ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

выпуск

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 4

Журнал «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» издается с 1989 года. Учредитель журнала – Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт».

Свидетельство о регистрации средства массовой информации – ПИ № ФС77-66041 от 10.06.2016.

Подписной индекс 32067 в каталоге «Газеты. Журналы» ОАО Агентства «Роспечать».

Выходят пять выпусков журнала в год, в подготовке которых принимают участие, кроме учредителя, ФГУП «Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики» и АО Опытное конструкторское бюро «ГИДРОПРЕСС».

Тематика журнала

Теоретические и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов, физико-технические проблемы ядерных реакторов, безопасность и проблемы развития ядерной энергетики.

Редакционная коллегия

Главный редактор – Ю. М. Семченков (НИЦ «Курчатовский институт»).

Заместители главного редактора: С. М. Зарицкий, В. В. Пчелин (НИЦ «Курчатовский институт»), В. Ф. Колесов (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), А. С. Зубченко (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

Секретариат: Е. А. Старостина (НИЦ «Курчатовский институт»), Е. В. Куличкова (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), М. Г. Краснолобова (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»).

Члены редколлегии: П. Н. Алексеев, Е. В. Бурлаков, В. Е. Велихов, А. Ю. Гагаринский,

А. А. Ковалишин, Н. Е. Кухаркин, М. П. Лизоркин, В. А. Павшук, В. А. Сидоренко, Я. И. Штромбах (НИЦ «Курчатовский институт»);

С. В. Воронцов, А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»);

А. В. Лукин, Ю. А. Соколов (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ»);

Ю. А. Безруков, Г. Л. Пономаренко, В. М. Махин (АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»);

А. Н. Шмелёв, Н. В. Щукин (НИЯУ МИФИ).

Журнал «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» включен в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

Электронные копии журнала находятся в базе данных Научной электронной библиотеки www.elibrary.ru и на сайте НИЦ «Курчатовский институт».

С 2011 года статьи из журнала «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках журнала «Physics of Atomic Nuclei», издаваемого PLEIADES PUBLISHING и распространяемого издательством Springer (ISSN: 1063-7788 печатная версия, ISSN: 1562-692X электронная версия).

Журнал «Physics of Atomic Nuclei», включая выпуски с переводными статьями из журнала «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов», индексируется в Web of Science, SCOPUS, INIS Atomindex, Science Citation Index и др.

Журнал «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» включен в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора и кандидата наук (Перечень ВАК).

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

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

Завьялов Н. В., Илькаев Р. И., Колесов В. Ф., Иванин И. А., Житник А. К., Кувшинов М. И., Нефедов Ю. Я., Пунин В. Т., Тельнов А. В., Хоружий В. Х. Развернутые эксперименты на подкритических сборках каскадных реакторных систем	5	Zavyalov N. V., Il'kaev R. I., Kolesov V. F., Ivanin I. A., Zhitnik A. K., Kuvshinov M. I., Nefedov Yu. Ya., Punin V. T., Tel'nov A. V., Khoruzhi V. Kh. Comprehensive experiments on subcritical assemblies of cascade reactor systems	5
Воронцов С. В., Кувшинов М. И., Нарожный А. Т., Попов В. А., Соловьев В. П., Юферев В. И. Запланированное разрушение реактора с металлической активной зоной: моделирование катастрофических аварий и новые экспериментальные возможности	16	Vorontsov S. V., Kuvshinov M. I., Narozhnyi A. T., Popov V. A., Solov'ev V. P., Yuferev V. I. Metal core reactor planned destruction: simulating of catastrophic accidents and new experimental possibilities	16
Панин А. В., Воронцов С. В., Девяткин А. А., Завьялов Н. В., Кувшинов М. И. История развития критмассовых экспериментов в РФЯЦ-ВНИИЭФ	24	Panin A. V., Vorontsov S. V., Devyatkin A. A., Zavyalov N. V., Kuvshinov M. I. The history of criticality experiments progress at RFNC-VNIIEF	24
Колесов В. Ф. История становления и практической реализации концепции связанных реакторов	40	Kolesov V. F. History of formation and practical realization of coupled reactor concept	40
Колесов В. Ф., Завьялов Н. В. История развития концепции каскадных реакторов	53	Kolesov V. F., Zavyalov N. V. Evolution history of cascade reactors concept	53
Маршалкин В. Е., Повышев В. М. Естественная трансмутация актиноидов реакцией деления в замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле	64	Marshalkin V. Ye., Povyshev V. M. Natural transmutation of actinides by the fission reaction in the closed thorium-uranium-plutonium fuel cycle	64
Колесов В. Ф., Хоружий В. Х., Гречушкин В. Б., Пикулев А. А. Параметры импульсного реактора для накачки крупногабаритного ЛЯН	76	V. F. Kolesov, V. Kh. Khoruzhy, V. B. Grechushkin, A. A. Pikulev Pulsed reactor parameters for pumping a large-size NPL	76
Бардыгин Д. Ю., Девяткин А. А., Кабанов С. В., Лычагин А. К., Пичугин А. М., Сажнов В. В., Тесаловский Н. А. Исследование поведения тепловыделяющих элементов в аварийных режимах в экспериментах на реакторе БИГР	85	Bardygin D. Yu., Devyatkin A. A., Kabanov S. V., Lychagin A. K., Pichugin A. M., Sazhnov V. V., Tesalovskiy N. A. Experimental investigations of fuel elements behaviour under accident conditions at the BIGR reactor	85

Колесов В. Ф., Абрамович С. Н., Шмаров А. Е., Интяпина Е. В. Методология расчета гипотетических изомерных γ-реакторов на примере 178m ² Hf	92	Kolesov V. F., Abramovich S. N., Shmarov A. E., Intjapina E. V. The calculation methodology by the example of $^{178\text{m}2}$ Hf hypothetical isomeric γ -reactors	92
Кошелев А. С., Довбыш Л. Е., Овчинников М. А., Пикулина Г. Н., Дроздов Ю. М., Чукляев С. В., Пепёлышев Ю. Н. Высокочувствительный детектор быстрых нейтронов КНК-2-8М	104	Koshelev A. S., Dovbysh L. Ye., Ovchinnikov M. A., Pikulina G. N., Drozdov Yu. M., Chuklyaev S. V., Pepyolyshev Yu. N. High-sensitivity fast neutron detector KNK-2-8M	104
Данилин Л. Д., Поленов И. В., Королев А. С., Максимов М. Ю., Горелов И. А., Карпунин С. М. Изготовление топливных элементов (ТВЭЛов) методом капиллярной пропитки графитовых блоков органическими и водно-органическими растворами β-дикетоната уранила	116	Danilin L. D., Polenov I. V., Korolev A. S., Maximov M. Yu., Gorelov I. A., Karpunin S. M. Production of fuel elements using a method of capillary impregnation of graphite blocks with organic and water-organic solutions of uranyl β-diketonate	116
Никитин И. А. Особенности конструкции и расчета пневматического исполнительного механизма импульсного ядерного реактора	124	Nikitin I. A. Design and calculation peculiarities of a pulsed nuclear reactor pneumatic actuator	124

РАЗВЕРНУТЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПОДКРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ КАСКАДНЫХ РЕАКТОРНЫХ СИСТЕМ

Н. В. Завьялов, Р. И. Илькаев, В. Ф. Колесов, И. А. Иванин, А. К. Житник, М. И. Кувшинов, Ю. Я. Нефедов, В. Т. Пунин, А. В. Тельнов, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Каскадные реакторы привлекают внимание возможностями улучшения с их помощью параметров импульсных реакторов и реализуемости электроядерных установок. В статье приведены результаты трех серий экспериментов на уран-нептуниевых каскадных сборках, выполненных в ИЯРФ ВНИИЭФ в 2003–2004 гг. Эксперименты подтвердили теоретические заключения о положительных свойствах каскадных бланкетов и эффективности нептуния-237 в качестве средства достижения односторонней связи секций.

Ключевые слова: каскадный реактор, каскадный бланкет, импульсный реактор, нептуний-237, электроядерная установка, реакторный эксперимент.

COMPREHENSIVE EXPERIMENTS ON SUBCRITICAL ASSEMBLIES OF CASCADE REACTOR SYSTEMS / N. V. ZAVYALOV, R. I. IL'KAEV, V. F. KOLESOV, I. A. IVANIN, A. K. ZHITNIK, M. I. KUVSHINOV, YU. YA. NEFEDOV, V. T. PUNIN, A. V. TEL'NOV, V. KH. KHORUZHI // Particular attention is attracted by cascade reactors because of the presented by them possibilities to improve with their aid parameters of pulsed reactors and realizability of electronuclear facilities. The results of three series of experiments on uranium-neptunium cascade assemblies performed in INRP VNIIEF within the years of 2003–2004 are presented in the paper. The experiments confirmed theoretical conclusions on positive properties of cascade blankets and effectiveness of using neptunium-237 as a means of achieving one-sided connection between the sections.

Key words: cascade reactor, cascade blanket, pulsed reactor, neptunium-237, electronuclear facility, reactor experiment.

Реактор можно называть связанным (двухсекционным), если его активная зона (АЗ) состоит из двух частей, отличающихся составом, формой, геометрическими размерами или разделенных пространственно, а некоторая доля делений, хотя бы в одной части АЗ, вызывается нейтронами от делений в другой части. Двухсекционные реакторы с односторонней или преимущественно односторонней нейтронной связью секций называют каскадными. Это тот случай, когда нейтроны одной секции влияют на цепную реакцию в другой секции, а нейтроны другой секции на цепную реакцию в первой не влияют.

Реакторы каскадного типа известны с 50-х гг. прошлого столетия [1]. Значительный интерес к этим устройствам, наблюдаемый с 1980-х гг., вызван предоставляемыми ими возможностями существенного улучшения параметров импульсных реакторов и реализуемости электроядерных установок (ЭЛЯУ).

