходила более радикально. В начале 70-х годов осуществлялся переход с аустенитных сталей типа AJSJ 304 и AJSJ 316 на высоконикелевые сплавы типа Инконель-600МА. По мере увеличения срока эксплуатации были пересмотрены взгляды на использование данных сплавов, стали применять усовершенствованные стали типа Инконель-600ТТ, Инконель-690ТТ и Инколой-800, данные сплавы более устойчивы к межкристаллитному и транскристаллитному растрескиванию.

В отечественных ПГ используется нержавеющая сталь 08Х18Н10Т; считалось, что для ПГ без горизонтальной трубной доски ресурсные характеристики трубных систем из этой стали будут обеспечиваться.

Опыт эксплуатации отечественных АЭС показал, что наблюдаются довольно многочисленные разрушения трубных систем из-за хлоридного коррозионного растрескивания как на РУ ВВЭР-1000, так и на ВВЭР-440. В определенной степени последствия разрушения труб нивелируются возможностью ремонта ПГ.

Для наиболее точного определения остаточного ресурса и прогнозирования срока эксплуатации трубопроводов необходимо иметь ряд основополагающих факторов, таких как теплогидравлические, геометрические и немаловажный фактор – химический состав стали. В докладе авторами приводится анализ влияния химического состава, термообработки и других факторов на рабочие характеристики нержавеющих сталей (НС) и аустенитных нержавеющих сплавов (АНС), используемых на АЭС с PWR и ВВЭР для изготовления теплообменных труб парогенераторов (ТОТ ПГ).

© В.И. Бараненко, С.Г. Олейник, О.А. Беляков, Л.С. Светлова, Р.С. Истомин, 2004

* Доклад с VIII Международной конференции "Безопасность АЭС и подготовка кадров" (Обнинск, 6-8 октября 2003 г.)

От выбора материала теплообменных труб парогенераторов в значительной степени зависит эксплуатационная надежность парогенераторов.

Чувствительность аустенитных сплавов к развитию коррозионных процессов в значительной степени определяется содержанием в них никеля и хрома.

Сплавы, содержащие высокий процент хрома 690, 800 (Alloy 690, Alloy 800), менее склонны к потере массы, чем сплав 600 (Alloy 600), возможно, из-за низкой растворимости оксидов хрома в теплоносителе первого контура с низким содержанием кислорода.

Улучшение рабочих характеристик сплавов осуществляется, в основном, за счет уменьшения остаточных напряжений, возникающих при изготовлении труб для ПГ. Для улучшения рабочих характеристик сплава 600 была разработана технология его термообработки.

Наиболее подходящим конструкционным материалом для изготовления ТОТ ПГ с учетом их тепловых и механических свойств, а также коррозионной стойкости являются нержавеющие стали и аустенитные нержавеющие сплавы.

Чувствительность аустенитных сплавов к развитию коррозионных процессов в значительной степени определяется содержанием в них никеля и хрома. Графики, иллюстрирующие чувствительность аустенитных сплавов к коррозионному растрескиванию в деминерализованной воде при $t=350^{\circ}\text{C}$, содержащей 1000 мкг/л ионов хлоридов, в зависимости от концентрации в металле никеля, приведены на рис. 1.

Из анализа этих графиков следует, что сплав Inconel 600 склонен к межкристаллитному растрескиванию под напряжением в воде первого контура (PWSCC), а сплавы Inconel 690 и Inconel 800 не склонны к PWSCC.

Аустенитные стали с содержанием никеля меньше 15% склонны к транскристаллитному растрескиванию, когда концентрация хлоридов в теплоносителе высокая (в данном случае 1000 мг/кг).

Аустенитные стали и сплавы с высоким содержанием никеля могут охрупчиваться серой.

Влияние концентрации хрома на потерю металла при высокой температуре борированного теплоносителя с низким содержанием кислорода при скорости теплоносителя, равной 5,5 м/с, показано на графиках рис. 2.

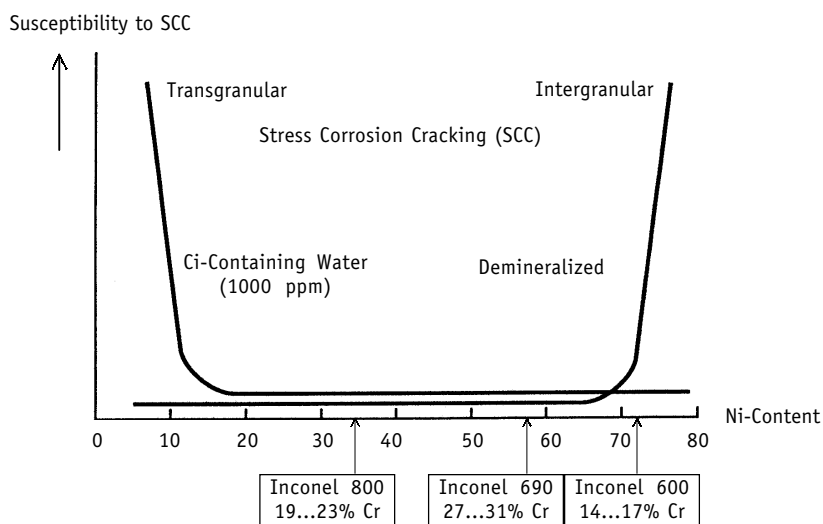


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая влияние содержания никеля на развитие трещин в металле теплообменных труб трех парогенераторов в воде с температурой 350°C и напряжениях, незначительно превышающих предел текучести

Сплавы, содержащие высокий процент хрома 690, 800 (Alloy 690, Alloy 800), менее склонны к потере массы, чем сплав 600 (Alloy 600), возможно, из-за низкой растворимости оксидов хрома в теплоносителе первого контура с низким содержанием кислорода.

В растворе 4% NaOH + 0.02 М Pb отмечено существенное различие в стойкости против КРН металла двух плавок из сплава инколой 800. В том случае, когда отношение Ti/C составляло 34.7, следов растрескивания не было. Когда же отношение Ti/C было равным 20, глубина трещин достигала 91% от толщины стенки.

В табл. 1 приведены марки сталей и сплавов, которые использовались в различные периоды для изготовления ТОТ ПГ АЭС с PWR и ВВЭР, а также указаны отличительные особенности этих сталей и сплавов.

Нержавеющие стали с содержанием никеля менее 10-12% подвержены транскристаллитной коррозии под напряжением (ТКРН), аустенитные нержавеющие сплавы с содержанием никеля более 70-72% подвержены межкристаллитному коррозионному растрескиванию под напряжением (МКРН).

Коррозионная стойкость нержавеющих сталей и аустенитных нержавеющих сплавов зависит от содержания в них хрома, титана, углерода и других химических элементов. Обоснованный выбор весового содержания химических элементов в НС и АНС, а также технологии их изготовления и термообработки позволяют получить НС и АНС с высокими коррозионно-стойкими свойствами.

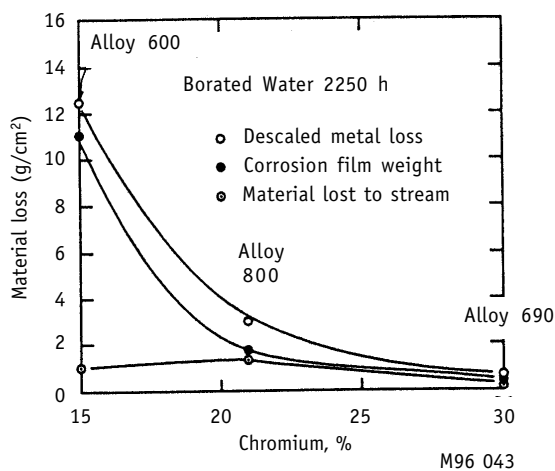


Рис. 2. Влияние содержания хрома на потерю металла в деаэрированной борированной воде при скорости теплоносителя 5,5 м/с

Таблица 1

Характеристики конструкционных материалов (КМ), применяемых для изготовления ТОТ ПГ АЭС с PWR и ВВЭР в различных странах

№	Марка КМ	Страны, использующие КМ	Годы использования КМ	Отличительные особенности КМ
1	Monel-400 (60Ni-15Cr-9Fe)	Canada	до конца 60-х	Склонность к КРН при наличии хлоридов, соединений меди и свинца
2	Inconel 600 MA (Ni-15Cr-9Fe)	Canada	до конца 70-х	Склонность к КРН при наличии хлоридов, соединений меди и свинца
3	Thermal treatment alloy – 600TT	USA, France, Japan	1980-1988 гг.	Повышенная сопротивляемость коррозионному растрескиванию
4	Inconel 690TT (Ni-30Cr-10Fe)	France	на АЭС с 1988 г.	Повышенная сопротивляемость коррозионному растрескиванию
5	Incoloy 800 (40Fe, 20-30Cr) Alloy 800M (35Ni-21.5Cr-44Fe)	German, Canada	с середины 80-х	Склонность к КРН при наличии хлоридов, соединений меди и свинца
6	Stainless steel 0X18H10T	Russia	с конца 70-х	Склонность к КРН при наличии хлоридов, соединений меди и свинца

Из табл. 1 следует, что до конца 60-х годов для изготовления ТОТ ПГ АЭС с PWR использовались нержавеющие стали марки 18-10 (типа AISI-304, 316, 347) и сплава Монель-400. ТОТ ПГ, изготовленные из этих сталей удовлетворительно работали в течение 70000 ч (например, на французской АЭС "Шуз"). Эти нержавеющие стали и сплав Монель-400 очень чувствительны к коррозионному растрескиванию под напряжением (КРН) во многих агрессивных средах, особенно в присутствии хлоридов и кислороде, а также соединений меди и свинца. Начиная с 1967 г., при изготовлении парогенераторов фирмами "Вестингауз электрик", "Комбачи инжиниринг" и "Бабкок и Уилкокс", широкое применение нашел сплав 600 МА. В ФРГ для изготовления ПГ фирмой "Крафтверк Унион" был выбран сплав 800.

В табл 2 приведены основные характеристики парогенераторов, установленных на АЭС Японии, и указаны используемые на этих АЭС водно-химические режимы и материалы ТОТ ПГ в период с 1970 по 1993 гг.

Из анализа этой таблицы следует, что на АЭС Японии до 1982 г. для изготовления

Таблица 2

Конструктивные характеристики парогенераторов

АЭС	Дата ввода в эксп.	Поставщик ПГ	Кол-во ПГ	Материал ТОТ	Способ вальцовки	Дистанционирующие решетки		ВХР второго контура
						Материал ТОТ	Тип отверстия	
Mihama	28/11/70	CE	2	MA600	Full depth Explosive	Carbon steel	Drill + egg crate	PO ₄ →AVT
Mihama 2	25/07/72	MHI	2		Partial depth roll			
Takahama 1	14/11/74	West	3					
Genkai 1	15/10/75	MHI	2					
Takahama 2	14/11/75		3					
Mihama 3	01/12/76		3					
Ikata 1	30/09/77	West	2		Full depth roll			
Ohi 1	27/03/79		4					
Ohi 2	15/12/79		4					
Genkai 2	30/03/81	MHI	2		Full depth roll+rubber			
Ikata 2	19/03/82		2					
Sendai 1	04/07/84		3					
Takahama 3	17/01/85		3					
Takahama 4	05/06/85		3					
Sendai 2	28/11/85		3					
Tsuruga 2	17/02/87		3					
Tomari 1	22/06/89		2					
Tomary 2	13/04/91		2					
Ohi 3	18/12/91		4					
Ohi 4	2/2/93	4	TT690	Full depth hydraulic + roll				
Genkai 3		4						
Ikata 3		3						
Genkai 4		4						

Таблица 3

Химический состав материала теплообменных труб ПГ АЭС с PWR

Alloy	Ni	Cr	Fe	C	Mn	Si	Cu	Al	Co	Ti	S
600	≥72	14-17	6-10	≤0.15	≤1.0	≤0.5	≤0.5	-	-	-	≤
690	≥58	28-31	7-11	0.05-0.025	≤0.5	≤0.5	-	≤0.5	≤0.02	≤0.5	≤0.01
800M	32-35	20-23	≥39.5	≤0.03	0.4-1.0	0.3-0.7	≤0.75	0.15-0.45	≤0.1	≤0.6	
Monel 400	≥63.0		≤2.5	≤0.3	≤2.0	≤0.5	28-34	-	-	-	≤0.024

ТОТ ПГ применяли сплав МА 600, такие ТОТ ПГ были установлены на 29 парогенераторах. С 1984 г. для изготовления ТОТ ПГ стали применять сплав 600ТТ, который был использован для изготовления ТОТ ПГ на 19 парогенераторах. Такие ТОТ ПГ были установлены на 19 парогенераторах. До 1981 г. дистанционирующие решетки изготавливались из углеродистой стали, а начиная с 1982 г. – из нержавеющей стали 405 SS. В конце 1991 г. для изготовления ТОТ ПГ был использован сплав 690ТТ.

В статье рассматриваются различные аспекты, связанные с влиянием химического состава металла ТОТ на их повреждения.

В табл. 3 приведены марки сталей, которые использовались в различные периоды для изготовления ТОТ ПГ и указаны отличительные особенности этих сталей и представлен химический состав сплавов, которые используются для ТОТ ПГ АЭС с PWR.

Наиболее подходящим материалом для изготовления ТОТ ПГ с учетом их механических и тепловых свойств, а также коррозионной стойкости, являются аустенитные и нержавеющие стали и сплавы.

Улучшение рабочих характеристик сплавов осуществляется в основном за счет уменьшения остаточных напряжений, возникающих в металле при изготовлении труб для ПГ. Для улучшения рабочих характеристик сплава 600 после проведения совместных исследований фирмами "Электрисите де Франс", "Фраматом" и "Вестингауз Электрик" была разработана технология термообработки, которая позволила:

- значительно уменьшить остаточные напряжения, возникающие в процессе правки и полирования ремнем, а также уменьшить напряжения, появляющиеся в криволинейных участках малого радиуса, возникающие при операциях гибки труб;

- устранить наклеп, вызываемый у поверхности труб операциями правки и полировки, а также пескоструйной обработкой внутренней поверхности, которая проводится для уменьшения уровня напряжений и криволинейных участков большого радиуса и снижения скорости выделения продуктов коррозии в теплоноситель первого контура;

- сделать данный сплав менее чувствительным к межкристаллитной коррозии с выдержкой при температуре в течение времени, позволяющего повторно гомогенизировать хром, содержащийся в окрестности выделившихся карбидов, кроме того, значительно уменьшить количество карбидов хрома, которые могут выделяться в процессе последующего старения при рабочей температуре;

- повысить внутреннее сопротивление коррозии под напряжением в щелочных растворах, а также, по-видимому, в чистой воде, в предположении, что эти два явления представляют собой явления одного и того же типа.

В табл. 4-5 приведен химический состав сплавов, отвечающий различным техническим условиям. Химический состав сплава 600 в табл. 4 указан в соответствии с техническими условиями, применяемыми на французских АЭС. В сплаве 600 уменьшено содержание углерода (по сравнению со сплавом Монель 400) и указана концен-

Таблица 4

Химический состав материалов, применяемых для изготовления труб парогенераторов на АЭС с РВР

Наименование	Массовый состав, %												
	C	S	F	Si	Mn	Ni	Cr	Mo	Ti	Al	Fe	Cu	Co
Сплав 600	≤0.15	≤0.015	-	≤0.5	≤1.0	(>72)	14...17	-	-	-	6...10	≤0.50	≤0.10
Технические условия, фирма "Электрисити де Франц"	0.01-0.050	≤0.015	≤0.025	≤0.50	≤1.00	>72	14-17 15.50	-	≤0.50	≤0.50	6...10	≤0.50	≤0.10 0.05
Сплав 690	≤0.05	≤0.015	-	≤0.50	≤0.50	>58	27-31	-	-	-	7...11	≤0.50	≤0.10
Сплав 800 ASTM A163	≤0.10	≤0.015	-	≤1.0	≤1.5	30-35	19-23	-	0.15-0.60	0.15-0.60	ост.	≤0.75	≤0.10
Нержавеющая сталь 316 ASTM A376	≤0.08	≤0.03	≤0.03	≤0.75	≤2.0	11-14	16-18	2-3	-	-	ост.	-	0.10
Дуплексная сталь типа "Крезолуар"	≤0.06	-	-	≤1	-	-	6-8	20-22	2-3	-	ост.	-	-

трация хрома (для увеличения сопротивления межкристаллитной коррозии). Содержание кобальта должно быть минимальным (для ограничения выноса Co в теплоноситель первого контура).

Данные по влиянию химического состава аустенитных нержавеющей сталей и сплавов на рабочие характеристики металла приведены в табл. 6.

Повреждения теплообменных труб парогенераторов были зафиксированы уже в первые годы их эксплуатации. На АЭС "Шиллингпорт -1" (США) в 1958 г. уже через 150 эффективных часов после пуска появились сквозные трещины в трубах ПГ горизонтального типа из стали 18-9 (304) вблизи трубной доски. Коррозионное растрескивание межкристаллитного или транскристаллитного характера (соответственно в сенсублизированных или отожженных участках труб) произошло из-за избытка щелочи в воде второго контура. Случаи МКР той же стали наблюдались в трех из четырех ПГ горизонтального типа АЭС "Индиан-Поинт-1" (США) в 1968 г. (трещины вблизи трубной доски в U-образных трубах) и в ПГ АЭС "Янки атомик" (США) в 1966-1969 гг. (то же самое во всех четырех ПГ вертикального типа). Концентрирование хлоридов было причиной транскристаллитного КР (ТКР) труб и трубных досок из стали 18-10 Nb (347) в ПГ атомных подводных лодок типа "Наутилус" (США).

Эти и многие другие случаи хлоридного и щелочного КР послужили причиной замены материала труб ПГ – вместо сталей типа 18-9 фирма "Вестингауз" и другие фирмы по ее лицензии начали использовать высоконикелевый сплав инконель 600 в мощных усовершенствованных ПГ вертикального типа. Однако и этот сплав оказался восприимчивым к КР в условиях эксплуатации. Начиная с 1970 г., наблюдается массовый выход из строя труб ПГ, изготовленных из высоконикелевого сплава, по причине КР. В период с 1970 по 1979 гг. неисправности ПГ, связанные с КР труб, отмечались на таких АЭС США, как "Сан-Онофр", "Пойнт-Бич-1,2", "Робинсон-2", "Терки-Пойнт-3,4", "Сарри-1,2", "Прейри-Айленд-1,2", "Джина", "Норт-Анна-1", "Фарли-1"; на АЭС Японии "Михама-2", "Такахама-1"; на АЭС Швейцарии "Бецнау-1,2"; на АЭС ФРГ "Обригхейм", "Штаде"; на АЭС Бельгии "Тианж", "Дозль-2"; на АЭС Швеции "Рингхальс-2".

Межкристаллитные трещины, распространяющиеся со стороны воды второго контура, сосредоточены в основном на "горячей стороне" трубного пучка у трубных досок и на 30 – 150 мм выше их, на U-образных гibaх в верхней части трубного пучка, там же вблизи трубных решеток. Трещины со стороны воды первого контура развиваются преимущественно на U-образных гibaх и вблизи них. По данным на 31/XII 1977 г., из 35 блоков зарубежных АЭС с реакторами типа PWR, проработавших более 1000 эф. сут, на 28 блоках имелись дефекты труб ПГ, в основном по причине "чистого" КР или КР, связанного с "дентингом", т.е. сжатием труб продуктами коррозии в щелях трубных досок (часть труб выходила из строя по причинам коррозионного утонения, язвенной коррозии, механической вибрации и т.д.). Из 370000 труб ПГ этих АЭС около 10000 были заглушены. Номинальный срок службы ПГ фирмы "Вестингауз" составляет 40 лет. Некоторые владельцы АЭС заменили ПГ после 6-летней эксплуатации, некоторые рассматривают вопрос о замене. Стоимость замены, включая потерю энергии при простое, составляет от 100 до 300 млн. долл. на энергоблок.

ВЫВОДЫ

1. От выбора материала теплообменных труб парогенераторов в значительной степени зависит эксплуатационная надежность парогенераторов.

2. Наиболее подходящим конструкционным материалом для изготовления ТОТ ПГ с учетом их тепловых и механических свойств, а также коррозионной стойкости являются нержавеющей стали (НС) и аустенитные нержавеющей сплавы (АНС).

Продолж. табл. 5

Сталь или сплав	№ по ГОСТ, AISI или фирменный	Название элементов										
		C	Si	Mn	S	P	Cr	Ni	Mo	Ti	Nb(+Ta)	Другие
Не более												
08X17H13M2T	ГОСТ 5632-72	0.08	0.4	2.0	0.020	0.035	16-18	12-14	2-3	5С-0.7	-	-
03X16H15M3Б	ГОСТ 5632-72	0.03	0.42	0.58	0.020	0.008	14.48	15.25	2.0	-	0.44	-
09X16H15M3Б	ГОСТ 5632-72	0.06	0.49	0.81	0.022	0.025	14.85	15.28	2.6	-	0.69	-
03X15H15	ЭИ843	0.03	0.47	0.64	0.011	0.006	15.40	15.18	-	-	-	-
03X15H15А	ЭИ845	0.03	0.44	0.64	0.017	0.008	15.62	15.68	-	-	-	N 0.18
03X15H15P	ЭИ846	0.02	0.53	0.63	0.012	0.008	16.69	15.32	-	-	-	B 0.08
08X17H15M3T	ГОСТ 5632-72	0.08	0.8	2.0	0.020	0.035	16.18	14-16	3-4	0.3-0.6	-	-
10X11H20T3P	ГОСТ 5632-72	0.10	1.0	1.0	0.020	0.035	10-12.5	18-21	-	2.6-3.2	-	B 0.008-0.02; A1 0.08**
03X20H14C3	ЭИ838	0.02	2.56	1.19	0.008	0.007	18.90	14.03	-	-	-	-
12X20H14C3	ЭИ211	0.10	2.68	1.14	0.010	0.017	20.43	14.0	-	-	-	-
15-25 MoTi A1VB	A-286	0.1	1.0	2.0	0.030	0.045	15	24	1.5	2	-	A1 0.3; V 0.3; B0.005
20-28 CuMo	Корпентер 20	0.07	1.0	2.0	0.030	0.045	18-20	27-29	2.0	-	-	Cu 3**
17-14 Si	Uranus S	0.020	4.0	-	-	-	17	14	-	-	-	-
Сплавы с 30 – 45% Ni												
06XH28MДТ	ГОСТ 5632-72	0.06	0.8	0.8	0.020	0.035	22-25	26-29	0.5-3.0	0.5-0.9	-	Cu 2.5-3.5
XH35BT	ГОСТ 5632-72	0.12	0.6	1-2	0.020	0.030	14-16	34-38	-	1.1-1.5	-	W 2.8-3.5
XH38BTЮ	ГОСТ 5632-72	0.08	0.6	0.8	0.020	0.030	14-16	33-37	-	2.4-3.2	-	W 2.8-3.5; A1 0.7-1.4; B ≤ 0.02

Влияние элементов химического состава аустенитных нержавеющих сталей (АНС) на рабочие характеристики металла

Наименование элементов	Влияние химического элемента	Концентрация в АНС и Fe-Cr-Ni %
Никель (Ni)	Увеличение содержания никеля способствует повышению устойчивости против коррозионного растрескивания (КР), при этом возрастает склонность к сенсбилизации, в результате влияние никеля на ТКР АНС неоднозначно.	8-80
Хром (Cr)	Увеличение содержания хрома обеспечивает повышенную стойкость против сплошной коррозии из-за усиления пассивации металла, образование защитных окисных пленок. Вместе с тем ионы в среде внутри трещины способствуют ее подкислению и образованию менее благоприятных компланарной дислокационной структуры в плоскостях скольжения. Поэтому влияние хрома на ТКР неоднозначно. Соотношение между никелем и хромом определяет структуру стали различного состава после охлаждения. Соотношение "18-8" соответствует структуре рис.3.	НС- 12-14% АНС - 11-31%
Титан (Ti)	Титан вводят в АНС для связывания углерода (стабилизирующая добавка). Для наиболее полноценного связывания углерода для сталей с 8-10% содержанием Ni концентрация титана определяется из выражения: $Ti \geq (5-6) C$ или $Ti \geq (5-6) 4C + (0.1-0.15)$. Для сталей с повышенным содержанием никеля - из выражения $Ti \geq 4C + 0.15$ Менее пригодна, а иногда вредна, стабилизация НС, предназначенных для работы в сильноокислительных средах из-за возможного возникновения ножевой коррозии по сварным соединениям. Вводить добавки титана в НС для связывания углерода начали повсеместно с начала тридцатых годов прошлого столетия.	0.2-0.8
Кремний (Si)	Кремний служит для раскисления АНС. При хлоридном ТКР кремний в виде окисла переходит в пленку и улучшает защитные пассивирующие свойства пленки в кислых средах.	0.3-0.8
Медь (Cu)	Медь способствует торможению растворения АНС в кислотах в активном состоянии.	0.05-0.75
Углерод (C)	Содержится в АНС как примесь в количестве 0.05-0.15%. Углерод в соединении с хромом образует карбиды, которые выпадают по границам зерен. Сплав 600 наиболее устойчив к МКР, когда границы зерен полностью окружены карбидами. Если зерна окружены карбидами частично, то сопротивление сплава МКР уменьшается. При отсутствии карбидов по границам зерен фиксировалось наиболее сильное МКР. В связи с этим для сплава 600 желательно избежать таких концентраций углерода, которые являются низкими, чтобы произошло полное растворение карбидов хрома во время операции отжига. При низких содержаниях углерода существует риск того, что благодаря росту зерна и отсутствию межкристаллитных карбидов произойдет недопустимое уменьшение предела текучести. Известное наиболее экономичное соотношение между концентрациями хрома и углерода в зарубежных марках НС 18-9, 18-12 Мо, 18-10 Ti и других (при концентрации хрома 16-20%, концентрации углерода 0.08-0.15%) было установлено в двадцатых годах прошлого века.	0.035-0.05
Фосфор (P)	Фосфор присутствует в НС и ФНС в виде примесей и его наличие усиливает хладоломкость сталей. Поэтому обычно стремятся к максимальной очистке сталей от фосфора.	0.035-0.050
Сера (S)	В высокотемпературных водных средах при содержании серы до 0.1% и в кипящих при $t = 154^{\circ}C$ растворах $MgCl_2$ не обнаружено отрицательного действия примеси серы до 0.06-0.20% на хлоридное ТКР.	0.02-0.20
Молибден (Mo)	Наличие в НС и АНС молибдена способствует повышению коррозионной стойкости сталей в кислотных средах, морской воде и воздушной среде.	0.5-4.0

3. Нержавеющие стали с содержанием никеля менее (10-12)% подвержены транскристаллитной коррозии под напряжением (ТКРН), аустенитные нержавеющие сплавы с содержанием никеля более (70-72)% подвержены межкристаллитному коррозионному растрескиванию под напряжением (МКРН).

4. Коррозионная стойкость нержавеющих сталей и аустенитных нержавеющих сплавов зависит от содержания в них хрома, титана, углерода и других химических элементов. Обоснованный выбор весового содержания химических элементов в НС и АНС, а также технологии их изготовления и термообработка позволяют получить НС и АНС с высокой коррозионной стойкостью.

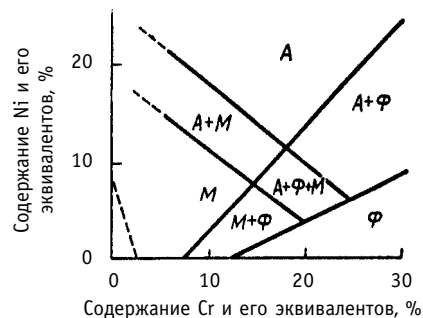


Рис. 3. Структура сталей различного состава после охлаждения: А – аустенит; М – мартенсит; Φ - δ-феррит (по Шеффлеру)

Литература

1. *Dow B., Jr, Tomas R.S.* Update: repair and replacement trends//Nucl. Eng. Inter. – Feb. 1998. – P. 38-40.
2. *Kocourek J.* SG replacement project update// Nucl. Eng. Inter. – August. 1996. – P. 18-19.
3. *Steam Generator Tube Failures.*// NUREG/ CR – 6365. INEL – 95/0383. April 1996. Prepared for Safety Programs Division. U.S. Nuclear Regulatory Commission. Washington, DC 20555-0001. NRC Job Code E8238. 272 p.
4. *Berge Ph., Donati J.R.* Materials requirements for pressurized water reactor steam generator tubing// Nuclear Technology. – 1981. – V. 65. – № 1. – P. 88-104.
5. *Doczi V.* Steam Generator Inspections at Paks NPP//Nechnical Meeting on Steam Generator Problems Repair and Replacement (IAEA Meeting). NRI Rez, Czech Republic-February 4-6.

Поступила в редакцию 2.03.2003

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММНО-МЕТОДИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ СРОКОМ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ ВТОРОГО КОНТУРА*

В.И. Бараненко, С.Г. Олейник, Л.С. Светлова, Р.С. Истомир,
С.А. Баклашов
ЭНИЦ ВНИИАЭС, г. Электрогорск



В докладе представлены описания компьютерных программ (программные средства – ПС), используемых для прогнозирования повреждений трубопроводов (ПС ЭКИ-02) и паропроводов (ПС ЭКИ-03) второго контура АЭС с ВВЭР-440.

ПС ЭКИ-02 и ЭКИ-03 аналогичны известному компьютерному коду SNECWORKS.

Программы позволяют выполнять расчеты эрозионно-коррозионного износа стенок (расчет утонения и скорости утонения (прямая задача), физико-химических и тепло-гидравлических характеристик трубопроводов (обратная задача) за расчетный интервал времени для трубопроводов с однофазной и двухфазной средой второго контура на АЭС с ВВЭР-440.

В ПС ЭКИ-02 и ЭКИ-03 в качестве исходных данных используются следующие параметры второго контура: температура и скорость теплоносителя, значения показателей ВХР (рН, концентрация кислорода), конструктивные особенности элементов оборудования и трубопроводов, длительность эксплуатации, химический состав металла элементов трубопроводов и ряд других.

С помощью ПС ЭКИ-02 и ЭКИ-03 проведены расчеты скорости ЭКИ оборудования и трубопроводов второго контура АЭС.

ПС ЭКИ-02 и ЭКИ-03 могут использоваться на эксплуатирующихся энергоблоках и при их проектировании с целью повышения эксплуатационной надежности элементов оборудования и трубопроводов АЭС.

Эрозионно-коррозионный износ (ЭКИ) является распространенным видом повреждения теплотехнического оборудования и элементов трубопроводных систем АЭС, изготовленных из сталей перлитного класса. Тяжелые аварии по причине ЭКИ происходят достаточно редко, и чаще всего, ЭКИ трубопроводов заканчивается образованием сквозных повреждений. Поэтому снижение или подавление ЭКИ оборудования и элементов трубопроводных систем второго контура является одной из наиболее актуальных проблем при эксплуатации АЭС [1-3].

Несмотря на значительные убытки вследствие ЭКИ, этой проблеме в атомной энер-

© **В.И. Бараненко, С.Г. Олейник, Л.С. Светлова, Р.С. Истомир, С.А. Баклашов, 2004**

***Доклад с VIII Международной конференции “Безопасность АЭС и подготовка кадров” (Обнинск, 6-8 октября 2003 г.)**

гетике серьезного внимания не уделялось вплоть до аварии на АЭС «Сарри-2» 9 декабря 1986 г. Во время аварии на АЭС был разрушен трубопровод питательной воды с температурой 170°C, диаметром 18 дюймов (457,2 мм). Компания «Вирджиния Пауэр», являющаяся владельцем АЭС «Сарри-2», сообщила, что поврежденный трубопровод за время эксплуатации не подвергался осмотру, поскольку при проектировании был рассчитан на 40 лет службы. После аварии был остановлен также и блок «Сарри-1» с целью более тщательного осмотра трубопроводов обоих блоков. В результате была выявлена необходимость замены еще около 40 участков трубопроводов. Ремонт поврежденных участков АЭС «Сарри-1, 2» обошелся компании в 2 млн. долл. Продолжительность ремонта на «Сарри-1» составила шесть недель, на «Сарри-2» – два месяца [4].

Во многих странах, имеющих в эксплуатации аналогичные реакторные установки, после этой аварии резко возрос интерес к изучению проблемы ЭКИ. Были разработаны национальные программы, направленные на повышение надежности теплотехнического оборудования и трубопроводов второго контура АЭС.

После аварии на АЭС «Сарри-2» Институт эксплуатации АЭС США (INPO) совместно с Американским обществом инженеров-механиков (ASME) при участии Комитета ядерного регулирования (NRC) и специалистов из Электроэнергетического института (EPRI) начали интенсивную работу, направленную на повышение надежности теплотехнического оборудования и трубопроводов. В задачи Научно-исследовательского института EPRI входила разработка программных средств (software package) для расчета интенсивности ЭКИ. В ПС CHEC (Chexal Horowitz Erosion Corrosion) для расчета интенсивности ЭКИ в однофазной среде использована эмпирическая модель, позволяющая предсказывать потерю металла оборудования и трубопроводов. Для расчета интенсивности ЭКИ в трубопроводах с двухфазной средой было разработано ПС CHECMATE. Дальнейшее развитие работ позволило специалистам EPRI создать ПС CHEC-NDE, CHEC-T, CHECWORKS [5-8].

В Германии в Департаменте производства энергии КВУ (АО Сименс) при поддержке EPRI разработано ПС WATHEC (Wall Thinning due to Erosion Corrosion) и DASU, которые позволяют определять на участках трубопроводов и оборудовании АЭС места, подверженные ЭКИ. Во Франции разработано ПС BRT-CICERO, в Германии и Франции – комплексное программное средство COMSY, предназначенное для управления сроком эксплуатации оборудования и трубопроводов АЭС.

На сегодняшний день решение проблемы по снижению скорости ЭКИ на АЭС РФ очень актуально. Так 26 марта 2003 г. на первом энергоблоке Калининской АЭС возникла течь на трубопроводе сброса конденсата греющего пара ПВД в деаэратор 7 ата. диаметром 630 мм с температурой среды 190°C. Причиной столь крупной аварии явился эрозионно-коррозионный износ трубопровода, изготовленного из углеродистой стали на прямом участке за секторным отводом на расстоянии 25-30 мм от сварного соединения. Для устранения данной аварии первый энергоблок Калининской АЭС простоял в ремонте 4 сут.

В РФ специалистами ВНИИАЭС и ЭНИЦ ВНИИАЭС разработаны ПС ЭКИ-02 для расчета эрозионно-коррозионного износа элементов трубопроводных систем с однофазной средой и ПС ЭКИ-03 – для элементов трубопроводных систем с двухфазной средой, аналогом для которых явился ПС CHECWORKS. Разработанные ПС в настоящее время проходят стадии аттестации в надзорных органах и адаптации на пилотных АЭС РФ.

Схема взаимодействия структурных единиц программного средства ЭКИ-03 приведена на рис. 1. На этой схеме указан перечень факторов, определяющих скорость эрозионно-коррозионного износа трубопроводов с двухфазной средой.

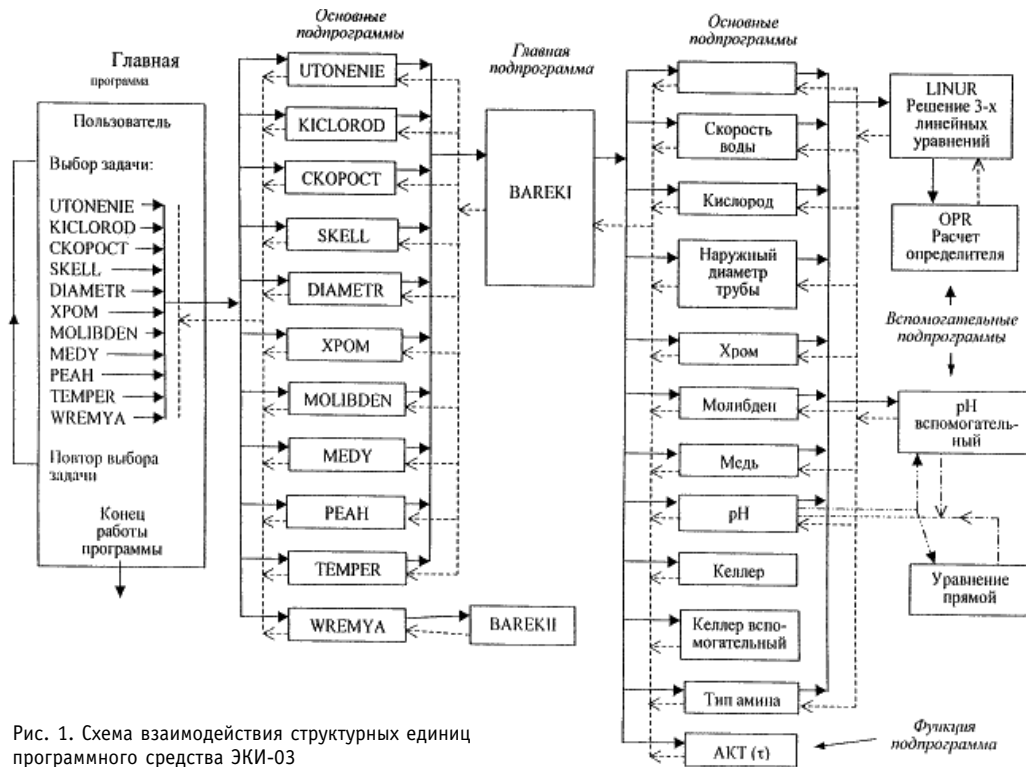


Рис. 1. Схема взаимодействия структурных единиц программного средства ЭКИ-03

Сопоставление результатов расчетов с данными эксплуатационного контроля ЭКИ гибов паропроводов представлено в табл. 1.

ПС ЭКИ-02 и ЭКИ-03 учитывают влияние гидродинамических условий, применяемого водно-химического режима (ВХР), геометрии участков трубопроводной системы, химического состава металла трубопровода, длительности его эксплуатации. С использованием ПС ЭКИ-02 и ПС ЭКИ-03 проведены расчеты скорости ЭКИ элементов трубопроводных систем, которые находились в условиях длительной эксплуатации на блоках № 3 и № 4 НВАЭС. Расчетные величины максимальных утонений элементов трубопроводных систем совпадают с данными эксплуатационного контроля с погрешностью до $\pm 50\%$.

Участок трубопровода подвода питательной воды к парогенераторам ПГ-4, ПГ-5, ПГ-6 блока 3 НВАЭС приведен на рис. 2. Кружочками выделены гибы, подверженные ЭКИ.

Сопоставление результатов эксплуатационного контроля с расчетными данными, полученными с помощью ПС ЭКИ-02 представлено на рис. 3.

При проведении расчетов с помощью программных средств необходимо располагать достаточно большим объемом информации по режимным параметрам, по конструктивным особенностям и трассировке трубопроводов, значениям показателей ВХР, химическому составу применяемых конструкционных материалов, данными эксплуатационного контроля для каждого из рассчитываемых элементов в различные годы эксплуатации и т.д.

Несмотря на большой объем работ, связанных с внедрением на АЭС программных средств, количество энергоблоков, использующих ПС, продолжает увеличиваться. Это объясняется тем, что внедрение ПС для расчета интенсивности ЭКИ приносит значительный экономический эффект за счет сокращения количества мест контроля ме-

Таблица 1

Сопоставление результатов расчета и эксплуатационного контроля ЭКИ гибов паропроводов

Номер закл.	Номер стыка		Дата замера	Срок экспл. лет	Макс. угон. мм	Макс. скор. ЭКИ	Состав стали			Расчет скор., мм/год	Расчет угон. мм	Погрешн расч. %
	на входе	на выходе					Cr, %	Mo, %	Cu, %			
2003	73	74	06.07.93	22	2,9	0,13	0,03	0,05	0,03	2,9	0,13	0
2003	74	75	06.07.93	22	3,2	0,15	0,03	0,03	0,03	3,3	0,15	3
2003	78	79	06.07.93	22	2,3	0,11	0,03	0,15	0,03	2,4	0,11	4
2003	79	80	06.07.93	22	1,1	0,05	0,10	0,10	0,03	1,1	0,05	0
2003	80	81	06.07.93	22	1,7	0,08	0,05	0,10	0,03	1,8	0,08	6
468/96	73	74	27.09.96	25	2,8	0,11	0,03	0,10	0,03	2,8	0,11	0
468/96	78	79	27.09.96	25	2,7	0,11	0,03	0,10	0,03	2,8	0,11	4
468/96	79	80	27.09.96	25	1,0	0,04	0,15	0,03	0,03	1,0	0,04	0
468/96	80	81	27.09.96	25	1,6	0,06	0,09	0,03	0,03	1,6	0,06	0
При К _{кел} = 0,52												
2003	81	82	06.07.93	22	4,6	0,21	0,03	0,08	0,03	4,7	0,21	2
347/96	81	82	04.10.96	25	5,0	0,20	0,03	0,08	0,03	5,0	0,20	0

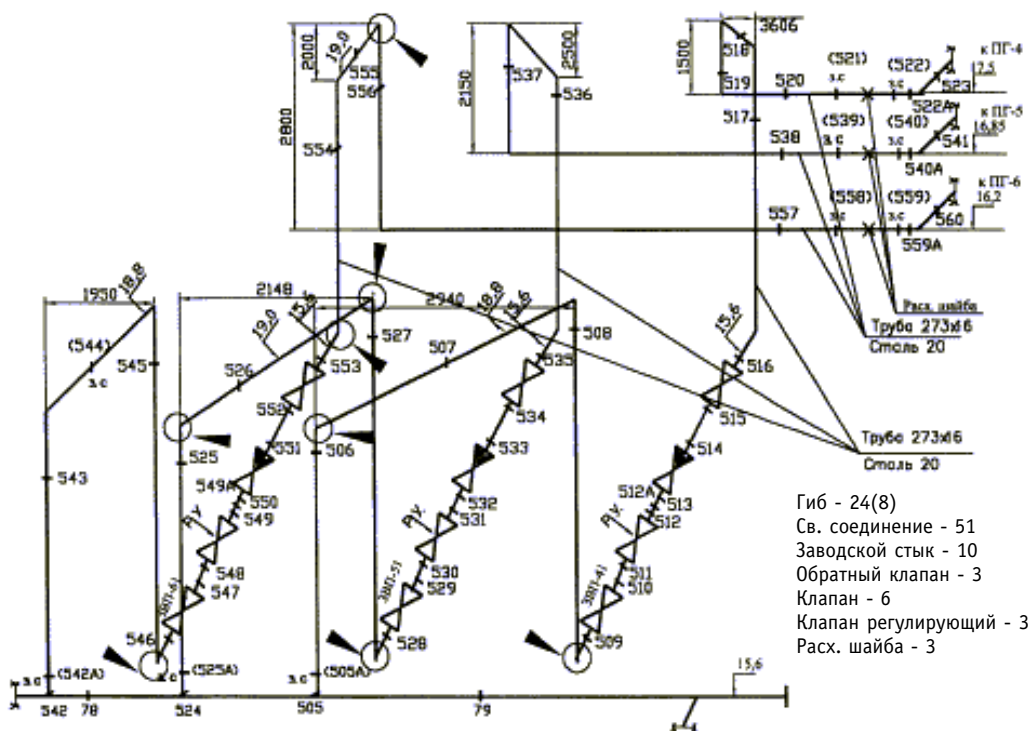


Рис. 2. Подвод питательной воды к парогенераторам ПГ-4, ПГ-5, ПГ-6

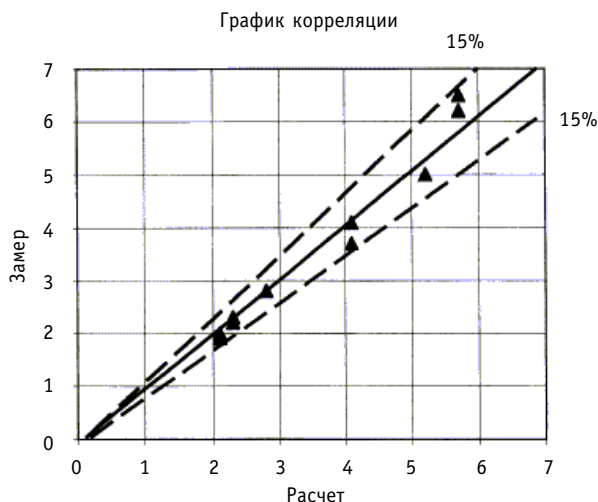


Рис. 3. Сопоставление результатов расчета и эксплуатационного контроля ЭКИ

талла во время остановов энергоблоков, уменьшения вероятности повреждения трубопроводов в межремонтный период, своевременной замены или ремонта подверженных ЭКИ участков трубопроводов. Приблизительная стоимость приобретения и внедрения ПС по расчету ЭКИ на зарубежных АЭС составляет (100÷150) тыс. долл. Затраты, связанные с их внедрением на АЭС США, окупаются примерно через полгода [9-11].

ВЫВОДЫ

1. Эрозионно-коррозионный износ является наиболее распространенным механизмом деградации оборудования и элементов трубопроводных систем АЭС, изготовленных из сталей перлитного класса.
2. Для диагностики и прогнозирования длительности безопасной эксплуатации элементов трубопроводных систем, подверженных ЭКИ, разработаны и находят широкое применение на АЭС программные средства (ПС).
3. Программные средства, используемые для расчета интенсивности ЭКИ, учитывают: режимные параметры; показатели ВХР; концентрацию в металле хрома, меди; геометрические характеристики; длительность эксплуатации.
4. Для расчета интенсивности ЭКИ на АЭС РФ разработаны ПС ЭКИ-02, ЭКИ-03, которые в настоящее время находятся в стадии аттестации и верификации.
5. Внедрение ПС по расчету интенсивности ЭКИ на АЭС приносит значительный экономический эффект за счет сокращения количества мест контроля металла во время остановов энергоблоков, уменьшения вероятности нарушения целостности трубопроводов, своевременной замены или ремонта подверженных ЭКИ участков трубопроводов.
6. Приблизительная стоимость внедрения ПС по расчету ЭКИ на АЭС составляет (100÷150) тыс. долл. Затраты, связанные с их внедрением на АЭС США, окупаются примерно через полгода.

Литература

1. Бараненко В.И., Нигматулин Б.И., Щедеркина Т.Е. и др. Эрозионно-коррозионный износ оборудования атомных электростанций//Атомная техника за рубежом.- 1995. – №8. – С. 9-15.
2. Бараненко В.И., Малахов И.В., Судаков А.В. и др. О характере эрозионно-коррозионного износа трубопроводов на 1 энергоблоке ЮУАЭС//Теплоэнергетика. – 1996. – №12. – С. 55-60.

3. Степанов И.А. Мониторинг остаточного ресурса оборудования АЭС по показателям коррозионно-механической прочности конструкционных материалов//Теплоэнергетика. – 1994. – № 9. – С. 36-39.
4. Авария на АЭС «Сарри-2»//Атомная техника за рубежом. – 1987. – № 10. – С. 43.
5. Chexal B., Mahini R., Munson D. CHECWORKS™ an integrated computer program for controlling flow accelerated corrosion/The forth Inter. Top. Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics Operations and Safety Taipei. – Taiwan. – 1994. – 9. – 6 p.
6. Bridgeman J., Ker R. S. Erosion/Corrosion data handling for reliable NDE//Nuclear Eng. and Design. – 1991. – 5.131. – P. 285-297.
7. Chexal B., et. al. Predicting corrosion damage the CHECWORKS software package//Nucl. Eng. Inter. December. – 1992. – P. 22-25.
8. Chexal V.K. (Bind), Horowitz J.S. Chexal- Horowitz Flow-Accelerated Corrosion Model-Parametr and Influences. Current perspect. of Inter. Pressure vessels and Piping: Codes and Standard. Book. – 1995. – №. 409768. – P. 231-243.
9. Проблемы повышения конкурентоспособности АЭС в США//Мировая электроэнергетика. – 1997. – № 2. – С. 37-42.

Поступила в редакцию 2.03.2004

УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ДЛЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ УСТАНОВКИ ДЕФЕКТОСКОПИИ ГИБОВ ТРУБОПРОВОДОВ АЭС

А.И. Трофимов, С.И. Минин, А.Н. Савин

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



В данной работе представлены ультразвуковые преобразователи, разработанные для автоматизированного устройства контроля гибов трубопроводов Ду 300 – Ду 800 мм АЭС. Конструкция призм ультразвуковых преобразователей позволяет фиксировать направление облучения эталонного отражателя контрольного образца. Демпфер обеспечивает оптимальную комбинацию соотношения сигнал/помеха и разрешающей способности. Для расчета демпфирования и протектора применен метод матриц перехода.

Как известно, в циркуляционных трубопроводах АЭС возникают утоньшения металла в районе гибов [1-3]. Такие же проблемы наблюдаются и в других отраслях промышленности. Непостоянство профиля поверхностигиба создает трудности его ультразвукового контроля. В силу специфики акустического тракта при контроле гибов, отсутствуют специализированные пьезоэлектрические преобразователи (ПЭП) для решения этой задачи. В некоторых случаях дефектоскописты предпринимают попытки самостоятельно «притирать» обычные наклонные ПЭП под диаметры гибов. Такая «притирка» нарушает качество ПЭП, изменяет угол ввода, что приводит в конечном счете к низкой или нулевой достоверности контроля.

Вследствие изменения угла падения излучаемой волны на границу раздела, что неизбежно при «притирке», в соответствии с законом Снеллиуса изменяется угол ввода ультразвука в металл (см. рис. 1). Это, в свою очередь, приводит к падению ультразвукового пучка на эталонный отражатель контрольного образца под углом, отличным от 45°. Но отражающая способность эталонного отражателя является величиной, зависимой от направления облучения. Таким образом, «притирка» приводит к неправильной настройке браковочной чувствительности, и, следовательно, к недостоверной оценке качества контролируемого объекта [4].