В разработку концепции каскадных реакторных систем значительный, можно сказать, основополагающий вклад внесен сотрудника-

ми ИЯРФ ВНИИЭФ. Участие ИЯРФ ВНИИЭФ в этих работах выразилось [2]:

- 1) в выдвижении и теоретическом обосновании каскадных импульсных реакторов и бустеров, в частности, таких вариантов этих устройств, материалом одной из секций которых является нептуний-237 порогово делящееся вещество. Как оказалось, использование в реакторе принципа каскадности открывает возможность многократного сокращения длительности импульсов;
- 2) в распространении принципа каскадности на бланкеты ЭЛЯУ, т. е. на подкритические реакторы, действующие в комплексе с мощным ускорителем протонов. Одно из главных препятствий на пути реализации ЭЛЯУ слишком высокие требования к мощности ускорителя. Было показано, что использование в ЭЛЯУ бланкета каскадного типа предоставляет возможность многократного снижения мощности ускорителя протонов.

Отметим, что за единичными исключениями до 2003 г. все работы по каскадным системам были расчетно-теоретическими или проектными. Имелось лишь несколько реальных систем, которые можно отнести к разряду каскадных. Такими системами являлись, например, сборка Аргоннской национальной лаборатории [3], стенды УКС-1М и «Б» ФЭИ [4]. Но эксперименты, ориентированные на изучение свойств собственно каскадных реакторов, на их сравнение со свойствами аналогичных односекционных систем, ранее не проводились.

Постановка таких экспериментов была запланирована во ВНИИЭФ в рамках работ по проектам МНТЦ № 909В и № 1486 [5]. Предполагалось, что опыты будут направлены, прежде всего, на подтверждение действенности использования ²³⁷Nр в качестве средства создания односторонней связи секций и проверку преимуществ каскадного бланкета в части понижения требований к мощности ускорителя. В 2003–2004 гг. были выполнены три серии таких экспериментов на подкритических уран-нептуниевых каскадных и соответствующих им односекционных моделях бланкета [6]:

- 1) на компактных моделях из металлического нептуния-237 и урана-235 с использованием изотопного источника нейтронов, размещаемого в центре моделей;
- 2) на таких же моделях с использованием в качестве источника нейтронов ускорителя электронов ЛУ-50;
- 3) на моделях с первым каскадом из металлического нептуния-237 и вторым каскадом в виде гетерогенной композиции из таблеток урана-235 и фторидных соединений с использованием изотопного источника нейтронов.

В указанных экспериментах особый интерес проявлен к сборкам с низким, равным ~ 0.6 значением k_{adb} . Эти сборки просты по конструкции и компактны, содержат сравнительно небольшое количество делящихся веществ и заведомо, без принятия специальных мер защиты, удовлетворяют требованиям ядерной безопасности. Расчеты ядерно-физических характеристик сборок с низкими значениями $k_{\text{эф}}$ подтвердили их приемлемость в качестве моделей для намеченных экспериментов [7]. Было показано, что отличие эффективности моделей обычных и каскадных бланкетов в этом случае невелико, но тем не менее достаточно, чтобы быть зафиксированным в эксперименте.

Измерения и первичная обработка их результатов сопровождались всесторонними расчетами с использованием программы С-95 [8]. Уже при подготовке экспериментов были проведены многочисленные расчеты модельных сборок, учитывающие возможность их реализации путем использования имеющихся во ВНИИЭФ деталей (или заготовок) из нептуния и обогащенного урана.

В качестве показателя эффективности принципа каскадности применительно к бланкетам ЭЛЯУ принят коэффициент каскадного усиления A, равный отношению чисел делений в каскадном (P) и обычном (P_0) бланкетах, нормированных на один нейтрон источника со спектром нейтронов деления 252 Cf, при условии равенства $k_{9\phi}$ того и другого бланкета,

$$A = P/P_0$$
.

Основная задача опытов заключалась в измерении или оценке на основе экспериментальных данных полных чисел делений в каскадной и соответствующей ей односекционной моделях при условии одного и того же источника нейтронов и одинаковых значений $k_{\rm эф}$ в той и другой модели. По этим данным находили коэффициент каскадного усиления A, важность которого определяется тем, что именно в A раз можно снизить мощность ускорителя частиц при переходе к бланкету каскадного типа.

1-й эксперимент. В качестве лабораторных моделей для проведения 1-го эксперимента были выбраны сферические сборки из металлического ²³⁷Np и урана 90 %-го обогащения по ²³⁵U. Нептуний размещали в центре сборок, уран — на периферии. Пространство между нептунием и ураном заполняли полиэтиленом или оставляли пустым. В центре сборок помещали точечный источник нейтронов с делительным спектром (рис. 1). В качестве источника нейтронов использовали ²⁵²Cf.

В целях сравнения значений коэффициента A в каскадных бланкетах с различными способами обеспечения односторонности свя-

зи секций была изучена также модель, в которой между первой и второй секциями из урана располагали слои из кадмия и полиэтилена. Слой кадмия прилегал к наружной поверхности первой секции. Всего в эксперименте было исследовано 11 размножающих сборок.

Состав и размеры этих сборок в несколько идеализированном виде представлены рис. 2. Реально сферические слои состоят из полусфер. Каждая урановая полусфера имеет медно-никелевое покрытие общей толщиной ~50 мкм. Полусферы из нептуния заварены в герметичные чехлы из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм. Между полусферами из нептуния по экватору размещалась алюминиевая камера с трековыми детекторами. В одной нептуниевой и во всех урановых полусферах имелись полюсные отверстия диаметром 12 и 27 мм соответственно. Для обеспечения изотропии вылетающих из источника нейтронов ампулу с ²⁵²Сf размещали в шаре из чистого железа диаметром 28 мм.

Эксперименты проводили на стенде ВНИИЭФ для критических сборок (стенд ФКБН-2М) [9]. В опытах измеряли распределение числа делений по радиусу слоев из

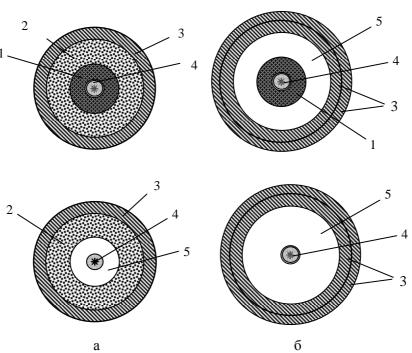


Рис. 1. Схематическое изображение каскадных моделей бланкета, содержащих 237 Np, и соответствующих односекционных моделей [6]: а – модели со слоем замедлителя; б – модели без замедлителя $(1-^{237}$ Np; 2 – полиэтилен; 3 – высокообогащенный уран; 4 – источник нейтронов 252 Cf; 5 – воздух)

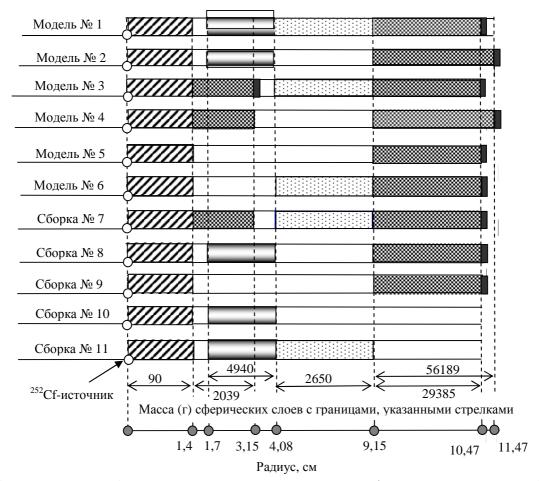


Рис. 2. Схематическое изображение экспериментально изученных сферических модельных сборок [6]:

— Fe; — 235U; — Np; — воздух; — CH₂; — Cd

нептуния и урана в первых шести сборках, представленных на рис. 2. Этим основным измерениям предшествовали отличающиеся высокой точностью вспомогательные измерения коэффициентов умножения нейтронов центрального источника во всех 11 сборках. Хотя эти измерения и не привносят данных для непосредственного определения коэффициентов каскадного усиления, тем не менее они информативны в аспекте проверки используемых в расчетах математических программ и нейтронных констант.

Основными, как уже отмечено, были измерения распределения числа делений. Для регистрации актов деления ядер ²³⁷Np и ²³⁵U в соответствующих узлах сборок использовали диэлектрические трековые детекторы осколков деления [10]. В этих целях применяли полимерную пленку из поликарбоната толщиной 0,1 мм. Поскольку детали из ²³⁷Np были заключены в непрозрачные для осколков деле-

ния чехлы, для выполнения эксперимента изготавливали слои из ²³⁷ Np и специальную камеру-контейнер для размещения нептуниевых слоев и образцов поликарбонатной пленки. Камеру устанавливали между верхней и нижней частью нептуниевой сборки. При конструировании камеры особое внимание обращали на минимизацию толщины устройства. В камере можно было установить шесть слоев. Нептуний наносился электролитическим методом на алюминиевые подложки толщиной 0,2 мм и диаметром 24 мм. Диаметр нептуниевого слоя составлял 20 мм.

При измерении распределения чисел делений в урановых слоях применялась другая система размещения образцов. Полюсные каналы урановых сфер заполнялись дисками диаметром 20 мм, толщиной 0,5 и 1 мм и втулками из ²³⁵U 90 %-го обогащения. Эти небольшие детали не были покрыты защитным антикоррозионным слоем. Образцы детектирующей пленки

диаметром 20 мм и толщиной 0,1 мм устанавливались между урановыми дисками.

В качестве источника первичных нейтронов в измерениях на каскадных и односекционных сборках использовался метрологически аттестованный источник ²⁵²Cf. Облучение одной конкретной сборки продолжалось от нескольких минут до 5 ч. При оптимальном выборе времени облучения в диэлектрическом детекторе фиксировали ~10000 треков. Это количество треков достаточно для получения

необходимой статистической точности. Взвешивание образцов для всех слоев ²³⁷Np и урановых дисков проводилось на АИР БИР-2М. Нейтронный спектр в центральном канале реактора БИР-2М метрологически аттестован [11]. Примеры измеренных распределений плотности делений в нептуниевых и урановых узлах некоторых моделей показаны на рис. 3 и 4.

Результат обработки экспериментальных данных представлен в табл. 1. Коэффициенты A, A' приведены с учетом коррекции P_0 ,

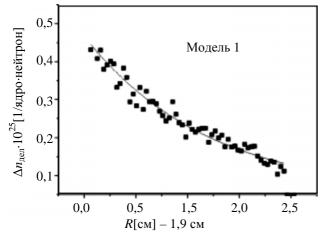


Рис. 3. Распределение плотности делений по радиусу нептуниевого слоя модельной сборки [6]

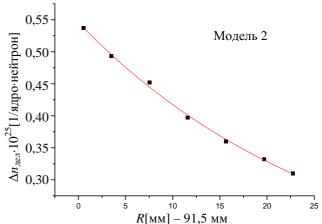


Рис. 4. Распределение плотности делений по радиусу внешнего уранового слоя модельной сборки, не содержащей слоя из CH₂[6]

Таблица 1 Итоговые результаты экспериментальных и расчетных исследований ядерно-физических характеристик каскадных и односекционных моделей бланкета

Номер		Число	Число делений	й на 1 нейтрон	Коэффициент кас	кадного усиления
модельной	1	пер-	источника в 1-й, 2-й секциях		с коррекцией на $k_{3\Phi}$ односекционной	
сборки	$k_{9\Phi}$	вичных	и сборке	в целом	сборки (в скобках – расчет)	
и ее состав		делений	Эксперимент	Расчет	A	A'
1 (Np, CH ₂ , U)	0,617	0,364	0,344+0,877 =	0,347 + 0,953 =	$1,71 \pm 0,07$	$2,81 \pm 0,11$
			$= 1,221 \pm 0,085$	= 1,300	(1,82)	(2,94)
2 (Np, воздух, U)	0,651	0,294	$0,320+0,587 = 0,907 \pm 0,065$	0,346 + 0,687 = 1,033	$1,16 \pm 0,05 \\ (1,32)$	$1,90 \pm 0,10$ (2,13)
3 (U, CdCH ₂ , U)	0,611	0,353	0,236+0,784 = = $1,020 \pm 0,075$	$\begin{vmatrix} 0,233 + 0,824 = \\ = 1,057 \end{vmatrix}$	$1,45 \pm 0,08 \\ (1,50)$	$2,38 \pm 0,10$ (2,43)
4 (U, воздух, U)	0,601	0,249	0,172 + 0,574 = = $0,719 \pm 0,052$	$\begin{vmatrix} 0,160 + 0,513 = \\ = 0,673 \end{vmatrix}$	$1,05 \pm 0,05 \\ (0,98)$	$1,72 \pm 0,07 $ (1,59)
5 (U)	0,584	0,168	$0,400 \pm 0,025$	0,407	0.61 ± 0.03 (0.62)	1 (1)
6 (CH ₂ , U)	0,575	0,271	$0,645 \pm 0,040$	0,643	1 (1)	$1,65 \pm 0,07 \\ (1,61)$

связанной с уравниванием $k_{3\varphi}$ каскадной и соответствующей односекционной сборки. Коэффициенты A соответствуют случаю, когда в качестве односекционной сборки, с которой проводится сравнение, взята модельная сборка 6, A' — сборка 5. В табл. 1 представлены также расчетные $k_{3\varphi}$ сборок, числа первичных делений в сборках, погрешности в экспериментальных значениях полных чисел делений и коэффициентов A, A'. Статистическая ошибка в расчетных числах делений в секциях сборок не превышает 0.5%, в числах делений в трековых детекторах — 3-5%. Статистическая ошибка в расчетных $k_{3\varphi}$ сборок составляет ~ 0.1 %.

2-й эксперимент. Во 2-м эксперименте измеряли коэффициенты размножения нейтронов подкритическими сборками 1, 6 (см. рис. 2) и инертной моделью, отличающейся от сборки 6 тем, что вместо урановой сферической оболочки в ней установили аналогичную по геометрии оболочку из стали марки 20. В качестве первичного источника нейтронов служил свинцовый шарик, нейтроны в котором генерировались пучком тормозного излучения от мишени ускорителя ЛУ-50 [12]. Конструкция сборок 1, 6 представлена на рис. 5.

Ускоренные электроны по тракту транспортировки пучка попадали на танталовую мишень, рассчитанную и изготовленную с целью получения максимального выхода фотонов. Для уменьшения влияния фоновых

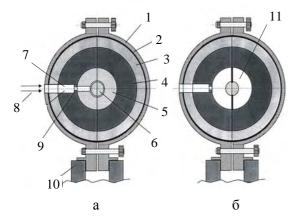


Рис. 5. Конструкция сборок 1 (а) и 6 (б): 1-Al; 2-Cd; $3-{}^{235}U(90\%);$ $4-CH_2;$ $5-{}^{237}Np;$ 6-Pb; 7- воздушный канал; 8- пучок $\emph{n-}\gamma$ -излучений от ЛУ-50; 9- ограничительная шайба из Al; 10- стенд; 11- воздушная полость [6]

нейтронов из мишени она была установлена в ускорительном зале, непосредственно перед вакуумным защитным шибером, отделяющим мишенный бункер от зала ускорителя. Далее тормозное излучение через систему коллиматоров выводили под углом 0° к оси электронного пучка в мишенный бункер, где находилась исследуемая сборка. С помощью системы коллиматоров формировался пучок тормозного излучения диаметром 10 мм, приемлемым для ввода его в центр моделей бланкета.

Для поглощения первичных электронов, прошедших через мишень, за мишенью перед коллиматором К1 был установлен алюминиевый фильтр толщиной 15 мм.

Сферическую сборку устанавливали в точке пересечения оси пучка ускорителя с осями нейтронных каналов. Точность установки сферической сборки и системы коллиматоров в плане и по высоте была не хуже 0,5 мм. Для определения абсолютного выхода нейтронов в каждом эксперименте измерялся суммарный заряд электронов, падающих на мишень, с помощью интегратора тока Ortec 439 Digital Current Integrator и пересчетного устройства.

В целях контроля постоянства выхода тормозного излучения, следовательно, и выхода нейтронов из исследуемой сборки, использовался вторично-эмиссионный детектор тормозного излучения ВЭД-2-01, который располагался в пучке тормозного излучения. Амплитуда токового сигнала пропорциональна мощности дозы тормозного излучения.

На сборку были ориентированы стальных трубы, проложенных в стенах здания. Противоположные концы труб выводились в соседнее помещение, где располагались детекторы для измерения потока нейтронов из размножающей сборки. Внутри труб устанавливались коллиматоры, представляющие собой набор чередующихся стальных и полиэтиленовых стаканов. В качестве нейтронных детекторов использовались газоразрядные счетчики (рабочий газ – ³Не), окруженные слоем замедлителя (полиэтилена). Параметры нейтронных коллиматоров и ширину временного окна счета нейтронов устанавливали, исходя из требования максимального снижения вероятности наложения импульсов в детекторе.

Во 2-м эксперименте, в отличие от 1-го и 3-го, измерения пространственных распределений плотности делений в АЗ сборок не проводились по причине заметной анизотропии этих распределений. Во 2-м эксперименте измерялась интенсивность нейтронов, вылетающих из АЗ сборок под углами, близкими к 90° по отношению к пучку тормозного излучения. Переход от отношения интенсивностей нейтронов утечки в сборках 1 и 6 к коэффициенту каскадного усиления A выполняли на основе дополнения эксперимента расчетами по программе C-95.

Были проведены фоновое измерение и три эксперимента на разных моделях: инертной, моделях 1 и 6. Фоновое измерение проводилось при отсутствии в мишенной комнате модельной сборки.

Расчетные и оцененные экспериментальные значения коэффициента A в модели 1 бланкета представлены в табл. 2.

Таблица 2
Расчетные и экспериментальные значения коэффициента каскадного усиления А в модели 1 бланкета

Коэффициент каскадно- го усиления А	Расчет	Экспе- римент
отнесенный к 1 электрону ускорителя ЛУ-50	2,78±0,08	3,24±0,15
отнесенный к 1 нейтрону источника	2,32±0,20	2,71±0,25

Данные табл. 2 по коэффициенту A, относящемуся к 1 нейтрону источника, можно сравнивать с аналогичными данными в эксперименте с 252 Cf-источником нейтронов (см. табл. 1). По существу, для одних и тех же моделей здесь получены заметно более высокие экспериментальные и расчетные значения коэффициента A: там, соответственно — 1,71 и 1,82, здесь — 2,71 и 2,32. Указанное выходящее за пределы ошибок отличие значений коэффициента A может быть приписано влиянию изменений спектра нейтронов источника. Во всяком случае, противоречий в этом несовпадении значений коэффициента A нет.

Более высокие значения коэффициента A, отнесенного к 1 электрону ускорителя, объяс-

няются возникновением в модели 1 дополнительного источника нейтронов.

3-й эксперимент. 3-й эксперимент проведен с более сложными и габаритными сборками, моделирующими бланкет на расплавленных фторидах, разработанный в РНЦ «Курчатовский институт» (система КПЖСР [13]). В качестве первичного источника нейтронов в 3-м эксперименте, как и в 1-м, использован источник ²⁵²Сf. На основании расчетов была разработана конструкция и изготовлена глубоко подкритичная лабораторная модель бланкета (рис. 6).



Рис. 6. Лабораторная модель бланкета на расплавленных фторидах [6]

Блок замедлителя-отражателя в модели представляет собой кубический массив графита в стальном каркасе с размерами $1680 \times 1625 \times 1680$ мм. В центре графитового массива находится сварной цилиндрический сосуд из алюминиевого сплава. Расположение сосуда – горизонтальное. Диаметр цилиндра – 600 мм, длина - 600 мм. В объеме сосуда смонтированы трубы из алюминиевого сплава. Пространство между трубами в сосуде заполнено замедляющим нейтроны материалом из NaF. В центральной трубе, на половине ее длины, расположена сферическая сборка из ²³⁷ Np (та же, что и в экспериментах 1, 2). Остальной объем трубы заполнен цилиндрическими вкладышами из алюминия, содержащими NaF, имеющими канал с внутренним диаметром 48 мм. В этом канале размещались цилиндры диаметром 47 мм с солью ZrF₄ и двумя таблетками из очехлованого металлического урана (масса таблетки -87,6 г). Таблетки из урана располагались между цилиндрами из ZrF_4 .