В данной работе предлагаются ПЭП для дефектоскопии гибов трубопроводов из перлитной стали. ПЭП предназначены для УЗ дефектоскопии гибов необогреваемых труб, выполненных из сталей перлитного класса, с наружным диаметром 90 мм и более, толщиной стенки 3,5 мм и более при соотношении толщины стенки к наружному

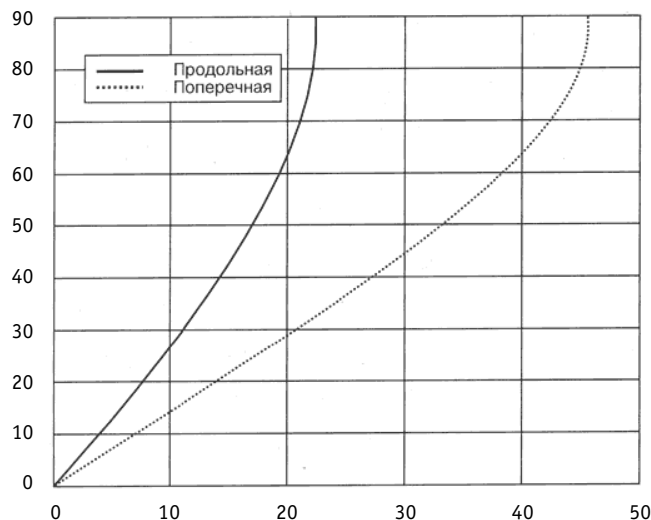


Рис.1. Зависимость углов рефракции продольной волны из оргстекла в продольную и поперечную волны в стали

диаметру не более 0,123.

Конструкция изготовленных призм устраняет вышеописанную проблему с углом ввода и создает предпосылки для достоверного контроля гибов труб вследствие фиксации направления облучения эталонного отражателя контрольного образца. Устройства конструкции, обеспечивающие эту фиксацию, иллюстрируются ходом лучей, приведенном на рис. 2.

Разработаны также демпферы резонаторов. Демпфер подобран таким образом, чтобы обеспечить оптимальную комбинацию соотношения сигнал/помеха и разрешающей способности.

Для расчета демпфирования и протектора был применен метод матриц перехода. Метод основан на том, что каждому слою (протектору, пьезопластине, демпферу) ставится в соответствие матрица с элементами, зависящими лишь от физических характеристик слоя, позволяющая легко пересчитывать акустическое поле с одной грани слоя на другую. На основе метода матриц перехода была составлена программа на языке среды MATLAB 5.2, при помощи которой проводились расчеты.

ПЭП изготавливаются разборными, т.е. состоят из резонатора и сменной призмы

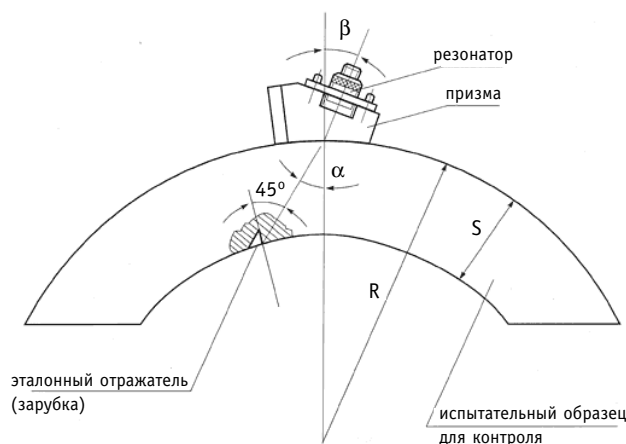


Рис. 2. Конструкция пьезоэлектрического преобразователя

Таблица

Некоторые параметры ПЭП

Частота, МГц, диаметр пьезоэлемента, мм	Угол ввода в сталь, град.	Отношение Сигнал/Шум в зоне контроля не менее, дБ	Запас чувствительности преобразователя, дБ	
			По С02 отв 06 мм, h44 мм	По С02 отв06 мм, h 15 мм
1,25d20	40	16	52	-
	50	16	50	-
	65	16	43	-
2,5d12	40	16	64	-
	50	16	60	-
	65	16	44	-

из органического стекла, изготовленной под требуемый типоразмер гйба, что снижает их стоимость. Основные параметры резонаторов:

- частота 1,25 МГц – диаметр пьезоэлемента 20 мм;
- частота 2,5 МГц – диаметр пьезоэлемента 12 мм.

Будем рассматривать многослойную конструкцию (рис. 3). Поле в слое будем описывать напряжением $\sigma \equiv \sigma_x$ и колебательной скоростью $v \equiv v_x$. Поскольку все волны падают на границы нормально, то преобразования не происходит и распространяются только продольные волны. Значит поле в каждом пассивном слое (см. рис. 4) можно представить в виде:

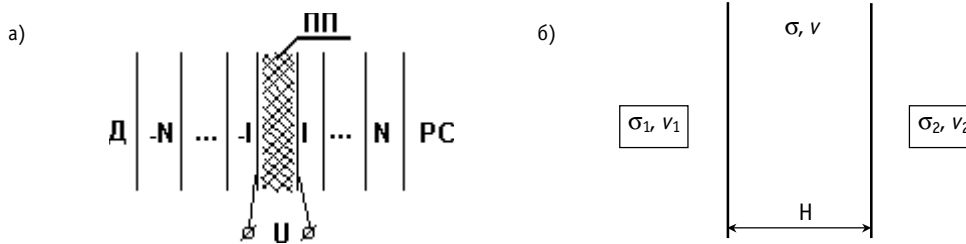


Рис. 3. Система слоев: а) – многослойная конструкция: ПП – пьезопластина, I ÷ N / -I ÷ -N – пассивные слои справа и слева от пьезопластины, Д – демпфер, РС – рабочая среда; б) – пассивный слой

Метод матриц перехода

$$v(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx)$$

$$\sigma(x) = -\rho c(A \exp(ikx) - B \exp(-ikx)),$$

где ρ – плотность материала слоя; $c = c_j$ – скорость продольной волны в материале слоя; $k = \omega/c$ – волновое число. Удовлетворяя условиям на гранях слоя, приходим к понятию матрицы перехода через пассивный слой:

$$\begin{pmatrix} \sigma_2 \\ v_2 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ v_1 \end{pmatrix} \text{ где } M = \begin{pmatrix} \cos kH - \rho c \sinh kh & \\ -\frac{i \sinh kH}{\rho c} & \cos kH \end{pmatrix}$$

Для перехода через слой справа налево используется обратная матрица перехода:

Очевидно, что при пересчете поля через N пассивных слоев, формула будет иметь следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \sigma_N \\ v_N \end{pmatrix} = M^{(N)} \begin{pmatrix} \sigma_0 \\ v_0 \end{pmatrix} \text{ где } M^{(N)} = M_N M_{N-1} \dots M_1$$

$$\text{и } \begin{pmatrix} \sigma_0 \\ v_0 \end{pmatrix} = T^{(N)} \begin{pmatrix} \sigma_N \\ v_N \end{pmatrix} \text{ где } T^{(N)} = T_1 T_2 \dots T_N.$$

Для пьезоактивного слоя формулы усложняются:

$$\begin{pmatrix} \sigma_2 \\ v_2 \end{pmatrix} = M^n \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ v_1 \end{pmatrix} + Q^n \begin{pmatrix} \sigma_0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{где } M^n = \begin{pmatrix} \frac{\cos kH - ai \sin kH}{1 - ai \sin kH} - \rho c i \frac{\sin kH + 2a(1 - \cos kH)}{1 - ai \sin kH} & \frac{\sin kH + 2a(1 - \cos kH)}{1 - ai \sin kH} \\ -\frac{i \sin kH}{\rho c(1 - ai \sin kH)} & \frac{\cos kH - ai \sin kH}{1 - ai \sin kH} \end{pmatrix}; \quad Q^n = \begin{pmatrix} -\frac{1 - \cos kH}{1 - ai \sin kH} & 0 \\ -\frac{1 - ai \sin kH}{\rho c(1 - ai \sin kH)} & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_0 = \frac{e_{33} U_0}{H(1 - i\omega Z_i C)}; \quad a(\omega) = \frac{e_{33}^2}{\chi_3^E k H} \cdot \frac{1}{1 - i\omega Z_i / C}$$

материала; U_0 – электрическое напряжение возбуждения пьезопластины; $Z_{i/H}$ – внутреннее сопротивление источника/сопротивление нагрузки; C – емкость пьезопластины; $k = \omega/C^D$; C^D – фазовая скорость при фиксированном электрическом смещении.

Пользуясь этими соотношениями можно легко пересчитать любой сигнал через систему слоев (в том числе и через пьезослой) и решать задачи приема и излучения.

Дополнительными требованиями к ультразвуковым пьезопреобразователям при контроле трубопроводов АЭС является их радиационная и температурная стойкость. Пьезокерамика ЦТС-19 не изменяет своих свойств при потоке нейтронов $7 \cdot 10^{17}$ нейтр/см², она может работать даже непосредственно в активной зоне ядерного реактора. Для демпфирующего состава, протектора, корпуса ультразвукового преобразователя используются материалы, не меняющие своих свойств до 300°C.

Производительность контроля при помощи данных преобразователей определяется быстродействием электронных блоков возбуждения и обработки ультразвуковых сигналов.

Таким образом, разработаны ультразвуковые преобразователи для автоматизированного устройства контроля гибов трубопроводов Ду 300 – Ду 800 АЭС.

Литература

1. Малейчук В.П. Разработка методов и средств автоматизированного ультразвукового контроля с повышенной информативностью и достоверностью. Отчет ДГУ. – Днепропетровск, 1981.
2. Гурвич А.К., Ермолов И.Н. Ультразвуковой контроль сварных швов. – Киев: Техника, 1972.
3. Клюев В.В. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник. – М.: Машиностроение, 1976.
4. Трофимов А.И. Контроль и диагностика ЯЭУ/Сборник научн. тр. кафедры АКиД. – Обнинск: ОИАТЭ, 1993.

Поступила в редакцию 1.12.2003

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКОЙ ЭКСПЕДИЦИИ ПО ТЕРРИТОРИИ 30-КИЛОМЕТРОВОЙ ЗОНЫ ЧЕРНОБЫЛЬСКОЙ АЭС И ДВЕНАДЦАТИ ОБЛАСТЕЙ РОССИИ, УКРАИНЫ И БЕЛОРУССИИ В АВГУСТЕ 1986 ГОДА

В.К. Олейник*, И.И. Крышев**

** Ленинградская АЭС, г. Сосновый Бор*

*** ГУ НПО «Тайфун», г. Обнинск*



Представлены результаты радиоэкологической экспедиции по территории 30-километровой зоны ЧАЭС и 12 областей России, Украины и Белоруссии в августе 1986 г. Приведены экспериментальные данные о содержании искусственных радионуклидов (цезия-137, цезия-134, рутения-103, рутения-106, циркония-95, церия-144, церия-141) и природного радионуклида калия-40 в компонентах водных и наземных экосистем: водорослях, моллюсках, рыбе, воде, донных отложениях, мхах, хвое сосны, травянистой растительности и почве. На основе полученных экспериментальных данных выполнены оценки мощности дозы облучения компонент природной биоты.

ВВЕДЕНИЕ

Уже в первые месяцы после Чернобыльской аварии был выполнен значительный объем работ по анализу содержания радионуклидов в компонентах окружающей среды и агросферы, ставший экспериментальной базой для последующей оценки и прогноза радиационных последствий аварии для населения [1-5]. В существенно меньшей мере в первый период после аварии проводились исследования уровней радиоактивного загрязнения и дозы облучения природной биоты [5-7]. Предметом настоящей статьи является анализ некоторых результатов специальной радиоэкологической экспедиции в августе 1986 г. по территории 30-километровой зоны Чернобыльской АЭС и двенадцати областей России, Украины и Белоруссии, с целью анализа радиационного воздействия аварии на компоненты природной биоты.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Специальная радиоэкологическая экспедиция была организована и осуществлена спустя 3 мес. после Чернобыльской аварии специалистами лаборатории охраны окружающей среды и экологических исследований Научно-исследовательского тех-

© В.К. Олейник, И.И. Крышев, 2004

нологического института (г. Сосновый Бор Ленинградской обл.), при непосредственном участии авторов данной статьи. Эта лаборатория к тому времени являлась одним из ведущих центров страны в области регионального экологического мониторинга в районе расположения ядерных объектов [8], а ее сотрудники имели большой опыт радиозоологических исследований водных и наземных экосистем. В качестве транспортного средства и передвижной радиометрической лаборатории использовался специальный автомобиль УАЗ-452, оснащенный переносными радиометрическими приборами, средствами отбора проб объектов природной среды, упаковками для их транспортировки и хранения. Маршрут экспедиции был выбран с возможностью обследования как можно больших территорий и охватил, кроме Ленинградской, Псковскую, Новгородскую, Калининскую (Тверскую), Московскую, Калужскую, Брянскую области России, Черниговскую и Киевскую области Украины, Гомельскую, Могилевскую, Витебскую области Белоруссии.

По всему маршруту следования велись непрерывные замеры мощности дозы гамма-излучения, характеризующей остаточную активность радиоактивных веществ, выпавших на поверхность от прохождения образовавшегося в результате аварии облака газо-аэрозольных выбросов. Измеренные величины мощности дозы не отличались от фоновых значений 8-12 мкР/ч во всех областях России, за исключением Брянской, на востоке которой отмечались значения 45-55 мкР/ч, а на западе у границы с Белоруссией 1200-1400 мкР/ч. На севере Украины и востоке Белоруссии мощность дозы гамма-излучения от поверхности земли отличалась значительной неоднородностью, что обусловлено характером распространения выбросов, связанным с перестройкой атмосферных процессов в период аварийного выброса радионуклидов [1-2]. В результате сформировалось несколько загрязненных территорий, на части которых экспедицией были обследованы элементы наземных и водных экосистем (севернее Киева, восток Гомельской области, запад Брянской).

Критериями для отбора проб являлись минимальные значения мощности дозы для использования в качестве фоновых (Псковская, Новгородская и Калининская области) и максимальные ее величины вдоль автомобильных трасс, а также крупные водные объекты с водосбором из загрязненных районов (реки Припять, Десна и Днепр в нескольких местах пересечения маршрута). Впоследствии, однако, спектрометрический анализ показал, что и в фоновых пробах в минимальных следовых количествах присутствовали радионуклиды чернобыльского происхождения. Методика отбора проб базировалась на типовых требованиях по радиометрическому обследованию объектов природной среды [9], и накопленном опыте лаборатории в области радиозоологических исследований (конструкции пробоотборников с фиксированной площадью и заданной толщиной отбираемого слоя, оборудование по переработке и подготовке проб к измерениям, использование биологических индикаторов для радиозоологических оценок). Это обеспечивало унификацию и единство способов и средств исследования от пробоотбора до измерений.

На основе полученных экспериментальных данных о концентрациях радионуклидов производился расчет доз облучения компонент природной биоты при помощи методов и моделей, изложенных в работах [10-12].

В качестве радиозоологических индикаторов загрязнения лесных экосистем были выбраны хвоя сосны (*Pinus sylvestris*) и мох (*Pleurozium schreberi*). Хвойные деревья являются одними из наиболее радиочувствительных элементов природной среды. Известно, что первые признаки их лучевого угнетения обнаруживают при дозе 2-5 Гр [5]. Кроме того, крона хвойных деревьев характеризуется повышенной способностью поглощения радиоактивных частиц и более медленным самоочищением от радионуклидов по сравнению с лиственными деревьями. В качестве индикаторов ра-

диозкологического состояния водной среды были выбраны водные растения, моллюски, рыбы и донные отложения.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты измерений содержания радионуклидов в компонентах водных и наземных экосистем аварийного чернобыльского следа в августе 1986 г. представлены в табл. 1 и 2.

В водных экосистемах наиболее высокие удельные активности радионуклидов наблюдались в пруде-охладителе ЧАЭС и в реке Припять (30-километровой зона

Таблица 1

Удельная активность радионуклидов в компонентах водных экосистем в августе 1986 г.

Объект/Водоем	¹³⁷ Cs	¹³⁴ Cs	¹⁰³ Ru	¹⁰⁶ Ru	⁹⁵ Zr	¹⁴⁴ Ce	¹⁴¹ Ce	⁴⁰ K
<i>Водоросли (кБк/кг)</i>								
Пруд-охладитель (30-километровой зона ЧАЭС)	159	59	96	81	244	296	57	
Припять (30-километровой зона ЧАЭС)	7,4	3,8	18	18	60	26	5,2	
Киевское водохранилище (Глебовка)	0,10	0,04	0,034		0,16	0,11	0,031	
Днепр (Орша)	0,034	0,02	0,012					0,77
Днепр (Гомель)	0,16	0,065	0,064					0,23
Десна (Чернигов)	0,026	0,02	0,026					0,32
<i>Моллюски(кБк/кг)</i>								
Припять (30-километровой зона ЧАЭС)	1,4	0,59	3,6	4,1	10,0	10,4	1,9	
Киевское водохранилище (Глебовка)	0,036	0,012	0,025		0,025			0,38
Днепр (Гомель)	0,098	0,053	0,063		0,13	0,11	0,018	
Десна (Чернигов)	0,021							0,14
<i>Рыба (кБк/кг)</i>								
Пруд-охладитель (30-километровой зона ЧАЭС)	444	220	37	148				
Припять (30-километровой зона ЧАЭС)	5,7	2,7	0,26		0,96	1,3	0,21	
<i>Вода (Бк/л)</i>								
Пруд-охладитель (30-километровой зона ЧАЭС)	340	130	18	30	42	43	15	
Припять (30-километровой зона ЧАЭС)	290	103	21		8,1			
Днепр (Гомель)	2,6	1,8						
Днепр (Орша)	0,44	0,30						
Волхов (Новгород)	0,44	0,17						
<i>Донные отложения (кБк/кг)</i>								
Пруд-охладитель (30-километровой зона ЧАЭС)	150	60	20	25	67	72	19	
Припять (30-километровой зона ЧАЭС)	9,6	4,4	33	3,0	80	77	7,4	
Днепр (Гомельская обл.)	0,10	0,043	0,11	0,11	0,48	0,27	0,16	0,48
Днепр (Орша)	0,061	0,037						0,17
Десна (Чернигов)	0,078	0,048	0,029		0,028			0,60

Таблица 2

Удельная активность радионуклидов в компонентах наземных экосистем в августе 1986 г., кБк/кг

Объект/Область (место)	¹³⁷ Cs	¹³⁴ Cs	¹⁰³ Ru	¹⁰⁶ Ru	⁹⁵ Zr	¹⁴⁴ Ce	¹⁴¹ Ce	⁴⁰ K
<i>Мох</i>								
Киевская (Дымер)	29,8	15,5	57,8	81,5	102,4	168,5	30,9	
Гомельская	42,7	21,7	22,4	25,9	45,8	78,4	8,0	0,75
Могилевская	3,6	1,9	2,7		4,0	6,9	1,1	
Брянская (Клинцы)	63,5	33,5	12,5	14,8	2,5	4,3	1,0	1,6
Калининская	0,84	0,38	0,14		0,048	0,05	0,057	
Новгородская	4,1	1,9	0,24		0,16	0,17	0,07	
Псковская (Насва)	6,5	2,5	2,7					
<i>Хвоя</i>								
Киевская (Дымер)	6,0	2,7	6,9	15,6	6,8	13,6		
Гомельская	4,6	2,1	2,2	1,3	1,1	1,4	2,5	0,19
Могилевская	0,32	0,16	0,16		0,085	0,093	0,074	1,1
Брянская (Клинцы)	6,6	2,0	0,84	0,90	0,27	0,25	0,03	0,11
Калининская	0,18	0,081			0,007		0,041	1,0
Новгородская	1,0	0,56	0,004	0,078	0,033			2,2
Псковская (Насва)	0,17	0,081	0,015	0,015				
<i>Растительность</i>								
Гомельская	2,0	1,0	1,1	0,89	1,2	1,6		1,1
Могилевская	0,44	0,20	0,38	0,26	0,19	0,43	0,30	0,34
Брянская (Клинцы)	3,9	1,8	0,94	1,2	3,9	7,4	0,041	0,16
Калининская	0,026	0,015			0,056	0,022	1,2	0,51
Новгородская	0,16	0,089						1,6
Псковская (Насва)	0,074	0,044	0,004	0,011	0,004			0,53
<i>Почва</i>								
Гомельская	0,19	0,072	0,068		0,034			
Могилевская	0,049	0,021	0,001					
Брянская (Клинцы)	6,4	3,0	5,8	0,13	0,26		0,012	0,41
Калининская	0,017	0,007						0,72
Новгородская	0,028	0,014	0,004					
Псковская (Насва)	0,006	0,004	0,001		0,013			

ЧАЭС). Суммарная активность искусственных радионуклидов составляла в водорослях и в рыбе из пруда-охладителя, соответственно, 1000 и 850 кБк/кг сырого веса, что в тысячи раз выше по сравнению с естественной радиоактивностью этих организмов, обусловленной калием-40. Основной вклад в искусственную радиоактивность водорослей пруда-охладителя давали церий-144 и церий-141, цирконий-95 и ниобий-95, цезий-137 и цезий-134, рутений-106 и рутений-103. Основной вклад в удельную активность рыбы из пруда-охладителя вносили радиоизотопы цезия (78%). В реке Припять суммарная активность искусственных радионуклидов в водорослях и моллюсках составляла соответственно 140 и 32 кБк/кг сырого веса, и в сотни раз превышала уровень естественной радиоактивности. Основной вклад в удельную активность моллюсков из реки Припять давали церий-144 и церий-141, цирконий-95 и ниобий-95, рутений-106 и рутений-103, а для рыбы – цезий-137 и цезий-134. В речной биоте за пределами 30-километровой зоны содержание искусственных радионуклидов было сопоставимо или ниже уровня естественной радиоактивности. Суммарная активность донных отложений в пруде-охладителе и реке Припять (30-километровая зона ЧАЭС) в тысячи раз превышала удельную активность природного радионуклида калия-40. Удельная активность воды в водоемах 30-километровой зоны

ЧАЭС в несколько раз превышала в августе 1986 г. уровень естественной радиоактивности и в основном формировалась радиоизотопами цезия, вклад которых составлял 76-93%. За пределами 30-километровой зоны искусственная радиоактивность речных вод в обследованных водоемах была значительно ниже уровня природной радиоактивности.

В наземных экосистемах наиболее высокие концентрации искусственных радионуклидов, в сотни раз превышающие природную радиоактивность, наблюдались во мхах из Киевской, Гомельской и Брянской областей (табл. 2). Суммарная активность мхов в пробах из Киевской и Гомельской областях составляла соответственно около 500 и 250 кБк/кг сырого веса, и в основном была обусловлена церием-144 и церием-141, рутением-106 и рутением-103, цирконием-95 и ниобием-95, а также радиоизотопами цезия. В Новгородской и Псковской областях суммарная активность искусственных радионуклидов составляла 7 и 12 кБк/кг сырого веса, и в несколько раз превышала природную радиоактивность. В хвое и травянистой растительности содержание искусственных радионуклидов было значительно ниже по сравнению с мхами. В пробах из Киевской и Гомельской областей суммарная активность хвои составляла соответственно 54 и 13 кБк/кг сырого веса, а в Калининской и Псковской областях снижалась до 0,3 кБк/кг сырого веса. В Гомельской области суммарная активность искусственных радионуклидов в травянистой растительности составляла 8 кБк/кг сырого веса, а в Калининской и Псковской областях снижалась до 0,1 кБк/кг сырого веса. Для почвы максимальные уровни загрязнения (15 кБк/кг), в основном обусловленные радиоизотопами цезия, наблюдались в пробах из Брянской области. В Калининской и Псковской областях содержание искусственных радионуклидов в почве составляло 0,02 кБк/кг, и было в десятки раз ниже уровня природной радиоактивности.

ОЦЕНКИ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИРОДНОЙ БИОТЫ

Оценки дозы компонент водной и наземной биоты представлены в табл.3 и 4. В августе 1986 г. максимальные величины мощности дозы внутреннего облучения рыбы и водорослей, в тысячи раз превышающие уровень природного фона, имели место в пруде-охладителе ЧАЭС и составляли соответственно 7 и 8 мГр/сут. Для рыбы основной вклад в эту дозу давали радиоизотопы цезия-137 и 134 и рутения-106, а для водорослей радиоизотопы церия-144, циркония-95 и рутения-106. В реке Припять мощности дозы облучения моллюсков и водорослей составляли соответственно 0,3 и 1 мГр/сут, рыбы – 0,06 мГр/сут, что в сотни раз выше дозы от инкорпорированного калия-40. За пределами 30-километровой зоны дозы внутреннего облучения речной

Таблица 3

Оценка мощности дозы облучения водной биоты в августе 1986 г. (мГр/сут)

Водоем	Рыба	Моллюски	Водоросли	От воды	От донных отложений
Пруд-охладитель ЧАЭС	7		8	0,01	3
Река Припять (30-километровой зона ЧАЭС)	0,06	0,3	1	0,007	2
Река Днепр (Гомель)		0,003	0,001	0,00008	0,01
Река Десна (Чернигов)		0,00006	0,0002		0,002
Естественный фон от К-40	0,0006	0,0016	0,002	0,00001	0,001

Примечание: для воды и донных отложений приведены мощности дозы, формируемого ими внешнего облучения организмов, для водной биоты – мощности дозы внутреннего облучения от инкорпорированных радионуклидов.

Таблица 4

Оценка мощности дозы внутреннего облучения наземной биоты в августе 1986 г. (мГр/сут)

Район исследований	Мох	Хвоя
Киевская обл., Дымер	5	0,5
Гомельская обл., окраина Гомеля	2	0,08
Могилевская обл.	0,2	0,004
Брянская обл., Клинцы	0,6	0,05
Калининская обл.	0,006	0,001
Новгородская обл.	0,03	0,007
Псковская обл., Насва	0,04	0,001
Естественный фон от К-40	0,0065	0,005

биоты искусственными радионуклидами заметно снижались до уровня близкого или меньшего по сравнению с природным фоном.

Мощности дозы внешнего облучения донных организмов в обследованных водоемах 30-километровой зоны ЧАЭС составляли 2-3 мГр/сут. Дозы внешнего облучения от воды были в сотни раз ниже по сравнению с облучением от донных отложений. Дозы внешнего облучения донных организмов в реках Днепр и Десна в обследованных участках составляли 0,002-0,01 мГр/сут, что несколько выше природного радиационного фона.

Согласно расчетным оценкам в обследованных зонах аварийного Чернобыльского следа мощность поглощенной дозы внутреннего облучения в кроне сосны варьировала в августе 1986 г. в пределах от 0,05 до 0,5 мГр/сут (в фоновых областях 0,001-0,007 мГр/сут), что значительно ниже уровней облучения, способных оказывать угнетающее действие на хвойные деревья.

Мощности дозы внутреннего облучения мха на обследованной территории радиоактивного следа изменялись в пределах от 0,2 до 5 мГр/сут (в фоновых областях 0,006-0,04 мГр/сут). Максимальные уровни облучения мха оказались на порядок выше, чем у хвои сосны, что связано с повышенной способностью мха концентрировать радионуклиды. Следует, однако, отметить значительную радиорезистентность мхов, радиационное угнетение которых проявляется при дозах, заметно превышающих уровень дополнительного облучения мха в исследованных районах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом, представленные результаты радиэкологической экспедиции позволяют сделать вывод, что дополнительное радиационное воздействие на обследованные компоненты водных и наземных экосистем на большей части территории аварийного чернобыльского следа (за исключением ближней 30-километровой зоны ЧАЭС) уже через 3 месяца после аварийного выброса радионуклидов не выходило за пределы диапазона малых доз, сопоставимого или несколько превышающего уровень природного радиационного фона.

Литература

1. Авария на Чернобыльской АЭС и ее последствия: Информация, подготовленная для совещания экспертов МАГАТЭ (25-29 августа 1986 г., Вена). – М.: ГКАЭ СССР, 1986.
2. Махонько К.П. (Ред.). Радиоактивное загрязнение территории СССР в 1986 г./Ежегодник. – Обнинск: НПО «Тайфун», 1987.
3. Израэль Ю.А. (Ред.). Чернобыль: Радиоактивное загрязнение природных сред. – Л.: Гидрометеиздат, 1990. – 296 с.

4. Радиационные аспекты Чернобыльской аварии/Труды I Всесоюзной конференции. – С.-Пб: Гидрометеиздат, 1993.
5. Ильин Л.А., Губанов В.А. (Ред.). Крупные радиационные аварии: последствия и защитные меры. – М.: Издат, 2001. – 752 с.
6. Биологические и радиозоологические аспекты последствий аварии на Чернобыльской атомной станции/Тезисы докладов I Международной конференции «Зеленый мыс». – М.: АН СССР, 1990.
7. Крышев И.И. (Ред.). Радиозоологические последствия Чернобыльской аварии. – М.: Ядерное Общество СССР, 1991. – 190 с.
8. Крышев И.И., Рязанцев Е.П. Экологическая безопасность ядерно-энергетического комплекса России. – М.: Издат, 2000. – 384 с.
9. Марей А.Н., Зыкова А.С. (Ред.). Методические рекомендации по санитарному контролю за содержанием радиоактивных веществ в объектах внешней среды. – М.: МЗ СССР, 1980. – 336 с.
10. IAEA – International Atomic Energy Agency. Effects of Ionizing Radiation on Aquatic Organisms and Ecosystems. Technical Reports Series No. 172. IAEA, Vienna, 1976.
11. Крышев И.И., Сазыкина Т.Г. Математическое моделирование миграции радионуклидов в водных экосистемах. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 152 с.
12. Радиационная дозиметрия/Под ред. Дж.Хайна, Г.Браунелла. – М.: Иностран. лит., 1958. – 758 с.

Поступила в редакцию 29.12.2003

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ДВУМЯ ЭФФЕКТИВНЫМИ ОСКОЛКАМИ. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Ю.В. Волков, О.Б. Дугинов

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



Разработана модель для описания процессов взаимодействия нейтронов с осколками деления путем представления осколков двумя эффективными нуклидами. Предложена методика ранжирования нуклидов по их влиянию на нейтронный баланс и определения параметров эффективных осколков.

ВВЕДЕНИЕ

Поисковые исследования в области расчета реакторов и ядерных топливных циклов в большинстве случаев требуют большого объема нейтронно-физических расчетов. Поэтому актуальна задача разработки физически обоснованных моделей и алгоритмов, позволяющих сократить объем расчетов и время, затрачиваемое на предварительную подготовку данных, сохраняя при этом точность вычислений. Эти модели должны быть основаны на современных математических методах и знаниях о процессах и явлениях. Использование физических подходов к построению моделей значительно уменьшает неопределенности расчетов.

Сокращение времени, затрачиваемого на предварительные расчеты, может быть достигнуто, если отказаться от детального учета всех изотопов и ядерных реакций, и рассматривать только наиболее значимые нуклиды и реакции. Например, при проведении проектных расчетов выгорания топлива наибольший интерес вызывает эволюция тех нуклидов, которые вносят наибольший вклад в нейтронный баланс реактора. Очевидно, что к таким нуклидам, в первую очередь, будут относиться тяжелые нуклиды, способные к делению – уран, торий, плутоний и другие актиниды. Помимо них, в общей сложности, может быть выделено еще около 20-30 осколков деления. Остальные осколки деления и нуклиды, образующиеся при их ядерных превращениях, могут трактоваться как один или несколько так называемых эффективных осколков [1-3]. В статье описаны методы и алгоритмы, позволяющие рассчитать параметры этих эффективных осколков в случае, когда осколков два.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛИДОВ С НЕЙТРОНАМИ

Для того, чтобы провести аппроксимацию процессов взаимодействия нейтронов с осколками деления путем введения в рассмотрение эффективных осколков, необходимо определить, какие нуклиды будут учитываться отдельно и из каких нук-

лидов сформированы эти эффективные осколки. Для отбора наиболее значимых для нейтронного баланса нуклидов нужно знать некоторые количественные характеристики процессов взаимодействия осколков деления с нейтронами. В дальнейшем эти характеристики послужат основой для выработки критериев отбора нуклидов. Очевидно, что для решения задачи такого рода необходимо, по возможности, тщательно изучить и проанализировать кинетику нуклидных превращений.

В [4] описана модель межизотопных переходов, построенная на основе теории марковских процессов с доходами [5]. Разработанные алгоритмы позволяют найти вклад каждого осколка в нейтронный баланс.

Скорость взаимодействия i -го осколка с нейтронами можно определить как

$$R_i(t) = n_i^+(t) - n_i^-(t), \quad (1)$$

где $n^+(t)$ – число нейтронов, которые генерируются осколком в единицу времени; $n^-(t)$ – число нейтронов, которые поглощаются осколком в единицу времени.

Если $R_i(t) > 0$, то в момент времени t осколок вносит положительный вклад в нейтронный баланс (нейтронов рождается больше, чем поглощается), если $R_i(t) < 0$ – отрицательный. Суммарный вклад осколка в нейтронный баланс (разность между числом рожденных и поглощенных осколком нейтронов за время t) определим следующим образом:

$$v_i(t) = \int_0^t R_i(x) dx. \quad (2)$$

Следует заметить, что величины R_i и v_i , за исключением предшественников запаздывающих нейтронов, отрицательны.

Вклады наиболее значимых осколков деления в процесс поглощения нейтронов в единице объема топлива (далее – в топливе) реактора ВВЭР-1000 приведены на рис. 1. Остальные, незначимые нуклиды были объединены в эффективный осколок. Данные нормированы на одно ядро тяжелого нуклида.

Относительную эффективность всех нуклидов одного сорта для нейтронного баланса будем оценивать по следующему критерию:

$$I_i(t) = \frac{v_i(t)}{\sum_{k=1}^N v_k(t)}, \quad (3)$$

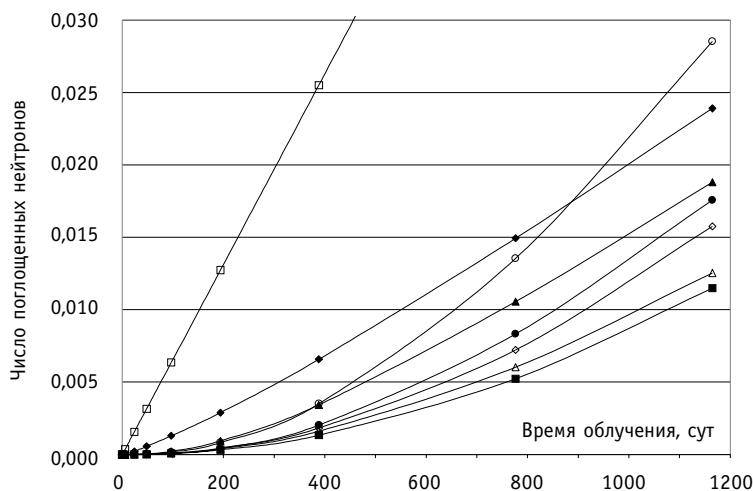


Рис. 1. Вклад наиболее значимых нуклидов в процесс поглощения нейтронов в топливе реактора ВВЭР-1000: \blacksquare ^{99}Tc ; \bullet ^{103}Rh ; \triangle ^{131}Xe ; \square ^{135}Xe ; \diamond ^{133}Cs ; \circ ^{143}Nd ; \blacktriangle ^{147}Pm ; \blacklozenge ^{149}Sm

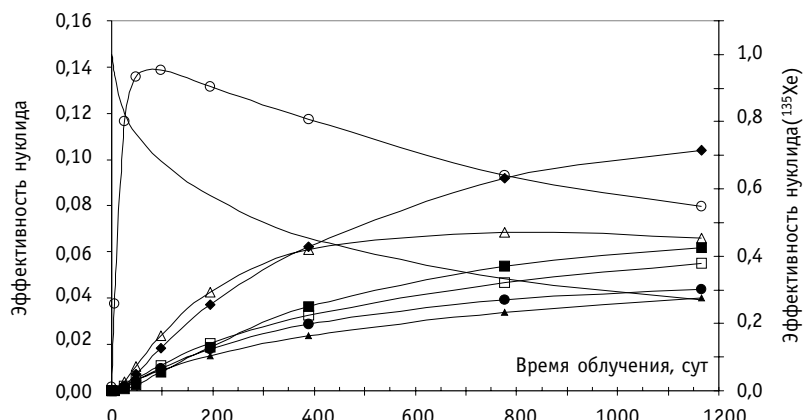


Рис. 2. Эффективность наиболее значимых осколков деления для процесса поглощения в топливе теплового реактора: \blacktriangle ^{99}Tc ; \blacksquare ^{103}Rh ; \bullet ^{131}Xe ; \square ^{133}Cs ; \blacklozenge ^{143}Nd ; \triangle ^{147}Pm ; \circ ^{149}Sm ; — ^{135}Xe

где $v_i(t)$ – вклад i -го осколка в нейтронный баланс.

В качестве примера на рис. 2 приведены эффективности отдельных нуклидов для процесса поглощения нейтронов в топливе.

Определим среднее значение эффективности $I_i(t)$ для i -го нуклида на интервале времени $[T_1, T_2]$ следующим образом:

$$\bar{I}_i = \frac{1}{T_2 - T_1} \cdot \int_{T_1}^{T_2} I_i(t) dt. \quad (4)$$

В табл. 1 осколки проранжированы в соответствии со средней эффективностью на различных интервалах времени.

Видно, что из более чем 800 осколков деления можно выделить восемь нуклидов, которые обладают средней суммарной эффективностью за кампанию топлива равной 0,8. Остальные нуклиды по отдельности не оказывают заметного влияния на нейтронный баланс.

Аналогично поглощению нейтронов осколками можно рассмотреть и процессы рождения.

Таблица 1

Эффективность осколков деления для процесса поглощения нейтронов

	1-й год облучения		2-й год облучения		3-й год облучения		Весь период облучения (3 года)	
	нуклид	\bar{I}	Нуклид	\bar{I}	нуклид	\bar{I}	нуклид	\bar{I}
1	^{135}Xe	0.612	^{135}Xe	0.393	^{135}Xe	0.3	^{135}Xe	0.435
2	^{149}Sm	0.125	^{149}Sm	0.107	^{143}Nd	0.094	^{149}Sm	0.108
3	^{147}Pm	0.037	^{143}Nd	0.075	^{149}Sm	0.09	^{143}Nd	0.068
4	^{143}Nd	0.034	^{147}Pm	0.065	^{147}Pm	0.067	^{147}Pm	0.056
5	^{133}Cs	0.018	^{103}Rh	0.045	^{103}Rh	0.058	^{103}Rh	0.04
6	^{103}Rh	0.017	^{133}Cs	0.04	^{133}Cs	0.051	^{133}Cs	0.036
7	^{131}Xe	0.016	^{131}Xe	0.034	^{131}Xe	0.042	^{131}Xe	0.031
8	^{99}Tc	0.014	^{99}Tc	0.029	^{99}Tc	0.037	^{99}Tc	0.027
Суммарная эффективность		0.873	0.788		0.74		0.8	
Эффективный осколок		0.127	0.212		0.26		0.2	

Таблица 2

Эффективность осколков деления для процесса рождения нейтронов

Нуклид	T _{1/2} , сек	Выход при делении, %		Эффективность ($\bar{\nu}$) нуклида
		Независимый	Кумулятивный	
⁹⁴ Rb	2.69	1.57	1.65	0.142
¹³⁷ I	24.25	2.62	3.07	0.13
⁸⁹ Br	4.37	1.04	1.08	0.073
⁸⁸ Br	16.7	1.39	1.78	0.064
⁹⁹ Y	1.45	1.95	2.08	0.061
¹³⁹ I	39.5	0.77	0.78	0.06
⁹⁰ Br	1.96	0.55	0.57	0.053
⁹³ Rb	5.85	3.07	3.55	0.045
⁹⁵ Rb	0.4	0.76	0.78	0.043
⁹⁷ Y	1.11	1.57	4.90	0.041
¹⁴⁰ I	0.59	0.14	0.15	0.038
⁸⁷ Br	55.5	1.27	2.04	0.036
Остальные предшественники (81 нуклид)				0.214

Окончательно, в результате ранжирования всех осколков деления по их эффективностям для нейтронного баланса с учетом процессов рождения и поглощения, определяются нуклиды, которые мы в дальнейшем будем учитывать отдельно и нуклиды, из которых будем формировать эффективные осколки деления.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭФФЕКТИВНЫХ ОСКОЛКОВ

Как показывает анализ характеристик взаимодействия с нейтронами нуклидов, которые не рассматриваются отдельно, а объединяются в эффективные осколки, эти нуклиды можно разбить на две группы – которые достигают своей равновесной концентрации и не достигают. За трехлетнюю кампанию топлива равновесной концентрации достигают не более 10% осколков деления, формирующих эффективные осколки. Как правило, это происходит в течение первых 100-150 сут облучения для поглощающих нуклидов и одних суток для ядер-предшественников запаздывающих нейтронов. В течение первых 100 сут облучения нуклиды, достигающие равновесной концентрации, обеспечивают до 60% взаимодействий, приходящихся на образующие эффективные осколки нуклиды.

Очевидно, что нуклид должен обладать большим сечением поглощения или постоянной распада, чтобы достигнуть равновесной концентрации за такое короткое время. Таким образом, введем один эффективный осколок, описывающий взаимодействие с нейтронами нуклидов, которые за 100-150 сут достигают равновесной концентрации (это и поглотители, и предшественники запаздывающих нейтронов), а другой осколок – нуклиды, которые за 100-150 сут не достигают равновесной концентрации.

Применение двух эффективных осколков обусловлено тем, что одним осколком затруднительно одновременно с хорошей точностью описать изменение вклада в баланс нейтронов в течение всей кампании топлива.

При объединении нуклидов в эффективные осколки все данные о цепочках межукулидных превращений теряются. Для того, чтобы учесть возможность появления отобранных нуклидов как непосредственно при делении, так и в результате распада материнского ядра и, следовательно, его предшественников в цепочке радиоактивного распада и нейтронных реакций используются данные по кумулятивным выходам осколков.

Схема межукулидных переходов с учетом эффективных осколков приведена на рис. 3.

Сумма независимых выходов эффективных осколков равна 2 минус сумма кумулятивных выходов значимых осколков. Здесь нужно выполнить следующее условие – сумма кумулятивных выходов отобранных осколков должна быть меньше, чем два.

Эффективные осколки состоят из большого числа нуклидов, у которых нейтронные сечения и постоянные распада варьируются в широких пределах. В общем случае скорость взаимодействия с нейтронами эффективного осколка будет зависеть от изотопного состава нуклидов, его образующих.

Скорость взаимодействия с нейтронами первого эффективного осколка деления (см. пояснения к рис. 3) определяется следующим образом:

$$R_{э01}(t) = \sigma_f \Phi \cdot g_{э01} \cdot (1 - \exp(-D_{э01}t)), \quad (5)$$

где

$$D_{э01} = \begin{cases} \Phi \sigma_{э01} & \text{если на заданном интервале времени } R_{э01}(t) < 0; \\ \lambda_{э01} & \text{если } R_{э01}(t) < 0 \end{cases};$$

Φ – плотность потока нейтронов, $1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$; $g_{э01}$ – независимый выход первого эффективного осколка; $\sigma_{э01}$ – сечение поглощения первого эффективного осколка, барн; σ_f – сечение деления тяжелого нуклида, барн; $\lambda_{э01}$ – постоянная n -распада первого эффективного осколка, $1/\text{с}$.

В зависимости от знака функции $R_{э01}(t)$ первый эффективный осколок является либо поглотителем нейтронов, либо предшественником запаздывающих нейтронов.

Так как этот осколок формируется из нуклидов, которые достаточно быстро достигают равновесной концентрации (в течение 100 сут), то потребуем, чтобы

$$\exp(-D_{э01}t) \approx 0, \quad t = 100 \text{ сут}. \quad (6)$$

Тогда скорость взаимодействия с нейтронами в состоянии равновесия концентрации будет зависеть только от непосредственного выхода осколка при делении.

Из выражения (6) находится параметр $D_{э01}$ первого эффективного осколка. Зная расчетное значение $R_{э01}(t)_{\text{расчет}} \approx \text{const}$ в состоянии равновесия, находим из (5) непосредственный выход при делении первого эффективного осколка деления

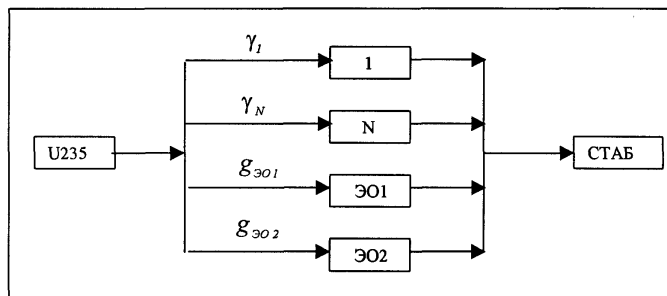


Рис. 3. Схема межукулидных переходов с учетом эффективных осколков: U235 – делящийся нуклид; 1, 2, ..., N – нуклиды, отобранные как наиболее значимые для нейтронного баланса; Э0 – эффективный осколок (1 – из нуклидов, достигающих равновесной концентрации за время облучения; 2 – из нуклидов, не достигающих равновесной концентрации); СТАБ – стабильный нуклид; g – независимый выход нуклида при делении; γ – кумулятивный выход нуклида при делении

$$|g_{\text{э}01}| = \frac{R_{\text{э}01}(t)_{\text{расчет}}}{\sigma_f \Phi}. \quad (7)$$

Непосредственный выход второго эффективного осколка тогда будет определяться как:

$$g_{\text{э}02} = 2 - g_{\text{э}01} - \sum_{i=1}^N \gamma_i, \quad (8)$$

где $\sum_{i=1}^N \gamma_i$ – сумма кумулятивных выходов осколков деления, которые рассматриваются отдельно и не входят в эффективные осколки.

Для построенной схемы межнуклидных переходов с учетом эффективных осколков аналитическая зависимость вклада в баланс нейтронов (разность между числом рожденных и поглощенных нейтронов за время t) двух эффективных осколков имеет вид:

$$v(t)_{\text{модель}} = r_{\text{э}01} \cdot \left[g_{\text{э}01} \sigma_f \Phi t - \frac{g_{\text{э}01} \sigma_f \Phi t}{D_{\text{э}01}} (1 - \exp(-D_{\text{э}01} t)) \right] + \\ + r_{\text{э}01} \cdot \left[g_{\text{э}02} \sigma_f \Phi t - \frac{g_{\text{э}02} \sigma_f}{\sigma_{\text{э}02}} (1 - \exp(-\Phi \sigma_{\text{э}02} t)) \right], \quad (9)$$

где $r_{\text{э}01}=1$, если $R_{\text{э}01}(t) > 0$ (при исчезновении осколка образуется один нейтрон); $r_{\text{э}01}=-1$, если $R_{\text{э}01}(t) < 0$ (при исчезновении осколка исчезает один нейтрон); $r_{\text{э}02} = -1$.

Выражение (9) для двух эффективных осколков должно аппроксимировать расчетные значения для суммы вкладов в нейтронный баланс всех входящих в эффективные осколки нуклидов. Единственным неизвестным, которое входит в это выражение, является $\sigma_{\text{э}02}$. Имеем:

$$v(t)_{\text{расчет}} = v(t, \sigma_{\text{э}02})_{\text{модель}}, \quad (10)$$

где $\sigma_{\text{э}02}$ – параметр, подлежащий подбору методом наименьших квадратов для наилучшего сглаживания расчетных и модельных результатов.

Поскольку $\sigma_{\text{э}02}$ входит в это выражение нелинейно, то задача определения $\sigma_{\text{э}02}$ решается следующим образом [6]. Зададимся рядом значений $\sigma_{\text{э}02}$ и для каждого из них найдем сумму квадратов отклонений $v(t)_{\text{расчет}}$ от $v(t, \sigma_{\text{э}02})_{\text{модель}}$. Эта сумма квадратов есть некоторая функция $\sigma_{\text{э}02}$:

$$\sum (\sigma_{\text{э}02}) = \sum_{i=1}^m [v(t)_{\text{расчет}} - v(t, \sigma_{\text{э}02})_{\text{модель}}]^2, \quad (11)$$

где $\sigma_{\text{э}02}=(0, 0.01, 0.02, 0.03, \dots, 50) \cdot 10^{-24}$; m – число реперных точек.

Оптимальное значение $\sigma_{\text{э}02}$ определяется из минимума выражения (11).

Приближенно можно определить заряд и массу эффективного осколка:

$$Z_{\text{э}0} = \sum_{i=1}^N Z_i^{\text{оск}} \cdot g_i^{\text{оск}}, \quad A_{\text{э}0} = \sum_{i=1}^N A_i^{\text{оск}} \cdot g_i^{\text{оск}},$$

где Z – заряд ядра; A – масса ядра; g – непосредственный выход при делении; N – количество нуклидов, формирующих эффективный осколок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность отбора из большого числа осколков деления тех нуклидов, которые оказывают наибольшее влияние на нейтронный баланс. Учитываются не только процессы поглощения, но и процессы рождения нейтронов. На основе полученных количественных характеристик процесса взаимодействия ядер с нейтронами предложена методика определения параметров эффективных осколков.

Литература

1. Галанин А.Д. Аппроксимация поглощения нейтронов продуктами деления одним эффективным осколком//Атомная энергия. – 1981. - Т. 50. - Вып. 1. - С. 3-6.
2. Цибуля А.М., Кочетков А.Л., Кравченко И.В., Николаев М.Н. К описанию поглощения нейтронов в продуктах деления путем введения псевдоосколков//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. – 1985. - № 4. - С. 71-82
3. Trkov A., Aldama D.L. Definition of the pseudo fission product data for reactor calculations Proceeding of Nuclear Energy in Central Europe '99 – Portoroz, Slovenia, 6-9 September, 1999, pp. 57-62. <http://www.rcp.ijs.si/~wlup/documents/port99.doc>
4. 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.
5. Ховард. Р. Динамическое программирование и марковские процессы. - М.: Сов. радио, 1964.
6. Вентцель Е.С. Теория вероятностей: Учеб. для вузов.– М.: Высш. шк., 1999.

Поступила в редакцию 25.11.2003

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ КОЛЬЦЕВОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА (ОБ УСТОЙЧИВОСТИ КОЛЬЦЕВЫХ РЕАКТОРОВ)

Ю.В. Волков*, Г.Я. Румянцев**

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

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



Рассматриваются математические модели ядерных реакторов в форме кольца. Исследуется влияние геометрических параметров конфигурации кольца на устойчивость нейтронного поля при возмущениях.

ВВЕДЕНИЕ

Традиционной формой ядерного реактора является цилиндрическая. Экзотическими формами назовем сферическую и прямоугольную (параллелепипед); такие реакторы тоже существуют. Кольцевую форму имеют некоторые химические реакторы - глубоко подкритические неуправляемые системы с коэффициентом размножения нейтронов $K < 0.95$ - в установках для переработки ядерных материалов [1]. Целесообразность создания кольцевых *энергетических* реакторов для АЭС требует специального расчетного обоснования, не говоря уже о необходимости решения ряда технических, технологических и экономических проблем. В данной статье аналитически исследуются только такие формальные характеристики нейтронного поля в реакторах кольцевой формы, которые непосредственно связаны с понятием его устойчивости, а именно, геометрические параметры собственных функций (будем говорить, «гармоник») линейной однородной, в общем случае нестационарной задачи о распределении нейтронов. Принципиальная связь этих характеристик с параметрами кольцевой конфигурации реактора прослеживается на простых математических моделях.