Вне центральной трубы сборка содержала еще 42 трубы из алюминия с внутренним диаметром 48 мм. В этих каналах размещали по 6 цилиндров из очехлованной алюминием соли ZrF_4 , чередующихся с 5 таблетками из урана массой 87,6 г, очехлованными нержавеющей сталью. Общее количество урановых таблеток в солевом блоке равно 214 ($42 \times 5 + 2 \times 2$), суммарная масса урана — 18746 г. Шесть каналов диаметром 22 мм были предусмотрены для размещения ионизационных камер, предназначенных для измерения пространственного распределения чисел делений в солевой секции модели.

Основная задача эксперимента заключалась в определении отношений интегральных чисел делений ядер в каскадной и односекционной моделях, нормированных на один нейтрон источника, размещенного в их центре.

В ходе эксперимента были использованы следующие методики измерений:

– методика регистрации осколков деления с помощью трековых детекторов. Она предназначалась для определения числа делений ядер нептуния в первом каскаде. Детекторы располагали в плоскости разъема полусфер из нептуния;

- гамма-спектрометрическая методика,
 применяемая для определения числа делений
 в урановых таблетках;
- методика регистрации в тех же целях актов деления ионизационными камерами, содержащими слой из урана-235. Ионизационные камеры размещали в измерительных каналах второго каскада.

Измеренное с помощью трековых детекторов распределение плотности делений ядер 237 Np в центральной части модели приведено на рис. 7.

Пространственное распределение чисел делений в солевой секции модели измерялось с помощью счета гамма-активности осколков деления в облученных урановых образцах, устанавливаемых в различных точках сборки. Образцы представляли собой диски диаметром 45 мм, толщиной 4.34 ± 0.12 мм, заключенные в оболочку из нержавеющей стали толщиной -0.2 мм. Масса урана в диске составляла 87.86 ± 0.15 г.

Были проведены два эксперимента по облучению образцов: облучение в модели с нептуниевой секцией и без нее. Длительность облучения составляла соответственно 168 и 191 ч. В каждом облучении использовали 14 образцов. Число делений в образцах определялось по гамма-активности дочерних продуктов распада осколков ⁹⁷Zr, ¹³²Te и ¹⁴⁰Ba. Измерение количества осколков ⁹⁷Zr, ¹³²Te

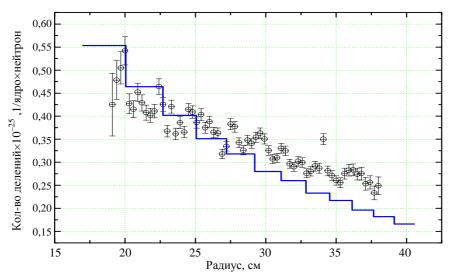


Рис. 7. Распределение плотности делений ядер ²³⁷Np в центральной части модели по радиусу [6]: — эксперимент, — – расчет по программе C-95

и 140 Ва осуществлялось по гамма-активности дочерних продуктов: 97 Nb, 132 I и 140 La.

После облучения у-активность урановых образцов измерялась несколько раз при различных временах выдержки. Это обеспечивало идентификацию радионуклидов не только по энергии у-квантов, но и по периоду полраспада, что позволило с наибольшей достоверностью определить количество делений в образцах.

Пространственное распределение чисел делений в солевой секции моделей измерялось также с помощью ионизационных камер. Для этой цели, как сказано выше, в солевой секции были предусмотрены 6 измерительных кана-

лов диаметром 22 мм и изготовлены 3 цилиндрические ионизационные камеры делений со слоями урана 90 %-го обогащения. Измерение заключалось в сканировании объема второго каскада экспериментальной модели камерами делений через 50 мм по шести радиусам с обязательным перекрестом каналов в целях определения невязки измерений и уточнения относительных долей камер. Время измерений определялось исходя из достижения статистической погрешности не хуже 1 %. Результаты измерений приведены на рис. 8 и 9. Как видно из рисунков, форма пространственного распределения чисел делений солевой

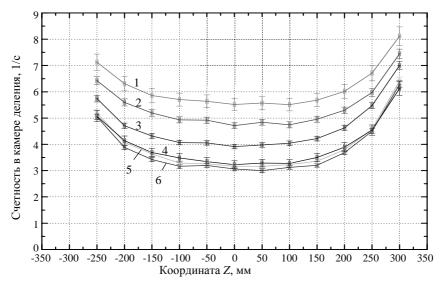


Рис. 8. Пространственное распределение интенсивности делений в солевой секции модели без нептуния, измеренное ионизационными камерами [6]: 1 – радиус 91,80 мм; 2 – радиус 121,45 мм; 3 – радиус 163,30 мм; 4 – радиус 197,85 мм; 5 – радиус 220,85 мм; 6 – радиус 245,00 мм

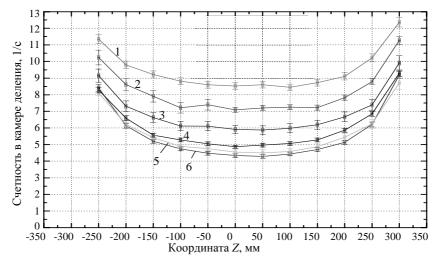


Рис. 9. Пространственное распределение интенсивности делений в солевой секции модели с нептунием, измеренное ионизационными камерами [6]: 1 – радиус 91,80 мм; 2 – радиус 121,45 мм; 3 – радиус 163,30 мм; 4 – радиус 197,85 мм; 5 – радиус 220,85 мм; 6 – радиус 245,00 мм

секции практически одинакова в моделях с нептунием и без нептуния.

Главным результатом 3-го эксперимента является экспериментально определенный коэффициент каскадного усиления A, равный отношению $(P_1 + P_2)/P$. Результаты измерений и расчетов нейтронных характеристик лабораторных моделей в 3-м эксперименте приведены в табл. 3.

Таким образом, во всех трех экспериментах для каждой из каскадных моделей получены удовлетворительно согласующиеся с расчетом значения чисел делений в сборках и коэффициентов каскадного усиления, лежащих в диапазоне от 1,7 до 2,8 в зависимости от вида

каскадной и сравниваемой с ней односекционной моделью. Расхождение экспериментальных и расчетных значений коэффициента A, за исключением нескольких случаев, не выходит за пределы суммарных погрешностей.

Из эксперимента следует, что в полном соответствии с данными расчетов и теоретическими представлениями каждая из рассмотренных каскадных сборок отличается довольно значительным каскадным усилением чисел делений в объеме. Таким образом, эксперименты подтвердили теоретические заключения о положительных свойствах каскадных бланкетов и эффективности нептуния-237 в качестве средства достижения односторонней

Таблица 3 Результаты сравнения измеренных и расчетных характеристик экспериментальных моделей

Параметр	Расчет по программе С-95	Эксперимент			
Двухсекционная сборка					
$k_{9\Phi}$	0,619				
k_{11}	0,514				
k_{12}	0,0068				
k_{21}	0,585				
k_{22}	0,581				
	екционная сборка (без нептуни	ія)			
$k_{9\Phi}$	0,597				
Двухсекци	онная сборка с источником ней	і́тронов			
S_1	0,1591				
S_2	0,2016				
P_1	0,354	$0,383\pm0,3$			
P_2	0,9801	0,900±0,045			
Односекционная сборка (без нептуния) с источником					
S	0,2618				
P	0,6507	$0,602\pm0,030$			
Коэффициент кас-	1,94*				
кадного усиления	1,94	$2,015\pm0,12^*$			
Отношение числа					
делений в солевом	1,424*	1,413±0,030*			
каскаде с нептуни-	1,424	1,415±0,030			
ем и без него, P_2/P					

 $^{^*}$ С учетом коррекции P_0 в результате уравнивания $k_{3\varphi}$ моделей односекционного и каскадного бланкетов. S — число первичных делений на один нейтрон источника нейтронов; P — полное число делений на один нейтрон источника. Статистическая ошибка в расчетных числах делений в секциях сборок не превышает 0.5 %, в числах делений в трековых детекторах — 5—8 %. Статистическая ошибка в расчетных $k_{3\varphi}$ составляет ~ 0.1 %. Расчеты проведены с использованием библиотеки ядерных данных ENDF BVI.

связи секций. Они предоставили, кроме того, ценную информацию о работе каскадных реакторных устройств в комплексе с ускорителем электронов.

Список литературы

- 1. Borst L. B. The convergatron, a neutron amplifier // Phys. Rev., 1957, v. 107, N = 3, p. 905–906.
- 2. Колесов В. Ф., Завьялов Н. В. История развития концепции каскадных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016. Вып. 4. с. 51–61.
- 3. Hummel H. H., Cohn C. E., Fischer G. J. et al. Experimental and theoretical studies of the coupled fast-thermal system ZPR-V // Second United Nations International Conf. on the peaceful uses of atomic energy, held in Geneva 1–13 Sept. 1958, vol. 12, p. 166–181.
- 4. Гулевич А. В., Дьяченко П. П., Зродников А. В., Кухарчук О. Ф. Связанные реакторные системы импульсного действия. М.: Энергоатомиздат, 2003.
- 5. Zavialov N. V., Kolesov V. F., Khokhlov Yu. A. On the Possibility of Experimental Testing for the Conception of Cascade Electronuclear Facilities Using ²³⁷Np. CP447, Nuclear Fission and Fission-Product Spectroscopy: Second International Workshop, Seyssins, France, April 1998. The American Institute of Physics, p. 61–66, 1998.
- 6. Завьялов Н. В., Колесов В. Ф., Иванин И. А., Илькаев Р. И., Житник А. К., Кувшинов М. И., Нефедов Ю. Я., Пунин В. Т., Тельнов А. В., Фомушкин Э. Ф., Хоружий В. Х. Эксперименты на моделях реакторов каскадного типа // Атомная энергия, 2006, т. 100, вып. 2, с. 107–116.
- 7. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. Нейтронные характеристики моделей каскадного

- двухсекционного бланкета // Там же, 2000, т. 88, вып. 5, с. 330–337.
- 8. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // VI конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов (г. Саров, 14–20 октября 2002 г.). Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2003. С. 100–104.
- 9. Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Горелов В. П. и др. Тестовые критические эксперименты на установке ФКБН-2М // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 2/3, с. 142–149.
- 10. Дюррани С., Балл Р. Твердотельные ядерные детекторы: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- 11. Севастьянов В. Д., Кошелев А. С., Маслов Г. Н. и др. Стандартное поле нейтронов в центре активной зоны БИР-2 // Атомная энергия, 1994, т. 76, вып. 1, с. 55–61.
- 12. Zavyalov N. V., Telnov A. V., Khokhlov Yu. A., Shorikov I. V. Possibilities of LU-50 Linear Electron Accelerator Modification // ВАНТ. Сер. Ядерно-физические исследования, 1999, № 4, с. 5–7.
- 13. Алексеев П. Н., Игнатьев В. В., Коляскин О. Е. и др. Каскадный подкритический реактор повышенной безопасности // Атомная энергия, 1995, т. 79, вып. 5, с. 327–337.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 10.06.2016.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 5–15.

ЗАПЛАНИРОВАННОЕ РАЗРУШЕНИЕ РЕАКТОРА С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ: МОДЕЛИРОВАНИЕ КАТАСТРОФИЧЕСКИХ АВАРИЙ И НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

С. В. Воронцов, М. И. Кувшинов, А. Т. Нарожный, В. А. Попов, В. П. Соловьев, В. И. Юферев

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Во ВНИИЭФ был разработан и испытан реактор с разрушающейся активной зоной РИР, генерирующий импульс с выходом $\sim 1.5 \times 10^{19}$ делений и шириной на полувысоте ~ 2.5 мкс. В ходе работ был создан и отработан расчетно-экспериментальный метод лабораторной калибровки реактора, обеспечивающий высокую точность прогнозирования величины энерговыделения в реальном опыте при переходах выше мгновенной критичности $\sim 3\beta_{\rm эф}$. Создана также транспортабельная защитная камера, обеспечивающая надежную локализацию продуктов взрыва активной зоны малогабаритных ядерных устройств и зарядов ВВ с эквивалентной массой до 100 кг ТНТ.

Ключевые слова: импульсный реактор, разрушающаяся активная зона, импульсы делений, калибровка реактора, транспортабельная защитная камера.

METAL CORE REACTOR PLANNED DESTRUCTION: SIMULATING OF CATASTROPHIC ACCIDENTS AND NEW EXPERIMENTAL POSSIBILITIES / S. V. VORONTSOV, M. I. KUV-SHINOV, A. T. NAROZHNYI, V. A. POPOV, V. P. SOLOV'EV, V. I. YUFEREV // At VNIIEF the reactor with destructible core RIR with pulse energy output $\sim 1,5\times 10^{19}$ fissions, half-width $\sim 2,5$ μs was designed and tested. In the course of investigation experiment-calculated method of RIR laboratory calibration was generated and worked out. This method secured energy output high accuracy prediction in real experiment with excess reactivity $\sim 3\beta_{ef}$ above prompt criticality. Transportable explosion-proof chamber was designed too. This chamber safely localizes blast products of RIR-type core or high explosive charges with equivalent mass up to 100 kg TNT.

Key words: pulse reactor, destructible core, fission pulse, reactor calibration, transportable safety chamber.

Введение

Разновидностью импульсных ядерных реакторов (ИЯР) являются реакторы апериодического (самогасящегося) действия, в которых мощные однократные вспышки делений инициируются быстрым введением избыточной реактивности, а гасятся за счет отрицательной обратной связи «температура—реактивность» [1, 2]. Основными показателями качества *К* апериодического импульсного реактора (АИР)

как источника излучений являются флюенс нейтронов за импульс F, длительность импульса $T_{1/2}$ и объем доступного для экспериментов пространства V. Считается, что качество реактора тем выше, чем меньше длительность импульса и, естественно, чем больше флюенс и доступный для облучений объем $K \sim FV/T_{1/2}$ [2]. Обычно данные показатели $(F, T_{1/2}$ и V) взаимосвязаны, и улучшение одного часто достигается за счет подавления других.

Длительность импульса минимальна в компактных АИР на быстрых нейтронах с металлической активной зоной (АЗ) из высокообогащенного ²³⁵U, где время жизни мгновенных нейтронов очень мала. Однако из-за эффектов «теплового удара» [1, 2] повышать флюенс в таких реакторах можно только до вполне определенного значения, зависящего от прочностных характеристик топлива. Если энерговыделение превысит допустимое значение, то возникающие в топливе напряжения могут вызвать деформацию (при достижении предела текучести) и даже разрушение (при превышении предела прочности) деталей АЗ. Примером может служить возникновение трещин в топливных дисках реакторов SPR-II [1], БИР [3] и БР-1 [4].

Для смягчения негативного воздействия теплового удара топливо разбавляют ²³⁸U (реактор Super Kukla), инертным материалом (ТИБР), используют специальное топливо (ИГР, TREAT, БИГР) [2, 5], однако все это ведет к увеличению длительности импульса.

В табл. 1 приведены максимальные значения удельного (на 1 г топлива) энерговыделения в АИР, эксплуатируемых/эксплуатировавшихся во ВНИИЭФ. Первые 4 АИР (БР-К1, БИР-2М, ГИР2, БР-1) представляют собой реакторы с металлической АЗ. Как видно из табл. 1, максимальное удельное энерговыделение для этих реакторов лежит в диапазоне ~20–65 Дж/г. Отметим, что для доведения металлического урана до плавления требуется удельное энерговыделение ~200 Дж/г, а для сублимации ~2000 Дж/г.

В реакторе БИГР в качестве топлива используется однородная смесь диоксида урана с графитом. Данное топливо было специально разработано. Оно позволяет обеспечить генерирование импульсов с рекордным для АИР на быстрых нейтронах энерговыделением [2]. Поэтому в реакторе БИГР удельное энерговыделение составляет ~340 Дж/г, что в ~5 раз больше, чем в реакторе БР-1. Однако длительность импульса в реакторе БИГР по сравнению с реактором БР-1 увеличилась в ~40 раз.

Максимальное удельное энерговыделение (~670 Дж/г) достигнуто в реакторе ВИР-2М с топливом в виде раствора уранилсульфата. Но следует отметить, что ВИР представляет собой реактор с разрушающейся активной зоной многократного действия. В каждом импульсе происходит вскипание и разлет топливного раствора внутри герметичного прочного корпуса (т. е. исходная конфигурация АЗ нарушается). После торможения на стенках раствор стекает вниз и принимает прежнюю конфигурацию. Максимальное энерговыделение за импульс в таких реакторах определяется прочностью защитного корпуса [6].

Флюенс нейтронов за импульс в АИР с металлической АЗ можно увеличить (см. табл. 1) как минимум в ~3 раза, если допустить плавление материала АЗ, и как минимум в ~30 раз, если допустить его испарение. Правда, у такого реактора (в отличие от реактора типа ВИР) АЗ будет одноразовой, поскольку восстановление ее (сбор и переработка делящегося материала) будет представлять собой сложный и длительный процесс.

Таблица 1 Удельное энерговыделение при максимальном импульсе АИР

АИР	Максимальное энерговыделение, МДж	Масса топлива в АЗ, кг	Удельное энерговыделение, Дж/г	Полуширина импульса, мкс
БР-К1	30	1511 (U+9%Mo)	~20	1200
БИР-2М	3	121 (U+6%Mo)	~25	60
ГИР2	7	178 (U+9%Mo)	~39	300
БР-1	11	176 (U+9%Mo)	~63	55
БИГР	280	833 (UO ₂ +C)	~336	2000
ВИР-2М	80	120 (UO ₂ SO ₄ +H ₂ O)	~666	2600

Если допустить сублимацию топлива в импульсе, то разрушение активной зоны будет носить взрывной характер. Поэтому основной задачей при проведении таких экспериментов является обеспечение надежной защиты персонала и окружающей среды от воздействия ударной волны (УВ) и разлетающихся радиоактивных материалов.

Специалистами ВНИИЭФ были подготовлены и проведены 2 эксперимента с запланированным разрушением реактора с металлической АЗ. Данный реактор получил название РИР (разрушающийся импульсный реактор) [7].

1. Подготовка и проведение экспериментов с РИР

При подготовке экспериментов с реактором РИР решались три основные задачи:

- разработать конструкцию реактора, обеспечивающую минимальную массу устройства и возможность регулировки реактивности в широких (несколько β_{3d}) пределах;
- разработать способ калибровки реактивности, позволяющий получить в опыте заданное энерговыделение при переходе в несколько $\beta_{\text{эф}}$ над мгновенной критичностью;
- разработать защитное устройство, локализующее радиоактивные материалы после взрыва реактора.

1.1. Конструкция реактора РИР

Схема первого варианта реактора (рис. 1) представлена на рис. 2. Части сферической активной зоны из высокообогащенного урана и отражателя из бериллия собираются и жестко закрепляются на стальном стволе. Внутри ствола размещается цилиндрический импульсный стержень (ИС) из высокообогащенного урана, служащий для перевода системы из глубоко подкритического в надкритическое по мгновенным нейтронам состояние. Перпендикулярно стволу внутри активной зоны располагаются два глухих канала, которые могут быть заполнены небольшими цилиндрическими вкладышами из 235U, 238U и Ве. Суммарный запас реактивности при заполнении кана-

лов вкладышами, повторяющими структуру активной зоны, составляет $4\beta_{9\varphi}$. Реактивность системы с помощью вкладышей можно изменять с шагом (0,1-0,6) $\beta_{9\varphi}$ в зависимости от размера и материала вкладыша.

Генерация импульса делений в реакторе РИР осуществляется путем быстрого (со скоростью ~10 м/с) введения внутрь активной зоны импульсного стержня. Разгон ИС обеспечивается специальным устройством, содержащим в качестве рабочего элемента пороховую навеску.



Рис. 1. Внешний вид реактора РИР

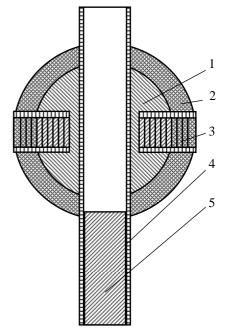


Рис. 2. Схема реактора РИР: 1 - A3, 2 - отражатель, 3 - вкладыши для подбора реактивности, 4 - канал ИС, 5 - ИС

В момент достижения максимальной реактивности реактор облучается коротким импульсом нейтронов от внешнего нейтронного генератора (ИНГ), который инициирует цепную реакцию. Для запуска ИНГ в заданный момент времени служит контактор, установленный в стволе и замыкаемый ИС.