При возмущении стационарного (или, может быть, близкого к стационарному) нейтронного поля возбуждается множество высших гармоник распределения нейтронов. Чем быстрее по сравнению с первой (ведущей) эти гармоники исчезают при $t \rightarrow \infty$, т.е. устанавливается новое асимптотическое распределение, тем более реактор управляем. Таким образом, качественно под мерой устойчивости работы реактора здесь подразумевается относительная скорость спада высших гармоник. Чем она больше, тем устойчивее реактор к возмущениям. Для реакторов в виде параллелепипеда или цилиндра геометрические параметры гармоник известны (см. [2]), но для кольцевых реакторов исследования в этом направлении по-видимому не проводились.

ОПИСАНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ МОДЕЛИ РЕАКТОРА

Свернем линейный (прямоугольный) реактор с размерами S, h, H (вдоль осей x, y, z соответственно, $S \gg h$) в кольцо с углом раскрытия φ_0 (рис.1). Это позволит в дальнейшем рассмотреть случаи, когда $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi$, в рамках единого формализма. Понятно, что в первом случае кольцо замыкается, а во втором реактор становится полукольцом. Пусть

$$R = (R_1 + R_2) / 2; S = (2\pi - \varphi_0)R; R_2 - R_1 = h.$$

Далее все реакторы (кольцо, полукольцо, линейный) сравниваются между собой при одинаковых значениях S и h , т.е. при одинаковой площади активной зоны «в плане» реактора, что фактически означает примерно одинаковую мощность реакторов. Такие реакторы далее называются эквивалентными.

Будем считать, что полость внутри кольца («костров» или «полуостров») заполнена поглотителем нейтронов так, что разные части реактора не могут обмениваться нейтронами через нее. Торцы неполного кольца по предположению тоже не могут обмениваться нейтронами, т.к. между ними размещены «черные» поглощающие материалы. В случае $\varphi_0 = 0$ теоретически интересны две идеализированные модели реактора:

- 1) в реакторе при $\varphi_0 = 0$ стоит тонкая, непроницаемая для нейтронов перегородка;
- 2) поглощающей перегородки нет, т.е. рассматривается полностью кольцевой реактор (кольцо замкнуто физически).

Первый вариант – предельный случай незамкнутого кольца. Рассмотрение этих двух случаев с общих позиций позволит лучше понять связь характеристик реактора в виде незамкнутого кольца с размером угла φ_0 .

Предполагается, что в рассматриваемых реакторах все нейтроны имеют одну скорость и перемещаются в объеме реактора по закону диффузии. Реакторы одинаковы по составу размножающей среды, без отражателей, гомогенные и отличаются только формой. Понятно, что исследование столь простых математических моделей может дать только оценочные результаты. Но даже такой подход позволяет раскрыть принципиальную связь фундаментальных характеристик нейтронного поля с геометрической формой реактора.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ СТАТИКА

Поскольку в распределении нейтронов по оси z не предвидится особенностей по сравнению с распределением в прямоугольном или цилиндрическом реакторе (в простейших моделях оно описывается отдельным множителем вида $\sin(\pi z/H)$), будем рассматривать в полярных координатах распределение по радиусу r и углу φ .

В односкоростном диффузионном приближении гармоники функции $\Phi(r, \varphi)$ – плотности потока нейтронов – определяются как решения однородного уравнения Гельмгольца:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + B^2 \Phi = 0, \quad (1)$$

где B^2 – геометрический параметр гармоники. Уравнение (1) дополняется краевыми условиями:

$$\left. \begin{aligned} \Phi(R_1, \varphi) = \Phi(R_2, \varphi) = 0, \\ \Phi(r, 0) = \Phi(r, 2\pi - \varphi_0) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

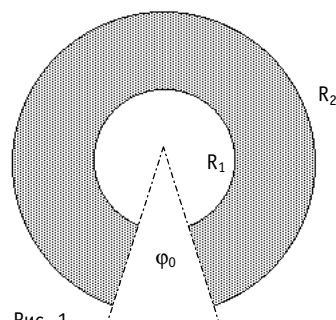


Рис. 1

В полностью кольцевом реакторе условие по аргументу φ задается в форме:

$$\Phi(r, 0) = \Phi(r, 2\pi). \quad (2')$$

В рамках упрощенной теории реактор будет критическим, а распределение нейтронов стационарным, если наименьшее из собственных чисел B^2 однородной краевой задачи удовлетворяет равенству $B^2 = B_M^2$, где

$$B_M^2 = \frac{1}{D} (\nu_f \Sigma_f - \Sigma_a^0) - \left(\frac{\pi}{H} \right)^2$$

– так называемый, материальный параметр реактора (в данном случае с учетом утечки нейтронов вдоль оси z). Сечение Σ_a в критическом реакторе отмечено индексом 0.

Далее для простоты будем считать, что высота H достаточно велика, тогда

$$B_M^2 \approx (K_\infty - 1) / L^2, \quad (3)$$

где $K_\infty = \nu_f \Sigma_f / \Sigma_a^0$ – коэффициент размножения нейтронов в бесконечной реакторной среде и $L^2 = D / \Sigma_a^0$ – квадрат длины диффузии нейтронов. Обозначения и понятия здесь общеприняты.

Разделением переменных r и φ краевая задача сводится к двум краевым задачам, соответственно для функций $U(r)$ и $V(\varphi)$:

$$\left. \begin{aligned} r^2 \frac{d^2 U}{dr^2} + r \frac{dU}{dr} + (B^2 r^2 - \nu^2) U &= 0, \\ U(R_1) = U(R_2) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 V}{d\varphi^2} + \nu^2 V &= 0, \\ V(0) = V(2\pi - \varphi_0) &= 0, \text{ или } V(0) = V(2\pi). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Легко определить последовательность собственных чисел ν и соответствующих ненулевых решений однородной краевой задачи (5). Для реактора с «зачерненными» торцами имеют смысл решения

$$V_n(\varphi) = \sin \frac{(n+1)\pi\varphi}{2\pi - \varphi_0} \equiv \sin \nu\varphi, \quad (6)$$

принадлежащие собственным числам

$$\nu = \frac{(n+1)\pi}{2\pi - \varphi_0}, \quad (n = \overline{0, \infty}). \quad (7)$$

В полукольце будем иметь $\nu = n+1$, а в кольце с «черной» перегородкой между торцами $\nu = (n+1)/2$.

В полностью «замкнутом» кольце $\nu = n$, т.е. $\nu = 0, 1, 2, \dots$ и т.д., причем числам $\nu \neq 0$ соответствуют функции $V_n(\varphi) = C_1 \sin n\varphi + C_2 \cos n\varphi$, где C_1 и C_2 – произвольные коэффициенты. Последнее обстоятельство является весьма существенным отличием полностью замкнутого кольца от кольца с «черной» перегородкой.

Решениями краевой задачи (4) являются функции Бесселя и Неймана [3, 4] порядка ν от аргумента $\xi = Br$, т.е. функции вида:

$$U_n(r) = A_1 J_\nu(Br) + A_2 N_\nu(Br), \quad (8)$$

удовлетворяющие граничным условиям

$$U_n(R_1) = U_n(R_2) = 0. \quad (9)$$

Выполняя условие $U_n(R_1) = 0$, сразу же можем положить

$$U_n(r) = A [N_\nu(BR_1)J_\nu(Br) - J_\nu(BR_1)N_\nu(Br)], \quad (10)$$

где A – нормирующий коэффициент, значение B пока неизвестно. Потребуем также, чтобы $U_n(R_2) = 0$, где $R_2 = kR_1$, $k > 1$. Подставляя kR_1 вместо r , получаем уравнение

$$N_\nu(\xi)J_\nu(k\xi) - J_\nu(\xi)N_\nu(k\xi) = 0 \quad (11)$$

с параметром k , где $\xi = BR_1$. Корнями этого уравнения будут числа $\xi_{\nu,j}(k)$, $j = 1, 2, 3, \dots$. Таблицы значений величины $\sigma_{\nu,j}(k) = (k-1)\xi_{\nu,j}(k)$ при различных ν, j и k приведены в [4] (с. 242-243). На рис. 2 показана для иллюстрации зависимость величин $\sigma_{\nu,1}$ от k в виде графиков. Далее схема вычислений может быть построена двояко:

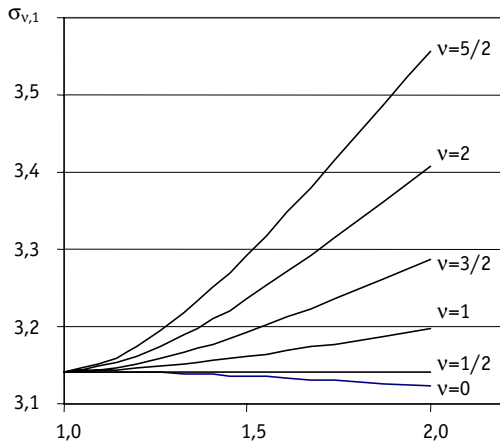


Рис. 2

а) если радиусы R_1 и R_2 заданы, то $k = R_2/R_1$, $\xi_{\nu,j}(k) = B_{n,j}R_1$ и $(k-1)R_1 = h$, следовательно,

$$B_{n,j} = \sigma_{\nu,j}(k) / h; \quad (12)$$

б) если задано наименьшее значение B , а именно

$$B_{0,1} = B_m,$$

то радиус R_2 будет искомым внешним радиусом критического реактора (с заданным внутренним радиусом R_1), тогда расчет начинается с вычисления коэффициента k , который определяется требованием

$$\sigma_{\nu,1}(k) = (k-1)B_m R_1 \quad (13)$$

при *наименьшем* (для данной конфигурации кольца) значении индекса ν . Получаем $R_2 = kR_1$. Далее при том же k могут быть найдены числа $\sigma_{\nu,j}(k)$ с другими индексами или корни $\xi_{\nu,j}(k)$, равные $B_{n,j}R_1$, и числа $B_{n,j}$. В итоге решения $U_n(r)$ краевой задачи (4) приобретают еще один индекс. Теперь будем обозначать их как $U_{n,j}(r)$.

Итак, в реакторе кольцевой формы множество собственных значений параметра B^2 однородной краевой задачи (1)-(2) представляется совокупностью чисел $B_{n,j}^2$; $n=0, 1, 2, \dots$; $j=1, 2, 3, \dots$. Элементам этого множества соответствуют функции

$$\Phi_{n,j}(r, \varphi) = U_{n,j}(r)V_n(\varphi). \quad (14)$$

Иначе говоря, гармоники пространственного распределения потока нейтронов, удовлетворяющие заданным в кольце граничным условиям, представляются в виде произведений $Y_\nu(B_{n,j}r)Z(\nu\varphi)$, где $Y_\nu(\xi)$ – *бесселева функция порядка $\nu(n)$* , а $Z(\vartheta)$ – *тригонометрическая функция*. Будем иметь:

- 1) в полностью кольцевом реакторе $\nu = 0, 1, 2, 3, \dots$;
- 2) в кольцевом реакторе с поглощающей перегородкой $\nu = 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, \dots$;
- 3) в реакторе-полукольце $\nu = 1, 2, 3, \dots$.

Тогда, например, при $k=3$ получим собственные значения, соответственно

$$1) B_{0,1} = \frac{3.097}{h}; \quad 2) B_{0,1} = \frac{\pi}{h}; \quad 3) B_{0,1} = \frac{3.271}{h};$$

в то время как в цилиндрическом реакторе ($k = \infty$, $h = R_2$) $B_{0,1} = 2,405/h$. При относительном «утошении» колец, т.е. при $k \rightarrow 1$, числа σ в равенствах типа $B_{0,1} = \sigma/h$ приближаются к числу π .

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ДИНАМИКА

Оценить качественно свойство устойчивости пространственного распределения нейтронов по отношению к возмущениям можно в рамках следующей простой динамической модели. Предположим, что в критическом реакторе с параметрами D , $\nu_f \Sigma_f$ и Σ_a^0 в момент времени $t = 0$ действием системы регулирования произведено гашение реактора. Поэтому будем считать, что при $t > 0$ в нашей модели $\Sigma_a = \Sigma_a^0 + \delta \Sigma_a$.

В диффузионном приближении (без учета утечки нейтронов вдоль оси z) функция распределения $F(r, \varphi, t)$ нестационарного потока нейтронов описывается уравнением

$$D \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial F}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right] + (\nu_f \Sigma_f - \Sigma_a) F = \frac{1}{v} \frac{\partial F}{\partial t}, \quad (15)$$

где v – скорость нейтронов (существование запаздывающих нейтронов можно учесть введением вместо v эффективной скорости $\nu_{ef} = 1/\Sigma_a T_{ef}$). Уравнение дополняется условиями вида (2) на границах реактора и начальным условием

$$F(r, \varphi, 0) = \Phi_0(r, \varphi). \quad (16)$$

Решение $F(r, \varphi, t)$ нестационарной задачи разыскивается как сумма частных решений, представляемых в форме:

$$f(r, \varphi, t) = \exp(-\alpha t) \Phi(r, \varphi). \quad (17)$$

Уравнение (15) сводится при этом к уравнению (1) с параметром

$$B^2 = \left(\frac{\alpha}{v} + \nu_f \Sigma_f - \Sigma_a^0 - \delta \Sigma_a \right) / D \quad (18)$$

и с теми же условиями на границах для функций $\Phi(r, \varphi)$.

Собственные значения $B_{n,j}^2$ параметра B^2 и соответствующие собственные функции $\Phi_{n,j}(r, \varphi)$ уже описаны выше. При подстановке $B_{n,j}^2$ в формулу (18) получаем значения $\alpha_{n,j}$ для гармоник $F_{n,j}(r, \varphi, t)$ нестационарного распределения нейтронов. Функция $F(r, \varphi, t)$ представляется выражением вида:

$$F(r, \varphi, t) = \sum_{n,j} A_{n,j} \exp(-\alpha_{n,j} t) \Phi_{n,j}(r, \varphi) \quad (19)$$

с коэффициентами, которые определяются начальным условием (16).

Для отдельных гармоник соотношение (18) представляется так:

$$DB_{n,j}^2 = \frac{\alpha_{n,j}}{v} + DB_M^2 - \delta \Sigma_a.$$

Величина B_M^2 введена здесь как материальный параметр *критического* реактора, т.е. $B_M^2 = B_{0,1}^2$. Следовательно, при отклонении от критичности будем иметь $\alpha_{0,1} = v \delta \Sigma_a$ и

$$\alpha_{n,j} = vD (B_{n,j}^2 - B_{0,1}^2) + \alpha_{0,1}. \quad (20)$$

Значение $\alpha_{0,1}$ в штатных режимах допускается если ненулевым, то достаточно близким к нулю, так что все другие числа $\alpha_{n,j}$ положительны. Предметом данного исследования является выяснение того, насколько далеки они от нуля (точнее, от $\alpha_{0,1}$) в реакторах разной формы.

Соотношение пропорциональности между разностями $(\alpha_{n,j} - \alpha_{0,1})$ и $(B_{n,j}^2 - B_{0,1}^2)$ позволяет перейти в качественном анализе непосредственно к сравнению последних величин. Более того, имеет смысл рассматривать отличие чисел $B_{n,j}^2$ от ведущего числа $B_{0,1}^2$ только при ближайших к нулю и единице значениях n и j , причем в реакторах с

одинаковым значением h сравнивать величины $\sigma_{v,j}^2$ вместо $B_{n,j}^2$ в силу равенства (12). Имея в виду указанную выше связь между индексами v и n , перейдем для удобства к обозначению σ_{nj} . При постоянном n (т.е. в конкретном реакторе при постоянном $v(n)$) и увеличении индекса j числа σ_{nj} возрастают весьма быстро. В частности, $\sigma_{0,2}$ отличается от $\sigma_{0,1}$ примерно в два раза (см. таблицы в [4]). Большой интерес представляет расположение чисел σ_{nj} с фиксированным значением j . Наименьшее ненулевое отличие чисел α_{nj} от $\alpha_{0,1}$ определяется, по существу, разностью $\sigma_{1,1}^2 - \sigma_{0,1}^2$.

Принимая далее число π в качестве «единицы измерения» чисел $\sigma_{n,1}$, положим $\sigma_{n,1} = a_n \pi$. Реакторы кольцевой формы сравниваются с эквивалентными линейными при одинаковых значениях h и S . Тогда, в предположении, что все они критические,

$$\alpha_{0,1} = 0, a_0^2 (\pi/h)^2 = B_M^2, a_0^2 (\pi/h)^2 L^2 = K_\infty - 1. \quad (21)$$

Это значит, что в сравниваемых реакторах размножающая способность реакторной среды, необходимая для достижения критичности, характеризуется величиной a_0^2 , а устойчивость поля нейтронов - величиной $b = a_1^2 - a_0^2$. Указанные величины при разных значениях $k = R_2/R_1$ приведены в табл. 1.

При $k = \infty$ полное кольцо вырождается в обычный цилиндрический реактор, кольцо с перегородкой – в цилиндрический реактор с радиальной поглощающей перегородкой и полукольцо – в реактор в виде половины цилиндра, отрезанной по диаметру вдоль оси z .

При $k = 1$ все реакторы становятся, по существу, эквивалентными линейным реакторам бесконечной длины с шириной h . В этом предельном случае стационарное поле нейтронов в высшей мере неустойчиво вследствие непрерывного по n спектра чисел $B_{n,1}^2$ в области $B_{n,1} > B_{0,1}$.

У эквивалентных реакторов в виде кольца и полукольца конечные числа k связаны соотношением

$$\tilde{k} = 1 + \frac{2(\bar{k} - 1)}{3 + \bar{k}}, \quad (22)$$

где \bar{k} и \tilde{k} - значения k для кольца и полукольца соответственно. Поэтому реакторы в виде кольца и полукольца необходимо сравнивать при различных значениях k . Например, если кольцевой реактор имеет $k = 1.2$, то его следует сравнивать с полукольцом при $k = 1.095$. Соотношение (22) назовем условием эквивалентности реакторов в виде кольца и полукольца.

Таблица 1

Значения чисел $(a_0)^2$ и $b = (a_1)^2 - (a_0)^2$

k	ФОРМА РЕАКТОРА									
	Полное кольцо		Кольцо с перегородкой		Полукольцо		Линейный, эквивалентный кольцу с перегородкой		Линейный, эквивалентный полукольцу	
∞	0.586	0.902	1.0000	0.488	1.4876	1.185	1.1013	0.3040	1.4053	1.2158
2.0	0.9882	0.0471	1.0000	0.0353	1.0353	0.1407	1.0113	0.0338	1.0450	0.1351
1.5	0.9959	0.0165	1.0000	0.0123	1.0123	0.0494	1.0041	0.0122	1.0162	0.0486
1.2	0.9992	0.0033	1.0000	0.0025	1.0025	0.0101	1.0008	0.0025	1.0033	0.0100
1.0	1.0000	0.0000	1.0000	0.0000	1.0000	0.0000	1.0000		1.0000	

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты аналитического исследования простейших математических моделей реакторов показывают, что

1) существенным параметром конфигурации кольцевого реактора является число $k = R_2/R_1$;

2) сворачивание длинного линейного реактора в кольцо (или полукольцо) позволяет в проекте оптимизировать его устойчивость к возмущениям варьированием конфигурации кольца с учетом зависимости устойчивости от коэффициента k и величины $b(\pi/h)^2$;

3) при $k \geq 1.2$ кольцевые реакторы имеют несколько большую величину b и, следовательно, более устойчивы, чем эквивалентные линейные реакторы;

4) полукольцо устойчивее полного кольца и кольца с перегородкой при одном и том же значении k (но при этом его длина и, соответственно, площадь активной зоны в два раза меньше), однако оценки показали, что при соблюдении условия эквивалентности (22) полукольцо менее устойчиво, чем полное кольцо и более устойчиво, чем кольцо с перегородкой;

5) чем тоньше кольцо (k ближе к единице), тем меньше величины b и тем меньше их отличие друг от друга в реакторах разной формы.

Следует также заметить, что рассмотренные нами математические модели реакторов не столь примитивны, как может показаться на первый взгляд. Диффузионная теория вполне применима к реакторам больших размеров. Нулевые граничные условия для функции распределения нейтронов следует считать заданными на *экстраполированных* границах. А это значит, что в принципе допускается существование вокруг и внутри кольца отражателей или поглощающих материалов с ненулевым альбедо.

Расчетные исследования моделей с высоким уровнем адекватности позволили бы более глубоко и всесторонне исследовать идею создания кольцевых ядерных реакторов для АЭС. В данной работе показано лишь то, что нет оснований ожидать при переходе к кольцевой геометрии ухудшения свойства управляемости реакторов.

Кроме того, уже сейчас, т.е. на основании изучения приведенных простых моделей, можно сделать ряд практических выводов относительно технической реализации реакторов кольцевой формы. Например, на основании сравнения вариантов полного кольца и кольца с перегородкой (табл.1) можно сделать следующий вывод: оставление в кольце узкого «прохода» для каких-нибудь технологических целей может ухудшить свойство устойчивости реактора.

Авторы благодарят профессора В.В. Коробейникова за интерес к данной работе и полезное обсуждение ее результатов.

Литература

1. Диев Л.В., Рязанов Б.Г., Мурашов А.П. и др. Критические параметры делящихся материалов и ядерная безопасность: Справочник – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 176 с.
2. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов. – М.: Госатомиздат, 1962.
3. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М.: Наука, 1976.
4. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. – М.: Наука, 1968.

Поступила в редакцию 25.12.2003

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ РЕАКТОРА TRIGA

Ю.А. Коровин, А.А. Травлеев

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



Использование исследовательского реактора с топливом TRIGA для проведения экспериментов, предложенных в проекте TRADE, предполагает проведение детального анализа нейтронно-физических характеристик АЗ TRIGA. Особенность реактора TRIGA заключается в наличии в составе топлива замедлителя (водорода); это приводит к появлению сильной отрицательной обратной связи реактивности по температуре топлива. При этом водород находится в составе гидрида циркония, и большое влияние на спектр тепловых нейтронов в топливе оказывает связь атомов водорода с соседними атомами в гидриде циркония.

На основе расчета коэффициента размножения в топливной ячейке TRIGA с использованием двух различных методов учета теплового движения, заложенных в код MCNP, в данной работе показана необходимость учета связи атомов замедлителя в некоторых материалах, используемых в реакторе TRIGA. Проведен обзор оцененных ядерных данных, описывающих рассеяние тепловых нейтронов на воде и гидриде циркония. Выявлены отличия в сечениях, приведенных в различных библиотеках оцененных данных, и показано влияние этих отличий на расчет коэффициента размножения.

ВВЕДЕНИЕ

В работе проведен анализ возможности применения кода MCNP [1] для расчета нейтронно-физических характеристик реактора TRIGA [2], в частности, для моделирования транспорта медленных нейтронов. Необходимость проведения детального анализа нейтронно-физических характеристик реактора TRIGA вызвана подготовкой к экспериментам TRADE [3], которые планируются на исследовательском реакторе TRIGA (Италия). В проекте TRADE будут проведены нейтронно-физические расчеты на современном уровне с учетом опыта, накопленного за время эксплуатации этого типа реакторов во всем мире. Кроме того, следует отметить повышение интереса к возможности использования гидрида циркония в различных инновационных проектах, например, в реакторе для медицинских целей, рассмотренном в [4].

Различия между рассеянием на свободном и связанном атомах водорода проявляются в изменении как полного сечения взаимодействия, так и дважды дифференциального сечения, которое описывает распределение кинетических параметров (энергии и направления) рассеянного нейтрона. Это влияет на спектр нейтронов и, как следствие, на коэффициент размножения. Кроме этого, изменяются динамичес-

кие характеристики реактора, т.к. время замедления нейтронов деления будет различно для свободного и связанного водорода. На начальной стадии проекта TRADE в ряде работ была сделана попытка описать существующую конфигурацию АЗ реактора TRIGA в рамках кода MCNP. Было отмечено различие между рассчитанными параметрами и доступными экспериментальными данными (в частности, для коэффициента размножения) [5].

В данной работе показана необходимость учета связи атомов замедлителя в некоторых материалах, используемых в реакторе TRIGA. Проведен обзор оцененных ядерных данных, описывающих рассеяние тепловых нейтронов на водороде в составе гидрида циркония и воды.

Расчеты проводятся на простой модели топливной ячейки (ТВЭЛ, окруженный замедлителем), в которой отражены только основные особенности АЗ TRIGA – наличие гидрида циркония в топливе, обогащение топлива и наличие воды вокруг ТВЭЛА.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В КОДЕ MCNP

Транспорт медленных нейтронов с энергиями ниже нескольких эВ зависит от теплового движения атомов среды. Можно выделить две составляющих этой зависимости.

Во-первых, полное сечение взаимодействия нейтрона с ядром зависит от скорости теплового движения ядра. Для этого вводится понятие эффективного сечения для данной температуры материала. Эффективное сечение определяется таким образом, чтобы дать такую же скорость реакции для покоящегося ядра, как и скорость реакции, рассчитанную для действительного сечения с учетом движения ядра. При этом для учета влияния температуры среды вместо моделирования движения ядра используется заранее рассчитанное эффективное сечение, что позволяет упростить расчеты. Как показано, например, в [6], эффективное сечение отличается от действительного при энергиях нейтрона ниже некоторой энергии, пропорциональной температуре среды и обратно пропорциональной массе ядра, а также в области резонансов. Изменение эффективного сечения с температурой среды получило название доплеровского уширения. Для учета этого эффекта в коде MCNP используются библиотеки констант, подготовленные для различных температур.

Во-вторых, движение ядра приводит к изменению кинетических параметров рассеянного нейтрона. Следует отметить, что доплеровское уширение позволяет учесть изменение только полного сечения реакции, поэтому изменение кинетических характеристик рассеянного нейтрона должно быть учтено отдельно. В коде MCNP реализованы две возможности учета теплового движения атомов. Один метод состоит в использовании модели свободного газа. Перед расчетом кинематики взаимодействия нейтрона с ядром определяются скорость и направление движения рассеивающего ядра. Скорость ядра выбирается случайным образом в соответствии с распределением Максвелла для заданной во входном файле температуры; эта температура может отличаться от температуры, для которой подготовлены библиотеки констант. Другой способ учета теплового движения атомов состоит в использовании специальных библиотек, в которых указаны распределения по энергиям и направлениям рассеянного нейтрона – матрицы рассеяния. Эти библиотеки могут быть подготовлены на основе оцененных данных, в которых учтено влияние молекулярной или кристаллической связи рассеивающего ядра с соседними атомами. Использование матриц рассеяния в программе MCNP задается с помощью карты «mt», соответствующей материалу, в котором используется замедлитель.

Формат матриц рассеяния, используемых в MCNP, позволяет описывать два типа взаимодействий медленного нейтрона с ядром – тепловое упругое и тепловое неупругое рассеяние. При тепловом неупругом рассеянии изменяются энергия и направление движения нейтрона, при тепловом упругом рассеянии изменяется только направление движения.

ВЛИЯНИЕ МЕЖАТОМНОЙ СВЯЗИ НА КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ

Прежде чем исследовать существующие оцененные данные для рассеяния медленных нейтронов, следует определить, насколько необходимо использование таких данных в расчетах, и влияет ли учет межатомных связей на такие интегральные характеристики как, например, коэффициент размножения нейтронов.

Были проведены расчеты коэффициента размножения для модели топливной ячейки, близкой по составу к топливной ячейке реактора TRIGA. В реакторе TRIGA используется ряд материалов, рассеяние нейтронов на которых зависит от межатомного взаимодействия. Это гидрид циркония, расположенный непосредственно в топливе, вода, которая служит теплоносителем и окружает твэлы, а также графит, который использован в боковом и торцевых отражателях. Графит не используется непосредственно в АЗ и модель стандартной топливной ячейки не позволила бы исследовать влияние связи ядер углерода в кристаллической решетке графита. Поэтому была выбрана топливная ячейка, которая представляет не только активную часть твэла, но также учитывает область, находящуюся над твэлом, где расположен торцевой отражатель. Схема модели топливной ячейки показана на рис. 1.

На внешней боковой цилиндрической поверхности, а также на нижней торцевой поверхности используется условие отражения нейтронов. В верхней части модели расположен слой воды толщиной 50 см. Радиус топлива составляет 1.865 см, высота – 38 см. Толщина торцевого отражателя – 8.75 см. Толщина бокового слоя воды составляет 0.48 см, и выбрана таким образом, чтобы отношение объема топлива к объему воды в данной модели соответствовало отношению, усредненному по всей АЗ реактора.

Для описанной модели топливной ячейки были проведены несколько расчетов коэффициента размножения. В первом расчете использовалось приближение свободного газа для всех материалов. В последующих расчетах для одного из материалов – гидрида циркония, воды, или графита – использовались матрицы рассеяния, позволяющие учесть межатомное взаимодействие. В последнем расчете использовались матрицы рассеяния для всех трех материалов. Результаты этих расчетов представлены в табл. 1.

Все значения коэффициента размножения в таблице имеют статистическую погрешность 8×10^{-4} при доверительном интервале 95%. В соответствии с полученными результатами, наибольшее влияние на коэффициент размножения оказывает связь водорода в составе гидрида циркония. Заметно также влияние связи водорода в молекуле воды. Использование матрицы рассеяния для циркония в составе гидрида циркония и для углерода в составе графита не приводит к заметному изменению коэффициента размножения. Однако следует отметить, что вклад тепловых данных для углерода может быть больше при расчете полной модели АЗ, т.к. в модели топливной ячейки боковой отра-



Рис. 1. Схема модели топливной ячейки реактора TRIGA (одна четвертая часть симметрии)

Таблица 1

Коэффициент размножения в топливной ячейке TRIGA, рассчитанный в приближении свободного газа и с использованием матриц рассеяния для гидрида циркония, воды и графита

Описание модели	Коэффициент размножения нейтронов
Приближение свободного газа для всех материалов	1.2796
Матрица рассеяния для углерода в составе графита	1.2795
Матрица рассеяния для водорода в составе воды	1.2831
Матрица рассеяния для водорода в составе гидрида циркония	1.2408
Матрица рассеяния для циркония в составе гидрида циркония	1.2798
Использование матриц рассеяния для гидрида циркония, воды и графита	1.2436

жатель не представлен. В приведенных расчетах были использованы матрицы рассеяния из библиотеки *tmccs*, распространяемой с программой MCNP и подготовленной более десяти лет назад. В описании новой версии MCNP указывается, что были подготовлены новые файлы данных, и был обнаружен ряд различий с более ранними. Поскольку новая версия MCNP все еще недоступна в европейских странах, возникает необходимость в самостоятельной подготовке файлов данных, содержащих матрицы рассеяния на основе новых оценок. На основе полученных в этом параграфе результатов в следующей части проведен обзор новых оцененных данных для рассеяния на водороде в составе гидрида циркония и в составе воды.

ОБЗОР ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ОПИСАНИЯ РАССЕЙЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Описание матриц рассеяния для воды и гидрида циркония можно найти в библиотеке оцененных данных ENDF/B-VI. В настоящее время доступны две оценки. Первая оценка [7], основанная на физической модели, разработанной General Atomics (GA), получена в 1989 г. путем переформатирования предыдущей версии данных в формат *endf-6*. При этом были сделаны небольшие изменения, чтобы подогнать сечения связанного атома к сечениям на свободном ядре, определенным в библиотеке ENDF/B-VI. Другая оценка [8] получена в 1995 г. с помощью процедуры LEAPR, входящей в состав кода NJOY. Эта оценка также основана на физической модели GA. Использование кода LEAPR позволило расширить область значений передаваемой энергии и импульса, для которых определяется матрица рассеяния $S(a,b)$. Кроме того, полные сечения были нормированы таким образом, чтобы соответствовать сечениям на свободном ядре из ENDF/B-VI.

В отличие от библиотеки ENDF/B-VI, в европейской библиотеке оцененных данных JEFF3.0 данные для гидрида циркония не приведены. Матрица рассеяния для воды представлена в оценке [9]. Эта оценка взята из предыдущей версии библиотеки JEFF2.2 и также основана на физических моделях GA.

Сравнение описанных выше оценок проводится в два этапа. На первом этапе на основе оцененных данных были подготовлены тепловые файлы в формате ACE (A Compact ENDF – формат данных для использования в MCNP) с помощью кода NJOY[6], и проведено сравнение полных сечений. На втором этапе полученные матрицы рас-

сеяния используются для расчета коэффициента размножения в топливной ячейке реактора TRIGA, и сравниваются результаты этих расчетов.

Подготовка данных в формате ACE

Данные в формате ACE были подготовлены с помощью кода NJOY, версия 99.81m. Наряду со специальными данными, описывающими рассеяние тепловых нейтронов, при подготовке файлов данных в формате ACE были использованы оцененные файлы данных общего назначения ENDF/B-VI.5.

Сравнение сечений

Сечения рассеяния медленных нейтронов, подготовленные на основе различных оценок, совпадают за исключением нескольких случаев рассмотренных ниже. Сечение теплового упругого рассеяния на ядре циркония в составе гидрида циркония показано на рис. 2. Сплошной линией представлены данные из библиотеки тепловых данных tmccs, распространяемой с кодом MCNP-4C. Штриховая линия соответствует данным из оценки [7], штрих-пунктирная – оценке [8]. Видно значительное отличие данных, полученных на основе оценки [7]. Причем сечения теплового неупругого рассеяния на цирконии в различных оценках совпадают. Следует отметить, что более ранние данные, подготовленные для MCNP, хорошо согласуются с данными оценки 1995 г. Сечение теплового неупругого рассеяния на водороде в составе воды показано на рис. 3. Отличие данных, основанных на оценке из библиотеки JEFF3.0, от остальных проявляется при энергии нейтрона ниже 3×10^{-3} эВ.

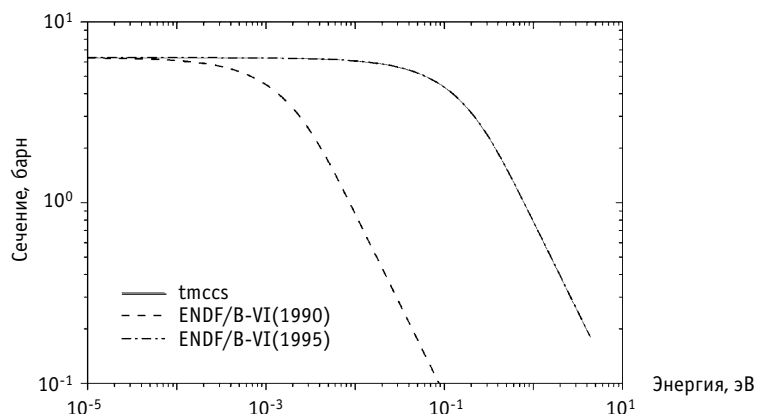


Рис. 2. Сечение теплового упругого рассеяния на ядре циркония в составе гидрида циркония

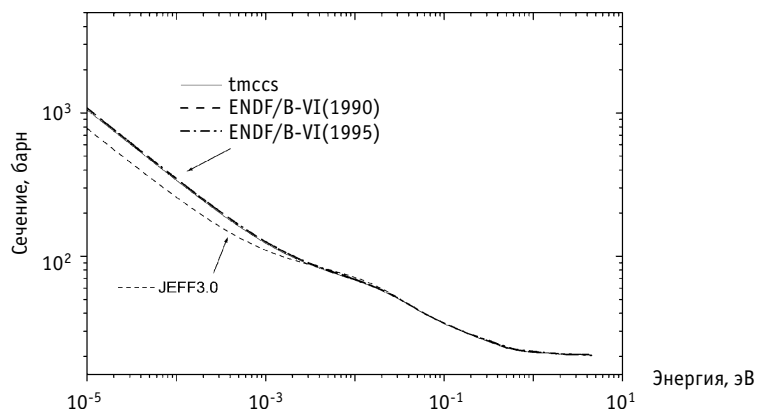


Рис. 3. Сечение теплового неупругого рассеяния на ядре водорода в составе молекулы воды

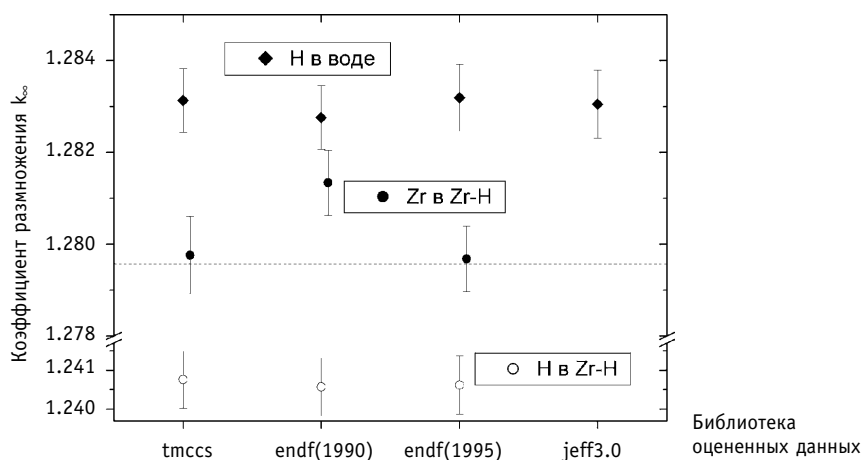


Рис. 4. Коэффициент размножения в топливной ячейке, рассчитанный с использованием матриц рассеяния, взятых из различных библиотек; горизонтальной прерывистой линией показано значение коэффициента размножения, полученного в приближении свободного газа для всех материалов

Влияние различий в оценках на значение коэффициента размножения

Различия в сечениях, указанные выше, приводят к различиям в коэффициенте размножения. Была проведена серия расчетов коэффициента размножения нейтронов в топливной ячейке, представленной выше. В каждом расчете матрицы рассеяния, основанные на доступных оценках, применялись только для одного из материалов. Это позволило определить, влияют ли различия в сечениях, указанные в предыдущем параграфе, на значение коэффициента размножения. Результаты расчетов приведены на рис. 4. По вертикальной оси отложены значения коэффициента размножения. Различному положению на горизонтальной оси отвечают различные оценки. Форма точек соответствует материалу, для которого использовались тепловые данные. Горизонтальной штриховой линией отмечено значение коэффициента размножения, полученного в приближении свободного газа для всех материалов. Значения коэффициента размножения для библиотеки tmccs совпадают с данными, которые приведены в табл. 1.

Как следует из представленных результатов, различие в сечении теплового упругого рассеяния на цирконии в составе гидрида циркония (рис. 2) для оценки [7], приводит к заметному изменению коэффициента размножения. Различия в сечении для водорода в составе воды, показанные на рис. 3, наоборот, не влияют на коэффициент размножения – значения, полученные для всех библиотек, находятся в пределах статистической погрешности.

ВЫВОДЫ

Данная работа является подготовительным этапом для проведения детального нейтронно-физического анализа реактора TRIGA. Основное внимание уделено анализу рассеяния тепловых нейтронов на водороде в составе гидрида циркония, т.к. наличие именно этого материала обеспечивает основной вклад в отрицательный коэффициент реактивности по температуре топлива.

На примере расчета коэффициента размножения нейтронов для модели топливной ячейки была показана необходимость использования специальных матриц рассеяния, позволяющих учитывать межатомное взаимодействие рассеивающего центра с соседними атомами. Этот результат можно встретить, например, в [10], где приводится сравнение экспериментальных данных, полученных на реакторе с топливом

TRIGA, с рассчитанными значениями. В настоящей работе эффект использования тепловых данных оценен по отдельности для воды и гидрида циркония, и как следует из приведенных результатов, в первом случае наблюдается повышение коэффициента размножения, а в случае использования тепловых данных для гидрида циркония наблюдается падение коэффициента размножения. Учет связи атомов углерода в кристаллической решетке графита не приводит к заметному изменению коэффициента размножения. Однако этот результат получен для модели, которая не учитывает боковой отражатель АЗ, поэтому эффект для полной модели АЗ может быть значительнее. В области энергий 10^{-3} – 10^{-1} эВ основным процессом взаимодействия нейтрона с углеродом в кристаллической решетке графита является тепловое упругое рассеяние, при котором нейтрон, эффективно взаимодействуя со всей кристаллической решеткой, не изменяет своей энергии, что приводит к ухудшению замедления нейтронов по сравнению с моделью свободного газа, и к более жесткому спектру нейтронов, которые возвращаются из отражателя в АЗ.

Был проведен обзор файлов оцененных данных для взаимодействия медленных нейтронов с водой и гидридом циркония. Из сравнения сечений следует, что данные из различных источников совпадают за исключением данных для рассеяния на ядре циркония в составе гидрида циркония и для водорода в составе воды. Однако последнее различие не влияет на расчет коэффициента размножения в модели топливной ячейки, характеризующей топливо TRIGA. Для дальнейших исследований на основе проведенного анализа рекомендуется использование данных из оценки [8].

Литература

1. *Briesmeister, J.F. (Editor) MCNP4C – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Los Alamos National Laboratory report, LA-13709-M, 2000*
2. *Cal Foundations of TRIGA, General Atomic, August 27, 1958*
3. *Monti S., Salvatores M, Cacuci D.G. et al «TRADE: A Full Experimental Validation of the ADS Concept in a European Perspective», AccApp'03 "Accelerator Applications in a Nuclear Renaissance" – San Diego, California – June 1-5, 2003.*
4. *Левченко В.А., Белугин В.А., Казанский Ю.А. и др. Основные характеристики америциевого реактора для нейтронной терапии. Реактор МАФС//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2003. – № 3. – С. 72-80.*
5. *Burgio N., Santagata A. «Monte-Carlo model of the TRIGA mark II reactor of ENEA Casaccia: Simulation of the late configuration 38» TRADE PH1 ME 008 0*
6. *MacFarlane R.E., Muir D.W. The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 91*
7. *Koppel J.U. et all ENDF/B-VI thermal data file, evaluation: December 1969, Rev: 21.02.1990*
8. *MacFarlane R.E. ENDF/B-VI thermal data file, evaluation: April 1995, Rev: 25.04.1995*
9. *Keinert J. JEFF3.0 thermal data file, evaluation: January 1984, release April 2002*
10. *International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, NEA, NEA/NSC/DOC(95)03, September 2003 Edition*

Поступила в редакцию 15.03.2004

О ВОЗМОЖНОСТЯХ НАРАБОТКИ ^{242m}Am В СПЕЦИАЛЬНЫХ ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ РЕАКТОРА БН-600

А.Л. Кочетков*, Ю.А. Казанский**, В.А. Левченко***,
И.П. Матвеевко*

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

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

***Экспериментальный научный и методический центр
«Моделирующие системы», г. Обнинск



Проведены расчетные исследования в обоснование наработки ^{242m}Am из мишени ^{241}Am в реакторе БН-600.

На реакторе БН-600 накоплен опыт работы со специальными облучательными устройствами для наработки изотопов (таких как ^{60}Co , ^{37}Ar). В данных исследованиях рассматривались устройства с различными замедлителями – ZrH_2 , Be , $^{11}\text{B}_4\text{C}$, и с различными фильтрами – Cd , Gd , ^{155}Gd , ^{157}Gd . Показано, что использование специально сконструированных облучательных устройств позволяет увеличить содержание ^{242m}Am в облученном образце до 14% при длительности облучения не более двух лет. При облучении в спектре нейтронов быстрого реактора без облучательного устройства можно получить содержание ^{242m}Am не выше 6% при длительности облучения около 12 лет.

ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ

Характеристики и конструкционные особенности специализированного медицинского реактора рассматривались в [1-3]. В этих работах показано, что по ряду соображений такой реактор имеет смысл сделать с использованием америциевого топлива. Характеристики реактора с америциевым топливом по ряду показателей являются весьма привлекательными. Действительно, при мощности 10 кВт, ток нейтронов после специального фильтра для формирования нужного спектрального состава нейтронного пучка достигает $2 \cdot 10^9 \text{ н/с} \cdot \text{см}^2$. Критическая масса америция при 100-процентном содержании ^{242m}Am составляет всего лишь 20 г и объеме активной зоны около 2 л.

В цитированной работе [3] приведены критические загрузки при сохранении объема активной зоны в функции обогащения америция по изотопу ^{242m}Am . Показано, что при выбранном объеме критические параметры можно получить при обогащении около 10% при общей загрузке америция 300 г.

^{242m}Am может быть получен при облучении нейтронами ^{241}Am , который в свою очередь появляется в результате β -распада ядер ^{241}Pu (период полураспада 13.2 года). В отработавшем топливе тепловых реакторов всегда есть плутоний, в котором доля изотопа ^{241}Pu на уровне 10%.

^{241}Am доступен в больших количествах (в одной тонне отработавшего топлива реактора ВВЭР-1000 через 10 лет после выгрузки содержится около 0.5 кг ^{241}Am), поэтому получение ^{242m}Am возможно при организации специального производства по облучению ^{241}Am в реакторе. Надо отметить, что в спектре нейтронов известных реакторов при любом времени облучения отношение концентраций $^{242m}\text{Am} / ^{241}\text{Am}$ намного меньше единицы. Так, при облучении ^{241}Am в тепловом реакторе отношение $^{242m}\text{Am} / ^{241}\text{Am}$ не превышает 0.01, а при облучении в быстром реакторе это отношение вырастает до 0.05.

Для достижения более высокого содержания изотопа ^{242m}Am в [1-3] рассматривалась возможность изотопного обогащения. Для получения одного грамма америция с 50% содержанием ^{242m}Am потребуется 100 г облученного в тепловом реакторе ^{241}Am . Для выделения такого количества ^{241}Am необходимо переработать 200 кг выдержанного в течение 10 лет отработавшего топлива.

Следует отдавать себе отчет в том, что радиоактивность америция на много порядков выше радиоактивности урана, и поэтому существующие технические устройства для обогащения вряд ли могут быть приемлемы для обогащения америция.

В настоящей работе приведены результаты расчетных исследований, направленных на поиск условий, в которых можно получить более высокое содержание ^{242m}Am , принимая во внимание создание специальных облучательных устройств (ОУ), размещаемых в реакторе [4].

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ

Из отработавшего уранового топлива может быть выделен америций, который в основном содержит ^{241}Am (примеси изотопа ^{243}Am составляют 3-5% в зависимости от глубины выгорания топлива). На ядрах изотопа ^{241}Am , расположенных в потоке нейтронов реактора, будут происходить в основном ядерные реакции радиационного захвата и деления. Если считать, что облучение в ампуле проводится в постоянной во времени плотности потока нейтронов, то в одностепенном приближении накопление ядер ^{242m}Am N_{52m} можно записать в виде:

$$N_{52m}(t) = N_{51}(0) \frac{\xi \sigma_c^{51} \phi}{\sigma_a^{52m} \phi + \lambda_{52m} - \sigma_a^{51} \phi - \lambda_{51}} \left[\exp\{-(\sigma_a^{51} \phi + \lambda_{51})t\} - \exp\{-(\sigma_a^{52m} \phi + \lambda_{52m})t\} \right] \quad (1)$$

где $N_{51}(0)$ – начальное количество ядер америция ^{241}Am при загрузке в реактор, а приведенные сечения взаимодействия – средние сечения для данного спектра нейтронов с учетом эффектов блокировки сечений; σ_c^{51} – среднее сечение радиационного захвата нейтронов ядрами ^{241}Am ; σ_a^{51} и σ_a^{52m} – средние сечения поглощения (сумма сечения радиационного захвата и сечения деления) нейтронов ядрами ^{241}Am и ^{242m}Am соответственно; $\xi = 0.16$ – вероятность образования изомерного состояния ядра ^{242m}Am ; λ – постоянные распада нуклидов.

Соотношение (1) получено в приближении постоянства сечений поглощения нейтронов ядрами америция. По мере накопления ядер ^{242m}Am его сечение поглощения нейтронов будет блокироваться и, следовательно, значения $N_{52m}(t)$ будут иметь большие по сравнению с (1) значения.

Отметим, что количество ядер ^{242m}Am в функции времени $N_{52m}(t)$ имеет максимум. Полагая сечения взаимодействия постоянными, находим время t^* , при котором достигается максимальное накопление ядер ^{242m}Am , используя производную от функции (1):

$$t^* = \frac{1}{a-b} \ln \frac{a}{b}, \quad (2)$$

где $a = (\sigma_a^{51}\phi + \lambda_{51})$; $b = (\sigma_a^{52m}\phi + \lambda_{52m})$.

В (1- ξ) случаях образуется ^{242}Am в основном состоянии, период полураспада которого всего-навсего 16 ч с превращением в нуклид ^{242}Cm , период полураспада которого относительно α -превращения 162 дня. В результате образуется ^{238}Pu .

Изменение количества ядер ^{241}Am во времени можно записать в виде:

$$N_{51}(t) = N_{51}(0) \exp\{-at\}. \quad (3)$$

Тогда отношение $N_{52m}(t)/N_{51}(t)$

$$N_{52m}(t) / N_{51}(t) = \frac{\xi \sigma_c^{51} \phi}{a-b} [1 - \exp\{-(a-b)t\}], \quad (4)$$

откуда следует, что происходит установление постоянного отношения количеств нуклидов при условии постоянства приведенных средних сечений и условия $(\sigma_a^{51}\phi + \lambda_{51}) < (\sigma_a^{52m}\phi + \lambda_{52m})$. Поскольку можно ожидать, что по мере накопления ядер ^{252m}Am среднее сечение поглощения нейтронов этими ядрами будет уменьшаться, то с учетом блокировки сечений отношение $N_{52m}(t)/N_{51}(t)$ будет иметь большее значение в сравнении с расчетами по (4), в которых используются постоянные средние значения сечений. Если $(\sigma_a^{51}\phi + \lambda_{51}) > (\sigma_a^{52m}\phi + \lambda_{52m})$, то указанное отношение (4) непрерывно возрастает по экспоненциальному закону.

Из приведенных соотношений следует, что наибольшее отношение $N_{52m}(t)/N_{51}(t)$ может быть получено при наибольшем сечении радиационного захвата нейтронов ядрами ^{241}Am и минимальных различиях в сечениях поглощения нейтронов ядрами ^{241}Am и ^{242m}Am .

Чтобы получить представление о требуемом спектре нейтронов для облучения америция с целью максимального накопления ^{242m}Am , приведем график отношений групповых сечений для изотопов америция $\sigma_c^{51} / (\sigma_a^{51} - \sigma_a^{52m})$, полагая, что постоянные распада малы в сравнении с произведениями сечений на плотность потока нейтронов.