Второй вариант реактора принципиально ничем не отличался от первого. Для уменьшения осколочного воздействия из его конструкции, по возможности, были исключены стальные детали, в частности, стальной ствол заменен бериллиевым. Число каналов для регулирования реактивности было увеличено до 6, и все они размещены в отражателе.

Выбранная схема реактора РИР позволяла:

- сохранить жесткий спектр нейтронов и кинетику процесса деления урана, характерную для реактора на быстрых нейтронах, несмотря на наличие эффективного отражателя;
- обеспечить за счет отражателя значительную экономию делящегося материала (ДМ), расходуемого безвозвратно в связи с запланированным полным разрушением АЗ;
- значительно уменьшить общую массу A3 при выбранном энерговыделении.

1.2. Расчетно-экспериментальный способ калибровки реактивности

При эксплуатации АИР очень важным является умение персонала правильно подобрать стартовую конфигурацию и обеспечить получение импульса с заданными параметрами. Для лабораторных реакторов с металлической АЗ переход выше мгновенной критичности при генерации импульса составляет ≤0,1β_{аф}. При подготовке экспериментов с реактором РИР разработан расчетно-экспериментальный способ калибровки реактивности (подбора стартового состояния), позволяющий получить запланированные параметры импульса при переходе выше мгновенной критичности на $\sim 3\beta_{\rm ad}$.

Особенность кинетики РИР, в первую очередь, связана с наличием в конструкции замедляющего отражателя из бериллия и заключается в том, что часть нейтронов находится в отражателе достаточно долгое время

по сравнению с длительностью импульса мощности. При расчетном рассмотрении отраженные нейтроны представлялись несколькими группами по аналогии с запаздывающими нейтронами. При таком описании обычно возникают трудности, связанные с однозначным выбором числа групп и определением параметров, характеризующих поведение нейтронов каждой группы. Кроме того, в отличие от обычных АИР, в РИР необходимо учитывать газодинамические процессы, возникающие при превращении материала АЗ в высокотемпературный пар.

Для расчетов была создана простая аналитическая модель [8], описываемая системой дифференциальных уравнений и включающая два типа параметров: кинетические, характеризующие процесс размножения нейтронов, и газодинамические, характеризующие влияние разлета активной зоны в процессе энерговыделения на реактивность системы. Эти параметры можно было легко корректировать по результатам лабораторных опытов и полигонных испытаний.

В лабораторных условиях с помощью специального калибровочного стенда были проведены экспериментальные исследования характеристик устройства РИР как в подкритическом состоянии, так и в режиме «обычного» импульсного реактора. Используя кинетические параметры, отнормированные по результатам лабораторных экспериментов, были рассчитаны характеристики импульса реактора РИР в режимах, соответствующих разрушению АЗ. С ядерным устройством РИР было проведено два полигонных опыта. Оба раза результаты прогноза хорошо совпадали с экспериментальными данными по энерговыделению, длительности импульса, значению λ и другим характеристикам устройства. Энерговыделение в опытах составило $\sim 1.5 \cdot 10^{19}$ делений, а ширина импульса на полувысоте ~2,5 мкс.

1.3. Устройство для локализации радиоактивных продуктов взрыва

При проведении экспериментов с ядерными устройствами типа РИР одной из основных

задач является обеспечение защиты от осколков, УВ и радиоактивных веществ, образующихся при взрывном разрушении АЗ. Для этой цели служат специальные локализующие устройства.

Первый эксперимент с РИР проводился в стационарном защитном сооружении, представляющем собой цилиндрическую стальную ампулу диаметром 3 м, длиной 6 м, с толщиной стенки 20 мм. Ампула имела плоские днища, усиленные ребрами жесткости (рис. 3). На рабочей позиции ампула была засыпана слоем грунта толщиной 1,5 м. Реактор установили в центре ампулы, которая перед опытом вакуумировалась до остаточного давления ~5 мм рт. ст. Это, во-первых, способствовало созданию благоприятных условий для конденсации паров урана в процессе их разлета, вовторых, обеспечивало отсутствие избыточного давления после конденсации паров и исключало тем самым утечки радиоактивных веществ в окружающую среду. Механическое воздействие продуктов взрыва (ПВ) на стенки ампулы привело к образованию множественных кратеров и возникновению ряда локальных трещин. Однако радиоактивного загрязнения территории не произошло, поскольку все вышедшие ПВ были локализованы в грунтовой засыпке.

Результаты эксперимента позволили начать разработку транспортабельной защитной камеры, макет которой был испытан во втором опыте с реактором РИР (рис. 4). Корпус камеры представлял собой отрезок многослойной (рулонированной) газопроводной трубы с внешним диаметром 1420 мм и толщиной стенки 21,6 мм (4 слоя по 5,6 мм).

К трубе были приварены полуэллиптические днища, а в центральном сечении она была усилена двумя обечайками. Длина камеры составляла ~7 м, масса — 12,5 т. В результате опыта сплошное днище камеры было разрушено, однако центральное сечение, несмотря на значительную (~5 %) деформацию, не имело сквозных трещин. В опыте были уточнены параметры воздействия ПВ реактора на защитную камеру, что позволило откорректировать расчетные программы.

В дальнейшем для изготовления камер была использована технология рулонированных сосудов высокого давления (РСВД) [9]. В специальных взрывных экспериментах с зарядами взрывчатого вещества (ВВ) типа ТГ 5/5 были определены величины предельных (соответствующих образованию сквозной трещины в стенке камеры) деформаций и отработаны элементы локальной защиты, значительно снижающие нагрузки в критических областях. Было показано, что камеры данного типа обладают высокой стойкостью к осколочному воздействию продуктов взрыва зарядов ВВ с металлической оболочкой. Для реально созданных конструкций коэффициент запаса по деформации составляет не менее 2 при взрыве заряда ВВ с эквивалентной массой ~100 кг ТНТ. Созданная камера (рис. 5) является многофункциональной. Помимо проведения экспериментов с реактором типа РИР она может быть использована для обезвреживания аварийных ядерных зарядов [10], обеспечения безопасности при проведении взрывных опытов, гидростатических испытаний и т. д.



Рис. 3. Ампула для опыта РИР-1



Рис. 4. Ампула для опыта РИР-1М



Рис. 5. Многофункциональная камера

Проведенные эксперименты с реактором РИР позволили оценить последствия гипотетических аварий на АИР с металлической АЗ и обосновать пределы их безопасной эксплуатации.

2. Возможные применения реактора с разрушающейся активной зоной

Ключевым вопросом для любого реактора является обеспечение его безопасной эксплуатации. Особую значимость этот вопрос приобретает для импульсных реакторов с металлической АЗ. Однако последствия возможных аварий (в частности, для американских АИР с металлической АЗ) оцениваются на основе компьютерного моделирования без верификации исходных данных в интересующем диапазоне энерговыделения [11].

Информация о поведении реактора в аварийной ситуации, необходимая для тестирования расчетных методик, в принципе, может быть получена либо из анализа имевших место аварий, либо из результатов специально проведенных экспериментов. Но при аварии, в силу неожиданности события, регистрация необходимых параметров не производилась. Специальные эксперименты по безопасности реакторов немногочисленны и весьма специфичны (например, BORAX, SPERT. SNAPTRAN-3, KIWI-TNT [2, 12, 13]). Они не могут быть использованы для прогнозирования последствий аварий АИР с металлической АЗ, поскольку в них применялись устройства другого типа (легководный замедлитель и топливные пластины в реакторах SPERT и BORAX, стержневая АЗ с большим количеством графита в Kiwi-TNT, тройной сплав U-Zr-H и жидкометаллический теплоноситель в опыте SNAPTRAN).

Для получения необходимой информации можно использовать опыты с реактором типа РИР. Анализ имеющейся информации об авариях с исследовательскими реакторами и критическими сборками [13] показывает, что достигнутое в реакторе РИР энерговыделение $(1,5\cdot10^{19}$ дел.) вполне достаточно для моделирования реактивностных аварий в АИР, поскольку аварийное энерговыделение во всех описанных случаях не превышало $\sim 10^{19}$ делений.

В качестве конкретного примера возможного использования реактора РИР можно привести планировавшуюся в США программу экспериментов по импульсному реактору с энерговыделением («High-Energy Burst Reactor») [11]. Эксперименты должны были проводиться с использованием АИР типа Godiva (т. е. с АИР на быстрых нейтронах с компактной АЗ из высокообогащенного металлического урана). Сборка должна доводиться до гидродинамического разрушения с соответствующей диагностикой для определения энерговыделения, начального периода, полуширины импульса, состояния топлива (динамического давления и температуры). Энергетические характеристики предлагаемых опытов приведены в табл. 2. Результаты экспериментов предполагалось использовать. в частности, для прогноза последствий аварий на американских АИР с металлической АЗ.

Предлагаемые эксперименты аналогичны опытам с реактором РИР и могут быть выполнены в лабораторных условиях с использованием взрывозащитной камеры в реакторном каземате.

Таблица 2 Энергетические характеристики планируемых экспериментов [11]

Число делений в импульсе	Общее энерговы- деление, кг ТНТ	Доля кинетичес- кой энергии, %	Эквивалентная кинети- ческая энергия, кг ТНТ
10 ¹⁷	0,636 (1,4 фунта)	1	0,0064 (0,014 фунта)
10 ¹⁸	6,356 (14 фунтов)	5	0,318 (0,7 фунта)
10 ¹⁹	63,56 (140 фунтов)	10	6,356 (14 фунтов)

Использование железобетонного защитного сооружения (контейнмента), служащего для удержания радиоактивных веществ при нарушении герметичности защитной камеры в случае аварийной ситуации, позволяет, в принципе, проводить эксперименты с реактором типа РИР в лабораторных условиях. В качестве контейнмента при этом может служить типовой реакторный каземат, который по оценкам способен многократно выдержать взрыв, эквивалентный взрыву 100 кг ТНТ.

Проведение опытов с ядерными устройствами типа РИР в лабораторных условиях позволило бы существенно расширить возможности экспериментальной базы института. Такой реактор, имеющий максимальное значение качества, можно было бы с успехом использовать для изучения радиационной стойкости различных материалов, узлов и систем, исследований лазеров с ядерной накачкой [14] и т. д.

Заключение

Во ВНИИЭФ был разработан и испытан реактор с разрушающейся активной зоной РИР, генерирующий импульс с выходом $\sim 1,5\cdot 10^{19}$ делений и шириной на полувысоте $\sim 2,5$ мкс. В ходе работ был создан и отработан расчетно-экспериментальный метод лабораторной калибровки реактора, обеспечивающий высокую точность прогнозирования величины энерговыделения в реальном опыте при переходах выше мгновенной критичности $\sim 3\beta_{\rm adp}$.

В опытах получена информация об уровнях механического воздействия реактора РИР на стенки защитного сооружения, что позволило создать транспортабельную защитную камеру, обеспечивающую надежную локализацию продуктов взрыва активной зоны малогабаритных ядерных устройств и зарядов ВВ с эквивалентной массой до 100 кг ТНТ.

Эксперименты с реактором РИР были проведены более 30 лет назад, однако полученная информация и накопленный опыт с течением времени не теряют актуальности. Это связано как с повышением требований к обеспечению ядерной безопасности установок различного

типа, так и с изучением новых областей использования ядерной энергии. В частности, реактор типа РИР может быть использован для моделирования возможных аварий импульсных реакторов, а также для исследований по проблеме лазеров с ядерной накачкой.

Разработка реактора велась под руководством А. М. Воинова. Помимо авторов статьи в создании реактора принимали активное участие В. Г. Заграфов, А. С. Матвеенко, А. А. Луговой, А. М. Дюдяев, А. Г. Василенко, В. И. Турутов, Н. П. Шемяков, Ю. П. Демин, Г. П. Рудаков, А. В. Киселев и другие специалисты ВНИИЭФ.

Список литературы

- 1. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.
- 2. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007.
- 3. Кувшинов М. И., Рудаков Г. П., Сибгатуллин И. З. и др. Модернизированный импульсный реактор БИР-2М // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1991. Вып. 2. С. 3–8.
- 4. Девяткин А. А., Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. и др. Методика диагностики состояния тепловыделяющих элементов апериодических импульсных реакторов с металлической активной зоной // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2008. Вып. 1. С. 12–17.
- 5. Бать Γ . А., Коченов А. С., Кабанов Л. П. Исследовательские ядерные реакторы. М.: Атомиздат, 1979.
- 6. Воинов А. М., Колесов В. Ф., Матвеенко А. С. и др. Водный импульсный реактор ВИР-2М и его предшественники // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1990. Вып. 3. С. 3–15.
- 7. Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Воронцов С. В. и др. Критические стенды и импульсные реакторы РФЯЦ-ВНИИЭФ // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии: В 2 вып. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011. Вып. 1. С. 136—164.

- 8. Юферев В. И. Инженерная методика расчета аварийных энерговыделений импульсных реакторов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1991. Вып. 2. С. 20–27.
- 9. Макаров В. М., Зисельман Б. Г. Рулонированные сосуды высокого давления. М.: Машиностроение, 1985.
- 10. Воинов А. М., Воронцова О. С., Воронцов С. В. и др. Защитная камера для обезвреживания и транспортировки аварийных ядерных зарядов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1994. Вып. 2. С. 32–33.
- 11. Debra Rutherford. Forecast of Criticality Experiments and Experimental Programs Needed to Support Nuclear Operations in the United States of America: 1994-1999. LA-12683, 1994.
- 12. Paxton H. C. A History of Critical Experiments at Pajarito Site. LA-9685-H, 1983.

- 13. McLaughlin T. P., Monahan S. P., Pruvost N. L. et al. A Review of Criticality Accidents. 2000 Revision, LA-13638, 2000.
- 14. Карелин А. В., Яковленко С. И. Перспективные возможности лазеров с ядерной накачкой от импульсных источников большой мощности. М.: ИОФАН, 1992, Препринт N = 31.

Контактная информация –

Воронцов Сергей Владимирович, первый заместитель директора ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ,

e-mail: vorontsov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 10.06.2016.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 16–23.

ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ КРИТМАССОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В РФЯЦ-ВНИИЭФ

А. В. Панин, С. В. Воронцов, А. А. Девяткин, Н. В. Завьялов, М. И. Кувшинов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Настоящая статья является краткой презентацией одного из важных научных направлений тематики РФЯЦ-ВНИИЭФ. В историческом аспекте рассмотрено создание установок для проведения экспериментальных исследований на критических сборках из металлических делящихся материалов (ДМ). Кратко представлены работы, выполненные в РФЯЦ-ВНИИЭФ в интересах создания новых ИЯУ, получения информации для тестирования интегральных ядерных данных; обеспечения ядерной безопасности при производстве, хранении и транспортировке металлических ДМ.

Ключевые слова: критмассовый эксперимент, критическая сборка, делящийся материал, ядерная безопасность, критический стенд, история критмассовых экспериментов.

THE HISTORY OF CRITICALITY EXPERIMENTS PROGRESS AT RENC-VNIIEF / A. V. PANIN, S. V. VORONTSOV, A. A. DEVYATKIN, N. V. ZAVYALOV, M. I. KUVSHINOV // This report is a brief presentation of one of the important research topics of RFNC-VNIIEF. Historically, we create facilities for experimental studies on the critical assemblies of metallic fissionable materials (FM). Summarized the work carried out in the RFNC-VNIIEF in order to create new RNF, information for testing integrated nuclear data; nuclear safety in the production, storage and transportation of metallic FM.

Key words: criticality experiment, critical assembly, fissionable material, nuclear safety, critical stand, history of criticality experiments.

История создания стендов для проведения критмассовых экспериментов

Вопросы о принципиальной возможности осуществления самоподдерживающейся цепной реакции (СЦР) деления ядер урана и его кинетике впервые были рассмотрены в известных работах Я. Б. Зельдовича и Ю. Б. Харитона, опубликованных в 1939—1940 гг. [1, 2].

Первый критмассовый эксперимент был проведен группой Г. Н. Флерова в ФГУП ПО «Маяк» (г. Озерск, бывший Челябинск-40) в 1949 г. [3]. Установка (рис. 1) состояла из металлической подставки-станины для размещения нижней часть размножающей системы (РС); устройства для вертикального переме-

щения верхней части РС с помощью троса и ручной авиационной лебедки; всеволнового детектора нейтронов и регистрирующей аппаратуры; световой и звуковой сигнализации скорости счета нейтронов. Безопасность эксперимента при каждом перемещении верхней части РС относительно нижней обеспечивалась с помощью разделительных прокладок необходимой толщины. На заключительной стадии исследований был осуществлен разгон системы на запаздывающих нейтронах. По инициативе Ю. С. Замятнина установка получила название «физического котла на быстрых нейтронах» (ФиКоБыН), которое сохранилось (с аббревиатурой ФКБН) для всех последующих вариантов стендов для критических сборок (СКС). Эти эксперименты фактически определили алгоритм сборки РС и структурную схему системы управления и защиты (СУЗ) на последующих СКС.

Первые критмассовые эксперименты во ВНИИЭФ были проведены на критическом стенде ФКБН, разработанном в нейтроннофизической лаборатории Г. Н. Флерова при активном участии П. Д. Ширшова [4]. Стенд ФКБН начал эксплуатироваться на «реакторной» площадке ВНИИЭФ в 1950 г. и представлял собой устройство (рис. 2), обеспечивающее дистанционное перемещение нижней части РС вертикально вверх на 200 мм с помощью гидравлического механизма. Верхняя часть РС при этом оставалась неподвижной. Точность и повторяемость позиционирования нижней части РС относительно верхней обеспечивались с помощью проставок.

Конструкция данного стенда увеличивала безопасность проведения работ по сборке РС. Тем не менее 9 апреля 1953 г. на стенде ФКБН произошла авария [5]. Основной ее причиной стала ошибка оператора, установившего проставки меньшей толщины, в то же время выяснилось, что привод стенда и алгоритм СУЗ имели недостатки:

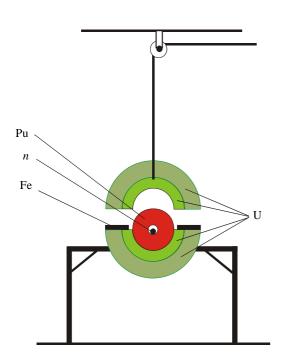


Рис. 1. Схема первого критмассового эксперимента. 1949 г.

- защита обеспечивалась только от медленных переходов через критическое состояние;
- скорость вывода реактивности по сигналу аварийной защиты с помощью гидравлического привода могла быть недостаточной.

В 1953 г. началась разработка стенда ФКБН-1, в конструкции которого были устранены недостатки стенда ФКБН. Проектированию предшествовала большая расчетно-теоретическая работа, выполненная Г. А. Гончаровым, по исследованию динамики изменения потока нейтронов из различных типов РС в зависимости от скорости изменения их реактивности [6], послужившая основой для ограничения скорости сближения частей РС. В СКС ФКБН-1 (рис. 3), введенном в эксплуатацию в 1955 г., для подъема нижней части РС использовался электромеханический подъемник, обеспечивающий сближение частей РС с необходимой скоростью, а аварийная защита осуществлялась за счет отключения питания электромагнита, после чего стол с нижней частью РС перемещался вниз под действием силы тяжести.

В 1959 г. был создан и введен в эксплуатацию стенд МСКС (малый стенд критических сборок) для изучения динамических процессов в РС с использованием нейтронного

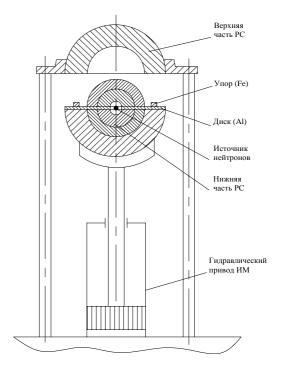


Рис. 2. Схема критического стенда ФКБН. 1950 г.