Из данных, приведенных на рис. 1, следует, что наиболее интересно было бы накопление ^{242m}Am при облучении ^{241}Am нейтронами в энергетическом интервале 23-ей группы. В табл. 1 приведены результаты расчетов, выполненных по программе CARE [5] (аналог программы ORIGEN-S [6]). В расчетах предполагалась постоянная плотность потока нейтронов, равная $5 \cdot 10^{14}$ н/см²·с.

Из табл. 1 видно, что максимальное количество ^{242m}Am , которое можно наработать из 260 г (масса америция в одном твэле 6.9×0.4) ^{241}Am составляет около 18 г при облучении в течение 20 сут. Процентное содержание изотопа ^{242m}Am растет по мере увеличения времени облучения, но количество накопленного в образце интересующего нас изотопа уменьшается.

Для сопоставления проводились расчеты по временной динамике нуклидного состава образца ^{241}Am после облучения в различных зонах реактора БН-600.

Расчеты нейтронно-физических характеристик выполнялись по программе TRIGEX [7] в 26-групповом приближении. Поскольку в расчетах по TRIGEX используется упрощенная версия выгорания, то отдельно использовалась программа CARE [5] (ORIGEN-S [6]). Порядок расчетов был таким: "TRIGEX – CARE – TRIGEX –CARE". Из расчетов TRIGEX 26-групповые потоки и заблокированные сечения подавались в CARE, где вычислялись новые концентрации актинидов для очередного временного шага, которые вновь подавались в TRIGEX. Для тех изотопов, которые не блокируются, одnogрупповые сечения получались усреднением 26-групповых потоков по данным библиотеки ABBN-93 [8].

Таблица 1

Нуклидный состав после облучения ^{241}Am в спектре нейтронов, находящихся в 23-ей группе

Время облучения, сут	0	10	20	50	100
Выгорание, % т.я.	0	2.24	5.11	12.14	16.96
<i>Нуклидный состав, г</i>					
^{238}Pu	0.00E+00	1.33E+00	4.92E+00	2.09E+01	4.79E+01
^{239}Pu	0.00E+00	1.91E-03	1.52E-02	1.79E-01	9.02E-01
^{241}Pu	0.00E+00	2.65E-05	3.78E-04	7.07E-03	4.21E-02
^{242}Pu	0.00E+00	1.33E+01	2.22E+01	3.16E+01	3.20E+01
^{241}Am	2.60E+02	1.55E+02	9.29E+01	1.98E+01	1.51E+00
^{242}Am	0.00E+00	6.48E+00	3.87E+00	8.27E-01	6.31E-02
^{242m}Am	0.00E+00	1.37E+01	1.78E+01	1.23E+01	2.98E+00
^{243}Am	0.00E+00	2.28E-01	4.81E-01	5.93E-01	3.82E-01
^{242}Cm	0.00E+00	6.28E+01	1.03E+02	1.37E+02	1.21E+02
^{243}Cm	0.00E+00	2.71E-02	8.73E-02	2.44E-01	2.97E-01
^{244}Cm	0.00E+00	1.36E-01	6.91E-01	3.39E+00	7.00E+00
^{245}Cm	0.00E+00	6.92E-05	7.43E-04	9.80E-03	3.83E-02
<i>Изотопный состав Am, %</i>					
^{241}Am	100.0	88.4	80.7	59.2	30.7
^{242}Am	0.0	3.7	3.4	2.5	1.3
^{242m}Am	0.0	7.8	15.5	36.6	60.3
^{243}Am	0.0	0.1	0.4	1.8	7.7
Сумма, г	260	176	115	33.5	4.93

Типичные результаты по ампульному облучению в зоне малого обогащения реактора БН-600 твэла с 260 г ^{241}Am приведены в табл. 2. Отметим монотонный рост процентного содержания ^{242m}Am и его количества в функции длительности облучения.

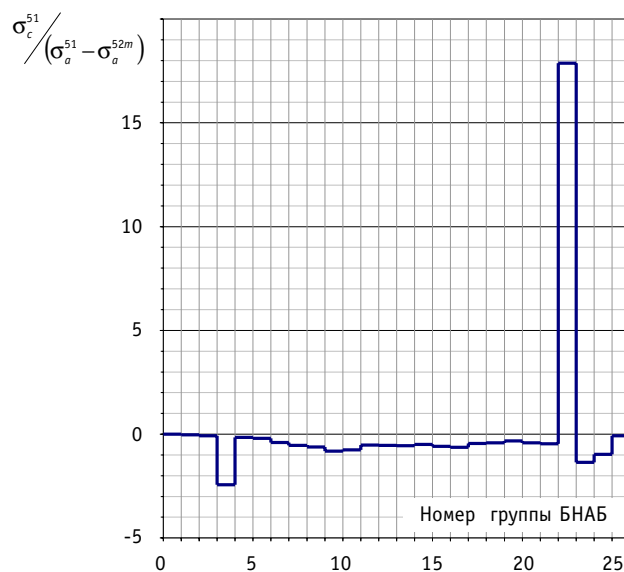


Рис. 1. Отношение сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ^{241}Am к разности сечений поглощения нейтронов ядрами ^{241}Am и ^{242m}Am

Таблица 2

Изотопный состав Am, облученного в зоне малого обогащения реактора БН-600

Количество кампаний	0	2	4	6	8	12
Время облучения, эфф. сут	0	320	640	960	1280	1920
<i>Процентный состав Am</i>						
²⁴¹ Am, %	100.00	97.52	95.2	93.0	90.8	86.2
²⁴² Am, %	0.00	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05
^{242m} Am, %	0.00	2.38	4.34	5.85	6.96	8.15
²⁴³ Am, %	0.00	0.1	0.45	1.13	2.21	5.65
Масса Am, г	260	215	175	139	109	68.7
Масса ^{242m} Am, г	0	5.2	7.6	8.2	7.6	5.6

Расчеты по облучению в зоне большого и среднего обогащений дали близкие результаты при одинаковых глубинах выгорания. При тех же глубинах выгорания в зоне воспроизводства, примыкающей к зоне большого обогащения, накопление и процентное содержание ^{242m}Am оказываются несколько меньше.

Данные, приведенные на рис.1 и в табл.1 и 2, показывают необходимость формирования спектра нейтронов, что позволяет получить лучшие результаты как в количественном, так и в качественном составе облученных твэлов с ²⁴¹Am.

ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ В ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ

В реакторе БН-600 уже несколько лет проводится облучение материалов для наработки изотопов для нужд промышленности и науки. Были сконструированы и изготовлены специальные облучательные устройства для наработки ⁶⁰Co и ³⁷Ar. ОУ устанавливались в боковом экране реактора. Такое размещение ОУ в реакторе не оказывает влияния на безопасность активной зоны и не изменяют экономических показателей реактора [4].

На основе имеющегося опыта и приведенных на рис. 1 данных была разработана модель ОУ для наработки ^{242m}Am, показанная на рис. 2.

Назначение облучательного устройства заключается в замедлении нейтронов и их фильтрации с тем, чтобы увеличить долю плотности потока нейтронов вблизи группы 23. В расчетах рассматривались различные замедлители (ZrH₂, Be, ¹¹B₄C) и фильтры (Cd, Gd, ¹⁵⁵Gd, ¹⁵⁷Gd) с различными ядерными концентрациями и размерами.

Очевидно, что оптимальный состав ОУ зависит от места его расположения в активной зоне реактора.

Временные зависимости количества накопленного ^{242m}Am и его процентного содержания показаны на рис. 3 и 4. Облучался твэл с 260 г ²⁴¹Am на номинальном уровне мощности реактора БН-600. Облучательное устройство располагалось во втором ряду внутреннего бокового экрана.

Приведенные на рис. 3 и 4 данные показывают, что в специально сконструированных ОУ можно полу-

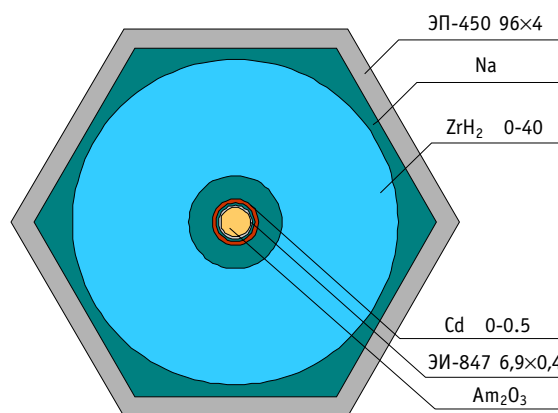


Рис. 2. Модель облучательного устройства

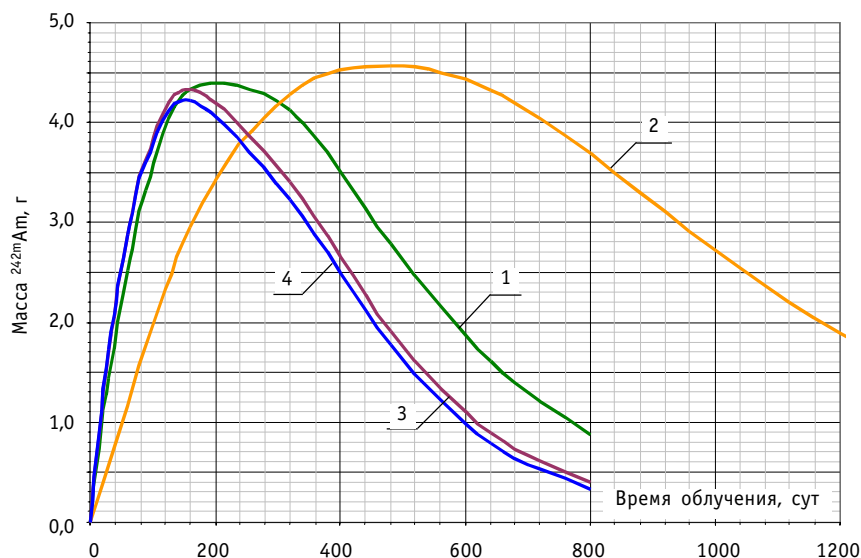


Рис. 3. Наробotka ^{242m}Am в различных ОУ: 1 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, ^{157}Gd ; 2 - ZrH_2 , ^{157}Gd ; 3 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, Gd ; 4 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, Cd

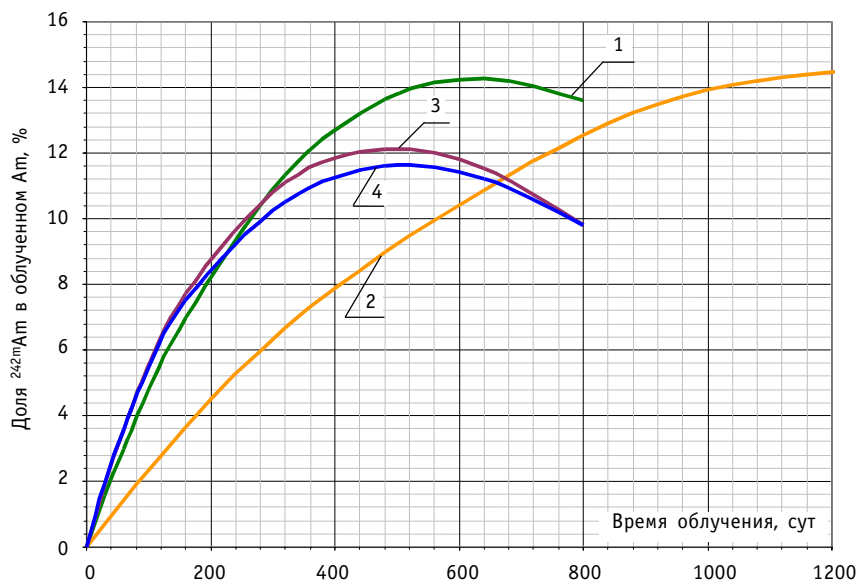


Рис. 4. Доля ^{242m}Am в облученном Ам для различных ОУ: 1 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, ^{157}Gd ; 2 - ZrH_2 , ^{157}Gd ; 3 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, Gd ; 4 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, Cd

чить при облучении в реакторах на быстрых нейтронах существенное увеличение содержания изотопа ^{242m}Am на уровне 12-14% при облучении в течение 2-3 микрокампаний. При получении наибольшего процентного содержания ^{242m}Am его количество оказывается неоптимальным.

На рис.5 приведены зависимости процентного содержания ^{242m}Am в облученном образце америция от количества накопленного ^{242m}Am . На этих графиках наглядно видно, что наибольшая масса изотопа ^{242m}Am во всех облучательных устройствах достигается при 7-9-процентном содержании ^{242m}Am . Дальнейшее увеличение процентного содержания до 12-14% приводит к сокращению массы ^{242m}Am в облученном образце почти вдвое.

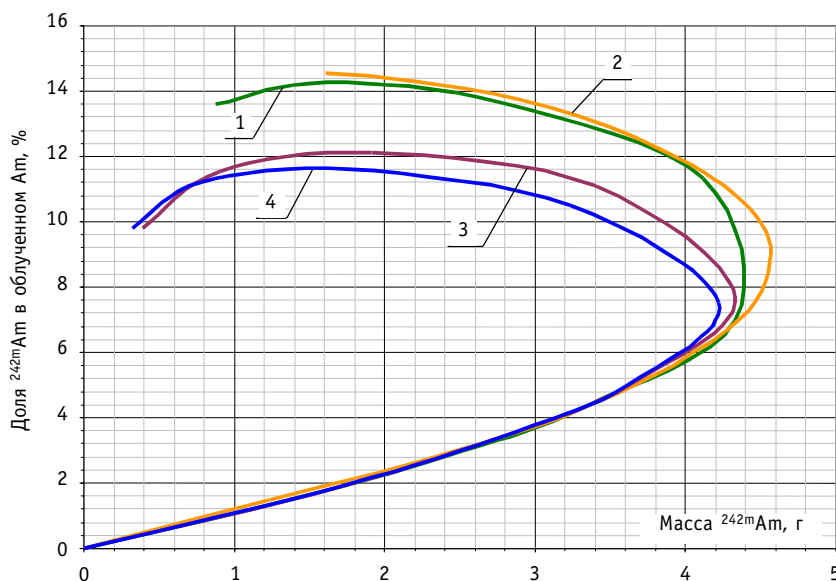


Рис.5. Зависимость доли нарабатываемого ^{242m}Am (%) от его массы (г): 1 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, ^{157}Gd ; 2 - ZrH_2 , ^{157}Gd ; 3 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, Gd ; 4 - $^{11}\text{B}_4\text{C}$, Cd

РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОУ

Как известно, существуют ограничения по остаточному энерговыделению отработавшей ТВС. В реакторе БН-600 перегрузка ТВС может происходить при остаточном энерговыделении не более 1.5 кВт. Такой уровень остаточного энерговыделения достигается через 160 сут нахождения ТВС во внутриреакторном хранилище.

Зависимости остаточного энерговыделения от времени выдержки отработавшей ТВС и облучательного устройства приведены на рис. 6.

Как следует из приведенных данных выдержка облучательного устройства может быть около 100 сут. Однако при увеличении массы загруженного америция время выдержки может существенно увеличиться.

Интенсивность нейтронного излучения от ОУ в несколько тысяч раз выше, чем от отработавшей ТВС. Через год после облучения интенсивность нейтронного излучения составляет около 10^8 н/с. Это обстоятельство надо принимать во внимание при проектировании технологий обращения с облученным америцием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены различные варианты состава и конструкции облучательного устройства для наработки ^{242m}Am в реакторе типа БН-600. Показано, что перспективными являются конструкции, использующие в качестве замедлителя материалы, ядра которых имеют меньшую, чем ядра водорода замедляющую способность. Необходимым элементом конструкции ОУ является фильтр тепловых нейтронов, окружающий мишень, содержащую стартовый изотоп – ^{241}Am . В качестве такого фильтра наиболее целесообразно использовать гадолиний (или, если возможно, его изотоп гадолиний-157).

Показано, что в таких ОУ возможна наработка ^{242m}Am в нужных количествах (десятки граммов с использованием нескольких ОУ) с высоким изотопным содержанием (более 10%) в конечном продукте. Предварительные проведенные оценки показывают, что ОУ с исходным количеством стартового изотопа ^{241}Am ~ 100 г не нарушают штатных эксплуатационных пределов по влиянию на баланс реактивности.

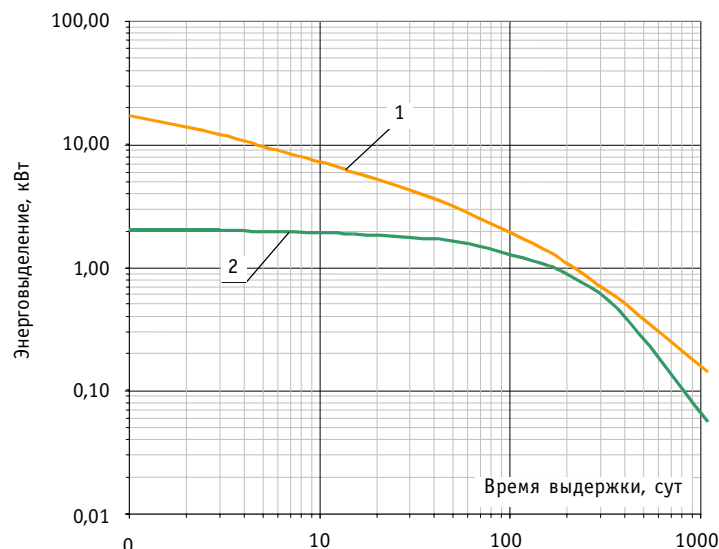


Рис.6. Остаточное энерговыделение отработавших ТВС зоны среднего обогащения реактора БН-600 и облучательного устройства в зависимости от времени выдержки: 1 - ОТВС ЗСО; 2 - ОУ

Облученный америций в ОУ будет обладать жесткими радиационными характеристиками. Обращение с ОУ после облучения следует проводить специальным образом.

Использование специальных облучательных устройств позволяет существенно повысить и скорость накопления ^{242m}Am , и его процентное содержание в облученном образце.

Литература

1. Ronen Y., Leibson M.J.//Nuclear Science Engineering, 99, 278 (1988).
2. Ronen Y., Aboudy M., Regev O.//Nuclear Science Engineering, 138, 295-304 (2001).
3. Левченко В.А., Белугин В.А., Казанский Ю.А. и др. Основные характеристики америциевого реактора для нейтронной терапии. Реактор МАРС//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2003. – №3. – С.72 – 80.
4. Евдокимов В.П., Звонарев А.В., Матвеев И.П. и др. Патент № 2076362 на изобретение «Способ наработки радиоактивных изотопов в реакторе на быстрых нейтронах и ядерный реактор на быстрых нейтронах».
5. Кочетков А.Л. «Программа CARE – расчет изотопной кинетики, радиационных и экологических характеристик ядерного топлива при его облучении и выдержке»/Препринт ФЭИ 2431. – 1995.
6. Hermann O.W., Westfall R.M. ORIGEN-S: SCALE system module to calculate fuel depletion, actinide transmutation, fission product buildup and decay, and Association source terms// NUREG/CR-0200. Revision 4. – V. 2. – Section F7. – 1995.
7. Серегин А.С., Кислицына Т.С. Аннотация комплекса программ TRIGEX-CONSYST-БНАБ-90/Препринт ФЭИ – 2655. 1997.
8. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Система групповых констант БНАБ-93. Часть 1. Ядерные константы для расчета нейтронных и фотонных полей излучения.// Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. – Вып. 1. – 1996.

Поступила в редакцию 15.03.2004

РАЗРАБОТКА И ВНЕДРЕНИЕ ПРИБОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГЛУБИНЫ ВЫГОРАНИЯ ОТРАБОТАВШИХ РАБОЧИХ КАССЕТ РЕАКТОРОВ ВВЭР-440 ФАМОС-III*

С.А. Андрушечко*, Б.Ю. Васильев*, В.Ф. Украинцев,
С.Н. Голощапов*****

*** ЗАО Атомтехэкспорт, г. Москва**

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

***** Кольская АЭС, филиал концерна «Росэнергоатом».**



В связи с применением на АЭС с ВВЭР топлива с более высоким обогащением возникла необходимость в разработке и внедрении специального прибора и методики для измерения глубины выгорания отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) в реальных условиях АЭС.

Прибор, реализующий эту методику измерения глубины выгорания ОЯТ ФАМОС-III, был создан на основе технических условий, разработанных на Кольской АЭС, а затем поставлен на нее.

Прибор ФАМОС-III представляет собой многофункциональный детектор, который позволяет проводить измерения прямо на штатном месте хранения – в бассейне выдержки. С этим прибором был проведен комплекс методических измерений, позволивших разработать процедуры вычитания фонов, создания градуировочных кривых для разных условий измерений и введения поправок в результаты измерений (на изменение эффективности отдельных каналов, фона, на концентрацию борной кислоты, на распад радионуклидов и т.д.). Были обоснованы как компоненты погрешностей измерений, так и суммарная погрешность (для доверительной вероятности 0,95 во всем допустимом диапазоне измерения характеристик ТВС).

Транспортировка отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) как внутри станции, так и с отправкой ОЯТ с АЭС на завод регенерации должна осуществляться только при условии соблюдения правил ядерной безопасности [1-2]. Для транспортировки ОЯТ в контейнерах это означает не превышение эффективным коэффициентом размножения ($K_{эфф}$) транспортного упаковочного комплекта (ТУК) с ОЯТ значения 0.95 при всех исходных событиях проектных аварий [1,2].

Существующие для транспортировки отработавших тепловыделяющих сборок (ТВС) реактора ВВЭР-440 транспортные упаковочные комплекты ТУК-6, включающие специальный железнодорожный вагон, контейнер ТК-6, чехол тип 12 и аппаратуру кон-

© С.А. Андрушечко, Б.Ю. Васильев, В.Ф. Украинцев, С.Н. Голощапов, 2004

* Доклад с VIII Международной конференции «Безопасность АЭС и подготовка кадров» (Обнинск, 6-8 октября 2003 г.)

троля параметров контейнера при транспортировке, рассчитывались для безопасной транспортировки отработавших ТВС с начальным обогащением до 3.6% (здесь и далее дано обогащение по изотопу U-235) включительно.

К настоящему времени на Кольской АЭС внедрены и промышленно используются ТВС начального обогащения 4.4%, а на блоке 4 – профилированные ТВС со средним обогащением 4.21 и 4.4%. Планируются к использованию на блоках профилированные ТВС со средним обогащением более 3.6% .

В результате проведенного обоснования возможности внутристанционной транспортировки указанных ТВС в штатном чехле «тип 12», входящего в комплект ТУК-6, и их отправки на завод регенерации было установлено, что $K_{эфф}$ не превысит значения 0.95 при загрузке в чехол и контейнер ТК-6 тридцати отработавших ТВС начального обогащения более 3.6% вплоть до 4.4% со средним значением выгорания не менее 25 МВт·сут/тU, при условии проведения перед загрузкой измерения этой величины для каждой загружаемой отработавшей ТВС.

Это ограничение обусловило необходимость разработки, изготовления и внедрения специального прибора и методики для измерения глубины выгорания отработавших ТВС в реальных условиях АЭС, т.е. прямо в бассейне выдержки отработавшего топлива.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Обоснование выбора методики измерений

подавляющее большинство используемых в настоящее время методов неразрушающего контроля отработавшего топлива, направленных на определение глубины выгорания топлива, можно разделить на две основные группы: метод гамма-спектрометрии продуктов деления и метод регистрации нейтронного излучения от отработавшего топлива (пассивный и активный).

Поскольку методика, основанная на гамма-спектрометрии продуктов деления, требует применения сложной измерительной системы и может быть реализована практически только в «горячих камерах» или при существенных конструктивных изменениях бассейнов выдержки, то для вновь создаваемого прибора было признано экономически более выгодным использовать метод, основанный на регистрации собственного нейтронного излучения отработавшего топлива – пассивный нейтронный метод. Этот метод получил широкое распространение как для измерения глубины выгорания топлива, так и для решения задач, связанных с контролем ОЯТ, содержащего трансураниевые нуклиды. Как известно, изотопы трансураниевых элементов в ОЯТ постоянно излучают нейтроны спонтанного деления вместе с нейтронами, возникающими в результате (α, n)-реакций на легких элементах.

Основы методики измерений

Наиболее важным свойством, определившим практическую возможность использования пассивного нейтронного метода, является то, что для одинаковых типов ТВС величина собственного нейтронного излучения связана с величиной выгорания топлива простой степенной зависимостью:

$$N = c_n \cdot (W)^\alpha, \quad (1)$$

где N – нейтронная эмиссия, н/с; W – глубина выгорания, МВт·сут/кгU; c_n – нормировочная константа; α – показатель степени.

Значение нормировочной константы при этом зависит только от начального обогащения топлива и конструкции ТВС. Этот результат нашел подтверждение в большом количестве работ и является общепризнанным.

Скорость счета нейтронов измерительной установкой (N_n) пропорциональна регистрируемому нейтронному потоку, а значит уравнение (1) может быть приведено к виду:

$$W = c_{_N} \cdot (N_{_n})^{\alpha_1}, \quad (2)$$

где $c_{_N}$ – нормировочная константа; $N_{_n}$ – скорость счета нейтронов, c^{-1} ; α_1 – показатель степени.

Особенности методики

Градуировка приборов. По результатам измерений ряда ТВС с известными значениями глубины выгорания ядерного топлива и времени выдержки строится ряд градуировочных кривых, каждая из которых представляет собой зависимость скорости счета нейтронов от глубины выгорания ядерного топлива измеряемых ТВС. Собранные информация (в частности, полученные при градуировке значения величин $c_{_N}$ и α_1) для каждого значения начального обогащения отработавшей ТВС заносятся в массив градуировочных данных и используются при определении глубины выгорания топлива.

Процесс измерений. Измеряется нейтронная активность ТВС с неизвестной глубиной выгорания топлива. По результатам измерения с использованием градуировочных кривых определяется глубина выгорания.

Особенности условий измерений. Объектом измерения являются отработавшие ТВС реактора ВВЭР-440, основные технические и физические характеристики которых представлены в табл. 1.

Таблица 1

Основные параметры измеряемых кассет

Параметр	Значение
Геометрия ТВС	Шестигранные
Размер под ключ	(144 ± 1,0) мм
Общая длина	3217 мм
Длина активной зоны	2420 мм
Масса UO ₂	(120, 2 ± 2,5) кг
* Глубина выгорания	10 ÷ 60 МВт·сут/кгU
* Начальное обогащение	(1,6 ÷ 4,4) %
* Время выдержки	(2,5 ÷ 10) лет

* Три последние параметра в таблице накладывают достаточно серьезные ограничения на характеристики измеряемых ТВС, обусловленные следующими факторами.

Глубина выгорания. При значениях глубины выгорания менее 10 МВт·сут/кгU собственный нейтронный поток топлива слишком мал, чтобы при разумных временах измерения получить состоятельную оценку измеряемой величины (выгорания).

Начальное обогащение. В таблице указан диапазон, охватывающий все возможные варианты начального обогащения топлива реакторов ВВЭР-440.

Время выдержки. При времени охлаждения топлива менее 2,5 лет собственный нейтронный поток зависит от содержания в топливе нуклида Ст-242 ($T^{1/2}=162.8$ сут). Это может привести к большим систематическим погрешностям и существенно исказить результаты измерений.

Условия измерений

Измерения осуществляются непосредственно в бассейне выдержки, при этом детектирующая часть установки располагается на стеллаже, предназначенном для хранения ТВС.

Некоторые параметры, характеризующие условия измерений могут изменяться, это температура воды, концентрация борной кислоты. Поэтому влияние изменения этих

параметров на конечные результаты измерений было дополнительно учтено при калибровках прибора.

КОНСТРУКЦИЯ ПРИБОРА ФАМОС-III

Прибор, реализующий этот метод измерения глубины выгорания ФАМОС-III (FAMOS-III) был разработан на основе технических условий, разработанных на Кольской АЭС, затем он был изготовлен и поставлен на эту АЭС фирмой NUKEM GmbH (ФРГ).

Прибор ФАМОС-III представляет собой многофункциональный детектор, состоящий из двух основных частей – собственно детектирующей части и регистрирующей электронной аппаратуры.

Детектирующее устройство смонтировано на несущей конструкции, которая окружает центральный канал. При этом измеряемая ТВС перемещается перегрузочной машиной внутри центрального канала детектирующего устройства. На несущей конструкции крепятся четыре нейтронных и один гамма-детектор. Три нейтронных детектора расположены симметрично относительно центральной оси рабочего канала в корпусах из дополнительного замедлителя (материал МАКРАЛОН). Четвертый нейтронный детектор смонтирован без корпуса из дополнительного замедлителя. Показания этого детектора используются для учета концентрации борной кислоты в воде бассейна выдержки.

В качестве нейтронных детекторов используются камеры деления типа CFUM11. Для защиты камер деления от воздействия гамма-излучения они окружаются свинцовой защитой толщиной 10 мм. Дополнительными измерениями доказано, что при этом обеспечивается устойчивая работа камер деления в возможном диапазоне гамма-загрузок от облученного топлива. Для регистрации гамма-излучения от ТВС используется счетчик Гейгера-Мюллера типа 3G10, окруженный свинцовой защитой толщиной 10 мм с цилиндрическим коллиматором, обеспечивающим “просмотр” ТВС с полушириной ~ 5 см по высоте кассеты. Положение всех детекторов – вертикальное, т.е. совпадающее с положением топливного столба твэлов при измерениях. Центральный рабочий канал детектирующего устройства предназначен для перемещения измеряемой ТВС на фиксированном расстоянии от детекторов для ее вертикального сканирования.

В состав детектирующего устройства также входит юстировочный элемент, предназначенный для позиционирования устройства при установке на стеллаж бассейна выдержки, а также для установки калибровочного нейтронного источника в фиксированное по отношению к детекторам нейтронов положение при проведении калибровки (проверки стабильности) прибора.

Все части детектирующего устройства герметичны. Соединение устройства с блоками электроники осуществляется с помощью кабелей, проведенных от детекторов по обеим сторонам основного корпуса и объединенных в кабельном распределителе.

Детектирующее устройство снабжено приспособлениями, обеспечивающими его транспортировку на стеллаж, находящийся вне бассейна выдержки, и закрепление на стеллаже.

В состав регистрирующей аппаратуры, располагаемой вне бассейна выдержки и соединенной с детектирующим устройством герметичным кабелем, входит набор электронных блоков и персональный компьютер. Все электронные блоки выполнены в едином корпусе.

Регистрирующая аппаратура выполняет питание детекторов, регистрацию измеряемых сигналов от детекторов, их усиление и дискриминацию. Каждый детектор имеет свой электронный тракт, что обеспечивает получение данных о скорости сче-

та для каждого детектора, а также накопление поступающей информации и передачи ее программе управления прибором и расчета выгорания на РС.

Программа управления прибором и расчета выгорания выполняет как функции управления собственно процессом измерения (она задает время отдельного измерения, запускает процесс измерения, определяет режим работы и анализирует поступающую информацию на предмет ошибок измерения), так и выполняет задачи, связанные с обработкой результатов измерения и их хранения в банке данных. Программа работает в диалоговом режиме, позволяющим оператору управлять процессом измерения и контролировать его ход.

ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЯ ГЛУБИНЫ ВЫГОРАНИЯ ОТРАБОТАВШИХ ТВС

Процедура измерения с использованием прибора ФАМОС-III подразделяется на несколько этапов. Перед каждой серией измерений или в том случае, когда измерения одной серии имели значительный временной перерыв (данный параметр задается в виде константы в банк данных и может быть выбран оператором прибора; его рекомендованное значение равно одной неделе), проводится стандартная калибровка, которая включает в себя:

- измерение фона в надводном положении;
- измерение скорости счета по отдельным каналам при помещении в детектирующую систему реперного источника Cf-252 (данное измерение проводится как в надводном, так и в рабочем положении детектирующего устройства);
- сравнение полученных результатов с результатами стандартной предыдущей калибровки и принятие решения о проведении измерений. Поправка на распад нейтронного источника Cf-252 осуществляется программой обработки данных автоматически.

Разрешение на проведение измерений дается программой лишь в том случае, когда результаты стандартной калибровки совпадают (в пределах статистических погрешностей измерений) с результатами предшествующей калибровки.

Измерение фона проводится без источника нейтронов при расположении детектирующего устройства на рабочем месте (стеллаж) в воде бассейна выдержки. При этом должно выполняться условие проведения фоновых измерений – расстояние от ближайшей (не измеряемой) ТВС до детектирующего устройства должно быть не менее 2 м.

В рабочей позиции нейтронный фон практически равен нулю. Поэтому при проведении процедуры «измерение фона» фактически проверяется работоспособность установки в подводном положении. В случае неработоспособности установки (пробой, дефекты усилительной и другой аппаратуры и т.п.) измерения прекращаются до устранения причин, вызвавших эти сбои.

После выполнения двух предварительных этапов переходят непосредственно к *измерению глубины выгорания. Для этого*

- ТВС размещают в рабочем канале детектирующего устройства и располагают в первой позиции (121 мм от нижнего края топливного столба твэлов), после чего проводится первое измерение; время измерения в каждой точке выбирается автоматически и зависит от скорости счета нейтронов; при этом осуществляется проверка счетной статистики, которая должна подчиняться пуассоновскому закону распределения случайной величины (при обнаружении ошибок измерения прекращаются); в каждой точке измерения получают пять экспериментальных значений – это скорости счета по каждому из четырех нейтронных каналов и скорость счета гамма-канала;
- ТВС перемещается (опускается) в следующую позицию измерения; повторяется

процедура измерений в соответствии с первым шагом;

- указанные измерения проводятся последовательно в десяти, равноудаленных точках по высоте топливного столба ТВЭЛОВ;
- если измерение закончилось без сообщения об ошибках, процедура выполнения измерения заканчивается.

После этого ТВС помещается на штатное место хранения, или при отправке на завод регенерации загружается в транспортный контейнер.

По окончании всего цикла измерений детектирующее устройство извлекается из бассейна выдержки и установка ФАМОС-III транспортируется на штатное место хранения.

ПРОЦЕДУРА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ГЛУБИНЫ ВЫГОРАНИЯ

После окончания серий измерений проводится автоматическая обработка результатов измерения и выводится протокол измерений с указанием полученных значений выгорания в десяти точках по высоте и среднего значения выгорания по кассете.

Расчет глубины выгорания. В процессе выполнения измерений в памяти компьютера накапливается массив экспериментальных данных по следующим характеристикам:

- скорости счета детекторов нейтронов типа 1 (окруженных замедлителем);
- скорости счета детектора нейтронов типа 2 (без замедлителя);
- скорости счета гамма-детектора.

После проведения сканирования программа переходит к обработке полученной информации. При этом должны быть заполнены все массивы параметров, необходимых для работы программы. Данные массивы заполняются как в процессе калибровки установки в лаборатории, так и при проведении градуировочных измерений в бассейне выдержки.

В процессе расчета выгорания производятся следующие операции.

Вычитание фона. Скорость счета фона, как уже упоминалось, определяется в день измерения перед началом измерительного процесса. Вычитание происходит для каждого измерительного канала.

Введение поправки на изменение эффективности. В процессе эксплуатации установки эффективность отдельного измерительного канала может измениться вследствие ряда факторов (например, замена вышедшей из строя камеры деления, изменения уровня дискриминации или коэффициента усиления и т.п.). В этом случае необходимо перенормировать скорость счета в данном канале с учетом нового значения эффективности. При возникновении указанных отклонений проводится процедура перекалибровки канала.

Введение поправки на мертвое время. При значительных интенсивностях регистрируемого сигнала за счет конечной длительности импульсов возможно их наложение, т.е. просчеты. Этот эффект воспринимается как изменение эффективности счетного канала. В случае гамма-измерения для кассет с большими значениями глубины выгорания и малыми временами выдержки этот эффект необходимо учитывать.

Определение поправки на концентрацию борной кислоты. Концентрация борной кислоты в бассейне выдержки может изменяться в значительном интервале (от 12 до 26 г борной кислоты на 1 кг воды). Являясь хорошим поглотителем тепловых нейтронов, бор тем самым меняет фактическую интенсивность нейтронного потока, падающего на нейтронные датчики. Для учета этого эффекта необходимо знать концентрацию борной кислоты на момент измерения. Для этого в детектирующем устройстве установки располагается детектор нейтронов (тип 2), не окруженный допол-

нительным замедлителем. Ясно, что скорость счета этого детектора будет зависеть от концентрации бора более существенно, чем для детекторов, окруженных дополнительным замедлителем (тип 1). Отношение скорости счета детекторов типа 1 к скорости счета детектора типа 2 является функцией концентрации борной кислоты.

Изменение концентрации борной кислоты приводит к изменению эффективности регистрации собственных нейтронов от измеряемой ТВС. Для определения поправки, учитывающей этот эффект были проведены лабораторные измерения и определен поправочный множитель.

Введение поправки на аксиальный градиент выгорания. При измерениях собственного нейтронного излучения от ТВС в фиксированной точке фактически измеряется усредненная величина нейтронного потока по длине сборки. Функция, усредняющая значение нейтронного потока, представляет собой зависимость эффективности регистрации системы «источник-детектор». При этом источник нейтронов распределен линейно вдоль кассеты.

Учет поправки на аксиальный градиент выгорания необходимо проводить в случае значимого изменения интенсивности нейтронного потока на «просматриваемой» области ТВС, а сама величина просматриваемой области зависит, в свою очередь, от геометрического разрешения установки. Для определения геометрического разрешения установки были проведены калибровочные измерения на имитаторе ТВС в условиях идентичных штатным. Учет аксиальной зависимости выгорания необходимо проводить только для периферийных областей кассеты (три точки снизу и три сверху топливного столба твэлов). Это объясняется малой зависимостью выгорания по длине сборки в ее центральной области (четыре центральные точки) и практически идентичным ходом зависимости этой величины для всех ТВС (включая и реперные). Таким образом, учет этой поправки в центральной области привел бы (за счет ошибок калибровки) лишь к увеличению общей погрешности измерений.

Аналогичный учет поправочного множителя при регистрации гамма-излучения проводится также по результатам лабораторных калибровок.

Значения выгорания в периферийных областях ТВС рассчитываются по результатам гамма-сканирования, что обусловлено меньшей величиной геометрического разрешения гамма-детектора и большей скоростью счета гамма-излучения (по сравнению со скоростью счета нейтронов).

Введение поправки на распад. Настоящая поправка обусловлена тем, что результаты всех измерений (как градуировочных, так и штатных) должны быть по скорости счета приведены к одному и тому же времени охлаждения топлива. В противном случае в общую погрешность результатов измерений войдет не исключаемая систематическая погрешность.

В результате расчета определяются значения выгорания в 10 точках по высоте и среднее значение выгорания по ТВС. Пример обработки и выдачи результатов измерения приведен в табл.2.

Процедура построения градуировочных кривых. Для построения градуировочных кривых, представляющих собой зависимости глубины выгорания от скорости счета собственных нейтронов, проводятся градуировочные измерения в порядке, соответствующем стандартной процедуре измерения и с дополнениями, обеспечивающими наиболее оптимальный выбор градуировочных параметров.

Процедура получения градуировочных кривых состоит в следующем:

- проводится анализ паспортных данных ТВС, хранящихся в бассейне выдержки топлива, на основании которого отбирается партия кассет с параметрами (глубина выгорания, обогащение, время выдержки), охватывающими весь “рабочий” диапазон установки ФАМОС-III;

Таблица 2

Результаты измерений

№ ТВС -22242

Дата измерения дд.мм.гг.

№ точки	Позиция по высоте	Скорости счета детекторов, с ⁻¹					Выгорание (паспорт), МВт-сут/кгU	Выгорание (эксперим.), МВт-сут/кгU
		D1	D2	D3	D4	D5		
1	121	82.25	83.70	76.30	17.10	7327.1	32.87	35.99
2	363	195.45	192.65	179.00	43.20	8679.7	45.57	44.59
3	605	245.20	248.45	215.90	51.85	8963.1	47.51	47.18
4	847	249.65	255.45	217.90	55.45	9016.8	47.25	47.40
5	1089	249.05	242.85	216.15	54.25	9108.3	46.85	47.16
6	1331	233.35	229.20	203.00	48.75	9080.8	46.56	46.43
7	1573	194.60	194.35	176.45	44.55	8954.7	45.47	44.55
8	1815	142.85	149.00	136.95	28.55	8564.2	41.63	41.62
9	2057	70.75	74.15	72.25	16.95	7644.1	36.39	35.00
10	2299	14.55	16.60	15.55	3.40	5325.7	24.00	23.69
Ср.зн.		167.77	168.64	150.95	36.41	8266.4	41.47	41.36

Результаты измерений	Паспортные значения	Экспериментальные данные
Концентрация бора, г/кг бор.кисл.	16.7	16.5 ± 0.9
Время охлаждения, лет	4.2	3.9 ± 0.5
Глубина выгорания, МВт-сут/кгU	41.5	41.4 ± 5.9

- осуществляется стандартная калибровка и измерение фона;
- проводятся измерения отобранной партии;
- в процессе проведения калибровочных и основных измерений программно определяются поправки на фон и на изменение эффективности установки, определяется концентрация борной кислоты;

• результаты расчета по экспериментальным данным значений концентрации борной кислоты сравниваются с результатами химического анализа. В базовый массив поправочных множителей программно заносится соответствующий коэффициент;

• по результатам измерений для каждой величины начального обогащения строится зависимость скорости счета нейтронов от глубины выгорания топлива.

Зависимости, обратные полученным (т.е. зависимости глубины выгорания топлива от скорости счета собственных нейтронов), и будут искомыми градуировочными кривыми. Всего таких кривых четыре, каждая из которых соответствует одному из четырех начальных обогащений: 1.6, 2.4, 3.6 и 4,4%.

Погрешность градуировочной кривой определяется систематической погрешностью паспортной величины выгорания используемых ТВС и погрешностью, обусловленной статистическими погрешностями измерений скорости счета нейтронов в процессе проведения градуировки.

Данные по времени охлаждения топлива и начальному обогащению берутся из паспортных данных. Данные по выгоранию в десяти точках по высоте ТВС и усредненные значения глубины выгорания для каждой из них рассчитываются по программе АЛЬБОМ-РС (обеспечивающей погрешность определения объемного энерговыделения не хуже 10%). Дополнительным подтверждением точности определения глубины выгорания по указанной программе служат результаты сравнения экспериментальных данных, полученных на сборках с начальным обогащением 4,4% по трем не-

разрушающим методикам (по измерению активностей Cs-137 – W_{137} ; отношению активностей Cs-134/Cs-137 – W_{134} и по собственным нейтронам – W_n), с расчетными (паспортными) результатами по программе АЛЬБОМ-РС. Отклонение экспериментальных и расчетных значений не превысило 3% для всех измеренных ТВС, что значительно меньше принятой (оцененной) погрешности (в 10%). Таким образом, методическая погрешность расчетов может быть оценена примерно в 5%, тогда как максимальная оценена величиной 10%.

Калибровка прибора ФАМОС-III по содержанию в бассейне выдержки борной кислоты. Калибровка производится с целью построения градуировочной зависимости эффективности регистрации потока собственных нейтронов от концентрации борной кислоты и определения параметра корректировки. Калибровка осуществляется путем измерения нейтронного потока от одних и тех же выгоревших ТВС при разных концентрациях борной кислоты в бассейне выдержки. При калибровке прибора ФАМОС-III на Кольской АЭС концентрация борной кислоты менялась в пределах возможного диапазона (~ 14-26 г/кг воды). При калибровке в лаборатории диапазон был расширен (от 0 до 26 г/кг воды). Полученные результаты в рабочем диапазоне совпали в пределах статистических погрешностей (< 3% при $P=0,95$).

При проведении измерений глубины выгорания концентрация борной кислоты в воде бассейна выдержки топлива определяется и учитывается автоматически. Значение концентрации борной кислоты в воде бассейна выдержки топлива определяется и в ходе химического анализа на АЭС. Экспериментальные данные и данные химического анализа должны совпадать в пределах погрешностей их измерения. В противном случае до проведения последующих измерений необходимо выяснить причины несовпадения указанных параметров, провести (при необходимости) работы по их устранению и осуществить повторную калибровку установки.

Оценка погрешностей определения выгорания производилась по совокупности оценок погрешностей, проведенных в калибровочных измерениях установки в лаборатории, статистической погрешности измерений и погрешностей калибровочных кривых (поправка на концентрацию борной кислоты и определение зависимости выгорания от собственного нейтронного потока от отработавшего топлива).

Результирующая систематическая погрешность глубины выгорания Θ_W складывается из систематической погрешности

- паспортных данных глубины выгорания;
- градуировки по выгоранию;
- скорости счета, вызванной возможным отклонением ТВС от оси рабочего канала прибора;
- скорости счета по градуировке на концентрацию борной кислоты;
- скорости счета, обусловленной временным дрейфом электроники и погрешностей построения градуировочных кривых.

Окончательный результат для погрешности определения глубины выгорания получается при квадратичном сложении полученных систематической погрешности выгорания Θ_W и статистической погрешности измерения скорости счета $\Theta_{стат}$:

$$\Theta_{сум} = \sqrt{\Theta_W^2 + \alpha_1^2 + \Theta_{стат}^2} \quad (3)$$

где $\Theta_{стат}$ – статистическая погрешность в скорости счета собственных нейтронов, усредненная по трем детекторам; α_1 – параметр (см. (2)).

Результаты калибровочных и контрольных измерений. С целью калибровки установки ФАМОС-III, проверки ее работоспособности при работе в реальных условиях в бассейне выдержки топлива и отработки методики измерения на Кольской АЭС по специальным программам были проведены калибровочные и контрольные измерения. Для измерений были выбраны отработавшие ТВС с различными глубинами

выгорания и начальными обогащениями. Для определения зависимости счетных характеристик установки от концентрации борной кислоты в воде бассейна выдержки, ее концентрация изменялась от 16 до 24 г/кг воды.

После окончания процедуры калибровки прибора ФАМОС-III были проведены две серии контрольных измерений отработавших ТВС с различными значениями глубины выгорания топлива, начального обогащения и времени выдержки топлива. При этом в качестве входного параметра задавалась только величина начального обогащения топлива. Значения выгорания топлива и времени выдержки предполагались неизвестными. Результаты данных измерений представлены в табл. 3, из которой видно, что отклонение расчетных и экспериментальных данных не превышает 5% для всех измеренных ТВС. Таким образом, результаты экспериментального определения глубины выгорания для всех измеренных ТВС совпали с паспортными значениями в пределах рассчитанных погрешностей.

Исходя из критериев, ограничивающих диапазон параметров измеряемых сборок (табл. 1), были отобраны 16 ТВС, которые приняты в качестве реперных для использования в процедуре поверки прибора ФАМОС-III, они были разбиты на 4 группы (по 4 штуки в каждом бассейне выдержки).

Комплекс экспериментально-расчетных работ и натурных измерений в реальных условиях хранения отработавших ТВС, проведенный в бассейне выдержки Кольской АЭС, позволил обосновать и подтвердить следующие положения:

- подтверждена правильность принятой методики измерений глубины выгорания отработавших ТВС на Кольской АЭС с использованием монитора топливных кассет ФАМОС-III, что позволяет проводить измерения непосредственно в бассейне выдержки топлива;
- подтверждена корректность алгоритма обработки экспериментальных данных, который обладает необходимой полнотой и учитывает практически все поправки, влияющие на результаты измерений (изменение эффективности отдельных каналов,

Таблица 3

Результаты измерений глубины выгорания отработанных ТВС

Дата измерения	№ кассеты	Концентрация H_3BO_4 , г/кг воды	Обогащение, %	$T_{охл.}$, лет	Выгорание, МВт·сут/кгУ		δ , %
					расчет	эксперимент	
19.10.x0	03595	16,7	1,6	9,97	20,47	19,54	4,54
19.10.x0	29044	16,7	2,4	6,4	12,11	12,4	-2,39
19.10.x0	29037	16,7	2,4	6,1	22,13	22,02	0,50
19.10.x0	27664	16,7	3,6	5,07	26,23	26,18	0,19
19.10.x0	16847	16,7	3,6	5,11	39,58	39,3	0,71
19.10.x0	22242	16,7	4,4	4,95	41,47	41,36	0,27
21.10.x0	30783	24,0	4,4	2,67	45,32	46,67	-0,09
21.10.x0	30792	24,0	4,4	2,67	45,32	45,64	0,30
21.10.x0	30794	24,0	4,4	2,67	45,32	45,64	-0,71
21.10.x0	30795	24,0	4,4	2,67	45,32	46,84	-3,35
21.10.x0	30830	24,0	4,4	2,67	45,32	43,34	4,37
21.10.x0	30831	24,0	4,4	2,67	45,24	46,22	-2,17
21.10.x0	22993	24,0	3,6	5,63	36,09	35,45	1,77
24.01.x1	12740	22,6	1,6	9,97	9,68	9,47	2,17
24.01.x1	29044	22,6	2,2	6,4	12,84	12,37	3,66
24.01.x1	34987	22,6	2,2	1,35	48,15	48,64	-1,02

фоновые измерения, учет поправки на концентрацию борной кислоты, итерационные вычисления с корректировкой на распад радионуклидов и т.д.);

- показано соответствие полученных градуировочных кривых экспериментальным и расчетным данным, полученным в других работах, посвященных изучению выгорания ТВС реакторов ВВЭР;

- обоснованы компоненты погрешностей, при этом суммарная погрешность измерения глубины выгорания лежит в пределах 11-14% при доверительной вероятности 0,95 во всем допустимом диапазоне измерения характеристик ТВС.

Особо отметим, что при проведении экспериментального контроля глубины выгорания ТВС ВВЭР-440 (4,4% по U-235), разрешение на их загрузку в транспортный контейнер дается в случае, если расчетная глубина выгорания топлива минус суммарная погрешность измерений превышает величину 25 МВт·сут/кгU, т.е.

$$W_{измер} - \Theta_{сум} > 25 \text{ МВт·сут/кгU.}$$

При этом измеренные и расчетные значения глубины выгорания и времени выдержки топлива должны совпадать в пределах полученных погрешностей:

$$\begin{aligned} |W_{измер} - W_{пасп}| &< \Theta_{сум} \\ |T_{визмер} - T_{впасп}| &< \Theta_{Tв}, \end{aligned}$$

где $W_{измер}$ – измеренное значение выгорания, МВт·сут/кг U; $W_{пасп}$ – паспортное (расчитанное) значение выгорания, МВт·сут/кг U; $\Theta_{сум}$ – суммарная погрешность измерения глубины выгорания при доверительной вероятности $P=0,95$; $\Theta_{Tв}$ – суммарная погрешность определения времени выдержки.

Прибор ФАМОС-III был аттестован комиссией по методам и средствам контроля параметров ядерной безопасности Министерства по атомной энергии РФ и рекомендован к применению на Кольской АЭС. Методика выполнения измерений глубины выгорания отработавшего топлива реакторов ВВЭР-440 с помощью прибора ФАМОС-III аттестована в установленном порядке уполномоченным органом Госстандарта РФ. Таким образом, Кольская АЭС стала первой АЭС России, обладающей штатной системой экспериментального контроля глубины выгорания отработавшего топлива.

В результате проведенной работы предложена, обоснована и практически реализована методика измерений глубины выгорания отработанного топлива повышенного обогащения непосредственно в местах хранения и с использованием имеющихся штатных средств его транспортировки. Создан и внедрен прибор ФАМОС-III, реализующий эту методику. Прибор используется для проведения штатных измерений при обосновании безопасности хранения отработавшего топлива и может быть рекомендован для использования на других АЭС.

Литература

1. Основные правила безопасности и физической защиты при перевозке ядерных материалов, ОПБЗ-83. – М.: ЦНИИАтоминформ, 1984.
2. Правила безопасности при хранении и транспортировке ядерного топлива на объектах атомной энергетики, ПНАЭ Г 14-029-91. – М.: ЦНИИАтоминформ, 1992.
3. Коломцев Ю.В., Омельчук В.В., Пыткин Ю.Н., Андрушечко С.А., Голощанов С.Н., Попов Н.И., Адеев В.А. Повышение эффективности топливоиспользования и совершенствование систем обращения с ядерным топливом на АЭС с ВВЭР-440. – С-Пб.: Интермедика, 2000.
4. Пыткин Ю.Н., Андрушечко С.А., Васильев Б.Ю., Голощанов С.Н. Внедрение на Кольской АЭС прибора для измерения глубины выгорания отработавших тепловыделяющих сборок/ Труды Российской международной конф. по учету, контролю и физической защите ядерных материалов (Обнинск, 9-14 марта, 1997).

Поступила в редакцию 2.03.2004

РАСЧЕТЫ ВЫГОРАНИЯ ТОПЛИВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММЫ МСНР

М.Ю. Волков, В.В. Колесов, В.Ф. Украинцев

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



В работе описан вычислительный комплекс на основе программы МСНР для проведения расчетов выгорания ядерного топлива в различных размножающих системах. Приведены результаты двух тестовых расчетов выгорания МОХ-топлива в ячейке легководного реактора с высоким коэффициентом воспроизводства, проведенных с использованием комплекса.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в ядерной энергетике все больше внимания уделяется вопросу утилизации отработавшего ядерного топлива. В настоящее время анализируются различные пути такой утилизации. Активно разрабатываются концепции новых реакторных установок для утилизации отработавшего топлива, выгружаемого из традиционных реакторов, таких как ВВЭР, БН и т.д. К таким разрабатываемым установкам относятся, например, реакторы типа БРЕСТ, жидкосолевой реактор, концепция которого разрабатывается в ГНЦ Курчатовский институт и т.д.

Еще в середине восьмидесятых годов активно проводились тестовые расчеты выгорания для различных типов топливных ячеек. В качестве примера можно привести известный тест Ishiguro для плутониевого МОХ-топлива. В работах [3] и [4] приводятся результаты расчетов выгорания для этого теста, выполненных по различным программам. При достижении выгорания 50 ГВт·сут/т для значения k_{∞} наблюдался разброс результатов более чем 2%. При смещении спектра нейтронов в резонансную область, как это наблюдается в случае жидкосолевого реактора, следует ожидать еще большего разброса в результатах расчетов.

Более сложными представляются проблемы, возникающие при расчете накопления долгоживущих изотопов, как актинидов, так и продуктов деления в системе ядерной энергетике в целом с целью выработки решений по их утилизации. Предварительные исследования показывают, что такие нейтронно-физические характеристики реакторов, как плотность потока нейтронов скорости реакций для различных нуклидов изменяются в процессе выгорания на 15-30% для случая стандартных ЯЭУ. При этом вопросы изменения нейтронно-физических характеристик перспективных реакторов-выжигателей при выгорании топлива изучены достаточно слабо.

Основную проблему представляет перерасчет одгрупповых констант в процессе кампании. Наиболее точные результаты при этом могут быть достигнуты в случае использования программ метода Монте-Карло, т.к. детализация плотностей потоков,

используемых для свертки констант, может быть сколь угодно большой (при условии достижения необходимой статистической точности). Однако использование таких программ приводит к резкому увеличению вычислительных затрат. Таким образом, возникает задача определения допустимых упрощений в проведении нейтронно-физических расчетов за счет отказа от пересчета всех одnogрупповых констант и выделения тех изотопов, для которых этот пересчет необходим.

При делении ядер урана и плутония могут образовываться свыше тысячи различных осколков деления. Для проведения точных расчетов необходимо учитывать все осколки, однако реально только для 250-350 из них есть информация по нейтронным сечениям в библиотеках оцененных нейтронных данных. Значительная часть осколков являются короткоживущими изотопами. Поэтому их взаимодействием с нейтронным потоком можно пренебречь, учитывая только распадные процессы. В целом же в расчетах выгорания участвует порядка 1000 изотопов.

При этом, если для традиционных ЯЭУ наиболее важными являются 30-50 основных изотопов (изотопы U, изотопы Pu, отдельные изотопы йода, самария и ряд других), то для реакторов-выжигателей, исходя из их прямого предназначения, важными являются все изотопы.

В связи с вышеизложенным возникает задача проведения прецизионных расчетов выгорания ядерного топлива.

ОБЩАЯ СХЕМА РАСЧЕТОВ ВЫГОРАНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММЫ MCNP

Расчет выгорания ядерного топлива включает в себя несколько этапов. Используемая нами блок-схема алгоритма расчета выгорания представлена на рис. 1.

РАСЧЕТ ОДНОГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ И СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ ДЕЛЯЩЕЙСЯ СРЕДЫ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ MCNP

Первый этап расчета выгорания – получение одnogрупповых ядерных сечений и собственных значений коэффициента размножения делющейся среды. Для этой цели была выбрана программа MCNP [1].

MCNP – универсальная программа, реализующая метод Монте-Карло, которая может использоваться для решения задач переноса нейтронов, фотонов, электронов, включая возможность вычисления собственных значений для критических систем. MCNP использует представление системы в виде объемной конфигурации материалов в геометрических ячейках, ограниченных сколь угодно сложными поверхностями. Для расчета используются нейтронные данные, получаемые с помощью комплекса NJOY [2] и позволяющие сколь угодно точно представить детальную энергетическую структуру сечений. Благодаря такому подходу полностью снимается проблема учета блокировок нейтронных сечений, что существенно облегчает действия пользователя.

Для выполнения расчета необходимо создать входной файл для программы MCNP. Этот файл содержит следующую информацию о проблеме:

- 1) описание материалов и геометрии, и выбор оценок ядерных сечений;
- 2) местоположение и характеристики источника нейтронов;
- 3) способ вывода результатов расчета.

Метод Монте-Карло хорошо подходит для решения сложных трехмерных задач, когда применение детерминистических методов становится слишком затруднительным или вообще невозможным.

Энергия нейтрона в MCNP меняется в интервале от 10^{-11} до 20 МэВ, что полностью удовлетворяет условиям реакторных задач.

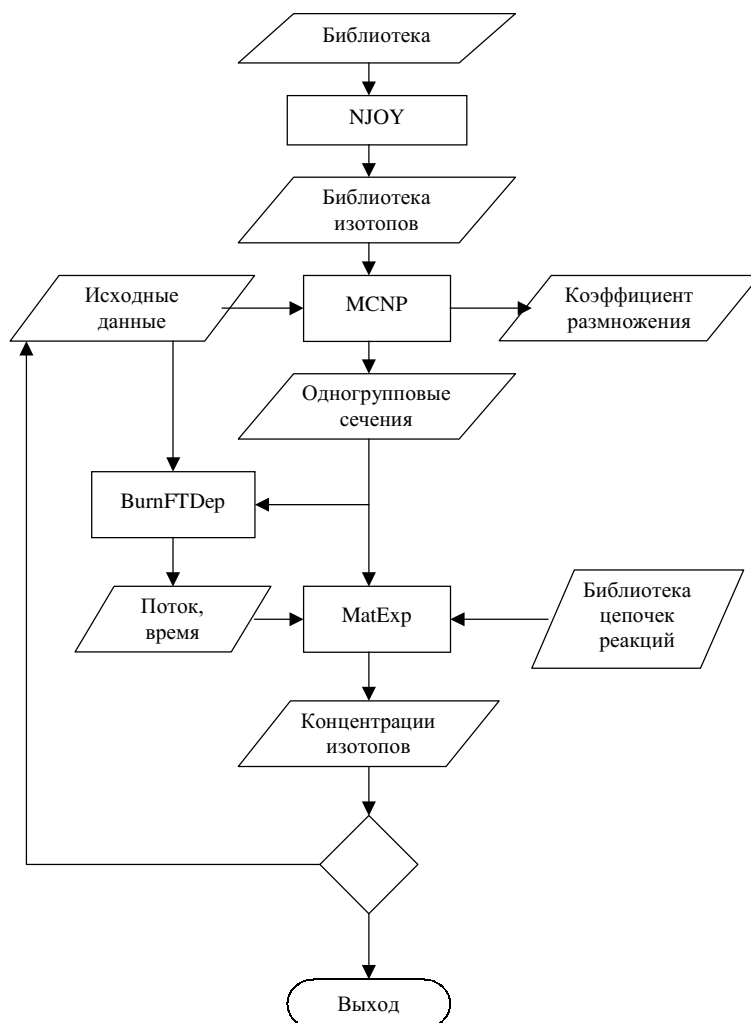


Рис.1. Блок-схема алгоритма расчета выгорания

Целью расчета по программе MCNP в нашем случае является получение одногрупповых нейтронных сечений в спектре заданной конфигурации и собственных значений коэффициента размножения делящейся среды. Однако, можно дополнительно потребовать расчета более сложных функционалов таких, как отношение потоков, многогрупповые ядерные константы, энерговыделение в материалах и т.д.

Хотя MCNP и использует непрерывное представление энергетической структуры сечений, специфика самого метода Монте-Карло не позволяет получить непрерывное представление потока в расчетной системе. Можно вычислить лишь значения потоков в заданных энергетических интервалах. Однако, число таких интервалов практически ограничивается только временем расчета, поэтому всегда можно достичь требуемого уровня детализации потока.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЯДЕРНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ ИЗОТОПОВ ВО ВРЕМЕНИ

Следующий этап расчета – вычисление изменения ядерных концентраций изотопов во времени на основе полученных одногрупповых нейтронных сечений изотопов в системе и распадных данных. Все распадные данные остаются постоянными

для различных конфигураций размножающих сред, за исключением выходов продуктов деления, которые зависят от энергии налетающего нейтрона. Поэтому одна библиотека цепочек реакций и распадных данных может быть использована для расчета многих систем, принадлежащих одному типу (тепловые, промежуточные, быстрые).

Метод матричной экспоненты

Изменение ядерных концентраций изотопов со временем описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \vec{p}'(t) = A(t)\vec{p}(t) + \vec{b}(t), \\ \vec{p}(0) = \vec{p}_0 \end{cases}$$

где $\vec{p}(t)$ – вектор концентраций изотопов; $A(t)$ – матрица переходов; $\vec{b}(t)$ – вектор интенсивности источников изотопов; \vec{p}_0 – вектор исходных концентраций изотопов.

Матрицу $A(t)$ можно представить в виде:

$$A(t) = A_d + A_r(t) \cdot \Phi(t),$$

где A_d – квадратная матрица нуклидных превращений за счет распадных процессов; $A_r(t)$ – квадратная матрица превращений за счет нейтронных реакций; $\Phi(t)$ – интегральный поток нейтронов.

Приведенная выше система является задачей Коши для так называемых жестких систем дифференциальных уравнений.

Вообще говоря, данная задача относится к классу задач, решаемых в явном виде. Однако для ее решения требуется знать все собственные векторы и собственные значения матрицы A . Если размерность матрицы большая (для большинства задач выгорания размерность составляет порядка 1000), то найти их довольно трудоемкая задача. Поэтому мы будем использовать следующий способ нахождения $\vec{p}(t)$.

Для простоты в дальнейшем будем рассматривать систему с нулевым начальным условием, которую можно получить из исходной при помощи замены $\vec{p}(t) \leftarrow \vec{p}(t) - \vec{p}_0$.

Тогда $\vec{b}(t) \leftarrow \vec{b}(t) - A(t)\vec{p}_0$.

Будем считать, что сечения ядерных реакций изотопов остаются постоянными на выбранном шаге выгорания, т.е. $A(t) = \text{const}$, а также что $\vec{b}(t) = \text{const}$.

Для решения этой задачи применим метод матричной экспоненты. Этот метод был выбран по нескольким причинам. Во-первых, затраты машинного времени для метода матричной экспоненты будут пропорциональны $\log_2 s$, где s – количество матричных умножений, в то время как для методов Рунге-Кутты эта величина будет пропорциональна s . Во-вторых, метод матричной экспоненты может применяться для любых времен t , в принципе, практически без потери точности.

Решение задачи Коши с постоянными коэффициентами

$$\vec{p}(t) = \omega(t)\vec{b},$$

где $\omega(t) = \int_0^t e^{A(t-\tau)} d\tau$.

Выражение e^{At} представляет собой матрицу, элементы которой можно найти из разложения экспоненты в ряд Тейлора:

$$e^{At} = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(At)^i}{i!}.$$

Тогда, проинтегрировав выражение для $\omega(t)$ и сделав элементарные преобразования, получим:

$$\omega(t) = t \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(At)^{i-1}}{i!}.$$

Однако на практике, величина $\|A\|t \gg 1$, и мы сталкиваемся с двумя трудностями:
 1) для достижения приемлемой точности нужно взять слишком много слагаемых;
 2) увеличение относительной погрешности округления.

Поэтому прямое вычисление ряда в данном случае неприемлемо.

Воспользуемся следующим свойством матрицы $\omega(t)$ [5], представляющим собой рекуррентное соотношение:

$$\omega(t) = \omega\left(\frac{t}{2}\right) \left(2E + A\omega\left(\frac{t}{2}\right)\right),$$

где E – единичная матрица. Выберем такое s , чтобы $\frac{\|A\|t}{2^s} \ll 1$. Тогда мы можем вычислить

$$\omega\left(\frac{t}{2^s}\right) \approx \frac{t}{2^s} \sum_{i=1}^s \frac{\left(A\omega\frac{t}{2^s}\right)^{i-1}}{i!}.$$

Затем получаем $\omega\left(\frac{t}{2^{s-1}}\right), \dots, \omega\left(\frac{t}{2}\right), \omega(t)$ с помощью рекуррентного соотношения.

Таким образом, общий вид алгоритма решения задачи выглядит следующим образом:

- 1) переход к системе с нулевым начальным условием;
- 2) выбор шага по времени h такого, что $\|A\|h \ll 1$;
- 3) вычисление ряда для величины $\omega(t)$;
- 4) вычисление $\omega(t)$ при помощи рекуррентного соотношения;
- 5) преобразование, обратное к (1).

Поскольку подавляющая часть вычислений в методе матричной экспоненты связана с умножением матриц, то в функции перемножения матриц сосредоточен большой потенциал оптимизации программы по быстродействию. Тем более, что матрица системы сильно разрежена и при применении прямого алгоритма перемножения матриц большая часть процессорного времени будет использована для операций умножения на ноль и сложения с нулем. Поэтому в данной программе был использован специальный алгоритм.

На основании вышеизложенного алгоритма нами был реализован модуль MatExp, входящий в модуль Vurnip, для расчетов выгорания.

Тестирование комплекса Vurnip

Проверка работоспособности комплекса Vurnip производилась на основе результатов теста для тесных решеток с плутониевым MOX-топливом (см. [3]). В работе [3] приводятся результаты расчетов выгорания для этого теста, выполненных по различным программам.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТОВ

Расчетная модель представляет собой трехзонную шестигранную ячейку, содержащую MOX-топливо с обогащением по Pu-239 7 и 8%.

Тесты интересны тем, что для них имеются многочисленные расчетные данные по k_{∞} и концентрациям осколков и актиноидов в процессе выгорания топлива. Геомет-

Таблица 1

Спецификации шестигранной ячейки с плутониевым МОХ-топливом

V_m/V_f	0.6	1.1
Шаг решетки (см)	1.0883	1.2204
Топливо (PuO_2+UO_2)		
Обогащение по Pu (%)	8.0	7.0
Температура (К)	900	900
Оболочка	Нержавеющая сталь	Цирконий
Внешний диаметр (см)	0.95	0.95
Толщина (см)	0.065	0.065
Температура (К)	600	900
Замедлитель (H_2O)		
Температура (К)	600	600
Линейная мощность (Вт/см)	160	160

Таблица 2

Ядерные концентрации ($\times 10^{24}/\text{см}^3$)

Топливо	8% по Pu	7% по Pu
U^{235}	6.094×10^{-5}	6.194×10^{-5}
U^{238}	1.563×10^{-3}	2.058×10^{-2}
Pu^{239}	2.025×10^{-2}	1.367×10^{-3}
Pu^{240}	6.872×10^{-4}	6.009×10^{-4}
Pu^{241}	2.765×10^{-4}	2.418×10^{-4}
Pu^{242}	2.108×10^{-4}	1.844×10^{-4}
O^{16}	4.610×10^{-2}	4.608×10^{-2}
Оболочка		
Zr (natural)	-	3.702×10^{-2}
Fe (natural)	4.831×10^{-2}	-
Cr (natural)	1.570×10^{-2}	-
Ni (natural)	7.648×10^{-3}	-
Mn ⁵⁵	1.486×10^{-3}	-
Замедлитель		
H	4.744×10^{-2}	4.744×10^{-2}
O	2.372×10^{-2}	2.372×10^{-2}

рия и состав свежего топлива, оболочки и замедлителя приводятся в табл. 1 и 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

По программе Burnup были проведены три расчета k_{∞} для варианта семипроцентного обогащения по Pu^{239} с шагами по выгоранию 10 и 5 ГВт-сут/т до выгорания 50 ГВт-сут/т и 2.5 ГВт-сут/т до выгорания 47.5 ГВт-сут/т.

Одногрупповые константы пересчитывались на каждом шаге по выгоранию. В табл.3 приведены результаты расчета для варианта семипроцентного обогащения по Pu^{239} .

Как видно из табл. 3 и рис. 2, погрешность от предположения, что на шаге по выгоранию сечения реакций остаются постоянными, не может быть оценена при данном количестве нейтронных историй (в расчетах было прослежено по 125 нейтронных поколений с 1000 нейтронных историй на поколение). Это говорит о необходимости проведения дальнейших более тщательных расчетов.

Таблица 3

k_{∞} для обогащения 7% по Pu^{239}

Выгорание, ГВт·сут/т	k_{∞} и среднееквадратическое отклонение		
	Шаг 10 ГВт·сут/т	Шаг 5 ГВт·сут/т	Шаг 2.5 ГВт·сут/т
0	1.125358 / 0.00265	1.12648 / 0.00204	1.12705 / 0.00199
2.5			1.10118 / 0.00191
5		1.09180 / 0.00197	1.08765 / 0.00180
7.5			1.07953 / 0.00162
10	1.07093 / 0.00237	1.07307 / 0.00198	1.07106 / 0.00201
12.5			1.06266 / 0.00174
15		1.05151 / 0.00177	1.05379 / 0.00191
17.5			1.04346 / 0.00183
20	1.03683 / 0.00251	1.03727 / 0.00183	1.03542 / 0.00171
22.5			1.03013 / 0.00191
25		1.02287 / 0.00191	1.01482 / 0.00179
27.5			1.00750 / 0.00186
30	1.00607 / 0.00219	1.00957 / 0.00171	1.00208 / 0.00163
32.5			0.99197 / 0.00175
35		0.99810 / 0.00171	0.99072 / 0.00192
37.5			0.98006 / 0.00198
40	0.98947 / 0.00249	0.98403 / 0.00206	0.97387 / 0.00176
42.5			0.97017 / 0.00154
45		0.96917 / 0.00175	
47.5			
50	0.96237 / 0.00200	0.95982 / 0.00171	

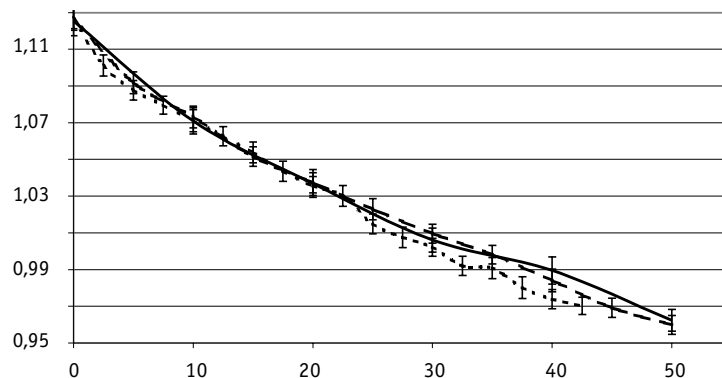


Рис. 2. Три варианта расчета k_{∞} для обогащения 7% по Pu^{239} : — шаг 10 ГВт·сут/т; — — шаг 5 ГВт·сут/т; - - - шаг 2,5 ГВт·сут/т

Как и следовало ожидать, наибольшие различия между кривыми наблюдаются ближе к концу кампании.

Для варианта восьмипроцентного обогащения по Pu^{239} был проведен один расчет с шагом по выгоранию 2.5 ГВт·сут/т. Расчет k_{∞} на каждом шаге по выгоранию включал 125 нейтронных поколений с 1000 нейтронных историй на поколение.

В табл. 4 приведены результаты расчетов для вариантов семипроцентного и восьмипроцентного обогащения по Pu^{239} с шагом по выгоранию 2.5 ГВт·сут/т и результаты тестовых расчетов этих задач.

Таблица 4

Сравнение результатов расчета k_{∞}

Выгорание, ГВт·сут/т	k_{∞} и среднееквадратическое отклонение			
	8% по Pu		7% по Pu	
	Burnup	[3]	Burnup	[3]
0	1.09484 / 0.00154	1.0908	1.12705 / 0.00199	1.1205
2.5	1.07904 / 0.00152		1.09876 / 0.00180	
5.0	1.06938 / 0.00162		1.08344 / 0.00180	
7.5	1.05985 / 0.00165		1.07345 / 0.00182	
10.0	1.05293 / 0.00137	1.0446	1.06621 / 0.00203	1.0632
12.5	1.04321 / 0.00169		1.05319 / 0.00175	
15.0	1.03719 / 0.00147		1.04581 / 0.00187	
17.5	1.02550 / 0.00141		1.03794 / 0.00187	
20.0	1.02112 / 0.00174	1.0114	1.03253 / 0.00176	1.0281
22.5	1.01498 / 0.00162		1.02146 / 0.00193	
25.0	1.00649 / 0.00161		1.01652 / 0.00174	
27.5	1.00100 / 0.00148		1.00860 / 0.00167	
30.0	0.99439 / 0.00144	0.9841	1.00113 / 0.00176	0.9979
32.5	0.98857 / 0.00149		0.99581 / 0.00170	
35.0	0.98422 / 0.00145		0.99047 / 0.00188	
37.5	0.97620 / 0.00167		0.98210 / 0.00164	
40.0	0.97372 / 0.00137	0.9606	0.97626 / 0.00183	0.9711
42.5	0.96326 / 0.00158		0.97339 / 0.00163	
45.0	0.96266 / 0.00162		0.96597 / 0.00167	
47.5	0.95927 / 0.00155		0.95700 / 0.00165	
50.0	0.95693 / 0.00210	0.9401		0.9468



Рис.3. Сравнение формы спектра нейтронов для обогащения 7% по Pu²³⁹: — — начало кампании; - - - конец кампании

Изменение формы плотности потока нейтронов с выгоранием приводится на рис.3 и 4, где представлена плотность потока нейтронов в 29 энергетических группах для области энергий от 10⁻¹¹ до 14.5 МэВ.

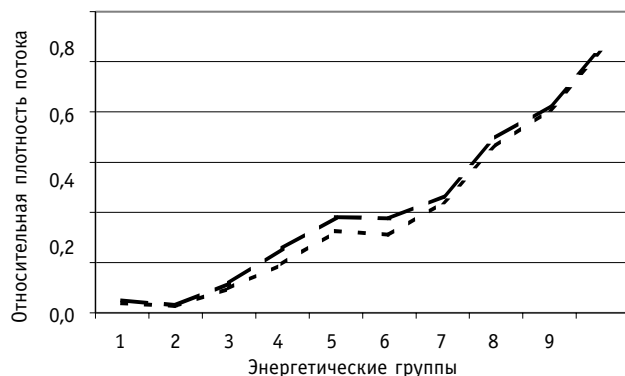


Рис. 4. Сравнение формы спектра нейтронов для обогащения 8% по Pu^{239} : — начало кампании; - - - конец кампании

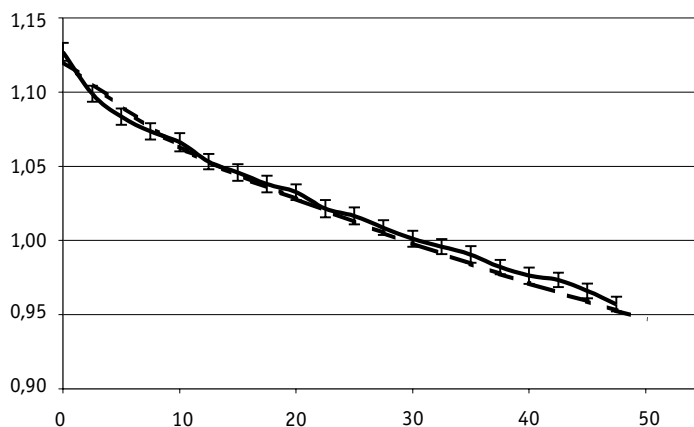


Рис. 5. Сравнение результатов расчета k_{∞} для обогащения 7% по Pu^{239} : — Burnup; — — Yukio Ishiguro

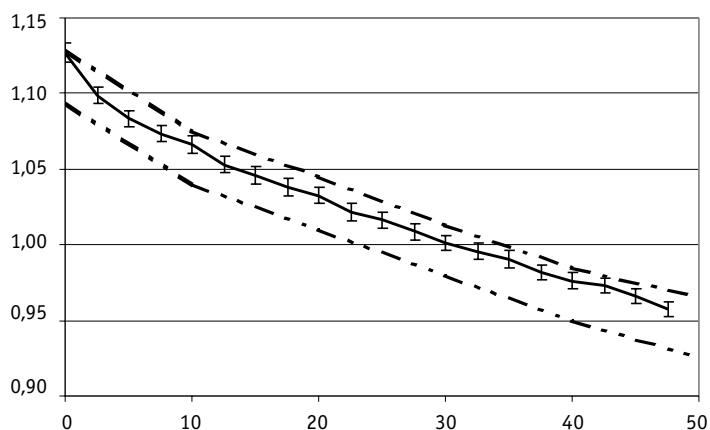


Рис. 6. Минимальные и максимальные значения k_{∞} для обогащения 7% по Pu^{239} : - - - min; max; — Burnup

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО РАЗЛИЧНЫМ МЕТОДИКАМ

Для обоснования применимости комплекса Burnup для решения задач выгорания ядерного топлива было проведено сравнение результатов расчета тестового варианта с использованием комплекса с результатами расчетов, выполненных по другим

Таблица 5

Сравнение результатов расчета концентраций для обогащения 7% по Pu²³⁹

Изотоп	Выгорание					
	30 ГВт·сут/т			50 ГВт·сут/т		
	Витуп	[4]	ε, %	Витуп	[4]	ε, %
U ²³⁴	4.647·10 ⁻⁰⁸	2.856·10 ⁻⁰⁸	62.7	2.050·10 ⁻⁰⁷	1.192·10 ⁻⁰⁷	72.0
U ²³⁵	4.317·10 ⁻⁰⁵	4.240·10 ⁻⁰⁵	1.82	3.326·10 ⁻⁰⁵	3.239·10 ⁻⁰⁵	2.69
U ²³⁶	4.969·10 ⁻⁰⁶	5.233·10 ⁻⁰⁶	5.04	7.073·10 ⁻⁰⁶	7.261·10 ⁻⁰⁶	2.59
U ²³⁸	2.004·10 ⁻⁰²	2.005·10 ⁻⁰²	0.0499	1.967·10 ⁻⁰²	1.968·10 ⁻⁰²	0.0508
Np ²³⁷	2.700·10 ⁻⁰⁶	3.324·10 ⁻⁰⁶	18.8	4.398·10 ⁻⁰⁶	5.308·10 ⁻⁰⁶	17.1
Pu ²³⁸	6.206·10 ⁻⁰⁶	4.64·10 ⁻⁰⁶	33.8	1.709·10 ⁻⁰⁵	1.301·10 ⁻⁰⁵	31.4
Pu ²³⁹	1.124·10 ⁻⁰³	1.124·10 ⁻⁰³	0.00	1.005·10 ⁻⁰³	1.007·10 ⁻⁰³	0.199
Pu ²⁴⁰	5.703·10 ⁻⁰⁴	5.675·10 ⁻⁰⁴	0.493	5.439·10 ⁻⁰⁴	5.389·10 ⁻⁰⁴	0.928
Pu ²⁴¹	2.856·10 ⁻⁰⁴	2.897·10 ⁻⁰⁴	1.42	2.928·10 ⁻⁰⁴	2.976·10 ⁻⁰⁴	1.61
Pu ²⁴²	1.778·10 ⁻⁰⁴	1.750·10 ⁻⁰⁴	1.60	1.780·10 ⁻⁰⁴	1.726·10 ⁻⁰⁴	3.13
Am ²⁴¹	2.825·10 ⁻⁰⁵	2.207·10 ⁻⁰⁵	28.0	4.000·10 ⁻⁰⁵	3.063·10 ⁻⁰⁵	30.6
Am ²⁴³	3.347·10 ⁻⁰⁵	3.572·10 ⁻⁰⁵	6.30	4.626·10 ⁻⁰⁵	4.900·10 ⁻⁰⁵	5.59
Cm ²⁴⁴	1.295·10 ⁻⁰⁵	1.382·10 ⁻⁰⁵	6.30	2.761·10 ⁻⁰⁵	2.958·10 ⁻⁰⁵	6.66
Mo ⁹⁵	2.615·10 ⁻⁰⁵	2.561·10 ⁻⁰⁵	2.11	4.504·10 ⁻⁰⁵	4,429·10 ⁻⁰⁵	1.69
Tc ⁹⁹	3.694·10 ⁻⁰⁵	3.693·10 ⁻⁰⁵	0.0271	5.878·10 ⁻⁰⁵	5,778·10 ⁻⁰⁵	1.73
Ru ¹⁰¹	3.813·10 ⁻⁰⁵	4.269·10 ⁻⁰⁵	10.7	6.208·10 ⁻⁰⁵	6,908·10 ⁻⁰⁵	10.1
Rh ¹⁰³	3.547·10 ⁻⁰⁵	3.703·10 ⁻⁰⁵	4.21	5.534·10 ⁻⁰⁵	5,772·10 ⁻⁰⁵	4.12
Pd ¹⁰⁵	3.285·10 ⁻⁰⁵	3.543·10 ⁻⁰⁵	7.28	5.369·10 ⁻⁰⁵	5,776·10 ⁻⁰⁵	7.05
Pd ¹⁰⁷	2.157·10 ⁻⁰⁵	2.156·10 ⁻⁰⁵	0.0464	3.527·10 ⁻⁰⁵	3,524·10 ⁻⁰⁵	0.0851
Pd ¹⁰⁸	1.565·10 ⁻⁰⁵	1.452·10 ⁻⁰⁵	7.78	2.608·10 ⁻⁰⁵	2,436·10 ⁻⁰⁵	7.06
Ag ¹⁰⁹	8.244·10 ⁻⁰⁶	9.762·10 ⁻⁰⁶	15.6	1.257·10 ⁻⁰⁵	1,418·10 ⁻⁰⁵	11.4
Xe ¹³¹	1.904·10 ⁻⁰⁵	1.860·10 ⁻⁰⁵	2.37	2.782·10 ⁻⁰⁵	2,591·10 ⁻⁰⁵	7.37
Xe ¹³⁵	2.091·10 ⁻⁰⁸	2.642·10 ⁻⁰⁸	20.9	1.960·10 ⁻⁰⁸	2,617·10 ⁻⁰⁸	25.1
Cs ¹³³	4.023·10 ⁻⁰⁵	4.158·10 ⁻⁰⁵	3.25	6.298·10 ⁻⁰⁵	6,470·10 ⁻⁰⁵	2.66
Cs ¹³⁵	4.058·10 ⁻⁰⁵	4.279·10 ⁻⁰⁵	5.16	6.678·10 ⁻⁰⁵	7,015·10 ⁻⁰⁵	4.8
Nd ¹⁴³	2.762·10 ⁻⁰⁵	2.814·10 ⁻⁰⁵	1.85	4.457·10 ⁻⁰⁵	4,549·10 ⁻⁰⁵	2.02
Nd ¹⁴⁸	1.178·10 ⁻⁰⁵	1.208·10 ⁻⁰⁵	2.48	1.963·10 ⁻⁰⁵	2,003·10 ⁻⁰⁵	2
Pm ¹⁴⁷	6.352·10 ⁻⁰⁶	6.430·10 ⁻⁰⁶	1.21	7.238·10 ⁻⁰⁶	7,309·10 ⁻⁰⁶	0.971
Sm ¹⁴⁷	2.509·10 ⁻⁰⁶	2.137·10 ⁻⁰⁶	17.4	4.651·10 ⁻⁰⁶	3,864·10 ⁻⁰⁶	20.4
Sm ¹⁴⁹	9.360·10 ⁻⁰⁷	1.082·10 ⁻⁰⁶	13.5	9.189·10 ⁻⁰⁷	1,090·10 ⁻⁰⁶	15.7
Sm ¹⁵⁰	8.110·10 ⁻⁰⁶	8.180·10 ⁻⁰⁶	0.856	1.420·10 ⁻⁰⁵	1,393·10 ⁻⁰⁵	1.94
Sm ¹⁵¹	2.384·10 ⁻⁰⁶	2.646·10 ⁻⁰⁶	9.9	2.800·10 ⁻⁰⁶	3,368·10 ⁻⁰⁶	16.9
Sm ¹⁵²	4.150·10 ⁻⁰⁶	4.475·10 ⁻⁰⁶	7.26	5.877·10 ⁻⁰⁶	6,551·10 ⁻⁰⁶	10.3
Eu ¹⁵³	4.138·10 ⁻⁰⁶	4.617·10 ⁻⁰⁶	10.4	7.215·10 ⁻⁰⁶	8,056·10 ⁻⁰⁶	10.4
Eu ¹⁵⁴	1.222·10 ⁻⁰⁶	1.411·10 ⁻⁰⁶	13.4	3.009·10 ⁻⁰⁶	3,427·10 ⁻⁰⁶	12.2
Eu ¹⁵⁵	3.848·10 ⁻⁰⁷	1.030·10 ⁻⁰⁶	62.6	7.215·10 ⁻⁰⁷	1,939·10 ⁻⁰⁶	62.8

Таблица 6

Сравнение результатов расчета концентраций для обогащения 8% по Pu²³⁹

Изотоп	Выгорание					
	30 ГВт·сут/т			50 ГВт·сут/т		
	Burnup	[4]	ε, %	Burnup	[4]	ε, %
U ²³⁴	4.542·10 ⁻⁰⁸	2.715·10 ⁻⁰⁸	67.3	1.86·210 ⁻⁰⁷	1.084·10 ⁻⁰⁷	71.8
U ²³⁵	4.168·10 ⁻⁰⁵	4.078·10 ⁻⁰⁵	2.21	3.210·10 ⁻⁰⁵	3.086·10 ⁻⁰⁵	4.02
U ²³⁶	5.331·10 ⁻⁰⁶	5.602·10 ⁻⁰⁶	4.84	7.442·10 ⁻⁰⁶	7.642·10 ⁻⁰⁶	2.62
U ²³⁸	1.965·10 ⁻⁰²	1.961·10 ⁻⁰²	0.204	1.925·10 ⁻⁰²	1.917·10 ⁻⁰²	0.417
Np ²³⁷	3.000·10 ⁻⁰⁶	3.665·10 ⁻⁰⁶	18.1	4.831·10 ⁻⁰⁶	5.842·10 ⁻⁰⁶	17.3
Pu ²³⁸	5.609·10 ⁻⁰⁶	4.301·10 ⁻⁰⁶	30.4	1.493·10 ⁻⁰⁵	1.163·10 ⁻⁰⁵	28.4
Pu ²³⁹	1.443·10 ⁻⁰³	1.437·10 ⁻⁰³	0.418	1.388·10 ⁻⁰³	1.376·10 ⁻⁰³	0.872
Pu ²⁴⁰	6.878·10 ⁻⁰⁴	6.877·10 ⁻⁰⁴	0.0145	6.872·10 ⁻⁰⁴	6.874·10 ⁻⁰⁴	0.0291
Pu ²⁴¹	2.801·10 ⁻⁰⁴	2.823·10 ⁻⁰⁴	0.779	2.778·10 ⁻⁰⁴	2.803·10 ⁻⁰⁴	0.892
Pu ²⁴²	1.992·10 ⁻⁰⁴	1.974·10 ⁻⁰⁴	0.912	1.937·10 ⁻⁰⁴	1.896·10 ⁻⁰⁴	2.16
Am ²⁴¹	3.137·10 ⁻⁰⁵	2.422·10 ⁻⁰⁵	29.5	4.418·10 ⁻⁰⁵	3.375·10 ⁻⁰⁵	30.9
Am ²⁴³	3.382·10 ⁻⁰⁵	3.561·10 ⁻⁰⁵	5.03	4.649·10 ⁻⁰⁵	4.908·10 ⁻⁰⁵	5.28
Cm ²⁴⁴	1.144·10 ⁻⁰⁵	1.215·10 ⁻⁰⁵	5.84	2.397·10 ⁻⁰⁵	2.573·10 ⁻⁰⁵	6.84
Mo ⁹⁵	2.609·10 ⁻⁰⁵	2.549·10 ⁻⁰⁵	2.3	4.407·10 ⁻⁰⁵	4.400·10 ⁻⁰⁵	0.159
Tc ⁹⁹	3.668·10 ⁻⁰⁵	3.698·10 ⁻⁰⁵	0.818	5.819·10 ⁻⁰⁵	5.802·10 ⁻⁰⁵	0.293
Ru ¹⁰¹	3.757·10 ⁻⁰⁵	4.229·10 ⁻⁰⁵	12.6	6.029·10 ⁻⁰⁵	6.814·10 ⁻⁰⁵	11.5
Rh ¹⁰³	3.644·10 ⁻⁰⁵	3.840·10 ⁻⁰⁵	5.38	5.789·10 ⁻⁰⁵	6.165·10 ⁻⁰⁵	6.1
Pd ¹⁰⁵	3.221·10 ⁻⁰⁵	3.509·10 ⁻⁰⁵	8.94	5.185·10 ⁻⁰⁵	5.682·10 ⁻⁰⁵	8.75
Pd ¹⁰⁷	2.079·10 ⁻⁰⁵	2.103·10 ⁻⁰⁵	1.15	3.321·10 ⁻⁰⁵	3.394·10 ⁻⁰⁵	2.15
Pd ¹⁰⁸	1.539·10 ⁻⁰⁵	1.445·10 ⁻⁰⁵	6.11	2.542·10 ⁻⁰⁵	2.422·10 ⁻⁰⁵	4.95
Ag ¹⁰⁹	8.443·10 ⁻⁰⁶	9.907·10 ⁻⁰⁶	17.3	1.312·10 ⁻⁰⁵	1.473·10 ⁻⁰⁵	10.9
Xe ¹³¹	1.917·10 ⁻⁰⁵	1.876·10 ⁻⁰⁵	2.14	2.822·10 ⁻⁰⁵	2.665·10 ⁻⁰⁵	5.89
Xe ¹³⁵	2.179·10 ⁻⁰⁸	2.949·10 ⁻⁰⁸	35.5	2.158·10 ⁻⁰⁸	2.956·10 ⁻⁰⁸	27
Cs ¹³³	3.996·10 ⁻⁰⁵	4.151·10 ⁻⁰⁵	3.88	6.229·10 ⁻⁰⁵	6.474·10 ⁻⁰⁵	3.78
Cs ¹³⁵	4.400·10 ⁻⁰⁵	4.707·10 ⁻⁰⁵	6.98	7.172·10 ⁻⁰⁵	7.732·10 ⁻⁰⁵	7.24
Nd ¹⁴³	2.749·10 ⁻⁰⁵	2.830·10 ⁻⁰⁵	2.95	4.419·10 ⁻⁰⁵	4.590·10 ⁻⁰⁵	3.73
Nd ¹⁴⁸	1.173·10 ⁻⁰⁵	1.212·10 ⁻⁰⁵	3.32	1.930·10 ⁻⁰⁵	1.999·10 ⁻⁰⁵	3.45
Pm ¹⁴⁷	6.373·10 ⁻⁰⁶	6.562·10 ⁻⁰⁶	2.97	7.386·10 ⁻⁰⁶	7.577·10 ⁻⁰⁶	2.52
Sm ¹⁴⁷	2.556·10 ⁻⁰⁶	2.113·10 ⁻⁰⁶	17.3	4.602·10 ⁻⁰⁶	3.805·10 ⁻⁰⁶	20.9
Sm ¹⁴⁹	2.436·10 ⁻⁰⁶	2.706·10 ⁻⁰⁶	11.1	2.653·10 ⁻⁰⁶	3.010·10 ⁻⁰⁶	11.9
Sm ¹⁵⁰	6.586·10 ⁻⁰⁶	6.579·10 ⁻⁰⁶	0.106	1.235·10 ⁻⁰⁵	1.200·10 ⁻⁰⁵	2.92
Sm ¹⁵¹	2.909·10 ⁻⁰⁶	3.077·10 ⁻⁰⁶	5.78	3.738·10 ⁻⁰⁶	4.195·10 ⁻⁰⁶	10.9
Sm ¹⁵²	3.863·10 ⁻⁰⁶	4.320·10 ⁻⁰⁶	11.8	5.631·10 ⁻⁰⁶	6.556·10 ⁻⁰⁶	14.1
Eu ¹⁵³	3.816·10 ⁻⁰⁶	4.257·10 ⁻⁰⁶	11.6	6.527·10 ⁻⁰⁶	7.310·10 ⁻⁰⁶	10.7
Eu ¹⁵⁴	1.186·10 ⁻⁰⁶	1.382·10 ⁻⁰⁶	16.5	2.811·10 ⁻⁰⁶	3.277·10 ⁻⁰⁶	14.2
Eu ¹⁵⁵	5.568·10 ⁻⁰⁷	1.199·10 ⁻⁰⁶	11.5	1.041·10 ⁻⁰⁶	2.281·10 ⁻⁰⁶	54.4

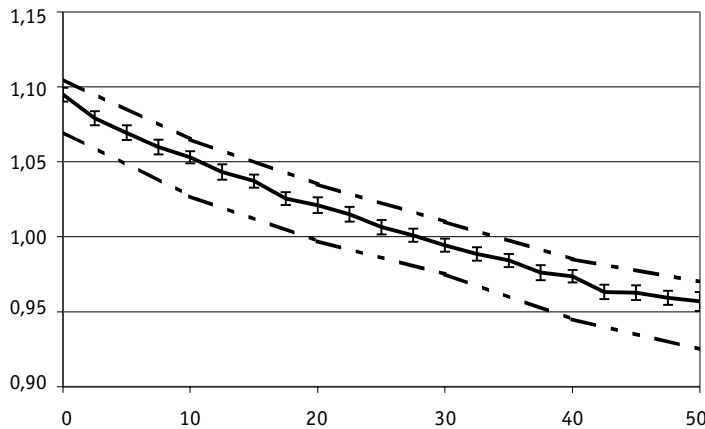


Рис. 7. Минимальные и максимальные значения k_{∞} для обогащения 8% по Pu^{239} : — · — · — · — min; — · — · — · — max; — Burnup

методикам и приведенных в работе [3]. Анализировались результаты расчета коэффициента размножения и концентраций изотопов.

Рис. 5 иллюстрирует совпадение с результатами, полученными в работе [3].

Имеются многочисленные результаты расчетов данных тестовых задач различными методами, полученные различными авторами, которые также приводятся в работе [3]. На рис. 6 и 7 приведены результаты расчетов коэффициента размножения в сравнении с минимальными и максимальными значениями, полученными различными авторами. Из этих графиков видно, что результаты различных расчетов различаются очень сильно. Также видно, что кривые, полученные с помощью комплекса Burnup, полностью лежат внутри "коридоров", задаваемых расчетами различных авторов.

В табл. 5 и 6 приводятся результаты сравнения наших расчетов концентраций ряда нуклидов с результатами, приведенными в [4].

Таким образом, принимая во внимание большой разброс результатов расчетов коэффициента размножения, наблюдаемых при расчетах по различным методикам, можно говорить об удовлетворительном совпадении результатов расчетов выгорания. Результаты полученные с применением комплекса Burnup оказались наиболее близки к оригинальным результатам [3]. Анализ результатов расчетов концентраций изотопов также продемонстрировал удовлетворительное соответствие для расчета концентраций основных изотопов системы. Следовательно, комплекс Burnup может использоваться для решения задач выгорания ядерного топлива.

С другой стороны, наблюдаемый разброс результатов доказывает необходимость проведения дальнейшей работы по созданию комплексов программ изотопной кинетики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В итоге проведенной работы были получены следующие результаты:

- 1) разработана и протестирована программа для расчета изменения ядерных концентраций изотопов в процессе выгорания ядерного топлива методом матричной экспоненты MatExp;
- 2) разработан вычислительный комплекс на основе программ NJOY, MCNP и MatExp для проведения прецизионных расчетов выгорания ядерного топлива Burnup;
- 3) проведено тестирование и обоснование практической применимости комплекса Burnup на основе тестовых расчетов.

В процессе выполнения работы возник широкий круг вопросов, ответить на которые пока не удалось. Среди этих вопросов: разработка методики и программ для расчета изотопной кинетики с применением модели «эффективного осколка», разработка методики оценки погрешностей расчетов, включение в состав комплекса программ для расчетов с использованием детерминистических методов и др.

Литература

1. MCNP – A General Monte-Carlo N-Particle Transport Code Version 4B. LA-12625-M. 1997.
2. MacFarlane R.E., Muir D.W. The NJOY Nuclear Data Processing System Version 91 LA-12740-M 1994.
3. Yukio Ishiguro. Resonance Absorption and Coolant Void Reactivity Coefficient in Tighter Pitch Lattices. В сб. "Nuclear Data For The Calculation Of Thermal Reactor Reactivity Coefficients". IAEA-TECDOC-491. – Vienna, 1989.
4. Šperanek J., Vontobel P. EIR Results for the HCLWR NEACRP Burnup Benchmark Obtained Using EIR Version of DANDE System and JEF Library, NEACRP-A-851.
5. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы: Учебное пособие для вузов. – М.: Наука, 2001.

Поступила в редакцию 19.06.2003

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ И ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСПЛАВА ДИОКСИДА УРАНА В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ В УСЛОВИЯХ ЭКСПЕРИМЕНТА TRAN

Г.Н. Власичев, Г.Б. Усынин

Нижегородский государственный технический университет, г. Н. Новгород



Численная модель перемещения и затвердевания расплавленного топлива в каналах для прохода теплоносителя в торцевой зоне воспроизводства реактора БН при тяжелой аварии с расплавлением активной зоны использована для расчетного анализа эксперимента TRAN с диоксидом урана, инжектируемым вверх в кольцевой канал. Получены численные результаты по длине проникновения ограниченного количества расплава в кольцевой экспериментальный канал и толщине твердых корок на стенках канала в условиях эксперимента TRAN-B1, согласующиеся с экспериментальными данными.

При рассмотрении тяжелых запроектных аварий с расплавлением части ТВС активной зоны реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем требуется анализ перемещения жидкого топлива в каналах для прохода теплоносителя в торцевых зонах воспроизводства с учетом его затвердевания за счет теплопередачи к имеющим более низкую температуру твэлам до момента полной блокировки каналов. От количества топлива, удалившегося из активной зоны через верхнюю и нижнюю зоны воспроизводства, зависят масса и термическое состояние расплавленного бассейна в активной зоне, влияющие на реактивность.

В данной работе описываются расчетная методика и результаты расчетного анализа перемещения и затвердевания расплава топлива в условиях эксперимента TRAN-B1 с чистым диоксидом урана, инжектируемым вверх в кольцевой канал. Разработанная расчетная модель перемещения и затвердевания расплавленного топлива в межтвэльных (либо в экспериментальных) каналах [1] является комбинацией моделей теплопроводности и объемного затвердевания – она учитывает сужение канала и увеличение вязкости движущегося расплава. В ней рассматривается изменение как толщины твердой корки в канале, так и глубины проплавления материала канала. Решение задачи заключается в определении аксиальных полей скорости и температуры движущегося расплава, распределения температуры в твердой корке и материале стенок канала, координат границ раздела фаз в топливе и стенках, аксиальных координат передней и задней кромок в зависимости от времени с момента начала движения до остановки. Параметры движения расплава вычисляются с учетом сужения канала за счет блокировки части проходного сечения затвердевающим

на стенках материалом и возрастания вязкости расплава по направлению к передней кромке при понижении температуры за точку ликвидуса. В результате расчетов определяются глубина и время перемещения расплава в канале. Методика позволяет также моделировать условия экспериментов.

В модели предполагается, что высокотемпературная несжимаемая жидкость движется под действием силы тяжести, возможного перепада давления и противодействующей силы трения о стенки канала. При этом постулируется одномерный поток с усредненной по сечению скоростью. Начальная скорость движения расплава принимается нулевой, направление – вниз, вверх или в горизонтальной плоскости. Модель перемещения одноканальная и однокомпонентная. Формы профиля поперечного сечения канала для рассмотрения перемещения и затвердевания расплава могут быть трех видов: кольцевой канал вокруг твэла с одной (внутренней) смачиваемой поверхностью; кольцевой канал экспериментальной трубы с осевым стержнем с двумя (внутренней и внешней) смачиваемыми поверхностями; труба. Профиль и размеры поперечного сечения могут быть неизменными или меняющимися по длине. В случае рассмотрения переменного профиля канала его участки должны иметь форму одного из указанных видов.

Рассматриваются две расчетные схемы перемещения, отражающие соответствующие возможные физические условия:

- схема с ограниченным количеством расплава, который перемещается в виде кольцевого столбика с передней (в случае ТВС – нижней) и задней кромками;
- схема с неограниченным количеством расплава, движение которого в каналы начинается из образовавшегося прежде бассейна. Расчетное положение задней кромки перемещающегося расплава, не меняющееся во времени, выбирается ниже поверхности бассейна вблизи точки входа в канал.

Математически неустановившееся движение жидкости в канале переменного сечения описывается уравнениями гидравлики [2]. Первоначальное приближенное аналитическое решение уравнений количества движения и неразрывности проведено методом сведения к интегрально-дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = \frac{1}{\int_{x_1}^{x_2} \frac{F_1}{F} dx} \left[-u_1 \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{F_1}{F} \right) dx - \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{F} \int_{x_1}^x \frac{\partial F}{\partial t} dx \right) dx + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (u_1^2 - u_2^2) - \frac{1}{\rho} \Delta P - gh \frac{\partial z}{\partial x} - \frac{4}{\rho} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\tau_0}{d_T} dx - \right. \\ \left. - \frac{1}{\rho} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\Gamma_m u}{F} dx \right], \quad (1)$$

где t – время; x – координата, направленная вдоль оси трубы в сторону движения; u , ρ , P – средняя в сечении продольная скорость, плотность и давление соответственно; F – площадь сечения канала; ΔP – разность давления на передней и задней кромках расплава; g – гравитационное ускорение; $h = |x_2 - x_1|$ – высота столба перемещающегося расплава, которая меняется согласно продвижению передней и задней кромок расплава в канале; $\partial z / \partial x$ – гидравлический уклон (при движении вниз $\partial z / \partial x = -1$, вверх $\partial z / \partial x = +1$, при горизонтальном движении $\partial z / \partial x = 0$); $\tau_0 = (\xi / 8) \rho u^2$ – сила трения, действующая на единицу боковой поверхности; ξ – коэффициент сопротивления течению расплава в трубе; d_T – гидравлический диаметр канала; Γ_m – источник/сток массы. Для дискретной аппроксимации уравнения (1) использован метод Рунге-Кутты. Координаты задней и передней кромок определяются по формулам:

$$x_1(t) = \int_0^t u_1(t) dt; \quad x_2(t) = \int_0^t u_2(t) dt. \quad (2)$$

Осевой нестационарный профиль усредненной по сечению канала температуры перемещающегося расплава рассчитывается с учетом теплоотдачи к стенкам канала, в том числе к корке из затвердевшего на стенках материала (температура на поверхности корки равна температуре солидуса) и объемного тепловыделения в расплаве. В расчете указанного профиля принимается постоянная температура на некотором заданном уровне. В качестве такой исходной точки для расчета поля температуры может быть выбрана нижняя плоскость активной зоны или вход в экспериментальный канал. После прохождения задней кромкой расплава (в случае первой схемы) указанной точки постулируется адиабатическое условие на задней кромке. Теплоотдачей от передней кромки расплава пренебрегается. Уравнение энергии по усредненным параметрам [2] для неустановившегося течения несжимаемой жидкости в канале переменного сечения после преобразований получено в виде:

$$\alpha_{ср} \frac{\partial T}{\partial t} + \alpha_{ср} u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \alpha q'_v, \quad (3)$$

где c, λ, T – средние в сечении теплоемкость, коэффициент теплопроводности и температура расплава соответственно; $\alpha(x, t) = F(x, t)/F_0$; $F_0 = F(0, 0)$ – начальная площадь сечения на входе канала; $q'_v = -4q_0/d_r + q_v - \Gamma_m c(T - T_w)/F$ – источниковый член; q_0 – плотность теплового потока к боковым стенкам; $q_0 = \alpha_w (T - T_w)$; α_w – коэффициент теплоотдачи от расплава к стенкам; T_w – температура расплава у стенок канала; q_v – удельное тепловыделение единицы объема. Коэффициент теплоотдачи α_w вычисляется по формулам [3].

Нестационарное поле температуры в стенках канала (элементах твэла) и образующейся твердой корке на поверхностях стенок (поверхности оболочки) определяется отдельно с учетом теплопередачи от перемещающегося высокотемпературного расплава, зависимой от его скорости и температуры. Перенос тепла в аксиальном направлении в стенках и корке не учитывается. Нестационарное поле температуры в стенках канала описывается одномерным уравнением теплопроводности с введенной δ -функцией

$$[c_p(r, T) \mp R_m \delta(T - T_m)] \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda(r, T) r \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right] + q_v(r, t), \quad (4)$$

где r – радиальная координата. Уравнение (6) характеризует радиальную передачу тепла в стенках канала (в случае ТВС в оболочке и сердечнике твэла, боковых каналов, в стенке чехла) и твердых корках в направлении наибольшего градиента температуры. За счет члена с δ -функцией уравнение учитывает движение внутреннего фазового фронта (границы плавления) в стенке (начинающееся в оболочке твэла в рассматриваемых условиях с внешней поверхности). Уравнение (4) дополняется граничными условиями для элементов твэла и твердой корки. Между стенкой и коркой из затвердевшего материала используется граничное условие четвертого рода. На внешней поверхности затвердевшего материала применимо конвективное условие с учетом выделения/поглощения скрытой теплоты плавления. По рассчитываемой толщине корки могут быть определены значения $d_T(x, t)$ и $F(x, t)$ в уравнениях (1) и (3).

Упрощенное уравнение энергии для движущегося расплава, которое сведено к уравнению теплопроводности (3) с конвективным членом, нелинейностью в источниковом члене и дополнительным коэффициентом, учитывающим непостоянство сечения канала по его длине и во времени, и уравнение теплопроводности (4) с дель-

та-функцией для стенок канала (в частности, для твэла) и твердых корок на стенках решены методом конечных разностей.

Параметры движения расплава и его температуры рассчитываются по программе TRELМ. Нестационарное радиальное распределение температуры в стенках канала (элементах твэла) и твердой корке, а также радиальные координаты границы раздела фаз в указанных областях рассчитываются по соответствующей версии программы TRAMS-TWEL. Расчеты по программам TRELМ и TRAMS-TWEL проводятся с использованием данных друг от друга (через файлы данных) по разработанной итерационной схеме [1].

С помощью разработанной методики ранее (см. [1]) был выполнен расчетный анализ перемещения и затвердевания расплава оксида алюминия в цилиндрических кварцевых трубках разного диаметра под воздействием небольшого перепада давления ($< 0,1$ МПа) в условиях экспериментов THEFIS [4]. Численные результаты, полученные по схеме с неограниченным количеством расплава, удовлетворительно согласуются с данными экспериментов THEFIS и соответствующими расчетными данными других методик.

В отличие от экспериментов THEFIS, проведенных во вне реакторных условиях, с имитирующим топливо материалом, серия экспериментов TRAN [5, 6] проводилась в реакторных условиях (в реакторе ACRR лаборатории Sandia) с чистым реакторным материалом – диоксидом урана. Были выполнены 3 серии экспериментов по перемещению и застыванию расплава топлива в каналах. В экспериментах TRAN топливо, первоначально находящееся в камере плавления, плавится под воздействием импульса высокой мощности реактора ACRR. Быстрое открытие соленоидного клапана инициируется примерно во время расплавления топлива, прикладывая движущий перепад давления к низу столбика расплавленного топлива. Стенки экспериментального канала, в который инжектируется расплав, могут нагреваться до значений температуры, соответствующих условиям в осушенной от натрия зоне воспроизводства в быстром реакторе.

С помощью разработанной методики проведены расчеты перемещения и затвердевания топлива в условиях эксперимента В1 с диоксидом урана, инжектируемым вверх в кольцевой канал (рис. 1), представляющий собой стальную трубу с внутренним диаметром 8,79 мм и достаточно толстой стенкой, чтобы пренебречь теплоотдачей от наружной поверхности, с вставленным внутрь сплошным стальным стержнем диаметром 5,84 мм. Необходимые для расчетов данные приведены в статьях [5, 6]. Движущий перепад давления в опытах В-серии составлял 1,0 МПа. Начальная температура расплава в опыте В1 – 3600 К (3327°C); начальная температура испытательной секции – 773 К (500°C).

В отличие от экспериментов THEFIS, проведенных с неограниченным количеством расплава, в экспериментах TRAN-В использовалось ограниченное количество. В соответствии с данными, приведенными в статье [6], в опыте В1 использовано 99 г материала. В канал было инжектировано 84 г, в кольцевую секцию и сбросной резервуар переместилось 60 г. Толщина твердой корки на стенках канала составила 0,20-

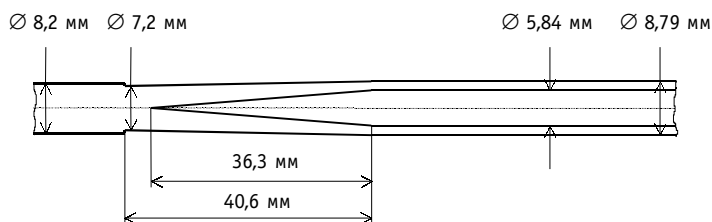


Рис. 1. Вид продольного разреза кольцевого канала, используемого в экспериментах В1 и В3 серии TRAN

0,25 мм; дистанция проникновения – 80 см (по-видимому, это длина корки, поскольку в [6] отмечено, что часть материала переместилась в сбросной резервуар); дистанция проникновения 90% материала – 40 см.

В расчетах по первой схеме рассматривалось поведение вышеуказанной инжектированной массы, протяженность которой в камере плавления диаметром 8,2 мм составляет 18,2 см. Граничное условие с нулевым тепловым потоком на задней кромке принято с начала движения расплава, т.е. в предположении, что его охлаждение стенками начинается еще в камере плавления. Величина температуры затвердевания диоксида урана принята равной 2850°С. Интервал температуры, в котором происходит затвердевание чистого диоксида урана, принят нулевым, что соответствует данным, приведенным в [7]. В этом случае процесс перемещения и затвердевания расплава будет происходить в соответствии с моделью теплопроводности, без объемного застывания в движущемся столбике. Именно на такой механизм, в котором часть материала откладывается на стенках, а остальной материал выносятся за пределы испытательной секции, указывают результаты рассматриваемых экспериментов.

Результаты расчетов с помощью представляемой методики для процесса перемещения и затвердевания расплавленного диоксида урана в экспериментальном кольцевом канале показаны на рис. 2-4. В данном случае численно смоделирована переменная конфигурация канала (рис. 1). В вычислениях по программе TRELМ с 300 узлами пространственной сетки по расчетной длине канала, принятой равной 150 см, начальный переходный участок между камерой плавления и экспериментальной кольцевой областью моделируется девятью интервалами разного диаметра, переходящими затем к сеточным интервалам одинакового диаметра. Поскольку в расчете вышеуказанная величина давления прикладывается к столбику расплава с начального момента процесса, столбик за сотые доли секунды достигает очень высокой скорости. Передняя (верхняя) кромка, двигающаяся в более узком участке, достигает скорости 12 м/с, намного большей скорости задней кромки (рис. 2, а).

В соответствии с результатами первого шага вычислений по программе TRELМ после прохождения задней кромкой выхода из камеры плавления (точки с координатой $z = 0$) в момент 0,031 с (рис. 2, б) и начального участка канала в момент 0,036 с, скорость течения становится одинаковой по всей длине. Длина столбика движущейся жидкости к этому времени увеличивается, достигая 28,4 см. Благодаря противодействию растущих сил трения скорость потока впоследствии стабилизируется

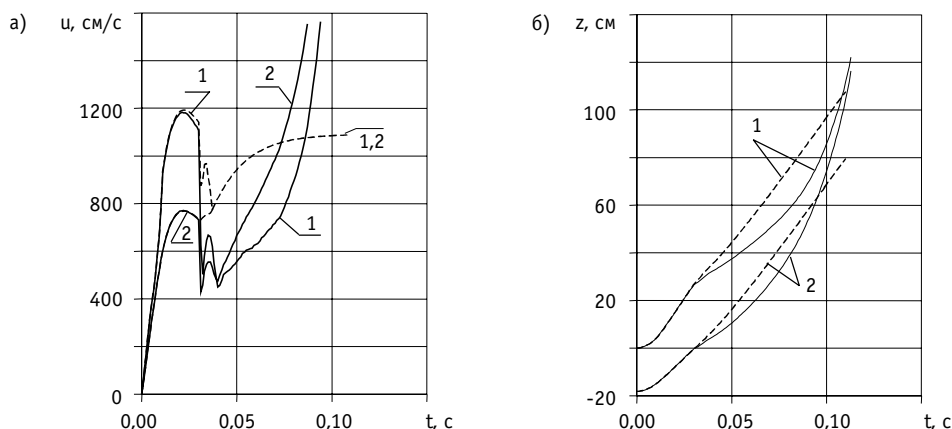


Рис. 2. Скорость перемещения (а) и координата (б) передней (1) и задней (2) кромок расплава диоксида урана в эксперименте TRAN-B1, полученные на первом (пунктирные линии) и втором (сплошные линии) шагах вычислений по программе TRELМ

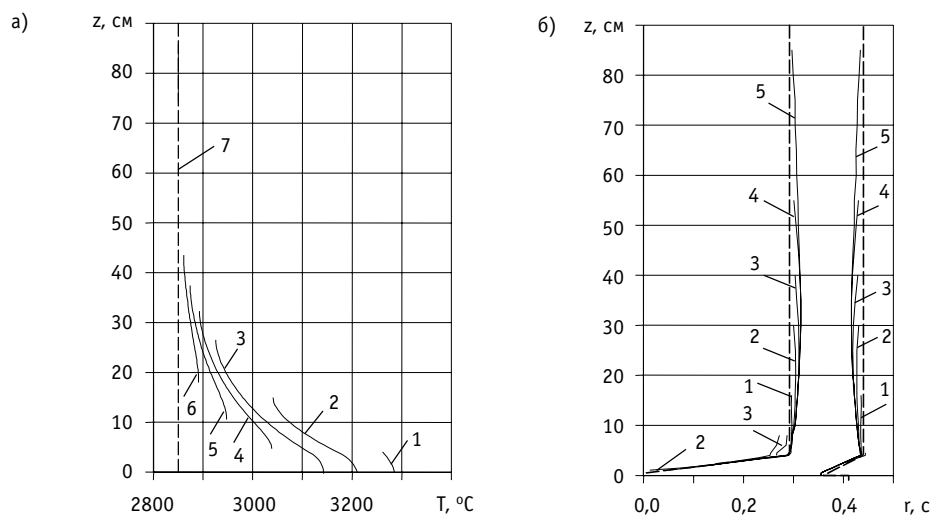


Рис. 3. Температура расплава диоксида урана в эксперименте TRAN-B1 (а), полученная на втором шаге вычислений по программе TRELМ, через $t = 0,01$ с (1), 0,02 с (2), 0,03 с (3), 0,04 с (4), 0,05 с (5), 0,06 с (6), 0,10 с (7) (пунктирная линия – температура затвердевания) и положения фронтов затвердевания расплава на стенках кольцевого канала и расплавления стенок (б), полученные на втором шаге вычислений по программе TRAMS-TWEL, через $t = 0,02$ с (1), 0,04 с (2), 0,06 с (3), 0,08 с (4), 0,10 с (5) (пунктирные линии – внутренний и наружный радиус канала)

на значении 10,9 м/с. К моменту около 0,11 с расчетная масса затвердевшего на стенках материала достигает исходного количества, инжектированного в испытательную секцию (рис. 4). К этому времени, принимаемому в соответствии с простой моделью теплопроводности за момент окончания движения, передняя кромка столбика расплава достигает высоты 108 см. На таком расстоянии от точки входа откладывается расплав в твердой корке на стенках канала.

На втором шаге вычислений с учетом сужения проходного сечения канала за счет затвердевающего на стенках расплава его движение некоторое время после прохождения задней кромкой начального переходного участка получено более медленным, чем на первом шаге вычислений (рис. 2). При этом скорость передней кромки становится ниже, чем задней, имеющей из-за корки меньшее проходное сечение. Поскольку часть затвердевшего материала остается за задней кромкой, длина столбика жидкости в процессе продвижения в канале сокращается, что является причиной последующего ускоренного движения (рис. 2). К моменту 0,113 с скорость передней кромки достигает 38 м/с, а передняя кромка достигает расстояния 122,1 см, после чего она заходит за границу расчетной длины канала ($z = 125$ см) и вычисления прекращаются.

Образование твердой корки начинается от точки входа в канал на внутренних стенках трубы, а затем и на центральном стержне, начиная с его конусообразного кончика. Потом часть корок у входа быстро обратно расплавляется благодаря теплоотдаче от расплава, имеющего у входа высокую температуру (рис. 3, а). Но, начиная с точки $z > 5$ см, корка на выпуклой поверхности, а с точки $z > 0$ см – на вогнутой, остается и после прохождения вперед задней кромки расплава, после чего остающаяся корка уже не плавится (рис. 3, б). На входном переходном участке остается всего лишь 0,4 г (0,5% инжектированного материала), т.е. в кольцевую секцию проходит практически весь инжектированный материал. В данном случае расплавляется часть материала обеих стенок канала на его начальном участке (рис. 3, б) длиной до 8 мм на глубину максимально до 0,38 мм на выпуклой стенке и до 0,05 мм на вогнутой. Расчетная толщина корки затвердевшего материала в кольцевой секции достигает мак-

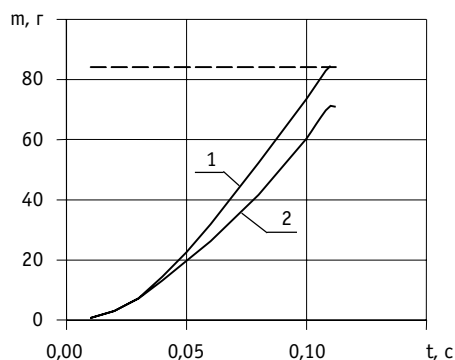


Рис. 4. Расчетная масса затвердевшего диоксида урана на стенках кольцевого канала в условиях эксперимента TRAN-B1, полученная на первом (1) и втором (2) шаге вычислений по программе TRAMS-TWEL (пунктирная линия – масса инжестрированного расплава)

симально 0,23 мм на внутренней выпуклой стенке и 0,24 мм на внешней вогнутой стенке кольцевого канала в точке $z = 30-35$ см. Указанные размеры практически совпадают с экспериментальными данными, согласно которым толщина корки на стенках в опыте B1 составила 0,20-0,25 мм [6]. На участке корки, находящемся на расстоянии 40 см от точки входа в канал, остается 30,6 г (36% инжестрированного материала), на участке длиной 80 см от входа – 59,1 г (71%). В вышенаходящихся областях из-за крайне малого времени нахождения там перемещающегося остатка расплавленного материала, расчетная толщина остающейся корки постепенно сокращается до крайне малых значений. Так, на высоте $z = 80$ см толщина корок составляет 0,1-0,11 мм, а на высоте $z = 100$ см – всего лишь 0,05 мм. При этом суммарная масса затвердевшего на стенках материала ко времени прохождения расплавом такой высоты уже не увеличивается (см. рис. 2, б и 4). Следовательно, согласно вычислениям с помощью разработанной методики, после высоты 80-100 см твердая корка практически отсутствует, что соответствует экспериментальным данным, согласно которым длина корки составила около 80 см. В твердой корке длиной около 110 см находится 71,0 г (85% инжестрированного материала), остальное количество должно быть унесено в сбросной резервуар.

Таким образом, численные результаты разработанной расчетной методики, полученные по схеме с ограниченным количеством расплава, удовлетворительно согласуются с данными экспериментов TRAN с диоксидом урана в кольцевом экспериментальном канале. Расчетные данные согласуются с экспериментальными по характеру процесса, в котором часть материала застывает в твердых корках на стенках кольцевой секции, а остальной материал, не блокируя полностью проходное сечение, уносится в сбросной резервуар. При этом вычисленные значения толщины твердых корок, равные максимально 0,23 и 0,24 мм на выпуклой и вогнутой соответственно стенках канала, совпадают с экспериментальными данными. Основное количество затвердевшего материала сосредоточено на длине до 80-100 см, что удовлетворительно соответствует экспериментальным данным, согласно которым длина твердой корки составила 80 см.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке в виде Гранта Министерства образования Российской Федерации.

Литература

1. *Власичев Г.Н.* Модель перемещения и затвердевания расплавленного топлива в каналах под активной зоной при тяжелой аварии быстрого реактора//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2000. – № 2. – С.57-66.
2. *Гинзбург И.П.* Прикладная гидрогазодинамика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
3. *Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П.* Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы)/Под общей ред. П.Л. Кириллова. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 296 с.
4. *Benuzzi A., Biasi L.* Sensitivity of Penetration Lengths of Molten Aluminium in Quartz-Glass Tubes // Science and Technology of FAST REACTOR SAFETY: Proc. of an international conference held in Guernsey on 12-16 May 1986. – BNES, London, 1987. – V. 2. – P. 329-333.
5. In-pile Fuel Freezing and Penetration Experiments – the ACRR TRAN Experiments / *R.O. Gauntt, P.S. Pickard, J. Berthier et al.* – Science and Technology of FAST REACTOR SAFETY: Proc. of an international conference held in Guernsey on 12-16 May 1986. – BNES, London, 1987. – V. 2. – P. 433-438.
6. *Peppler W., Kaiser A., Will H.* Freezing of a Thermitic Melt Injected into an Annular Channel. Experiments and Recalculations // Exper. Thermal and Fluid Science. – 1988. – V. 1. – №. 4. – P. 335-346.
7. *Уолтер А., Рейнольдс А.* Реакторы-размножители на быстрых нейтронах/ Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 624 с.

Поступила в редакцию 20.11.2003

ВЫВОД И ОБОБЩЕНИЕ ФОРМ-ФАКТОРОВ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРИСТЕННОГО ТРЕНИЯ, ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА НЕОДНОРОДНЫХ ПОТОКОВ. СБОРКИ ТВС*

Ю.Н. Корниенко

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



Методика построения обобщенных замыкающих соотношений на основе форм-факторов для пристенного трения, тепло- и массообмена [1,2] распространена на описание неоднородного потока теплоносителя в сборках тепловыделяющих стержней. Приведена обобщенная зависимость, связывающая величины коэффициентов трения, тепло- и массообмена на каждой из стенок твэла с их общим для сборки значением. Полученные выражения для форм-факторов обобщают лангмюровские интегральные соотношения для коэффициентов трения и массообмена не только в отношении распределенности теплофизических (τ/ϕ) свойств и обобщенных массовых сил, но также и геометрии сборки.

ВВЕДЕНИЕ

Расчетные теплогидравлические исследования конструкций топливных сборок реакторов с водой под давлением (и кипящих), как правило, выполняют с использованием кодов на основе систем с сосредоточенными параметрами, что позволяет заменить тонкую структуру течения теплоносителя в системе параллельных стержней на области с постоянными свойствами, называемые в соответствующих кодах (таких как RELAP5 и COBRA (США), КОРСАР, SC1 (Россия) и др.) моделями каналов и субканалов. Таким образом, возникает проблема нахождения замыкающих соотношений для процессов переноса импульса, тепла и массы, т.е. коэффициентов трения, тепло- и массообмена для таких моделей. При этом обычно применяются коэффициенты трубного типа, основанные на понятии «эквивалентного диаметра». Замыкающие соотношения, построенные на основе этого приближения, хотя просты и удобны, но недостаточно обоснованы и имеют ограниченную область применения, характерную для умеренных равновесных условий течения однородного теплоносителя.

Из литературы известно несколько примеров [3,4] разработки приближенных методик расчета локальных и осредненных для сборки термогидравлических характеристик, опубликовано также большое количество частных эмпирических корреляций и их усовершенствований [5]. Однако практически не затронутыми оказались

**Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 03-01-96338).*

© Ю.Н. Корниенко, 2004

проблемы описания и корректного перехода от локальных (по ячейкам) характеристик к интегральным (по всей сборке). Именно эта методическая часть является весьма важной для разработки и обоснования новых, более совершенных замыкающих соотношений и методов субканального и интегрального расчетов, а также для анализа и интерпретации экспериментальных данных.

Ниже изложен более подробный вывод и обобщение аналитических интегральных соотношений, опубликованных в [6-8], для факторов формы коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена в одно- и двухфазных потоках, включая учет азимутальных неоднородностей распределения переменных и граничных условий при течении неоднородных потоков в сборках твэлов.

Список основных обозначений представлен в [1], остальные приведены по тексту работы.

1. ОПИСАНИЕ ПАРАМЕТРОВ И ПЕРЕМЕННЫХ В ОКРЕСНОСТИ ТВЭЛА В ТВС

Описание движения теплоносителя в сборке твэлов удобно рассматривать в «эквивалентной»^{*)} осесимметричной кольцевой области, ограниченной изнутри радиусом твэла, а снаружи – радиусом эквивалентной кольцевой зоны r_0 , см. рис. 1.

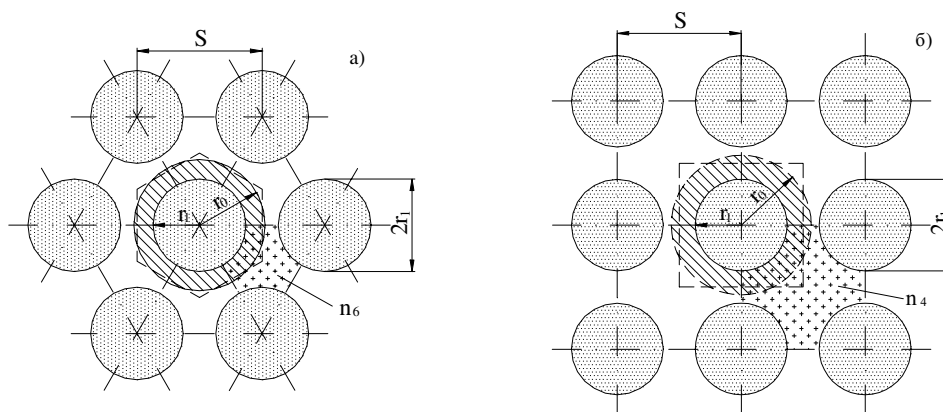


Рис. 1. Геометрические параметры и обозначения для эквивалентного кольцевого канала: а) гексагональная упаковка, б) квадратная упаковка; n_6 и n_4 – типичные субканалы сборки ТВС правильной геометрии

Радиус внешней границы эквивалентного кольцевого канала (ЭКК) определяется из условия равенства площадей указанных на рис. 1 кольцевых фигур

$$r_{0n} = S_n \cdot Ea_n, \quad (1)$$

где геометрический фактор упаковки с шагом S_n ^{**)} $Ea_6 = S_n \sqrt{\frac{3tg30^\circ}{\pi}}$ и $Ea_4 = S_n \sqrt{\frac{tg45^\circ}{\pi}}$ для гексагональной и квадратной упаковки соответственно.

Исходная формулировка модели основывается, как и ранее [1], на трехмерном описании законов сохранения в рамках модели потока дрейфа и ограничена допущением течения в протяженных сборках твэлов неискаженной геометрии и высоким отношением $l/d \gg 1$, что предопределяет наличие одного преимущественного направления изменения – аксиального.

Указанное допущение непосредственно связано с экспериментально подтвержден-

^{*)} «Эквивалентная» кольцевая зона по своей площади принимается равной элементарной гексагональной или квадратной ячейке, описанной около каждого твэла в «бесконечной» сборке.

^{**)} Индекс n используется также для обозначения отличающихся (неидентичных) ЭКК в пределах одной сборки.

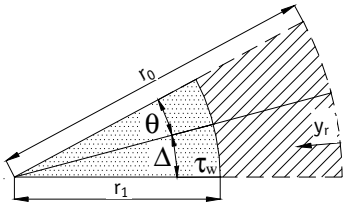


Рис. 2. Сектор эквивалентной кольцевой зоны

ной в [4] гипотезой о «приближенной» универсальности профилей скорости и температуры в направлении нормали к стенке канала сложной формы. Это позволяет физические эффекты в других направлениях учитывать через характеристики переноса и соответствующие модели, опуская уравнения движения для нормальной и азимутальной скоростей.

Поместим начало координат на линию радиуса внешней границы ЭКК (рис. 2), тогда можно записать

$$y = r_{0n} - y_r = r_{0n}(1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n), \quad (2)$$

где $\tilde{\delta}_n = \delta_n / 2r_{0n}$, $Y_n = y_r / \delta_n$ и $\delta_n = r_{0n} - r_{1n}$. Это приводит к полной его идентичности с первой зоной кольцевого канала [2]. При этом учет азимутальных изменений можно осуществить подобно [10] с помощью граничных условий на стенках ЭКК. Используемая в настоящей работе система координат (см. рис. 2) обеспечивает преемственность описания эквивалентного кольцевого канала и круглой (кольцевой) трубы [1,2]. Это наряду с использованными ранее унификацией обозначений [1], градиентной моделью переноса (см. табл. 1) и концепцией обобщенного коэффициента переноса субстанции Рейнольдса [11] существенно сокращает количество преобразований при выводе искомых соотношений. В табл. 1 приведены необходимые определения и обозначения переменных, а также плотностей потока субстанций для задач построения замыкающих соотношений термогидравлики в ЭКК с азимутальной неоднородностью. Используя их, нетрудно из унифицированного и обобщенного градиентного представления (см. табл. 1, первую колонку, первую строку) в рамках допущения о «приближенной» универсальности [4] восстановить профили аксиальной скорости, энтальпии и концентрации для гидродинамической, тепловой и массообменной задач, что подробно проиллюстрировано в третьей строке таблицы. Гипотеза о возможности «приближенного» описания профилей фактически означает пренебрежение влиянием вторичных течений в радиальном и азимутальном направлениях. Ее количественное обоснование возможно лишь при сопоставлении численных распределений параметров, полученных с помощью субканальных методик и трехмерных расчетов, что выходит за рамки настоящей работы.

1.1. Локальные, местные и осредненные для субканала переменные

В общем случае, при наличии азимутальной неоднородности, следует различать локальные, местные и осредненные значения переменных. Под первыми понимают собственно локальные переменные на стенке и по нормали к ней, тогда как под местными, заключенными в криволинейные скобки $\langle \varphi \rangle$, помеченными индексом θ или \wedge , понимают осредненные по (конечному) углу θ величины (рис. 1, 2). Соотнося азимутальный угол с 1/6 (1/12) или 1/4 (1/8) величиной доли ЭКК, получаем логичное и конкретное определение местных (или осредненных по углу соответствующего субканала) переменных для данного твэла.

Это обеспечивает возможность более строгих и «тонких» (чем традиционные [12] субканальные методы) расчетных анализов и интерпретаций опытных данных. Кроме того, такое определение субканала предоставляет дополнительную возможность описания индивидуальных характеристик на его сторонах, что особенно важно для аналитического и численного моделирования, например, локального кризиса теплообмена или сопротивления в неоднородном потоке. Возможно также азимутальное осреднение, «сканирующее» (в полярных координатах $r-\theta$) несколько рядов субка-

Таблица 1

Формулировки локальных и осредненных по углу θ плотностей потока субстанций, чисел и коэффициентов для эквивалентного кольцевого канала п сборки тепловыделяющих стержней

	1	2	3	4
1. Плотность потока	субстанции $J = \rho \varepsilon_T \frac{\partial \varphi}{\partial y}$	движения $\tau = -\rho \nu \frac{\partial w}{\partial y}$	тепла $q = \rho k \frac{\partial h}{\partial y}$	массы $N = \rho D \frac{\partial c}{\partial y}$
2. Коэффициент переноса	$\varepsilon_{T0} = \varepsilon_0 + \varepsilon_{t0}$; ($\varepsilon_{T0} = \varepsilon_{T0} / \varepsilon_{w0}$)	$\tilde{\nu}_{T0} = \tilde{\nu}_0 + \tilde{\nu}_{t0}$ (т-турбулентное)	$\tilde{k}_{T0} = \tilde{k}_0 + \tilde{k}_{t0}$; P_{T0}/P_{T0} (т-общее)	$\tilde{D}_{T0} = \tilde{D}_0 + \tilde{D}_{t0}$; S_{T0}/S_{T0}
3. Осредненная переменная $\varphi_0 (w_0, h_0, (T_0), c_0)$	$\varphi_{w0}^+ - \varphi_0^+ = \frac{Pe_{J*0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{J}}{\rho \tilde{\nu}} dY d\theta$	$w_0^+ = \frac{Re_{*0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{\tau}}{\rho \tilde{\nu}} dY d\theta$	$h_{w0}^+ - h_0^+ = \frac{Pe_{*0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{q}}{\rho \tilde{k}_T} dY d\theta$	$c_{w0}^+ - c_0^+ = \frac{Pe_{N*0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\tilde{N}}{\rho \tilde{D}_{T0}} dY d\theta$
4. Субстанция трения	$\varphi_{*0} = J_{w0} / (\rho_{w0} w_{*0})$	$w_{*0}^2 = \tau_{w0} / \rho_{w0}$	$h_{*0} = q_{w0} / (\rho_{w0} w_{*0})$	$c_{*0} = N_{w0} / (\rho_{w0} w_{*0})$
5. Осреднение по кольцевому сектору A_0	$\varphi_0 = \frac{A_0}{\int_0^1 \int_0^1 \rho w^\sigma dA}$	$w_0 = \frac{\int_0^1 \int_0^1 \rho w 2\pi y dy d\theta}{\int_0^1 \int_0^1 2\pi y dy d\theta}$	$T_{f0} = \frac{\int_0^1 \int_0^1 T_f \rho w (1 - 2\delta_n Y_n) dY d\theta}{\int_0^1 \int_0^1 \rho w (1 - 2\delta_n Y_n) dY d\theta}$	$c_0 = \frac{\int_0^1 \int_0^1 c (1 - 2\delta_n Y_n) dY d\theta}{\int_0^1 \int_0^1 \rho w \neq f(Y, \theta)}$
6. Число переноса - по субстанции трения	$Pe_{J0} = \rho w \delta_n / (\rho \varepsilon_{T0})$ $Pe_{J*0} = w_{*0} \delta_n / \varepsilon_{w0}$	$Re = \rho w \delta_n / (\rho \nu)_{w0}$ $Re_{*0} = w_{*0} \delta_n / \nu_{w0}$	$Pe = \rho w \delta_n / (\rho k)_{w0}$ $Pe_{*0} = w_{*0} \delta_n / k_{w0}$	$Pe_{N0} = \rho w \delta_n / (\rho D)_{w0}$ $Pe_{N*0} = w_{*0} \delta_n / D_{w0}$
7. Коэффициент трения, тепло- и массообмена	$St_{J0} = \frac{J_{w0}}{\rho w \delta_n \tilde{\nu}_0 (\varphi_{w0} - \varphi_0)}$	$\lambda_{*0} = \frac{8 \tau_{w0}}{\rho \delta_n w_0^2} = \frac{8 \tau_{w0}}{\rho w \delta_n w_0}$	$h_{q0} = q_{w0} / (T_{f0} - T_{f0})$ $St_{q0} = h_{q0} / \rho w \delta_n \tilde{c}_{p0}$	$\alpha_{N0} = \frac{N_{w0}}{c_{w0} - c_0}$; $St_{N0} = \frac{\alpha_{N0}}{\rho w \delta_n}$
8. Плотность потока Рейнольдса	$Rm_{J0} = J_{w0} / \tilde{\nu}_0 (\varphi_{w0} - \varphi_0)$	$Rm_{*0} = \tau_{w0} / w_0$, для $w_{*0} = 0$	$Rm_{q0} = q_{w0} / (h_{w0} - h_{f0})$	$Rm_{N0} = N_{w0} / (c_{w0} - c_0)$
9. Число Стантона субстанции для кольцевого сектора θ	$\frac{1}{St_{J0}} = \frac{\tilde{\nu}_0 Pe_{J0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\rho_n w_n^\sigma}{\rho_n w_n^\sigma} dY d\theta$ $\left(\int_0^1 \frac{\tilde{J}_n}{\rho_n \tilde{\nu}_{Tn}} dY \right) (1 - 2\delta_n Y_n) dY d\theta$	Для $w_{*0} = 0, \tilde{\nu}_0 = 1, \sigma = 0$ $\frac{1}{\lambda_{*0}} = \frac{Re_0}{8 \cdot \theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\rho_n}{\rho_n} dY d\theta$ $\left(\int_0^1 \frac{\tilde{\tau}_n}{\rho_n \tilde{\nu}_{Tn}} dY \right) (1 - 2\delta_n Y_n) dY d\theta$	Для $\sigma = 1, \tilde{\eta}_0 = c_{p0} / \tilde{c}_{p0}$ $\frac{1}{St_{q0}} = \frac{\tilde{\eta}_0 Pe_{q0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\rho_n w_n}{\rho_n w_n} dY d\theta$ $\left(\int_0^1 \frac{\tilde{q}_n}{\rho_n \tilde{k}_{Tn}} dY \right) (1 - 2\delta_n Y_n) dY d\theta$	Для $\sigma = 1, \tilde{\eta}_0 = 1$ $\frac{1}{St_{N0}} = \frac{Pe_{N0}}{\theta} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\rho_n w_n}{\rho_n w_n} dY d\theta$ $\left(\int_0^1 \frac{\tilde{N}_n}{\rho_n \tilde{D}_{Tn}} dY \right) (1 - 2\delta_n Y_n) dY d\theta$

налов (вплоть до последнего), что полезно при разработке моделей укрупненных ячеек (или каналов) активных зон.

После масштабирования локальных переменных в уравнении (см. табл. 1, первую колонку, первую строку) относительно их значений на стенке и интегрирования по радиусу Y и углу θ получим профиль изменения каждого из рассматриваемых потенциалов в поперечном сечении кольцевого сектора ЭКК. Осредненный по круговому сектору θ (местный) профиль переменной φ имеет вид

$$\langle \varphi_w^+ \rangle - \langle \varphi^+ \rangle = \varphi_{w\theta}^+ - \varphi_\theta^+ = Pe_{j*} \frac{1}{\theta} \int_0^\theta \int_Y^1 \frac{\tilde{J}(Y, \theta)}{\tilde{\rho}(Y, \theta) \tilde{\epsilon}_T(Y, \theta)} dY' d\theta, \quad (3)$$

где $\tilde{J}(Y, \theta) = J(Y, \theta) / \bar{J}_w(\theta)$ для местного θ или субканального осреднения $0 \leq \theta_n \leq 1$, $\theta_n = \theta_n^\circ / 360^\circ$ - азимутальная переменная в градусной мере. При этом для идентификации течения по какому-либо из субканалов (или его азимутальной зоне) использованы индекс n и представление геометрии субканалов из рис. 1 и 2. В общем случае при рассмотрении гексагонального или квадратного субканала в виде трех или четырех кольцевых зон с отличающимися профилями переменных и граничными условиями по зонам необходимо рассматривать решения по каждой из зон отдельно. Здесь следует отметить, что хотя возможно влияние одной зоны на другую, в настоящей работе предполагается отсутствие такого эффекта.

Таким образом, предложенное азимутальное осреднение по фрагментам сборки, субканала или его части на основе ЭКК представляет собой корректный метод получения осредненных квазиодномерных моделей контрольных объемов различной величины: локальных, субканальных и для сборки в целом.

1.2. Связь теплогидравлических характеристик субканала и эквивалентного канала сборки с их местными значениями на каждой из стенок

В рамках описанной выше модели ЭКК, используя осредненные уравнения неразрывности и движения по зонам ЭКК и эквивалентного канала сборки (ЭКС) в целом, нетрудно, подобно [3] для идентичных ЭКК, получить искомую связь между общим и индивидуальными для каждой из стенок коэффициентами трения в виде следующего гармонического соотношения:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \sum_1^M \sum_1^N \sqrt{\frac{\tilde{d}_{mn}}{\lambda_{mn} \langle \tilde{\rho} \rangle_{mn}}} \tilde{A}_{mn}, \quad (4)$$

где

$$\langle \tilde{\rho} \rangle_{mn} = \langle \rho \rangle_{mn} / \left(\sum_1^M \sum_1^N \langle \rho \rangle_{mn} \right), \quad (5)$$

N - общее число ЭКК данного типа. При наличии в сборке ЭКК нескольких, например, t типов общим числом M , необходимо суммирование по всем типам каналов. Для однородной сборки из идентичных ЭКК $M \equiv 1$ приходим к обобщению метода Rehme [3] в отношении учета плотности. Относительный гидравлический диаметр зоны \tilde{d}_{mn} для n -ого ЭКК типа t определяется через соответствующие площади A и периметры Π как

$$\tilde{d}_m = \frac{d_m}{d_{m\bar{a}}} = \frac{4A_{mn}}{\Pi_{mn}} / \left(\sum_1^M \left(4 \sum_1^N A_{mn} / \sum_1^N \Pi_{mn} \right) \right), \quad (6)$$

относительная площадь рассматриваемого ЭКК имеет вид соотношения

$$\tilde{A}_{mn} = A_{mn} / \sum_1^M \sum_1^N A_{mn}, \quad (7)$$

которое легко может быть выражено через геометрические характеристики (1). Общим свойством гармонического соотношения (4) является то, что вклад сопротивления данного типа зависит как от общего числа его ЭКК, так и от весовых геометрических коэффициентов.

В условиях применимости аналогии Рейнольдса зависимость (4) описывает также и коэффициенты тепло- и массообмена в виде соответствующих чисел Стантона. При отсутствии аналогии Рейнольдса, используя осредненные уравнения неразрывности и энергии по зонам ЭКК и ЭКС в целом, нетрудно получить искомую связь между коэффициентами тепло(или массо)обмена на разных стенках и общим для всего ЭКС:

$$\frac{1}{\sqrt{St_J}} = \sum_1^M \sum_1^N \sqrt{\frac{\tilde{d}_{mn}}{St_{Jmn} \langle \tilde{\rho} \rangle_{mn}}} \tilde{A}_{mn}, \quad (8)$$

индекс J , как и выше, является признаком тепловой q или массообменной N задачи.

1.3. Распределение плотности потока субстанции

Исходным является дифференциальное уравнение переноса [1], записанное для обобщенной плотности потока субстанции в рамках приближения пограничного слоя, в котором кроме представленных в [2] механизмов $e=1-4$ добавлен учет азимутальных изменений переменных и граничных условий $e=5$ и 6 :

$$\frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (y J_{y\theta}) = -I_{v\theta} + \rho w \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \rho v \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \rho v_\theta \frac{1}{y} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} - \frac{1}{y} \frac{\partial J_\theta}{\partial \theta}, \quad (9)$$

где v и v_θ и θ и J_θ - радиальная и азимутальная скорости, угол и плотность потока субстанции $I_{v\theta}$ - источник-(стоковый) член. Рассматриваемый ЭКК приведен на рис.1 и 2.

После масштабирования переменных в уравнении (9) для локальной плотности потока субстанции, интегрирования его по сечению зоны n идентичных ЭКК, сначала с переменным верхним пределом Y , а затем до стенки ЭКК $Y=1$ и объединения полученных интегралов (с использованием обозначений табл. 2) получим

$$\tilde{J}_n(Y, \theta) = \frac{1 - 2\tilde{\delta}_n}{1 - 2\tilde{\delta}_n Y} \mathfrak{R}_{Jn} \left[\tilde{J}_{wn}(\theta) + \frac{2\tilde{\delta}_n}{1 - 2\tilde{\delta}_n} \sum_e \Phi_{e\varphi n} K_{e\varphi n} \right], \quad (10)$$

где весовая функция

$$\mathfrak{R}_{Jn} = \int_0^Y (\rho w)_n^\sigma (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY / \int_0^1 (\rho w)_n^\sigma (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY \quad (11)$$

после осреднения по углу θ примет вид

$$\mathfrak{R}_{Jn}^\wedge = \int_0^Y \int_0^{\theta} (\rho w)_n^\sigma (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta / \int_0^1 \int_0^{\theta} (\rho w)_n^\sigma (1 - 2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta. \quad (12)$$

Она построена на основе массовой скорости для уравнения энергии ($J=q$) и конвективной диффузии ($J=N$) при $\sigma=1$. Для «ударных» (плоских) профилей массовой скорости при $\rho w_n \neq f(Y, \theta)$, а также при рассмотрении уравнения движения ($J=c$) при $\sigma=0$ имеем

$$\mathfrak{R}_{Jn} |_{\sigma=0} = \mathfrak{R}_{cn} = Y_n (1 - \tilde{\delta}_n Y_n) / (1 - \tilde{\delta}_n), \quad (13)$$

Определения осреднений компонент $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$ и форм-факторов $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$ уравнения переноса субстанции (φ_n) по азимутальным зонам (θ) для n -ого ЭКК

e	Осредненные компоненты переноса $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$	Форм-факторы профиля φ -переменной $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$
1	$\Phi_{v\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{I}_{v\varphi n} Y_n dY d\theta$, где $Y_n = 1 - 2\tilde{\delta}_n Y'$ (1)	$K_{v\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{I}_{v\varphi n} Y_n dY d\theta / (\Phi_{v\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (2)
⊗ 2	$\Phi_{z\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{\rho}_n w_n^+ \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial Z} Y_n dY d\theta$ (3)	$K_{z\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{\rho}_n w_n^+ \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial Z} Y_n dY d\theta / (\Phi_{z\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (4)
3	$\Phi_{y\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{\rho}_n v_n^+ \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial Y} Y_n dY d\theta$ (5)	$K_{y\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{\rho}_n v_n^+ \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial Y} Y_n dY d\theta / (\Phi_{y\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (6)
4	$\Phi_{\omega\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{S_{r,n} \theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{\rho}_n \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial t} Y_n dY d\theta$ (7)	$K_{\omega\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{S_{r,n} \theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{\rho}_n \frac{\partial \varphi_n^+}{\partial t} Y_n dY d\theta / (\Phi_{\omega\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (8)
5	$\Phi_{\theta\varphi n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{\rho} v_{\theta}^+ \frac{\partial \varphi^+}{\partial \theta} dY d\theta / \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge}$ (9)	$K_{\theta\varphi n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \tilde{\rho} v_{\theta}^+ \frac{\partial \varphi^+}{\partial \theta} dY d\theta / (\Phi_{\theta\varphi n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (10)
6	$\Phi_{\theta J_n}^{\wedge} = \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \frac{\partial \tilde{J}_{\theta}}{\partial \theta} dY d\theta / \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge}$ (11)	$K_{\theta J_n}^{\wedge} = 1 - \frac{1}{\theta} \int_0^1 \int_0^{\theta} \frac{\partial \tilde{J}_{\theta}}{\partial \theta} dY d\theta / (\Phi_{\theta J_n}^{\wedge} \mathfrak{R}_{J_n}^{\wedge})$ (12)

⊗- отсутствует для плотности теплового потока и потока массы, полученных с использованием $\partial \varphi_n^+ / \partial Z$

откуда получаем линейную (при $\tilde{\delta}_n \ll 1$) или квадратичную (при $\tilde{\delta}_n \gg 1$) зависимость $\mathfrak{R}_{\text{тн}}$ по сечению каждой из зон, интерпретируя их плоской щелью или круглой трубой соответственно, тогда как общий множитель перед скобкой в уравнении для обобщенной плотности потока субстанции, в частности для профиля вязких напряжений, остается линейным. Деформация линейного профиля J_n происходит как за счет рассматриваемых эффектов e на основе представляемых ниже форм-факторов, геометрии ЭКК, так и за счет $\tilde{J}_{\text{тн}}(\theta)$.

Как и для круглой трубы [1], отсутствие влияния радиально распределенных эффектов, включая массовую скорость $\rho_n w_n \neq f(Y)$, а также $\Phi_{\text{эфл}} \rightarrow 0$ и/или $K_{\text{эфл}} \rightarrow 0$, приводит к обычному линейному распределению плотности потока субстанции: вязких напряжений, плотности потока тепла и массы [11] по каждой из зон ЭКК. И наоборот, в случае заметного их влияния зависимость (10) обеспечивает поправку к линейному распределению тем большую, чем выше значения соответствующей компоненты, форм-фактора и $\tilde{J}_{\text{тн}}(\theta)$.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ФОРМ-ФАКТОРОВ В КОЛЬЦЕВЫХ ЗОНАХ

Подобно круглой (кольцевой) трубе [1,2] компоненты $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$ и форм-факторы $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$ управляют поведением плотности потока субстанции (10) при течении в ЭКК. Они ответственны за эффекты распределенных в поле течения переменных и источников/стоков субстанции и приведены в табл. 2 для осредненной \wedge по углу (θ) зоны ЭКК. Компонента $\Phi_{\text{эфл}}^{\wedge}$ отражает нормированный относительно «шкалы трения» масштаб данного явления e . Форм-фактор $K_{\text{эфл}}^{\wedge}$ представляет собой меру отличия локальной

переменной от средне-интегрального значения, отнесенный к величине этой компоненты в азимутальной зоне ЭКК. Использование форм-фактора, осредненного по углу (θ) зоны ЭКК, обеспечивает возможность более детального описания рассматриваемого субканала.

Осредненные компоненты $\Phi_{e\theta n}^{\wedge}$ и форм-факторы $K_{e\theta n}^{\wedge}$ обобщенного уравнения переноса субстанции, приведенные в табл. 2, обращаются в соответствующие компоненты и форм-факторы для уравнений количества движения, тепла и конвективной диффузии, описывающие влияние формы профиля переменных φ ($= w, v, h$ или T и c), а также источников/стоков субстанций. При этом компоненты $\Phi_{e\theta n}^{\wedge}$ можно охарактеризовать как обобщенные субстанциональные массовые силы, в частности, связанные с источниками ($e=1$) или с процессами аксиального ($e=2$) и радиального ($e=3$) ускорений, а также нестационарностью ($e=4$), азимутальным ($e=5$) ускорением и изменением ($e=6$) плотности потока субстанции. Они представляют собой обобщение чисел Грасгофа для этих процессов, что нетрудно проверить непосредственной подстановкой соответствующих переменных в каждом из рассматриваемых законов сохранения для условий течения в ЭКК.

Таким образом, форм-факторы $K_{e\theta n}^{\wedge}$ по своему физическому и математическому смыслу отражают меру влияния радиально и азимутально распределенных в поперечном сечении эффектов обобщенных массовых сил и граничных условий, как на плотность потока субстанции, так и на соответствующие замыкающие соотношения квазиодномерной модели ЭКК.

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТРЕНИЯ, ТЕПЛО- И МАССОБМЕНА, ОСРЕДНЕННЫЕ ПО АЗИМУТАЛЬНЫМ ЗОНАМ ЭКК

При допущении о неизменности аксиального градиента давления в поперечном сечении зоны (θ) ЭКК из уравнения для коэффициента трения (см. табл. 1, колонка 2, строка 9) и уравнения (10) после интегрирования по частям получим следующую обобщенную зависимость для коэффициента трения:

$$\frac{8}{\lambda_{\theta n}} = Re_{\theta n} \cdot \frac{1}{\theta} \int_0^{\theta} \int_0^1 \left(\bar{\tau}_{wn} + \frac{2\tilde{\delta}_n}{1-2\tilde{\delta}_n} \sum_e \Phi_{ewn} K_{ewn} \right) \frac{\langle \tilde{p} \rangle_{Y_n} (1-2\tilde{\delta}_n) \cdot \Re_{zn}}{\tilde{p}_n \tilde{v}_{zn} (1-2\tilde{\delta}_n Y_n)} dY d\theta, \quad (14)$$

где интегральные компоненты и форм-факторы идентичны соотношениям (1)-(12) табл. 2 при замене φ на w и I_v на rg :

$$\langle \tilde{p} \rangle_{Y_n}^{\wedge} = \int_0^{\theta} \int_0^1 \tilde{p}_n (1-2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta / \int_0^{\theta} \int_0^1 \tilde{p}_n (1-2\tilde{\delta}_n Y_n) dY d\theta. \quad (15)$$

Соотношение (14) для коэффициента сопротивления трения учитывает не только радиальные профили плотности, аксиального Φ_{zw} и радиального Φ_{yw} ускорений потока в поле течения, но также их азимутальные изменения и влияние профилей граничных условий $\bar{\tau}_{wn}$.

Полагая, как и выше, что в рассматриваемой зоне (θ) ЭКК аксиальный градиент энтальпии (и концентрации) не является функцией радиальной координаты из уравнения для коэффициента тепло- (или массо-)обмена (см. табл. 1 колонки 3 или 4, строка 9) и уравнения (10), после интегрирования по частям получим

$$\frac{1}{St_{q\theta n}} = \frac{Pe_{\theta n} \tilde{n}_{\theta n}}{\theta} \int_0^{\theta} \int_0^1 \left(\bar{q}_w + \frac{2\tilde{\delta}_n}{1-2\tilde{\delta}_n} \sum_e \Phi_{ehn} K_{ehn} \right) \frac{(1-2\tilde{\delta}_n) \cdot \Re_{qn}^2}{\tilde{p}_n \tilde{k}_{zn} (1-2\tilde{\delta}_n Y_n)} dY d\theta, \quad (16)$$

где интегралы Φ_{ehn} и K_{ehn} идентичны (1)-(12) табл. 2 при замене переменной φ на h и I_v на q_v :

$$\langle \tilde{q}_v \rangle_{y_n}^{\wedge} = \int_0^{\theta} \int_0^{y_n} \tilde{q}_{vn} (1 - 2\tilde{\delta}_n y_n) H Y d\theta \Big/ \int_0^{\theta} \int_0^1 \tilde{q}_{vn} (1 - 2\tilde{\delta}_n y_n) H Y d\theta. \quad (17)$$

Зависимость для коэффициента массообмена St_{Nqn} функционально идентична уравнению (16), отличаясь лишь коэффициентом $\tilde{\eta}=1$ и индексом N вместо q .

Сопоставление полученных уравнений (14) и (16) с цитируемыми в литературе [1,2] позволяет утверждать, что они являются обобщением не только интегральных соотношений Лайона, Новикова-Воскресенского, Петухова-Попова для описания теплообмена однофазных потоков в плоских и круглых каналах, но и замыкающих соотношений по трению и тепло- и массообмену [1,2,6-9] для течений неоднородных потоков в кольцевых каналах с учетом эффектов азимутальных изменений переменных.

К сожалению, в литературе отсутствуют опытные данные, содержащие замеры всех необходимых локальных профилей переменных в сечениях ТВС, которые позволили бы осуществить опытную проверку принятых допущений и полученных зависимостей для субканалов. Проведенное сравнение экспериментально зафиксированных для сборки в целом [13] эффектов аномального увеличения коэффициентов теплообмена при низких массовых скоростях показало вполне адекватное их описание с помощью настоящего квазиодномерного подхода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено развитие методики [1,2] построения обобщенных лайон-подобных интегральных замыкающих соотношений на основе форм-факторов для коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена для течений неоднородного потока теплоносителя в каналах и субканалах сборки стержней, показаны их предельные переходы к плоской щели и круглой трубе. Форм-факторы K_{exp}^{\wedge} по своему физическому и математическому смыслу отражают влияние радиально и азимутально распределенных по сечению эквивалентного кольцевого канала обобщенных субстанциональных массовых сил и граничных условий на поведение плотности потока субстанции и, следовательно, на интегральные замыкающие соотношения.

Получено обобщенное гармоническое соотношение, связывающее величины коэффициентов трения, тепло- и массообмена на каждой из стенок с их общим для сборки стержней значением; при этом учтено наличие в сборке ТВС субканалов различного типа.

Предложенный квазиодномерный метод представляет собой основу для наиболее полного, теоретически последовательного и строгого учета эффектов радиальной и азимутальной неоднородностей, логично увязывает между собой локальные интегральные и фрагментарные модели, необходимые для обоснования новых замыкающих соотношений термогидравлики в каналах и субканалах сборок тепловыделяющих стержней.

Литература

1. Корниенко Ю.Н. Вывод и обобщение форм-факторов квазиодномерных моделей коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена неоднородных потоков. Каналы круглой и щелевой геометрии // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2003. – № 3. – С. 105-115.
2. Корниенко Ю.Н. Вывод и обобщение форм-факторов квазиодномерных моделей коэффициентов пристенного трения, тепло- и массообмена неоднородных потоков. Каналы кольцевой геометрии // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2004. – № 1. – С. 113-122.
3. Rehme K. Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in non-circular channels. // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1973. – V.16. – P.933-950.

4. Субботин В.И., Ибрагимов М.Х., Ушаков П.А. и др. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках (основы расчета). - М.: Атомиздат, 1975. - 405с.
5. Cesna B. Development of the fundamentals for the thermalhydraulic calculation of the high temperature heat-generating assemblies. // Habilitation theses. - Kaunas: Lithuanian Energy Institute, 2002.
6. Kornienko Y.N. Generalized integral forms for friction, heat and mass transfer coefficients // Int. J. Heat Mass Transfer. - 1995. - V.38. - №16. - P.3103-3108.
7. Kornienko Y.N. Development of the Analytical Closure Relationships Descriptions for One- and Two-Phase Wall Friction, Heat and Mass Transfer Coefficients for Subchannel Analysis. // Proc. of the 6th Int. Conf. on Nuclear Engineering (San Diego, CA, USA, May 10-15, 1998). Paper-6194, CD-Room, Trac.7.
8. Kornienko Y.N. On development of Analytical Closure Relationships for Local Wall Friction, Heat and Mass Transfer Coefficients for Sub-Channel Codes. // International Atomic Energy Agency. - TECDOC-1157. - LMFR core thermohydraulics: Status and prospects. - Vienna. - Austria. - 2000. - P.347-363.
9. Корниенко Ю.Н. Квазиодномерные модели и замыкающие соотношения теплогидравлики двухфазных потоков/Труды 3 Российской национальной конференции по теплообмену. - 2002. - Т.5. - С.80-83.
10. Корниенко Ю.Н. Параметры распределений квазиодномерных моделей двухфазных неравновесных потоков. Обобщение для течений в кольцевых каналах и ТВС//Известия вузов. Ядерная энергетика. - 2002. - №4. - С.79-90.
11. Рейнольдс Ф.Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях. - М.: Энергия, 1979. - 408 с.
12. Селиванов В.М., Корниенко Ю.Н., Сорокин А.П. Методы и программы поканального теплогидравлического анализа сборок твэл, охлаждаемых кипящим теплоносителем: Обзорная информация. ОБ-110. - Обнинск: ФЭИ, 1980. - 65с.
13. Корниенко Ю.Н. Разработка квазиодномерных моделей и замыкающих соотношений теплогидравлики двухфазных потоков для кодов улучшенных оценок/Труды 2 Всероссийской конференции «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР», Подольск, 19-23 ноября 2001, CD-Room.

Поступила в редакцию 20.04.2003

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ В ТЕПЛОПЕРЕДАЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ СОВРЕМЕННЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Г.В. Кузнецов*, С.Ф. Санду**

** Томский политехнический университет, г. Томск*

***НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете, г. Томск*



В работе представлена математическая модель высокотемпературной тепловой трубы (ВТТ) в распределенных параметрах, которая учитывает гидродинамику и тепломассообмен в паровой и жидкой фазе теплоносителя и теплоперенос в корпусе трубы. Проведено сравнение результатов расчета области возможной работы, максимального теплопереноса и распределения температуры пара по длине натриевой тепловой трубы с известными экспериментальными данными. Обсуждаются результаты прогностического моделирования работы теплопередающего устройства типа ВТТ, разработанного для экспериментального исследования процессов теплоотвода из активной зоны реактора ядерной энергетической установки.

ВВЕДЕНИЕ

Высокие температуры и плотности тепловых потоков являются определяющими характеристиками прогрессивных направлений современной энергетики. Наиболее эффективным средством переноса тепла большинства высокотемпературных циклов преобразования энергии являются высокотемпературные тепловые трубы (ВТТ), представляющие собой испарительно-конденсационные устройства с жидкими металлами в качестве теплоносителей. В области космической ядерной энергетики высокотемпературные тепловые трубы используются для решения задач теплообмена внутренних элементов двигательных и энергетических установок при выработке электроэнергии и отвода тепла в космос [1,2].

Для стационарной ядерной энергетики тепловые трубы (ТТ) могут применяться в пассивных системах аварийного расхолаживания ядерных энергетических установок (ЯЭУ), когда требуется снять большие мощности с относительно малых площадей поверхности [3,4]. Широкое промышленное применение тепловых труб сдерживается недостаточной изученностью свойств и особенностей испарительно-конденсационных циклов, обусловленных протекающими процессами тепло- и массопереноса и накладывающих ряд ограничений на их характеристики. С другой стороны, основным

© Г.В. Кузнецов, С.Ф. Санду, 2004

путем повышения эффективности энергетических установок является увеличение рабочих температур процессов преобразования и передачи энергии. В этой связи, одним из инструментов моделирования теплопереноса в энергетических установках может стать численная реализация математических моделей, адекватно описывающих процессы переноса тепла и массы в высокотемпературных тепловых трубах.

Цель данной работы заключается в математическом моделировании процессов тепло- и массопереноса в испарительно-конденсационных системах теплопередачи на основе высокотемпературных тепловых труб, применяемых в теплопередающих устройствах современных энергетических установок.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается задача о температурном поле типичной ВТТ, работающей по принципу замкнутого испарительно-конденсационного цикла, внутри которой под действием внешнего теплового потока происходит сложный процесс взаимосвязанного тепло-массопереноса. Передача тепловой энергии вдоль оси трубы осуществляется путем переноса массы пара из зоны испарения в зону конденсации. При этом в полости трубы создается замкнутый циркуляционный поток теплоносителя, создаваемый капиллярными силами. Физическая схема типичной нерегулируемой тепловой трубы представлена на рис. 1.

Математическая модель работы ВТТ, описывающая гидродинамику и тепло-массообмен в паровой, жидкой фазах теплоносителя и теплоперенос в корпусе трубы, опирается на следующие основные допущения.

1). Не учитывается распределение внешнего теплового потока по окружной координате, задача решается в осесимметричной постановке. Данное допущение является, вероятно, наиболее значимым из принятых потому, что во многих системах теплопередачи [1] ВТТ работают в схемах, где теплоотвод реализуется только на определенных участках внешней поверхности трубы и не охватывает весь периметр фиксированного сечения. Но, с другой стороны, достаточно часто подвод тепловой энергии осуществляется по крайней мере по большей части периметра [4,5]. Поэтому используемая в данной работе модель тепловой трубы соответствует достаточно большому числу практически возможных схем теплообмена в ЯЭУ.

2). Фитиль представляет собой слой рабочей жидкости, движение которой описывается линейным законом фильтрации Дарси несжимаемых жидкостей через пористые среды [5]. Использование закона Дарси в такой форме является обоснованным потому, что скорости фильтрации теплоносителя достаточно низкие (не превышают 0.1 м/с) и инерционными составляющими можно пренебречь.

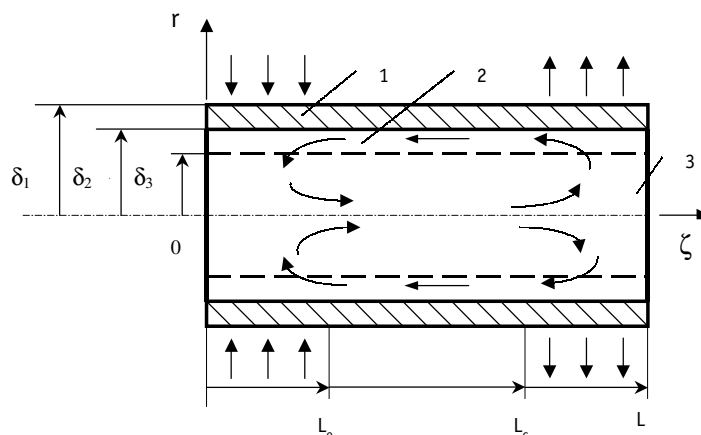


Рис. 1. Физическая схема типичной тепловой трубы: 1 – корпус, 2 – жидкость, 3 – пар

3). Передача тепла через смоченный фитиль осуществляется посредством теплопроводности и состояние кипения рабочей жидкости не достигается (режим кипения считается критическим) [6,7]. Механизм передачи тепла в фитиле по радиальной координате является основным для штатных режимов работы тепловых труб.

4). Контакты на границе раздела фаз, а также на границе корпус тепловой трубы-смоченный фитиль считаются идеальными. Это допущение является обоснованным потому, что образование пара на поверхности корпуса трубы возможно только в критическом режиме кипения теплоносителя, который в данной работе не рассматривается. При полном смачивании поверхности корпуса ВТТ теплоносителем на границе раздела "корпус-фитиль" нет дополнительных тепловых сопротивлений, обусловленных паровыми прослойками.

5). Силы трения на границе жидкость-пар пренебрежимо малы по сравнению с силами трения, действующими внутри фитиля [5]. Предполагается, что паровой поток не влияет на движение жидкой фазы в фитиле и не происходит срыва капель на границе раздела "пар-фитиль". Такое состояние типично для большинства тепловых труб, работающих в расчетных режимах.

6). Процессы тепломассопереноса в жидкой и паровой фазе теплоносителя стационарны. Это допущение обосновывается тем, что времена релаксации в паровой и жидкой фазах теплоносителя существенно меньше, чем времена релаксации для корпуса трубы. Кроме того, в данной работе рассматривались только наиболее типичные режимы работы тепловых труб – стационарные, когда величина теплового потока, подводимого к ВТТ, не зависит от времени.

7). Движение пара описывается в рамках модели движения вязкой сжимаемой жидкости в узком канале [8]. Основные положения модели "узкого канала" полностью соответствуют реальной картине течения паровой фазы в полости тепловой трубы.

8). Коэффициенты переноса (теплопроводности и вязкости) не зависят от температуры. Изменения температуры как по продольной, так и по радиальной координатам в реальных условиях работы ВТТ относительно малы (не превышают десятков градусов Кельвина). Поэтому изменением теплопроводности как пара, так и жидкого теплоносителя в этом диапазоне температур можно обоснованно пренебречь.

В соответствии с принятыми допущениями, осесимметричная математическая модель работы ВТТ в распределенных параметрах записана в цилиндрических координатах и включает в себя следующие уравнения.

Уравнение теплопроводности для корпуса тепловой трубы:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial \zeta^2} \right)$$

где r, ζ – поперечная и продольная координаты в тепловой трубе; 1 – индекс, соответствующий корпусу тепловой трубы.

Уравнения сохранения массы, энергии и уравнение закона фильтрации для жидкой фазы теплоносителя:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(u_2 r)}{\partial \zeta} + \frac{\partial(v_2 r)}{\partial r} &= 0, \\ c_2 \rho_2 \left(u_2 \frac{\partial T_2}{\partial \zeta} + v_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) &= \lambda_2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} \right), \\ \frac{dP_2}{d\zeta} &= \frac{E \eta_2}{K} u_2(\zeta), \end{aligned}$$

где u, v – продольная и поперечная составляющие скорости потока; P – давление; E – пористость капиллярной структуры тепловой трубы; η – динамическая вязкость; K – проницаемость; 2 – индекс, соответствующий жидкой фазе теплоносителя.

Уравнения сохранения импульса, массы, энергии и уравнение состояния для паровой фазы теплоносителя:

$$\begin{aligned} \rho_3 u_3 \frac{\partial u_3}{\partial \zeta} + \rho_3 v_3 \frac{\partial u_3}{\partial r} &= -\frac{\partial P_3}{\partial \zeta} + \eta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial r^2} \right), \\ \frac{\partial(\rho_3 u_3 r)}{\partial \zeta} + \frac{\partial(\rho_3 v_3 r)}{\partial r} &= 0, \\ c_3 \rho_3 \left(u_3 \frac{\partial T_3}{\partial \zeta} + v_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} \right) &= \lambda_3 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} \right), \\ \rho_3 &= \frac{P_3 M}{R T_3}, \end{aligned}$$

где M – молекулярный вес; R – универсальная газовая постоянная; 3 – индекс, соответствующий паровой фазе теплоносителя.

Для единственности решения системы уравнений сформулированы соответствующие начальные и граничные условия:

$$t = 0; \quad T_1(r, \zeta, t) = T_0(r, \zeta, t);$$

- граничные условия теплоизоляции на торцах трубы:

$$\zeta = 0; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial \zeta} = 0; \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \zeta} = 0; \quad \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial \zeta} = 0;$$

$$\zeta = L; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial \zeta} = 0; \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \zeta} = 0; \quad \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial \zeta} = 0;$$

- граничные условия теплообмена на внешней поверхности корпуса трубы:

$$r = \delta_1; \quad 0 \leq \zeta \leq L_e; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = -q;$$

$$L_e < \zeta < L_c; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0;$$

$$L_c \leq \zeta \leq L; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = -q;$$

- граничные условия 4-го рода, “прилипания” и “непроницаемости” на границе корпус-жидкость:

$$r = \delta_2; \quad 0 \leq \zeta \leq L; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}; \quad T_1 = T_2;$$

$$u_2(r, \zeta) = v_2(r, \zeta) = 0;$$

- граничные условия 4-го рода и граничные условия массопереноса на границе жидкость-пар:

$$r = \delta_3; \quad 0 \leq \zeta \leq L_e; \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} + G_2 \Delta H; \quad u_2(r, \zeta) = u_3(r, \zeta) = 0;$$

$$L_e < \zeta < L_c; \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r}; \quad T_2 = T_3; \quad u_2(r, \zeta) = u_3(r, \zeta) = 0; \quad v_2(r, \zeta) = 0; \quad v_3(r, \zeta) = 0;$$

$$L_c \leq \zeta \leq L; \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} + G_3 \Delta H; u_2(r, \zeta) = u_3(r, \zeta) = 0;$$

- граничные условия на оси симметрии тепловой трубы:

$$r = 0; 0 \leq \zeta \leq L; \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} = 0; v_3(r, \zeta) = 0.$$

Здесь L – линейный размер; q – плотность теплового потока от внешнего по отношению к тепловой трубе источника (стока) тепла; G – массовая скорость испарения (конденсации); δ – радиус; ΔH – удельная теплота парообразования; 0 – индекс, соответствующий начальным условиям; e – индекс, обозначающий конец зоны испарения; c – индекс, обозначающий начало зоны конденсации тепловой трубы.

При определении массовых скоростей испарения и конденсации теплоносителя использовались зависимости, полученные при рассмотрении этих процессов с позиции молекулярно-кинетической теории газов и жидкостей [5,7]:

$$G = \frac{2f}{2-f} \left(\frac{P_3}{\sqrt{2\pi RT_3/M}} - \frac{P(T_2)}{\sqrt{2\pi RT_2/M}} \right),$$

где f – коэффициент испарения (конденсации), для чистой поверхности жидкометаллических теплоносителей близкий к единице [7]; T_3 – температура пара у поверхности жидкость-пар; T_2 – температура поверхности жидкости; $P(T_2)$ – давление насыщения паров при T_2 .

Численная реализация сформулированной математической модели переноса тепла и массы в ВТТ проводилась методом конечных разностей. Уравнения движения и энергии аппроксимировались с помощью двухслойной неявной шеститочечной схемы [8]. Уравнения неразрывности – по четырехточечной неявной схеме [8]. Граничные условия для температуры и скоростей потоков жидкой и паровой фаз заменялись их конечно-разностными аналогами по схеме, имеющей порядок аппроксимации не ниже, чем во внутренних узлах сетки.

АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основная особенность работы ТТ заключается в том, что при ее выводе на рабочий режим каждому значению рабочей температуры соответствует некоторое значение предельной передаваемой тепловой мощности, причем в разных диапазонах температур физический механизм ограничения мощности различен. Поэтому расчет тепловых труб для любой системы теплопередачи заключается в определении предельных тепловых мощностей, передаваемых трубой при разных температурных уровнях в процессе вывода системы на рабочий режим и распределения температур по длине ТТ на каждом из режимов. На практике, чтобы получить максимальную передаваемую трубой мощность, рабочие параметры должны обеспечивать работу ТТ на границе капиллярного ограничения. Расчет капиллярного ограничения представляет собой вычисление предельной мощности ТТ при условии, что сумма потерь давления в паре и жидкости равна максимальному значению развиваемого фитилем капиллярного напора. Величину максимального капиллярного напора для каждого конкретного вида капиллярной структуры можно определить по предельным значениям кривизны менисков в зонах испарения и конденсации [5]. На рис. 2 представлена температурная зависимость капиллярного ограничения передаваемой мощности натриевой тепловой трубой с диаметром парового канала 10.4 мм, изготовленной из сплава ниобия, которая была рассчитана в рамках разработанной математической модели для условий эксперимента, приведенного в работе [7]. Сравнение с результатами

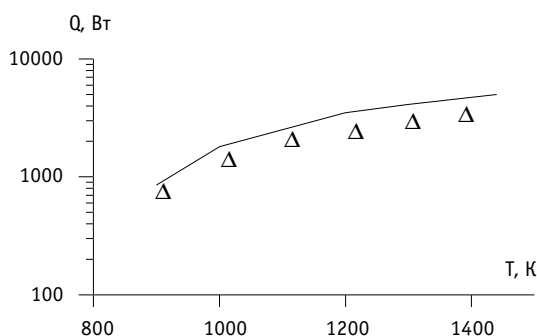


Рис. 2. Температурная зависимость капиллярного ограничения мощности, передаваемой натриевой тепловой трубой: — расчет; Δ – эксперимент [7]

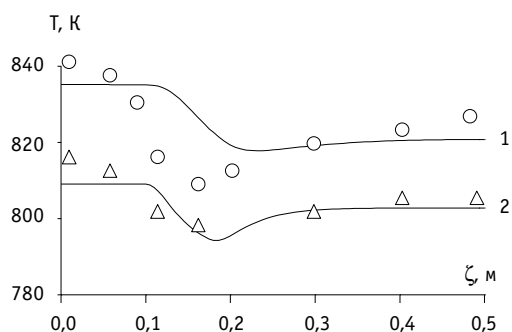


Рис.3. Распределение температуры пара по длине тепловой трубы: кривые 1, 2 – расчетные данные для режимов работы тепловой трубы 1 и 2; Δ , \circ – эксперимент [9]

эксперимента показывает удовлетворительное согласование и позволяет сделать вывод о достоверном определении с помощью представленной математической модели области возможной работы ТТ и максимального теплопереноса. Результаты расчета распределения температуры пара по длине натриевой тепловой трубы, корпус которой изготовлен из нержавеющей стали и имеет диаметр парового канала 14 мм, представлены на рис. 3. Указанные результаты сравниваются с температурами пара, измеренными экспериментально [9] при помощи подвижной термопары для двух режимов работы ТТ. Передаваемая тепловой трубой мощность составляла для каждого из режимов 520 (кривая 1) и 1300 Вт (кривая 2) соответственно. Согласование расчетных и экспериментальных данных удовлетворительное (расхождение не превышает 15%). Проводя анализ результатов, представленных на рис. 3, следует отметить, что отклонения в значениях температур, полученных в экспериментах и при численном анализе, имеют объективные при-

чины. При проведении вычислений используется ряд исходных данных (теплофизические характеристики теплоносителя в жидком и парообразном состояниях, материала корпуса трубы; термодинамические параметры и вязкость теплоносителя как в жидком, так и в парообразном состоянии, и др.). Определение всех исходных данных проводится с некоторыми погрешностями, обусловленными также объективными причинами проведения экспериментов. Такими причинами, например, являются неконтролируемые в опытах изменения второстепенных параметров, собственные погрешности средств измерений и т.д.; поэтому даже очень хороший эксперимент, как правило, имеет некоторый доверительный интервал в несколько процентов от измеряемой величины [7]. Использование в дальнейшем при численном анализе экспериментально определенных постоянных вносит в результаты вычислений соответствующие погрешности, величина которых не зависит от полноты описания изучаемых той или иной математической моделью физических явлений. Кроме того, погрешности опытных данных могут играть даже большую роль, чем погрешности численного алгоритма. Так, в частности, анализ кривых 1,2 на рис. 3 показывает, что при умеренной интенсивности подвода тепла в зоне испарения трубы ($Q = 520$ Вт), соответствие экспериментальных и вычисленных значений температуры можно считать хорошим. С ростом величины Q до 1300 Вт отклонения в значениях достигают 10 К. Очевидно, что чем выше интенсивность теплопереноса, тем большую роль играют погрешности в определении используемых при расчетах постоянных. С учетом вышеизложенного соответствие результатов численного моделирования и опытных данных в рассматриваемом случае можно считать вполне приемлемым.

На основе разработанной математической модели было проведено численное исследование процессов тепло- и массопереноса в устройстве, предназначенном для моделирования теплоотвода из активной зоны реактора ЯЭУ [10]. Рассматриваемое устройство представляет собой “вывернутый” вариант натриевой ВТТ, где применяется осесимметричное расположение имитатора твэла внутри цилиндрического корпуса модели. Зона испарения находится на наружной поверхности имитатора твэла, а зона конденсации – на внутренней поверхности корпуса противоположного конца трубы. Внутренняя часть корпуса трубы и наружная поверхность имитатора твэла выложены капиллярно-пористой структурой (КПС). Испарение с поверхности КПС происходит под действием системы

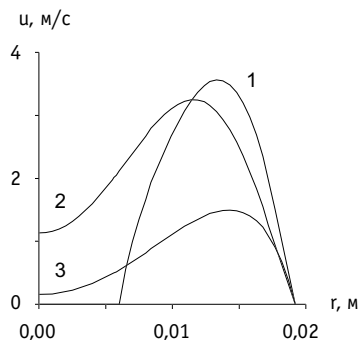


Рис.4. Типичное распределение продольной составляющей скорости пара по сечению тепловой трубы: 1 – скорость пара в конце зоны испарения; 2 – скорость пара в середине зоны транспорта; 3 – скорость пара в середине зоны конденсации

электрических нагревателей, размещенных внутри имитатора твэла. Передаваемая тепловой трубой мощность составила 900 Вт. Внутренние элементы ВТТ рассматриваемого типа имеют протяженные и достаточно сложные обводы. Анализ практики эксплуатации ЯЭУ различных типов показывает, что опасные для механической целостности конструкции вынужденные колебания могут возникнуть даже при невысоких скоростях паровой фазы теплоносителя [10].

На рис. 4 представлено типичное распределение продольной составляющей скорости пара для трех сечений тепловой трубы, расположенных в конце зоны испарения и в середине зон транспорта и конденсации соответственно. Наибольшая величина продольной составляющей скорости (кривая 1) соответствует сечению на выходе из зоны испарения, наименьшая (кривая 3) – сечению в середине зоны конденсации. Характер изменения представленных кривых позволяет судить о развитии инерционных эффектов, обусловленных ускорением потока пара в зоне испарения при обтекании имитатора твэла и его замедлением в зоне теплоотвода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Сформулирована модель теплообмена в теплопередающих устройствах современных энергетических установок на основе высокотемпературных тепловых труб. Указанная модель описывает в комплексе протекание гидродинамических и тепловых процессов в паровой и жидкой фазах теплоносителя и процессов теплопереноса в корпусе тепловой трубы.

2. Проведено сравнение результатов расчета области возможной работы, максимального теплопереноса и распределения температуры пара по длине натриевой тепловой трубы с известными экспериментальными данными.

3. Проведено прогностическое моделирование работы теплопередающего устройства, предназначенного для экспериментального исследования процессов теплоотвода из активной зоны ЯЭУ, представляющего собой “вывернутый вариант” ВТТ [10].

Таким образом, на основе результатов численных исследований можно сделать вывод о том, что математическое моделирование процессов тепло- и массопереноса в теплопередающих устройствах типа ВТТ позволяет получать информацию, адекватно интерпретирующую протекающие в исследуемых устройствах процессы и позволяющую прогнозировать как нормальные, так и опасные режимы их эксплуатации.

Литература

1. Гулевич А.В., Зродников А.В., Иванов Е.А., Кухарчук О.Ф. и др. Применение ядерных фотонных ракет для исследования дальнего космоса // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – №2. – С. 54-62.
2. Кириллов П.Л., Богословская Г.П. Тепломассообмен в ядерных энергетических установках. – М.: Энергоатомиздат, 2000.
3. Свириденко И.И. Система аварийного расхолаживания ядерных энергетических установок на основе тепловых труб/Труды III Российской национальной конф. по теплообмену. – М.: МЭИ. – 2002. – Т. 1. – С. 182-185.
4. Кузнецов Ю.Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
5. Левитан М.М., Перельман Т.Л. Основы теории и расчета тепловых труб//Журнал технической физики. – 1974. – Т.XLIV. – Вып. 8. – С. 1569-1581.
6. Богомолов В.Н., Замиусский В.Н. Идентификация режимов с кипением натрия в высокотемпературных тепловых трубах//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1994. – №6. – С. 63-69.
7. Быстров П.И., Каган Д.Н., Кречетова Г.А., Шпильрайн Э.Э. Жидкометаллические теплоносители тепловых труб и энергетических установок. – М.: Наука, 1988.
8. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. – М.: Наука, 1984.
9. Ивановский М.Н., Сорокин В.П., Ягодкин И.В. Физические основы тепловых труб. – М.: Атомиздат, 1978.
10. Богомолов В. Н., Замиусский В.Н., Шутов П.С, Шутов С.С. Опыт экспериментального изучения вибрации внутренних элементов высокотемпературных тепловых труб под действием потока паров натрия//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1996. – №4. – С. 56-60.

Поступила в редакцию 10.02.2003

СИСТЕМНЫЙ ПОДХОД К ОЦЕНКЕ ПЕРСОНАЛА

Г.А. Реймаров*, **Р.К. Грицук****

* *Франко-российский институт делового администрирования, г. Обнинск*

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



В статье дана постановка задачи оценки деятельности работников с позиций системного анализа. Описывается методика экспертного оценивания персонала. Приводятся результаты, полученные на предприятиях атомной и традиционной энергетики при использовании системы оценки кадров "Персона".

ВВЕДЕНИЕ

Изменения в экономике и социальном устройстве российского общества повлекли за собой изменения функциональной структуры промышленных предприятий. Перед кадровыми службами вместо реализации заданной кадровой политики встали задачи комплексного воздействия на персонал с целью повышения безопасности и эффективности производства. Особенно эти задачи актуальны для потенциально опасных объектов, которыми являются предприятия ядерной энергетики.

Системный подход к использованию человеческих ресурсов требует, чтобы управление персоналом было реализовано в цельной, интегрированной среде, тесно взаимодействующей с другими подсистемами: финансовой, инновационной, инвестиционной, стратегического планирования, производственной, сбытовой.

Ключевой проблемой управления кадрами становится оценка персонала. Оценка деятельности как процедура определения количественных характеристик соответствия работников требованиям рабочих мест/должностей необходима при решении важнейших задач управления персоналом (формирование и подготовка резерва руководителей, аттестация и сертификация работников, дифференциация оплаты труда, оценка успешности прохождения работником испытательного срока, перемещение с одной должности на другую, повышение категории работника и т.д.).

ЗАДАЧА ОЦЕНКИ ПЕРСОНАЛА

Обобщенная схема управления персоналом приведена на рис. 1. Управляемым объектом является работник. Для принятия управленческих решений в подсистеме выработки управляющих воздействий (вышестоящими руководителями) требуется информация, характеризующая успешность деятельности работника. Эта информация обеспечивается подсистемой оценки (измерений и анализа).

Процедура оценивания начинается с формирования для каждой специфичной должности совокупности показателей, по которым должна проводиться оценка. Для этого анализируются должностные инструкции, положения о подразделениях, ква-



Рис. 1. Обобщенная схема управления персоналом

лификационные справочники, публикации по соответствующим отраслям знаний. При этом возникает ряд проблем. Наиболее сложная из них – проблема выбора. К примеру, перечень законодательных и иных нормативных актов, схем, правил, положений, инструкций, требуемых знаний и навыков, которые включаются в должностную инструкцию руководителя АЭС высшего звена, содержит 70-100 наименований. Примерно столько же позиций дополняет номенклатура работ и перечень обязанностей. Здесь опасны две крайности.

Первая – упрощение, когда предлагается небольшое число универсальных оценочных формулировок – «компетенций» (см. далее) и тем самым выхолащивается сущность деятельности. При этом выводы по результатам оценивания становятся одинаково расплывчатыми, безадресными, что затрудняет разработку индивидуальных программ совершенствования, развития работников. Вторая крайность – излишняя детализация, когда в описание деятельности включается множество реальных, но мелких операций (подготовка счетов-фактур, измерение сопротивления изоляции...). Неумеренная детализация представляется нерациональной, если учитывать корреляцию успешности деятельности работника при выполнении родственных задач (функций). Именно важнейшие функции и сложные, многосвязные операции приходится выбирать в качестве предметов оценки.

Следует отметить низкое качество документов, определяющих содержание деятельности и требуемые профессиональные знания и навыки. В достаточно строгом квалификационном справочнике должностей руководителей и специалистов атомных станций встречаются абстрактные требования типа «Принимает меры по устранению имеющихся недостатков». Включены и чрезвычайно конкретные требования. Например, начальник технической инспекции АЭС должен знать *нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок*.

ТРЕБОВАНИЯ К ОЦЕНКЕ ПЕРСОНАЛА

Назовем отдельные показатели портретными признаками, а их наборы для разных должностей – логическими словарями. Портретный признак может означать и конкретный навык, и эффективность выполнения отдельной задачи, и личностно-деловое качество, от которого зависит успешность деятельности. Как правило, признак характеризуется вербально, т.к. мотивы, цели, знания, способности человека не существуют в форме предметных явлений, которые сводятся к каким-либо материальным взаимодействиям. В силу этого невозможны и приборы по их прямому, непосредственному измерению.

В роли своеобразного измерительного инструмента выраженности (демонстрируемая степень развития) признаков у оцениваемого выступает человек – эксперт. Экспертный опрос проводится по методу непосредственной численной оценки. Эксперт

выражает свое мнение по каждому признаку в заданной шкале отношений. Используется метод оценочных шкал с вербальным описанием количественной оценки. Эксперт выбирает наиболее подходящую для оцениваемого коллеги формулировку (указывая на одно из шести дискретных состояний признака), производя, таким образом, дискретное измерение рейтинга признака (оценку микрорейтинга в стобалльной шкале).

Заметим, что отнесение к одному из двух состояний «годен» или «не годен» по канонам науки – не оценка, а классификация. По этой причине процедура аттестации, как выбор решения из двух альтернатив: «соответствует занимаемой должности» – «не соответствует занимаемой должности», принципиально не может отождествляться с оценкой. К сожалению, отождествление и смешивание процедур оценки и аттестации происходит повсеместно.

Разумно рассматривать оценку персонала с позиций квалиметрии, как процедуру определения *качества деятельности* работников в рамках единой задачи общего управления качеством [1].

Оценка должна быть комплексной, отражать истинную ценность работника для производства: его знания, умения, навыки, готовность к внедрению новых технологий, качество производственных операций, коммуникативные способности, способности быть руководимым и руководить.

Выраженность ряда признаков у работника в общем виде можно представить функционалом:

$$\bar{X} = f(\bar{P}, \bar{M}, \bar{V}), \quad (1)$$

где $\bar{X} = (x_1, x_2, \dots, x_n)^T$ – вектор выраженности признаков; $\bar{P} = (p_1, p_2, \dots, p_k)^T$ – совокупность знаний, умений, навыков, способностей, определяющих возможность выполнения производственных функций (потенциал); $\bar{M} = (m_1, m_2, \dots, m_l)^T$ – совокупность установок, условий и мотиваций (уровень зарплаты, взаимоотношения с коллегами и с руководством и пр.), влияющих на реализацию потенциала оцениваемого; $\bar{V} = (v_1, v_2, \dots, v_z)^T$ – совокупность внешних факторов (обеспеченность современным оборудованием, условия труда и т.д.).

Функция $f(\bar{P}, \bar{M}, \bar{V})$, вообще говоря, уникальна для каждого человека. Она связывает фактическое проявление признаков с имеющимися у сотрудника потенциалом \bar{P} и различными факторами \bar{M} и \bar{V} , воздействующими на него.

Из (1) следует, что нельзя подменять фактическое проявление признака \bar{X} потенциалом, хотя очевидно, что величины \bar{X} и \bar{P} коррелированы. Ряд технологий оценки (в частности, основанных на психологическом тестировании) ориентирован на оценку потенциала работника, в то время как для системы управления требуется оценка того, как *реализован* потенциал [2,3].

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ПЕРСОНАЛА

Для проведения оценки персонала авторами разработана технология отбора показателей, характеризующих должности. Эта технология включает в себя следующие основные принципы и процедуры.

1. Признак должен быть информативен (т.е. должен описывать принципиально важное качество или совокупность качеств, умений, действий) и в то же время специфичен (ограниченно универсален, пригоден не для всех, а только для некоторой группы должностей).

2. При разработке базы признаков следует пользоваться технологией анализа

рабочих мест/должностей, которая позволяет выявить наиболее актуальные, важные проблемы деятельности. Для оценки знаний законодательных и нормативных актов, инструкций и других документов, где требуется запоминание однозначно трактуемых правил, целесообразно использовать *прямой машинный контроль знаний* оцениваемого лица. При этом специализированные вопросники с альтернативными ответами выступают как своеобразные аналоги и дополнения к логическим словарям по отдельным должностям.

3. При адаптации системы оценки на конкретном предприятии необходимо совместно с потенциальными оцениваемыми и их руководителями уточнить разделение обязанностей между смежными должностями, согласовать содержание каждого словаря и контрольного курса.

4. Процедура порождения словарей из базы признаков в системе оценки снабжена специальным сервисом, обеспечивающим приемлемый уровень временных затрат. Поясним сказанное примером. В базе системы «Персона», которая предназначена для АЭС, в настоящий момент содержится 1400 признаков. Общее число логических словарей, которые необходимо создать для оценки всех руководителей и специалистов станции – порядка 200. Если не пользоваться сервисными возможностями системы, то потребуется $1400 \times 200 = 280000$ раз ответить на вопрос: нужно ли включать признак в словарь. Можно сократить трудоемкость работы примерно на порядок. Это достигается тем, что при подборе признаков в конкретный словарь из рассмотрения исключаются те признаки, которые не соответствуют функциональной специфике должности.

5. Тонкая настройка состава словарей выполняется с использованием расчетных параметров, позволяющих отслеживать общность (похожесть) словарей, количество признаков в группах, частоту использования отдельных признаков и пр. В конечном итоге удается обеспечить среднюю общность словарей на уровне 8-10%. Это означает, что диалог ЭВМ с каждым пользователем обеспечен на языке его профессии, расчет системы оценок адекватен, текст выдаваемой по итогам оценки характеристики конкретно и точно отражает как достижения, так и упущения в реальных делах.

Лингвистические, семантические, этические, информационные аспекты разработки признаков достаточно подробно рассмотрены в статье [2], поэтому здесь не затрагиваются.

Отдельные признаки агрегируются в группы. Каждая группа образует отдельный фактор в модели оценивания. Предлагается четырехфакторная модель, содержащая следующие группы признаков:

- 1) знания, умения, навыки;
- 2) качество и эффективность деятельности;
- 3) личностные качества;
- 4) качества руководителя.

Общее число признаков в логическом словаре-описателе отдельной должности $n = 40-70$. В каждой из четырех групп не менее 6 признаков.

Для каждого оцениваемого назначается 5-7 экспертов, оцениваемый при этом выступает как полноправный эксперт (используется самооценка наравне с экспертными заключениями).

АНАЛИЗ ЭКСПЕРТНЫХ ДАННЫХ

Анализ экспертных данных начинается с определения качества работы каждого эксперта, его аккуратности и непредвзятости [3]. Вычисляются систематическая и случайная составляющая ошибки оценивания, а также корреляционные характеристики. Коэффициенты множественной корреляции позволяют определить степень

информированности экспертов. Недостаточно информированные эксперты исключаются. В случае, когда мнения экспертов разделились на группы, лицам, принимающим решения (ЛПР), предоставляются как общая (средняя), так и групповые точки зрения. Анализ структуры мнений экспертов производится с помощью метода главных компонент.

Для вычисления микрорейтинга по экспертным данным используется соотношение:

$$r_i^{(g)} = \frac{\sum_k r_{ik}^{(g)} q_k}{\sum_k q_k}, \quad (2)$$

где $r_i^{(g)}$ – оценка микрорейтинга оцениваемого сотрудника по i -му признаку g -й группы; $r_{ik}^{(g)}$ – микрорейтинг оцениваемого сотрудника по мнению k -го эксперта; q_k – вес мнения k -го эксперта; величина q_k обратно пропорциональна дисперсии ошибки k -го эксперта [3].

Для расчетов рейтингов отдельных групп используется формула:

$$R_g = \frac{\sum_{i=1}^{n_g} r_i^{(g)} p_i^{(g)}}{\sum_{i=1}^{n_g} p_i^{(g)}}, \quad (3)$$

где $p_i^{(g)}$ – вес i -го признака g -й группы, отражающий значимость этого признака для работы в заданной должности; n_g – количество признаков в g -й группе.

Особого внимания заслуживает процедура расчета интегрального рейтинга экспертной оценки. Поскольку рейтинги групп признаков отражают разные стороны деятельности, аддитивное усреднение некорректно. Расчет интегрального рейтинга экспертной оценки производится по формуле:

$$R_3 = \left(\prod_{g=1}^4 R_g^{v_g} \right)^{\frac{1}{\sum_g v_g}}, \quad (4)$$

где g – номер группы признаков; v_g – вес g -й группы признаков; R_g – рейтинг g -й группы признаков.

Вес v_g зависит от количества признаков в соответствующей группе; возможно введение дополнительных поправок в соотношение весов, учитывая цели оценивания.

Мультипликативная свертка (агрегирование) групповых рейтингов обеспечивает повышенную чувствительность к малым значениям отдельных рейтингов. Это справедливо: нельзя компенсировать крайне слабые профессиональные знания отменными личностными качествами и наоборот.

Агрегирование рейтинга экспертной оценки R_3 и рейтинга контроля знаний R_K при расчете итогового рейтинга R_u производится также мультипликативно:

$$R_u = \sqrt[v_3+v_K]{R_3^{v_3} R_K^{v_K}}, \quad (5)$$

где v_3 и v_K – веса рейтинга экспертной оценки R_3 и рейтинга контроля знаний R_K соответственно.

Значения v_3 и v_K в первом приближении равны единице; уточняются при настройке, в зависимости от целей оценки и качества контрольных вопросов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНИВАНИЯ

Предложенная методика реализована в виде автоматизированной системы оценки кадров “Персона”.

Результатами оценивания, помимо системы рейтингов, являются секторная и лучевая диаграммы, а также характеристика сотрудника. Диаграммы наглядно иллюстрируют уровни развития, сильные и слабые стороны работника, помогают выявить его потребности в обучении, развитии навыков и пр.

В текст характеристики включается 15-20 предложений, составленных из формулировок признаков, соответствующих микрорейтингам. Отбор формулировок производится с помощью специального критерия, обеспечивающего описание как сильных, так и слабых сторон деятельности. Кроме того, в характеристику включаются общие выводы из оценок экспертов по каждой группе признаков. Процедура формирования общих выводов – это процедура вербализации, обратного перехода от цифр к соответствующим формулировкам. При этом диапазон возможных значений группового рейтинга разбивается на 7-9 подинтервалов; каждому подинтервалу дается свое определение. Например, если рейтинг личностных качеств находится в пределах от 50 до 58 ед., то в характеристику включается определение: «Желательно совершенствоваться в личностном плане». Если рейтинг личностных качеств в пределах 80÷85 ед., то в характеристику включается определение: «Высокий личностный потенциал». Границы интервалов настраиваются таким образом, чтобы обеспечить близкие по величине вероятности попадания в каждый из них.

Диапазон наблюдаемых значений экспертного рейтинга R_3 на предприятиях атомной и традиционной энергетике – от 40 до 90 единиц в 100-балльной шкале. Распределения R_3 у всех предприятий схожи с нормальным. На рис. 2 представлены полигоны распределений, полученных в результате оценивания 129 руководителей концерна “Росэнергоатом” и 119 сотрудников ОАО “Камчатскэнерго”. Различия в распределениях объясняются, во-первых, тем, что квалификация и качество труда руководителей высшего ранга концерна в среднем выше, чем у руководителей и специалистов АО-энерго, хотя при разработке специфических признаков руководителей концерна это учитывалось: в наихудших формулировках признаков в этом случае (например, деятельность по обеспечению ядерной безопасности АЭС) не могут использоваться определяющие слова жестче «удовлетворительно». Во-вторых, существенны различия в отношении к оценке, поведению в процессе оценки между работниками административных структур и промышленным персоналом. И в том, и в другом случае списки оцененных лиц, составленные в порядке убывания их рейтингов, хорошо согласуются с результатами прямого ранжирования работников по успешности деятельности. Нетрудно сделать вывод о том, что настройки словарей общих выводов в этих случаях должны отличаться.

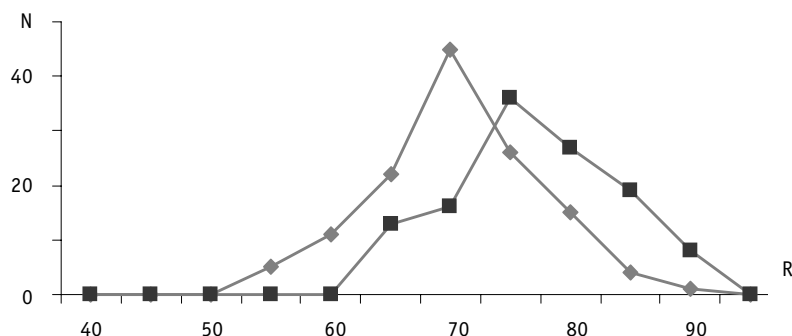


Рис. 2. Полигоны распределения экспертного рейтинга: ◊ Камчатскэнерго; ■ Концерн

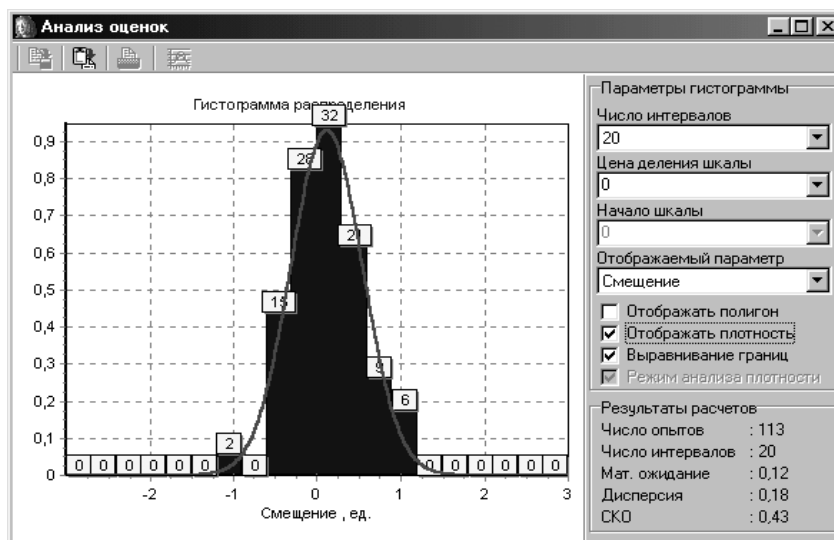


Рис. 3. Типичное распределение систематического смещения самооценки по отношению к среднему мнению всех экспертов

В системе «Персона» предусмотрен расчет обобщенных статистических характеристик результатов оценивания по подразделениям и предприятию в целом, вывод соответствующих графиков. Авторы провели анализ результатов, полученных на множестве предприятий, чтобы ответить на вопрос: как соотносятся общие результаты оценки работника с его самооценкой.

Анализ показал, что самооценка достаточно точна (рис.3). Случайная составляющая самооценки минимальна (оцениваемый лучше других знает себя), поэтому ситуаций, когда оцениваемый оказывается в числе неинформативных экспертов, не наблюдается.

Это означает, что при строгой организации процедуры оценки можно использовать систему для прогноза успешности деятельности лиц, принимаемых на работу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Необходимость использования в сфере управления персоналом непривычных для этой сферы интеллектуальных программных комплексов, диктуется многоплановостью и сложностью задач эффективного использования человеческого капитала предприятий. Имеются все предпосылки для внедрения программных средств указанного класса.

1. На смену руководителям, приверженным авторитарному стилю руководства и не склонным «делить свои права с ЭВМ», приходят руководители, осознающие необходимость управления по достоинству, при котором высшими приоритетами являются развитие и реализация способностей каждого работника.

2. Руководители кадровых служб, воспитанные на реализации кадровой политики и пассивном документальном сопровождении деятельности сотрудников предприятия, уступают свое место профессионалам, для которых очевидна важность активного побуждения работников к эффективному труду.

3. В службах управления персоналом и смежных службах заметно возросла роль работников с высоким уровнем системно-аналитической культуры, способных к реализации современных методов и средств управления.

Система «Персона» может играть роль ядра комплексной системы, аккумулирующей все оценочные данные о персонале и позволяющей учитывать в итоговом рей-

тинге не только результаты экспертного опроса и контроля знаний, но также данные медико-физиологических, психологических и прочих обследований, результаты сдачи экзаменов, обучения на тренажерах, участия в противоаварийных и противопожарных тренировках и т.д. При этом мультипликативное агрегирование отдельных рейтингов по формулам вида (4) дает «право вето» любому из независимых рейтинговых показателей в ситуациях явного неблагополучия (близкие к нулю значения рейтингов соматического и психического здоровья, трудовых показателей).

Литература

1. *Deming E.* Out of the Crisis. MIT Institute for Advanced Engineering Study. – Cambridge, MA, 1986.
2. *Реймаров Г.А.* Слово – сила. Используйте эту силу эффективно//Управление персоналом. – 2000. – №8.
3. *Реймаров Г.А., Грицук Р.К., Ионов В.В.* Оценка промышленного персонала//Кадровик. – 2003. – №5.

Поступила в редакцию 19.12.2003

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕДАХ^{1, 2}

В.А. Галкин, Д.А. Рыжиков, В.И. Савельев

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



Работа посвящена математическому моделированию переходного излучения, возникающего при прохождении заряженной частицей гетерогенной среды с вариацией диэлектрических свойств. Подробно рассмотрены эффекты возникновения излучения, интерференционные эффекты и эффекты распространения переходного излучения в среде. Приведены алгоритмы расчетов и программ моделирования, а также результаты моделирования спектров переходного излучения для периодических гетерогенных сред.

ВВЕДЕНИЕ

Диагностика ядерных процессов в современных ЯЭУ связана с исследованием спектров заряженных частиц, в особенности в области сравнительно больших значений энергии, что требует привлечения прецизионных методов их идентификации. Одним из современных методов для создания датчиков является использование так называемого переходного излучения.

Переходное излучение впервые было предсказано И.М. Франком и В.Л. Гинзбургом в 1945 г. [1]. Оно возникает при прохождении заряженной частицы через границу раздела между двумя средами с различными диэлектрическими свойствами. В более общем случае переходное излучение есть результат трансформации электромагнитного поля движущейся заряженной частицы за счет разрывных диэлектрических свойств среды.

Волновая теория переходного излучения была разработана в конце 50-х годов Г. Гарибяном и другими [2-4], из которой следовало значительное усиление данного физического явления для заряженных частиц при релятивистских условиях.

В настоящее время это явление широко применяется в экспериментальной физике высоких энергий для идентификации элементарных частиц и диагностики пучков элементарных частиц.

В данной работе представлено математическое моделирование и исследование методом Монте-Карло физического явления переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы раздела диэлектриков.

¹ *поддержано грантом РФФИ № 02-01-01014а*

² *поддержано грантом INTAS № 00-00679*

© *В.А. Галкин, Д.А. Рыжиков, В.И. Савельев, 2004*

Метод Монте-Карло является одним из важнейших методов, используемых в экспериментальной физике для математического моделирования физических явлений и экспериментальных установок.

Несмотря на широкое практическое использование переходного излучения в экспериментальных исследованиях, его теоретическая и математическая модель требуют серьезного развития, а практические цели – создания математического инструмента для анализа и моделирования данного явления и сопутствующих процессов. Метод Монте-Карло представляется в данном случае наиболее адекватным.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Стохастическое дифференциальное описание процесса представляет случайный процесс возникновения излучения при движении заряженной частицы, которая движется прямолинейно и равномерно и пересекает границу раздела сред с различными диэлектрическими свойствами.

Математическое моделирование динамики заряженных частиц представляет совокупность нескольких процессов: возникновение переходного излучения, распространение переходного излучения в соответствующем пространстве.

Постулируются следующие свойства математической модели процесса возникновения и переноса переходного излучения:

- процесс возникновения излучения при движении заряженной частицы является марковским случайным процессом, однородным во времени;
- движение частиц в 3-мерном пространстве происходит независимо друг от друга, и они имеют эквивалентные вероятностные распределения;
- соответствующие энергетическое и пространственное распределения переходного излучения определяются и полностью описываются классическим представлением переходного излучения на основе уравнений Максвелла. Теория переходного излучения как электромагнитного явления взаимодействия заряда с веществом базируется на классической теории электромагнетизма Максвелла, позволяющей описывать явление трансформации электромагнитного поля при пересечении элементарным зарядом, движущимся равномерно и прямолинейно, границы раздела сред.

Информация о процессе возникновения и переноса переходного излучения может быть получена из статистики движения отдельных частиц или статистики дерева частиц, рожденных данной частицей, т.е. коррелированные процессы первичной заряженной частицы и фотонов переходного излучения.

РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Процесс возникновения переходного излучения можно графически представить на рис. 1, заряженная частица движется вдоль оси z и в момент t_0 пересекает границу раздела между средами с различными диэлектрическими свойствами ϵ_1, ϵ_2 , для релятивистских условий фотоны переходного излучения распространяются в направлении вперед, что характерно для рентгеновской части спектра.

Для практических целей используется асимптотическое приближение для переходного излучения заряженной частицы, полученное Гарибяном на основе волнового подхода [2]. Согласно этому, интенсивность переход-

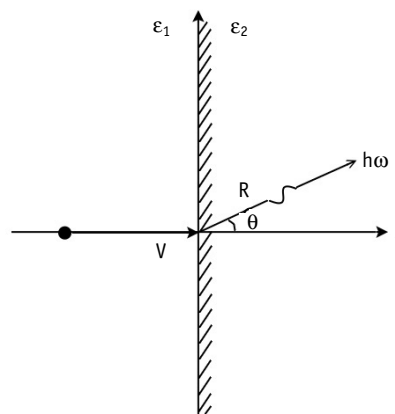


Рис. 1. Пересечение частицей границы раздела

ного излучения в случае одной поверхности раздела, пересекаемой по нормали в интервале частот $d\omega$ в телесном угле $d\Omega$, выражается следующим соотношением:

$$\frac{d^2 S_0}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \mu_2 \sqrt{\epsilon_2 \mu_2} |\epsilon_2 - \epsilon_1|^2 \sin^2 \theta_2 \cos^2 \theta_2}{\pi^2 c \left| \epsilon_1 \cos \theta_2 + \sqrt{\epsilon_2 / \mu_2} \sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \theta_2 \right|^2} \times \left(\frac{1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \theta_2 - \beta^2 \frac{\epsilon_2 \mu_2 - \epsilon_1 \mu_1}{\epsilon_2 - \epsilon_1} \epsilon_2}{(1 - \beta^2 \epsilon_2 \mu_2 \cos^2 \theta_2)(1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2} \sin^2 \theta_2)} \right)^2, \quad (1)$$

где ϵ_1, ϵ_2 – комплексные диэлектрические постоянные сред; μ_1, μ_2 – магнитные проницаемости сред, которые в общем случае могут быть комплексными; θ_2 – угол излучения относительно направления скорости частицы в среде 2; c – скорость света;

$\beta = \frac{v}{c}$ – релятивистская скорость частицы; $\gamma = E / m_0 c^2$ – Лоренц-фактор.

Как было отмечено ранее, переходное излучение становится значительным при релятивистских скоростях частицы, в этом случае основной вклад в переходное излучение вносится рентгеновской частью спектра.

Для переходного излучения в рентгеновской области диэлектрическая проницаемость ϵ представляет действительную величину, близкую к единице.

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi\alpha n_e / m_e}$ – плазменная частота среды (n_e – плотность электрона в среде); $\alpha = 1/137$.

Условие $\omega \gg \omega_p$ выполняется для большинства металлов ($\hbar\omega \sim 10 - 20$ эВ).

Исследуя уравнение (1) для ультрарелятивистских частиц и малых углов, $\beta = 1 - 1/(2\gamma^2)$ и $\cos \theta_2 = 1 - \frac{1}{2}\theta_2^2$, знаменатель $(1 - \beta^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_2)$ может быть приблизительно оценен следующим образом:

$$\begin{aligned} (1 - \beta^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta_2) &\approx 1 - (1 - \gamma^{-2}) \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) (1 - \theta_2^2) = 1 - \left(1 - \gamma^{-2} - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) (1 - \theta_2^2) = \\ &= 1 - \left(1 - \gamma^{-2} - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - \theta_2^2 + \gamma^{-2} \theta_2^2 + \theta_2^2 \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - \theta_2^2 \gamma^{-2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \approx \gamma^{-2} + \theta_2^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2}. \end{aligned}$$

Используя те же приближения, что и ранее, оценим следующие величины:

$$\begin{aligned} (1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \sin^2 \theta_2) &\approx 1 - \left(1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} \right) \left(\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) - \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \theta_2^2 \right)^{1/2} = \\ &= 1 - \left(1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} \right) \left(1 - \theta_2^2 + \theta_2^2 \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \approx \\ &\approx 1 - \left(1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} \right) \left(1 - \frac{1}{2} \theta_2^2 - \frac{1}{2} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \approx \frac{1}{2} \left(\gamma^{-2} + \theta_2^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \approx \gamma^{-2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & (\varepsilon_1 \cos \theta_2 + \sqrt{\varepsilon_2} \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sin^2 \theta_2})^2 \approx \\
 & \approx \left[\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \left(1 - \frac{1}{2} \theta_2^2 \right) + \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \left(\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) - \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \theta_2^2 \right)^{1/2} \right]^2 \approx \\
 & \approx \left[\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} \theta_2^2 \right) + \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} \theta_2^2 - \frac{1}{2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \right] \approx \left[2 - \frac{3}{2} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \theta_2^2 - \frac{1}{2} \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right] \approx 4, \\
 & [1 - \beta \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sin^2 \theta_2} - \beta^2 \varepsilon_2]^2 \approx \left[\gamma^2 - (1 - \gamma^{-2}) \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right) \right]^2 \approx \left[2\gamma^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - 1 \right]^2 \approx 1, \\
 & \beta^2 \sqrt{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_2 \cos^2 \theta_2 \approx \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) (1 - \gamma^{-2}) \theta_2^2 (1 - \theta_2^2) \approx \\
 & \approx \theta_2^2 + \left(\gamma^{-2} \theta_2^2 - \theta_2^4 + \gamma^{-2} \theta_2^4 - \frac{1}{2} \theta_2^2 \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + \frac{1}{2} \theta_2^4 \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \approx \theta_2^2, \\
 & |\varepsilon_2 - \varepsilon_1| \approx \left| \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right|.
 \end{aligned}$$

Применяя эти приближения для ультрарелятивистских частиц и малых углов для общего случая двух различных сред, уравнение (1) преобразуем к виду:

$$\frac{d^2 S_0}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\theta_2^2}{4} \left[\frac{\left| \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right|}{\frac{1}{2} \left(\gamma^2 + \theta_2^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right) \left(\gamma^2 + \theta_2^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right)} \right]^2.$$

Используя соотношения $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ и упрощая выражение, получим

$$\frac{d^2 S_0}{d\omega d\theta} = \frac{2\alpha}{\pi} \theta_2^3 \left[\frac{1}{\left(\gamma^2 + \theta_2^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right)} - \frac{1}{\left(\gamma^2 + \theta_2^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right)} \right]^2. \quad (2)$$

В экспериментальных условиях наблюдать переходное излучение при прохождении частицы через одиночную границу достаточно сложно из-за его низкой интенсивности, пропорциональной электромагнитной константе. На практике заряженная частица пересекает по крайней мере две границы раздела, например, пластину или фольгу. Более того, интенсивность переходного излучения значительно усиливается в случае использования периодических структур сред с различными диэлектрическими свойствами, когда частица пересекает множество границ, например, набор тонких фольг из материала с малым Z , расположенных в воздухе на одинаковом расстоянии друг от друга.

Наряду с усилением интенсивности переходного излучения, необходимо принять во внимание интерференционные процессы между излучением от отдельных границ

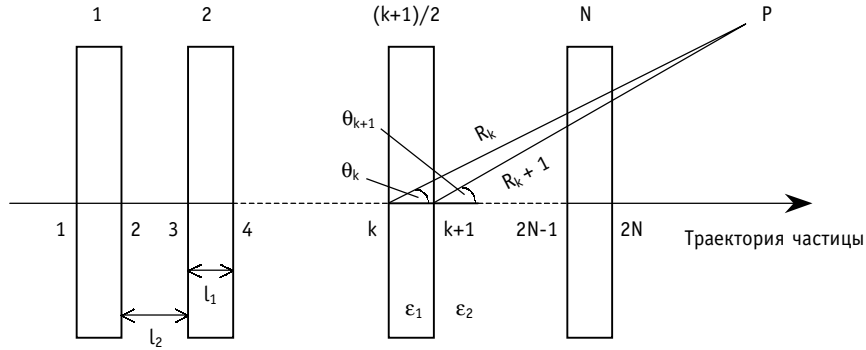


Рис. 2. Схема радиатора

периодической структуры, которое приводит к модуляции интенсивности переходного излучения, полученных от одной границы, для разных частот.

Уравнения для интенсивности переходного излучения в случае периодической структуры представлены в работах [8, 9].

Для периодической структуры из N параллельных фольг с диэлектрической постоянной ϵ_1 и толщиной l_1 , расположенных на расстоянии l_2 друг от друга в среде с диэлектрической постоянной ϵ_2 , интенсивность переходного излучения при прохождении релятивистской частицы может быть представлена:

$$\frac{dS_N}{d\omega} = 2\alpha\hbar c N \frac{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 (l_1 + l_2)^2}{\omega^2} \times \sum_{r=r_{\min}}^{r_{\max}} \left\{ \sin^2 \left[\frac{l_2}{l_1 + l_2} \left(\frac{l_1(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{4\omega c} - \pi r \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{2\pi c r - \frac{(l_1 + l_2)\omega}{2\gamma^2} - \frac{(l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2)}{2\omega}}{\left[\frac{l_1(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{2\omega} - 2\pi c r \right]^2 \left[\frac{l_2(\omega_2^2 - \omega_1^2)}{2\omega} - 2\pi c r \right]^2} \right\}. \quad (3)$$

Интегрирование уравнения (1) по углам было проведено Гарибяном [2]. Множитель перед суммой определяет переходное излучение от одной границы, умноженное на число границ $2N$. Сумма определяется влиянием интерференции между излучениями от отдельных границ периодической структуры.

Суммирование проводится по всем целым числам r из интервала $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$, где

$$r_{\min} = \frac{l_1 + l_2}{2\pi\gamma c} \left(\frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{l_1 + l_2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$r_{\max} = \gamma r_{\min}. \quad (5)$$

Значения r_{\min} и r_{\max} определяют область, где существует интерференция излучения от нескольких границ, т.к. с изменением фазы интерференция исчезает, на близких же расстояниях волны еще нельзя разделить, в силу этого интерференции не будет.

Для каждого значения $r \in [r_{\min}, r_{\max}]$ выражение (3) имеет смысл только в интервале частот:

$$\omega \geq \gamma^2 \left\{ \frac{2\pi c r}{l_1 + l_2} - \left[\left(\frac{2\pi c r}{l_1 + l_2} \right)^2 - \frac{l_1 \omega_1^2 + l_2 \omega_2^2}{\gamma^2 (l_1 + l_2)} \right]^{1/2} \right\},$$

$$\omega \leq \gamma^2 \left\{ \frac{2\pi c r}{l_1 + l_2} + \left[\left(\frac{2\pi c r}{l_1 + l_2} \right)^2 - \frac{l_1 \omega_1^2 + l_2 \omega_2^2}{\gamma^2 (l_1 + l_2)} \right]^{1/2} \right\}.$$
(6)

Наибольший вклад в соотношение (3) дают величины r , близкие к r_{\min} .

Выражения (3-6) являются основными формулами при моделировании переходного излучения.

Кроме процессов возникновения переходного излучения для периодических структур сред с различными диэлектрическими свойствами существенными процессами, которые должны быть включены в рассмотрение, являются процессы прохождения переходного излучения в веществе периодической структуры.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для исследования переходного излучения и его оптимизации для практического использования было создано программное обеспечение, включающее все основные процессы, а также интерфейс к средствам математического моделирования физики высоких энергий GEANT [GEANT] на основе метода Монте-Карло.

Траектория движения заряженной частицы разбивается на элементарные шаги. Число фотонов переходного излучения на каждом элементарном шаге моделируется распределением Пуассона. Энергия каждого фотона переходного излучения ассоциируется в соответствии с дифференциальным распределением интенсивности переходного излучения, выраженным в виде функции от Лоренц-фактора γ заряженной частицы, взаимодействующей с периодической структурой сред с различными диэлектрическими свойствами, параметрами свойств среды, толщинами среды и положением в пространстве.

Основным параметром сред является плазменная частота среды, вычисляемая по формуле:

$$\omega_p = 28.8 \times \sqrt{\rho \frac{Z}{A}} \text{ [eV]}.$$

Для материалов, состоящих из нескольких компонент, плазменная частота вычисляется с использованием процедуры смешивания.

Распределение числа фотонов $dN/d\omega$:

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dS}{d\omega}.$$

Все входные (энергия фотона, γ , ω_1 , ω_2) и расчетные ($dS_0/d\omega$, $dN_0/d\omega$, $\int dN/d\omega$) данные заносятся в базу данных для последующего анализа.

Интегрирование производится численным суммированием в диапазоне $[r_{\min}, r_{\max}]$. Пределы суммирования определяются формулами (4) и (5). Сумма вычисляется до значений $r=50000$, поскольку основной вклад в сумму вносят слагаемые со значениями r , близкими к r_{\min} . Левая и правая границы данных интервалов вносятся в базу данных для возможности дальнейшего анализа.

Основные величины, которые вносятся в базу данных для последующего анализа: $dS_1/d\omega$, $dN_1/d\omega$, $\int dN/d\omega$, энергия фотона, ω_1 , ω_2 , γ , Z_1 , Z_2 , θ , l_1 , l_2 .

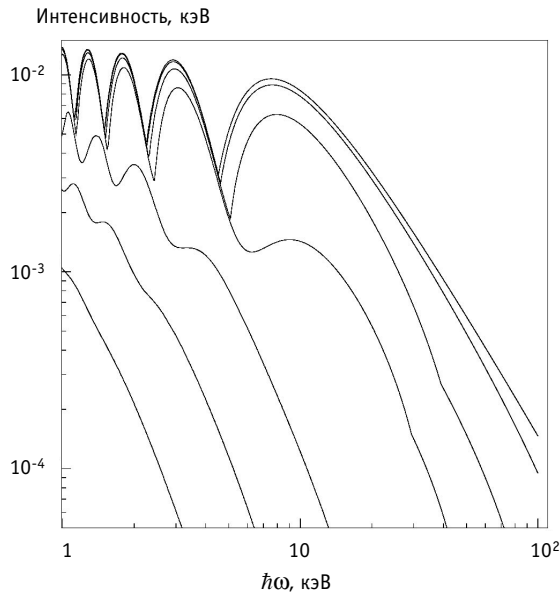


Рис. 3. Распределение интенсивности переходного излучения для периодической структуры с учетом интерференционных эффектов ($\gamma = 100, 200, 400, 1200, 2000, 4000, 8000$)

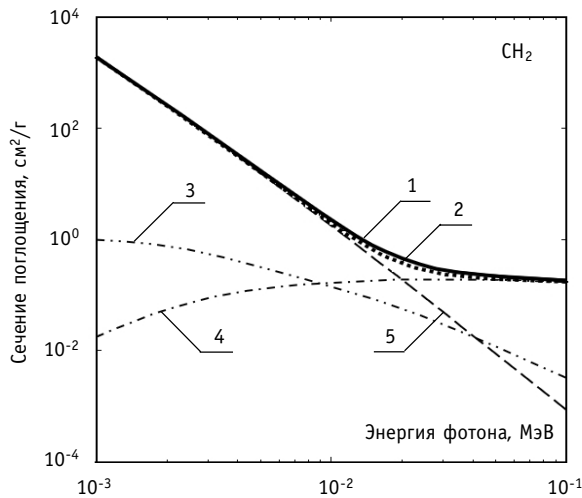


Рис. 4. Сечение поглощения фотонов в CH_2 : 1 - полное поглощение с когерентным рассеянием; 2 - полное поглощение без когерентного рассеяния; 3 - когерентное рассеяние; 4 - некогерентное рассеяние; 5 - фотопоглощение

На рис. 3 представлено моделирование спектров рентгеновского переходного излучения для периодических гетерогенных структур с учетом интерференционных эффектов для параметра $\gamma=100\dots8000$. Интерференционные эффекты приводят к появлению резонансных максимумов в спектре переходного излучения и ограничению максимально возможной энергии переходного излучения. Энергетический максимум переходного излучения, определяемый как положение интерференционного максимума с максимально возможной энергией, находится в области 10 кэВ.

Моделирование распространения фотонов переходного излучения в веществе периодической структуры осуществляется с учетом соответствующих процессов. Прохождение фотонов через среду характеризуется несколькими основными процессами взаимодействия с веществом, основными из которых являются фотоэффект, когерентное рассеяние, комптоновское рассеяние [10]. На рис. 4 показаны вклады различных процессов в полное сечение взаимодействия фотонов с веществом, на примере материала радиатора CH_2 . Как видно из приведенной зависимости для энергий переходного излучения ниже 100 кэВ взаимодействие фотонов переходного излучения с веществом определяется фотоэффектом.

Это видно из того, что максимум энергетического спектра переходного излучения для частиц высоких энергий находится в области 10 кэВ, а далее резко спадает.

С целью моделирования процесса фотопоглощения в программное обеспечение включена база данных коэффициента фотопоглощения для различных материалов, в соответствии с данными NIST (Американский институт стандартов) [10], а также программа расчета коэффициента фотопоглощения для составных сред.

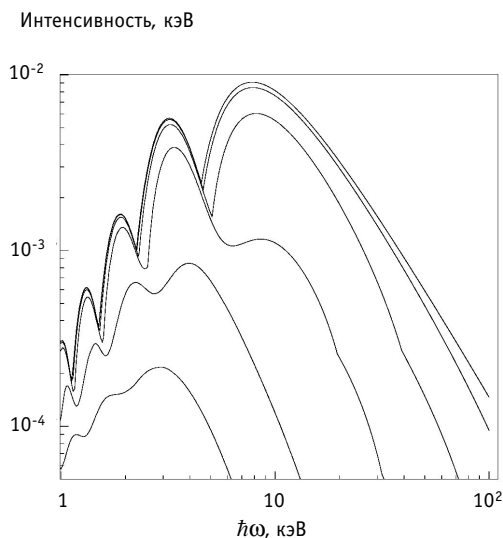


Рис. 5. Распределение интенсивности переходного излучения на выходе периодической структуры с учетом процессов поглощения фотонов переходного излучения ($\gamma = 100, 200, 400, 1200, 2000, 4000, 8000$)

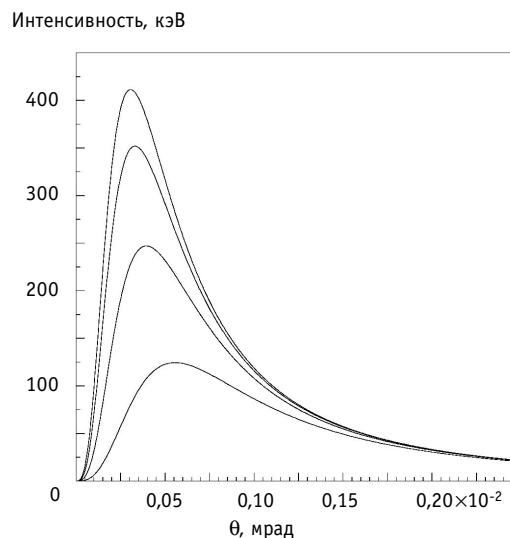


Рис. 6. Угловое распределение рентгеновского переходного излучения в направлении вперед, произведенного заряженной релятивистской частицей при пересечении границы раздела среда-вакуум ($\gamma = 100, 200, 400, 1200, 2000, 4000, 8000$)

Спектры переходного излучения на выходе периодической структуры с учетом процессов поглощения приведены на рис. 5.

Угловое распределение прямого и обратного переходного излучения на одной поверхности раздела в направлении нормали показано на рис. 6. Эта функция убывает как θ^3 при $\theta \rightarrow 0$ и имеет четкий максимум при $\theta \sim 1/\gamma$.

Литература

1. Frank I. and Ginzburg V. // J. Phys. USSR. – 1945. – V. 9, 353.
2. Garibian G.M. // Sov. Phys. – 1958. – JETP 6, 1079.
3. Garibian G.M. // Sov. Phys. – 1960. – JETP 10, 372.
4. Bass F.G. and Yakovenko V.M. // Usp. Fiz. Nauk. – 1965. – V. 8, 420.
5. Wartski L. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1975. – 22, 1552.
6. Rule D.W. // Nucl. Inst. and Meth. – 1987. – B24/25, 901.
7. Castellano M. et al. IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 99), New York, NY, 29 Mar – 2 Apr 1999.
8. Cherry M.L., Hartman G, Muller D., Prince T.A. Transition radiation from relativistic electrons in periodic radiator // Phys Rev. – 1974. – V.10. – № 11. – P. 3594-3607.
9. Аплин С.Дж., Савельев В.И. Моделирование переходного излучения для периодических и пространственно распределенных структур // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – № 1.
10. NIST XCOM // <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom>.

Поступила в редакцию 17.12.2003

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.039.53

Influence of Choice Design Materials on NPP PWR and VVER SG Damage \V.I. Baranenko, S.G. Oleinik, O.A. Belyakov, L.S. Osipova, R.S. Istomin; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 11 pages, 3 illustration, 6 tables. – References 5 titles.

Erosion-corrosive wear (ECW) is a common damage of NPP processing equipment and pipelines. Practically all elements of the condensate-feeding circuit of NPP turbo-installations are subjected to ECW. In most cases other wear modes of metal are running simultaneously with the above process.

Selection of material determines substantially the reliability and residual life of the plant.

Susceptibility of austenitic nickel-chromium alloys to corrosion cracking in different corrosive mediums depends substantially on chemistry. So, nickel and chromium influence on susceptibility to chloride cracking. Austenitic steels with 70% content of nickel are susceptible to intergranular cracking under pressure in primary circuit water, and with under 15% content of nickel are susceptible to transcrystalline cracking, when chloride concentration in the coolant is high.

The evolution of materials applied was more radical in oversea steam-generator construction. At the beginning of 70-s austenitic steels AJSJ 304 and AJSJ 316 were changed into high-nickel alloys Inkonel-600MA. As the operation life increased, the view of these alloys use were revised: improved steels Inkonel-600TT, Inkonel-690TT and Inkonel-800 came to be used. The improved steels are more resistant to intergranular and transcrystalline cracking.

In domestic SG stainless steel 08X18H10T is used. It's considered that for steam generators without horizontal tube plate life characteristics of tube systems from this steel are ensured.

Operation experience of domestic NPP showed that a large in number destructions of tube systems due to chloride corrosive cracking both at VVER-1000 NPP and VVER-440 NPP is discovered. To a certain extent consequences of tube destructions are graded by possible repairing of steam generators.

To determine more exactly residual life and to predict operation life of the pipelines a set of basic factors, such as thermohydraulic, geometric and a factor of no small importance – steel chemistry, should be available.

УДК 621.039

Usage of Software-Methodical Complexes for NPP Second Circuit Elements Lifetime Management \V.I. Baranenko, S.G. Oleynik, L.S. Osipova, R.S. Istomin, S.A. Baklashov; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 6 pages, 3 illustration, 1 table. – References 9 titles.

The descriptions of PC programs (software) implementing for predicting of pipelines damages (software EKI-02) as well as steamlines (software EKI-03) of secondary circuit damages at NPPs with WWER-440 are represented in this report.

PC EKI-02 and PC EKI-03 are similar to well-known PC code CHECWORKS.

These programs allow to carry out the calculations on erosion-corrosion wear (ECW) of walls calculation of thinning and thinning velocity (direct problem), physical-chemical and thermal-hydraulic characteristic of pipelines (inverse problem) over a rated time period for pipelines with single and two-phase medium of secondary circuit at NPPs with WWER-440.

The following parameters of secondary circuit are used as initial data in software EKI-02 and EKI-03: temperature and velocity of coolant, water chemistry value (pH, oxygen concentration), design features of equipment components and pipelines, duration of operating, chemical composition of pipelines components metal and others.

The calculations on the velocity of ECW of the equipment and pipelines of the NPPs secondary circuit were carried out by means of PC EKI-02 and PC EKI-03.

УДК 621.039.548:53.

Ultrasonic Converters for the Automated Ultrasonic Installation of Diagnostics the Bent Pipelines of NPPs \A.I. Trofimov, S.I. Minin, A.N. Savin; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy.

Yadernaya energetika” (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 4 pages, 4 illustration, 1 table. – References 4 titles.

Ultrasonic converters developed for the automated device for the control of taps pipelines 300-800 millimeters in diameter submitted in the given work. The ultrasonic converters prisms design allows to fix a direction of irradiation of a reference reflector of control sample. The layer of attenuation fluctuations provides an optimum combination of a signal/handicap ratio and resolution. The method of transition matrixes is applied for account of the attenuation fluctuations and intermediate layer.

УДК 502.3

Results of Radioecological Expedition on Territory 30-Kilometer Zone of Chernobyl Nuclear Power Plant and Twelve Regions of Russia, Ukraine and Byelorussia in August 1986 \V.K. Oleynik, I.I. Kryshev; Editorial board of journal “Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika” (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 4 tables. – References 12 titles.

The results of radioecological expedition on territory 30-kilometer zone of Chernobyl Nuclear Power Plant and twelve regions of Russia, Ukraine and Byelorussia in August 1986 are presented. The experimental data are given on content of artificial radionuclides (Cs-137, Cs-134, Ru-103, Ru-106, Zr-95, Ce-144, Ce-141) and natural radionuclide K-40 in components aquatic and terrestrial ecosystem: algae, mollusca, fish, water, bottom sediments, mosses, needle of pine, grass and soil. The estimates of dose rates to components of natural biota are performed on the base of obtained experimental data.

УДК 621.039.5.001.57

Method for Description of Fission Fragments by Two Pseudo-Fission Fragments. Theoretical Model \Yu.V. Volkov, O.B. Duginov; Editorial board of journal “Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika” (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 3 illustration, 2 tables. – References 6 titles.

The model for description of neutron-fission fragments interactions by two pseudo-fission fragments is developed. The methods for ranking of isotopes according to their impact to the neutron balance and determination of the pseudo-fission fragments parameters has been proposed.

УДК 621.039.5.001.57

Elementary Theory of the Ring Nuclear Reactor (Stability of the Ring Reactor) \Yu.V. Volkov, G.Ya. Rumiantsev; Editorial board of journal “Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika” (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 2 illustration, 1 table. – References 4 titles.

Simulators of the ring nuclear reactors are considered in this paper. Influence of geometric parameters of ring configuration on stability of neutron field under distortion is investigated.

УДК 621.039.51

Simulation of Slow Neutron's Transport for TRIGA Reactor \Yu.A. Korovin, A.A. Travleev; Editorial board of journal “Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika” (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 4 illustration, 1 table. – References 10 titles.

The utilization of TRIGA fuel type reactor within a TRADE project requires a detailed analysis of neutron-physics characteristics of the TRIGA core. One of important features of TRIGA fuel – a presence of a moderator – hydrogen in the fuel meat leads to strong negative reactivity feedback. A hydrogen is in the form of zirconium hydride, and a neutron spectrum in the fuel is affected strongly by chemical binding of hydrogen and neighboring atoms in zirconium hydride.

Calculations of multiplication coefficient performed in this work with the help of MCNP code show the importance of taking into account binding effects for some materials used in TRIGA core. Recent evaluations of thermal data for hydrogen in water and in zirconium hydride are reviewed. Some differences in cross-sections from different evaluations are discovered, and an impact of these differences to the multiplication coefficient are displayed.

УДК 621.039.5.001.4

On Possibility of Production ^{242m}Am in the Special Installations \A.L. Kochetkov, Yu.A. Kazansky, V.A. Levchenko, I.P. Matveenko; Editorial board of journal “Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika” (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 6 illustration, 2 tables. – References 8 titles.

Calculation research has been done to substantiate accumulation of ^{242m}Am from ^{241}Am target in BN-600 reactor

Experience of breeding the isotopes (such as ^{60}Co , ^{37}Ar) with the special irradiating channels has been stored at BN-600 reactor. The channels with different moderators – ZrH_2 , Be, $^{11}\text{B}_4\text{C}$ and with different filters – Cd, Gd, ^{155}Gd , ^{157}Gd have been considered in the noted research. It is demonstrated that the special designed irradiating channels allow to increase amount of ^{242m}Am in irradiated sample up to 14 % for irradiation period less than two years. Under irradiation in neutron spectrum at the fast reactor with no irradiating channel it is possible to obtain ^{242m}Am in amount not more than 6 % for approximately 12 years.

УДК 621.039.564

Development and Implementation of the Device for Measurement of Spent Fuel Assemblies Burn-up For the VVER-400 Reactor (FAMOS-III) \S.A. Andrushechko, S.N. Goloshapov, V.F. Ukraintsev, B.Yu. Vasiliev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 11 pages, 3 tables. – References 4 titles.

Because of use of a new NPP fuel with higher enrichment, there was a necessity in development of a special device and technique for a measurement of burn-up of spent fuel in a real NPP conditions.

The device, which realized this technique of burn-up measurement, is FAMOS-III. It was developed under technical requirements, developed on the Kola NPP, and then was established on it.

The FAMOS-III represents the multifunctional detector, it allows to carry out measurements directly on a nominal place of fuel storage – in the spent fuel pool. The complex of methodical measurements was carried out to develop the procedures of a background subtraction, creation of calibration curves for different measurement conditions and for result corrections (on a modification of separate channels effectiveness, background measurements, correction on miscounts, boron acid concentration etc.). The components of measurement errors and resulting error were analyzed and adjusted.

As a result, the FAMOS-III device was certificated by the commission of methods and tools of nuclear safety parameter control of the Atomic Ministry of Russian Federation. It is recommended for application on the Kola NPP. The technique of measurements a VVER-440 spent fuel burn-up by FAMOS -III is certificated by State Standards Committee of Russian Federation.

УДК 621.039.54

MCNP-based Nuclear Fuel Burn-up Calculations \M.Yu. Volkov, V.V. Kolesov, V.F. Ukraintsev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 13 pages, 7 illustration, 6 tables. – References 5 titles.

The program system for nuclear fuel burn-up calculations is described. This program system is based on the MCNP-code for neutron transport calculations. Also some results of applying this system to existing benchmark calculations of high conversion light water reactor cell with tighter pitch lattice are presented.

УДК 621.039.586: 536.42

Calculation analysis of relocation and freezing of uranium dioxide melt in the ring channel in conditions of experiment TRAN/G.N. Vlasichev, G.B. Usynin; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 4 illustrations. – References, 7 titles.

The numerical model of relocation and freezing of molten fuel in channels for pass of coolant in axial blanket of BN reactor at heavy accident with core meltdown is used for the calculation analysis of experiment TRAN-B1 with pure uranium dioxide ejected upwards in the ring channel. The developed numerical model is a combination of models of conduction and volumetric freezing – takes into account narrowing the channel and increase of driven melt viscosity. The results of the techniques received on the calculation scheme with limited amount of melt, will satisfactorily be coordinated to the experiment data. The calculation data will be coordinated with experimental on character of process, in which the part of a material freezes in frozen crusts on ring section walls, and other material, not blocking completely through passage section, is carried away in the waste tank. Thus the calculated values of frozen crusts thickness equal maximum 0,23 mm and 0,24 mm on convex and concave accordingly walls of the channel, coincide with experimental data. The basic amount of the

hardened material is concentrated on length up to 80-100 cm, that satisfactorily corresponds to experimental

УДК 532.582

Derivation and generalization of the form-factors for quasi-one-dimension models of wall friction, heat- and mass transfer coefficients in non-homogeneous coolant flow. Pin bundles \Yu.N. Kornienko; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 10 pages, 2 illustration, 2 tables. – References 13 titles.

The method of derivation and construction of generalized closure relationships based on form-factor notion for wall friction, heat- and mass transfer coefficients [1,2] is extend on description of non-homogeneous coolant flow in the pin bundle geometry. A generalized closure relationship between friction, heat- and mass transfer coefficients for each of the pin wall with their total bundle value is presented. The obtained form-factors descriptions generalize Lyon-type integral relationships for friction, heat- and mass transfer coefficients not only for thermophysical properties and generalized body forces distributions, but also pin bundle geometry.

УДК 626.039.553.34

Mathematical Modeling of High-Temperature Heat Pipes Operation in Heat Transfer Units of Modern Nuclear Power Plants \G.V. Kuznetsov, S.F. Sandu; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 4 illustration. – 10 References titles.

The work is devoted to mathematical modeling of heat and mass transfer processes, proceeding in heat transfer units of nuclear power plants, manufactured on the basis of high-temperature heat pipes. The statement of a task about a temperature field of a typical high-temperature heat pipe, working on a principle of closed vaporization and condensation cycle is realized. The comparison of calculation results of a probable working area, a maximal heat transfer, and a steam temperature lengthwise distribution with known experimental data is held. On the basis of the developed mathematical model the forecasting modeling of operation of the heat-transfer system, intended for an experimental research of heat rejection from an active zone of a power reactor facility, is carried out. The results of prognostic simulation of operation of "turned" heat pipe are considered.

The analysis of results of numerical research has allowed to make a conclusion that the mathematical modeling of heat and mass transfer processes, proceeding in heat transfer units of modern nuclear power plants, gives the information adequately interpreting processes, proceeding in researched devices, and allowing to predict as normal, and dangerous modes of their operation.

УДК 65.015.3:621.039

System Approach to Staff Assessment \G.A. Reimarov, R.K. Gritsuk; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 3 illustration. – References 3 titles.

A formulation of personnel performance assessment problem from stands of systems analysis is given in the paper. A technique of personnel evaluation by experts is described. Outcomes obtained from use of system of staff assessment "Persona" at nuclear and conventional power plants are given.

УДК 519.7:539.1.03

Simulation of Transition Radiation for Charged Particles Moving in Heterogeneous Media \V.A. Galkin, D.A. Ryzhikov, V.I. Saveliev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 6 illustration. – References 10 titles.

The work is presented the mathematical simulation of the transition radiation for the charged particle moving in a heterogeneous media with variation of dielectric properties. Detail study of radiation processes, effects of propagation of the transition in heterogeneous media is based on the algorithms and simulation programs. Results are presented the simulated spectrums of the transition radiation for periodic heterogeneous structures and influence of media parameters.

НАШИ АВТОРЫ

Андрушечко С.А. – к.т.н., заместитель технического директора по безопасности ЗАО «Атомтехэкспорт», Москва. Закончил Обнинский филиал Московского инженерно-физического института (ОФ МИФИ) в 1983 г. По специальности «Эксплуатация АЭС». Область научных интересов: ядерная и радиационная безопасность, топливоиспользование, обращение с ядерным топливом.

Бараненко В.И. – д.т.н., профессор. Закончил в 1963 г. Николаевский корабельно-строительный институт. Область научных интересов: атомная энергетика (парогенераторы и эрозивно-коррозионный износ трубопроводов второго контура АЭС с ВВЭР).

Беляков О.А. – инженер I категории лаборатории № 16 ЭНИЦ. Закончил в 2002 г. Ивановский государственный энергетический университет по специальности «Атомные электрические станции и установки». Область научных интересов: парогенераторы и эрозивно-коррозионный износ трубопроводов второго контура АЭС с ВВЭР.

Васильев Б.Ю. – начальник Департамента ядерной, радиационной безопасности и топлива ЗАО «Атомтехэкспорт», Москва. Закончил Обнинский институт атомной энергетики в 1989 г. по специальности «Эксплуатация АЭС». Область научных интересов: ядерная и радиационная безопасность, топливоиспользование, обращение с ядерным топливом.

Власичев Г.Н. – к.т.н., с.н.с., доцент кафедры «Ядерные реакторы и энергетические установки» физико-технического факультета Нижегородского государственного технического университета. Область научных интересов: безопасность ЯЭУ, тяжелые аварии с расплавлением активной зоны ядерного реактора, тепло- и массообмен.

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.

Голощанов С.Н. – заместитель начальника отдела ядерной безопасности Кольской АЭС. Закончил Томский государственный университет в 1977 г. по специальности «Инженер-физик». Область научных интересов: ядерная и радиационная безопасность, топливоиспользование, обращение с ЯТ.

Грицук Р.К. – ассистент кафедры АСУ ИАТЭ, ведущий инженер Франко-российского института делового администрирования. В 2000 г. окончил Обнинский институт атомной энергетики по специальности «Автоматизированные системы обработки инфор-

мации и управления». Специализируется в области оценки деятельности персонала.

Истомин Р.С. – инженер II категории лаборатории № 16 ЭНИЦ. Закончил в 2001 г. Московский государственный институт стали и сплавов по специальности «Полупроводниковые материалы и приборы». Область научных интересов: эрозивно-коррозионный износ трубопроводов второго контура АЭС с ВВЭР.

Казанский Ю.А. – д.ф.-м.н., профессор. Закончил Московский инженерно-физический институт в 1954 г. Область научных интересов: экспериментальная физика реакторов, защита реакторов. Автор и соавтор более 200 публикаций.

Корниенко Ю.Н. – к.т.н., ведущий научный сотрудник отдела математики и программных средств ГНЦ РФ-ФЭИ. Закончил Московский энергетический институт в 1971 г. Область научных интересов: анализ неравновесных двухфазных потоков, в том числе при аварийных процессах.

Коровин Ю.А. – д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой общей и специальной физики ИАТЭ. Область научных интересов: взаимодействие высокоэнергетических частиц с веществом; радиационные повреждения конструкционных материалов, облучаемых заряженными частицами и нейтронами; трансмутация радиоактивных отходов. Автор более 200 работ.

Крышев И.И. – д.ф.-м.н., профессор, зав. сектором эколого-геофизического моделирования и анализа риска НПО «Тайфун». Закончил физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Область научных интересов: радиоэкология, экологическое моделирование, радиационная безопасность окружающей среды.

Кузнецов Г.В. – д.ф.-м.н., профессор Томского политехнического университета.

Левченко В.А. – в 1981 г. окончил ОФ МИФИ. В настоящее время работает директором ЭНИМЦ «Моделирующие системы». В течение последних 20 лет занимается разработкой, поставкой и гарантийным обслуживанием тренажеров АЭС, разработкой системы моделей основного технологического оборудования в объеме полномасштабного тренажера.

Максимов М.В. – д.т.н., профессор кафедры «АСУ АЭС» Одесского национального политехнического университета. Закончил Одесский политехнический институт по специальности «Эксплуатация атомных электростанций». Область научных интересов: атомная энергетика.

Маслов О.В. – к.т.н., доцент кафедры «Эксплуатация атомных электростанций» Одесского национального политехнического университета. Закон-

чил Одесский политехнический институт по специальности «Эксплуатация атомных электростанций».

Область научных интересов: атомная энергетика.

Минин С.И. – заведующий лабораторией кафедры АКид ОИАТЭ.

Олейник В.К. – заместитель начальника отдела охраны труда и техники безопасности концерна «Росэнергоатом» (филиал «Ленинградская атомная станция»). Область научных интересов: радиационная безопасность.

Олейник С.Г. – к.т.н., заместитель генерального директора ФГУП «ЭНИЦ». Закончил в 1983 г. Томский политехнический институт по специальности «Ядерные энергетические установки». Область научных интересов: атомная энергетика.

Реймаров Г.А. – к.т.н., директор научно-методического центра «Алгоритм» Франко-российского института делового администрирования. Имеет опыт разработки систем контроля и управления процессами атомной энергетики и промышленности, исследований в области математического моделирования технологических процессов, разработки систем обучения и оценки деятельности персонала. Автор 110 научных трудов.

Румянцев Г.Я. – д.ф.-м.н., главный научный сотрудник ГНЦ РФ-Физико-энергетического института. Область научных интересов: физическая теория

ядерных реакторов, методы физического расчета ядерных реакторов.

Санду С.Ф. – к.т.н., с.н.с. НИИ прикладной математики при Томском государственном университете.

Светлова Л.С. – инженер II категории лаборатории № 16 ЭНИЦ. Закончила в 2002 г. Ивановский государственный энергетический университет по специальности «Автоматизация технологических процессов и производств». Область научных интересов: эрозионно-коррозионный износ трубопроводов второго контура АЭС с ВВЭР.

Травлев А.А. – аспирант кафедры общей и специальной физики ИАТЭ. Закончил ИАТЭ по специальности «Ядерные реакторы и энергетические установки» в 2000 г. В настоящее время работает в Forschungszentrum Karlsruhe в институте безопасности реактора. Область научных интересов: исследование нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов.

Трофимов А.И. – д.т.н., профессор кафедры «Автоматика, контроль и диагностика» ИАТЭ.

Усынин Г.Б. – д.т.н., профессор, заведующий кафедрой «Ядерные реакторы и энергетические установки» физико-технического факультета Нижегородского государственного технического университета. Область научных интересов: безопасность ЯЭУ, ядерные топливные циклы, оптимизация АЭС.

OUR AUTHORS

Andrushechko S.A. – Cand. Sci. (Engineering), deputy technical director of safety of the "Atomtehexport", Moscow. Graduated from the Obninsk branch of the Moscow Engineering and Physics Institute in 1883 on profession «NPP exploitation». Scientific interests: nuclear and radiation safety, fuel usage, nuclear fuel handling.

Baranenko V.I. – Dr. Sci. (Engineering). Graduated from the Nikolaev Shipbuilding Institute on profession «engineer-mechanic» in 1963. Scientific interests: nuclear power engineering.

Belyakov O.A. – first category engineer of the 16th laboratory of EREC. Graduated from the Ivanovo State Energetic University on profession «Nuclear Power Plants and Devices» in 2002. Scientific interests: steam generators and erosion-corrosion wear of VVER NPP secondary circuit pipelines.

Goloshapov S.N. – deputy head of department of nuclear safety of the Kol'sk Nuclear Plant. Graduated from the Tomsk State University in 1977 on profession «Engineer-physicist». Scientific interests: nuclear and radiation safety, fuel usage, nuclear fuel handling.

Gritsuk R.K. – a junior member of teaching and research staff of Automated Control Systems Department at Obninsk Technical University of Nuclear Pow-

er Engineering (OINPE), a senior engineer of French – Russian institute of Business Administration. In 2000 graduated from Obninsk institute of Nuclear Power Engineering majoring in "automated systems of data processing and control". Specializes in staff activity assessment.

Istomin R.S. – second category engineer of the 16th laboratory of EREC. Graduated from the Moscow State Institute of Steel and Alloys, on profession «Semiconductive materials and devices» in 2001. Scientific interests: erosion-corrosion wear of VVER NPP secondary circuit pipelines.

Kazansky A.Yu. – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor. Graduated from the Moscow Engineering and Physics Institute in 1954. Scientific interests: experimental reactor physics, shielding of nuclear reactors. About 200 publications.

Kornienko Yu.N. – Cand. Sci. (Engineering), leading researcher of the department of mathematics and software of the SSC RF – IPPE. Graduated from the Moscow Power Institute in 1971. Scientific interests: nonequilibrium two-phase flow analysis including accident processes.

Korovin Yu.A. – Dr. Sci. (Phys.-Math.), head of the general and special physics department of the OINPE. Scientific interests: interaction of high energy parti-

cles with matter; radiation damage of structural materials irradiated with charged particles and neutrons; transmutation of radioactive wastes. About 200 publications.

Kryshchuk I.I. – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, head of department of the ecological and geographical simulation and risk analysis of the SPA “Typhoon”. Graduated from the physical faculty of the Moscow State University. Scientific interests: radio-ecology, ecological simulation, radiation safety.

Kuznetsov G.V. – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor of the Tomsk Polytechnical University.

Levtchenko V.A. – graduated from the Obninsk branch of Moscow Physics and Engineering Institute in 1981. At present director “Simulation System Ltd.” company. During last 20 years is engaged in development, delivery and warranty service of NPP simulators, development of basic equipment models suitable for full scope simulators.

Maslov O.V. – Cand. Sci. (Engineering), assistant professor of the «NPP exploitation» department of the Odessa National Polytechnical Institute. Graduated from the Odessa Polytechnical Institute on profession «NPP exploitation». Scientific interests: nuclear power engineering.

Maximov M.V. – Dr. Sci. (Engineering), Professor of the «Automatic control system of NPP» department of the Odessa National Polytechnical Institute. Graduated from the Odessa Polytechnical Institute on profession «NPP exploitation». Scientific interests: nuclear power engineering.

Minin S.I. – head of the laboratory of the automatic control and diagnostic department of the OINPE.

Oleynik S.G. – Cand. Sci. (Engineering), deputy director general of the EREC. Graduated from the Tomsk Polytechnical Institute on profession «Nuclear Energetic Devices» in 1983. Scientific interests: nuclear power engineering.

Oleynik V.K. – deputy chief of department of protection of labour and safety measures of “Rosenergoatom” concern (branch “Leningrad Nuclear Power Plant”). Scientific interests: radiation safety.

Reimarov G.A. – Cand. Sci. (Engineering), director of scientific-methodical center “Algorithm” of the French-Russian institute of business administration. Experienced in development of control systems and process management in nuclear and conventional power engineering industries, mathematical modeling of technological processes researches, development of staff activity assessment and training systems. Have 110 scientific and research papers.

Rumiantsev G.Ya. – Dr. Sci. (Phys.-Math.), head researcher of the State Scientific Centre of Russian Federation-Institute of Physics and Power Engineering. Scientific interests: physical theory of nuclear reactors, methods of physical calculation of nuclear reactors.

Sandu S.F. – Cand. Sci. (Engineering), senior researcher of the Scientific Research Institute of Applied Mathematics and Mechanics at Tomsk State University.

Svetlova L.S. – second category engineer of the 16th laboratory of EREC. Graduated from the Ivanovo State Energetic University on profession «Automation of technological processes and Production» in 2002. Scientific interests: erosion-corrosion wear of VVER NPP secondary circuit pipelines.

Travleev A.A. – post-graduated student of the general and special physics department of the OINPE. Graduated from the OINPE in 2000. Now works in Forschungszentrum Karlsruhe in Institute of reactor safety. Scientific interests: neutronic-physical characteristics of nuclear reactors.

Trofimov A.I. – Dr. Sci. (Engineering), Professor, head of the automatic, control and diagnostic department of the OINPE.

Usinin G.B. – Dr. Sci. (Engineering), professor, head of the nuclear reactors and power plants department of the physical-technical faculty of the Nizhny Novgorod State Technical University. Scientific interests: reactor safety, nuclear fuel cycles, NPP optimization.

Vasil'ev B.Yu. – head of the department of nuclear and radiation safety and fuel of the “Atomtelexport”, Moscow. Graduated from the Obninsk Institute of Nuclear Power Engineering in 1989 on profession «NPP exploitation». Scientific interests: nuclear and radiation safety, fuel usage, nuclear fuel handling.

Vlasichev G.N. – Cand. Sci. (Engineering), senior researcher, associate professor of the nuclear reactors and power plants department of the physical-technical faculty of the Nizhny Novgorod State Technical University. Scientific interests: reactor safety, severe accidents with nuclear reactors core meltdown, heat- and mass-transfer.

Volkov Yu.V. – Dr. Sci. (Engineering), Professor of the “Reactor design and computation” 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.