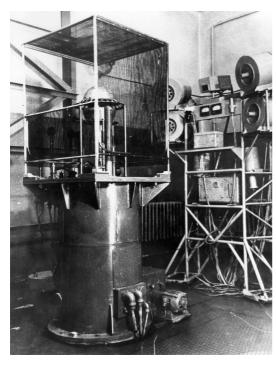


Рис. 3. Стенд ФКБН-1

генератора. Конструкция стенда МСКС (рис. 4) была аналогична стенду ФКБН-1. В процессе проведения одного из экспериментов в марте 1963 г. на стенде МСКС произошел аварийный импульс делений с облучением персонала [5]. Причиной аварии была попытка экспериментаторов внести изменения в привод подъема при использовании нештатных приспособлений, при этом состояние РС не контролировалось.

После анализа аварийного случая на МСКС алгоритм сборки РС и конструкция СКС были существенно изменены. Основная роль в выборе более безопасного алгоритма сборки РС принадлежит Б. Д. Сциборскому, А. М. Воинову и А. А. Малинкину.

В 1963 г. введен в эксплуатацию стенд ФКБН-2 (рис. 5), который располагался в отдельном здании на «реакторной» площадке. Особенность конструкции стенда заключалась в разнесении нижней и верхней частей РС в горизонтальном направлении на 1 м и введении регулирующей пробки для плавной регулировки реактивности вблизи критического состояния [6]. Такая схема значительно повышала безопасность проведения работ. Механизм подъема стола был оснащен дистанци-

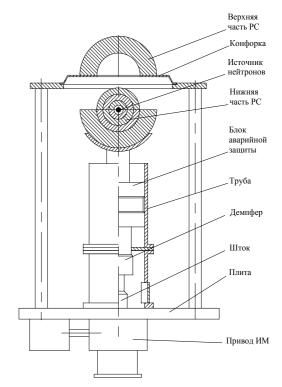


Рис. 4. Схема стенла МСКС

онно управляемым упором и сменными, дискретными «жесткими» упорами, ограничивающими высоту перемещения нижней части РС. Позиционирование верхней части РС (остановка каретки) относительно нижней также проводилось на «жесткий» упор. Последовательность действий при сборке РС, заложенная в конструкции СКС ФКБН-2, сохранилась и в настоящее время. Все работы по сборке частей РС проводятся вручную.

В начале 1970-х гг. была проведена модернизация стенда ФКБН-2 в части СУЗ и конструкции механизма подъема стола. В конструкцию механизма были введены две независимые системы аварийного сброса. После модернизации стенд был введен в эксплуатацию в 1976 г. под названием ФКБН-2М (рис. 6).

К сожалению, 17.06.97 на стенде ФКБН-2М произошла авария, повлекшая гибель старшего инженера по управлению [5]. После аварии и разборки аварийной РС работы на стенде были остановлены. Проанализированы причины аварии и проведен вероятностный анализ безопасности выполняемых работ. В конструкцию ФКБН-2М внесены усовершенствования, направленные на повышение

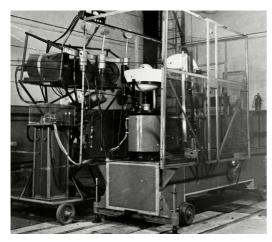


Рис. 5. СКС ФКБН-2

безопасности работ [7]: введены пневматическая система для перемещения источника нейтронов (ИН), механизм перемещения контейнера центрального канала и защитное ограждение нижней части РС.

Был также пересмотрен регламент проведения экспериментов [7]. Теперь перед началом работ проводится предварительный расчет, описывающий изменение $k_{3\varphi}$ в процессе сборки РС («компьютерный эксперимент»). Это позволяет выбрать оптимальную конфигурацию РС. Сначала в работу выдаются детали из делящегося материала (ДМ) только для сборки нижней части (нижнего блока, НБ) РС. СУЗ при этом обеспечивает автоматическую доставку нейтронного источника к месту сборки. После завершения сборки НБ закрывается сеткой, предотвращающей приближение к нему посторонних предметов. Нейтронный источник при этом перемещается к месту сборки верхней части (верхнего блока, ВБ). После этого выдаются детали из ДМ и производится сборка ВБ. Защитная сетка с НБ удаляется автоматически при дистанционном перемещении каретки с ВБ в рабочее положение.

Физический пуск комплекса ФКБН-2М после аварии проведен в 2001 г. (дата ввода в эксплуатацию — 15.05.2001), причем в работе комиссии Росатома по физическому пуску впервые принимали участие сотрудники УГН ЯРБ МО РФ.

Накопленный опыт был использован при разработке комплекса ФКБН-3, которая началась в 2008 г. Целью работы являлось создание нового электромеханического стенда и

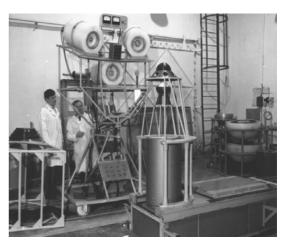


Рис. 6. СКС ФКБН-2М

СУЗ. С учетом опыта эксплуатации стенда ФКБН-2М были сохранены алгоритм сборки частей РС, а также назначение и состав комплектующих узлов. При разработке электромеханического стенда основное внимание было уделено выбору технических средств по контролю перемещения и точности позиционирования стола. Реализация новых технических решений позволила:

- улучшить воспроизводимость результатов критических экспериментов за счет увеличения на порядок точности положения электромеханического упора стола (с 0,1 мм до 0,01 мм) и уменьшения отклонения центра РС в горизонтальной плоскости (с 2 мм до 0,2 мм);
- достичь точности определения геометрии PC, необходимой для тестовых (benchmark) экспериментов, без многочисленных юстировок и переборок частей сборок;
- снизить дозовую нагрузку на персонал за счет уменьшения переборок частей PC в экспериментах.

В связи с созданием комплекса ФКБН-3 в 2013 г. СКС ФКБН-2М выведен из эксплуатации. Стенд и пульты управления были демонтированы. Физический пуск комплекса ФКБН-3 был проведен в ноябре 2014 г., а его ввод в эксплуатацию – в сентябре 2015 г.

Создание полномасштабного тренажера на базе стенла ФКБН-2М

При подготовке любого критмассового эксперимента производится ручная сборка частей РС. Эта стадия эксперимента связана с

максимальным профессиональным риском для персонала. Ошибка, приводящая к преждевременному достижению критического состояния, грозит персоналу переоблучением и, возможно, гибелью. Одним из технических средств, способных повысить качество подготовки специалистов и сократить время освоения технологии работы с РС, явился тренажер, позволяющий моделировать сборку РС на комплексе ФКБН-2М [8].

Процесс сборки РС (из полномасштабных макетов деталей) в зале и работа за пультом полностью совпадали с реальной сборкой. Нейтронный поток утечки имитировался программным обеспечением (ПО) тренажера.

Перед сборкой детали проходили идентификацию как по внешним параметрам, так и по штрих-кодам. При этом в процессе сборки учебного макета РС воспроизводятся действия персонала, соответствующие штатной работе, а также демонстрируется возможная реакция РС при ошибке оператора и возникновении аварийной ситуации. Для обеспечения работы в банк данных тренажера занесена информация как о материальных характеристиках систем (размеры, материал, масса, нуклидный состав), так и о нейтронно-физических параметрах компонентов этих систем на всех этапах сборки. Были изготовлены полномасштабные макеты деталей из различных ДМ. Для имитации работы измерительных каналов нейтронного потока использовались расчетные значения, которые брались из банка данных. Компьютерная модель пульта управления СКС достоверно имитировала работу оператора при сведении частей РС.

Работа была выполнена при финансовой поддержке МНТЦ.

Состав СКС и алгоритм проведения критмассового эксперимента

Так как большинство проведенных экспериментов выполнено на установке ФКБН-2М (ФКБН-2), то рассмотрим кратко состав и конструкцию этой установки.

В состав установки ФКБН-2М [6] входили:

- электромеханический стенд (ЭМС), на котором производится поэтапная сборка частей РС и последующее дистанционное их сведение для создания критической конфигурации РС;
- автоматизированная СУЗ, обеспечивающая оператору возможность дистанционно управлять работой стенда и технологическим оборудованием (защитные двери, подъемные устройства и др.) по наиболее безопасному алгоритму выполнения операций;
- оборудование для измерения физических характеристик РС и обработки получаемой информации, в том числе с использованием компьютерных программ.

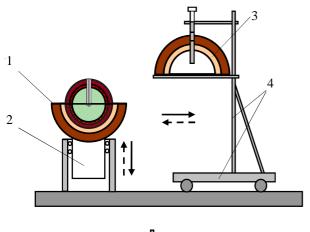
Электромеханический стенд установки ФКБН-2М (рис. 7) был размещен в зале размером 12×10×8 м, имеющим толстые (1–3 м) бетонные стены и потолок для защиты персонала от нейтронного и гамма-излучений, а также от взрывного воздействия при гипотетической аварии. Стенд позволял собирать РС массой до 2000 кг и диаметром до 100 см.



Рис. 7. ЭМС ФКБН-2М

Стенд содержал пять основных блоков (рис. 8):

- подвижный стол с приспособлениями для крепления нижней части РС и ее перемещения в вертикальном направлении;
- каретку с подставкой для крепления верхней части PC, перемещаемую в горизонтальном направлении для надвигания верхней части PC над нижней, с обеспечением их соосности;



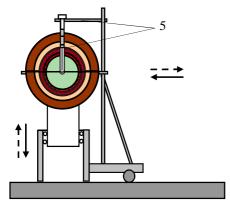


Рис. 8. Схематическое изображение ЭМС ФКБН-2М: 1 – НБ; 2 – стол, перемещаемый вертикально; 3 – ВБ; 4 – каретка, перемещаемая горизонтально; 5 – устройство загрузки центрального канала

- регулирующую пробку с механизмом ее перемещения в вертикальном направлении относительно нижней части PC;
- устройство для пневматического перемещения ИН к собираемой части РС;
- механизм дистанционной загрузки детекторов нейтронов в центр PC.

При монтаже PC на стенде она разделяется на два заведомо подкритических блока: НБ и ВБ. Подвижный в вертикальном направлении НБ свободно лежит на специальной опоре. ВБ (подвижный в горизонтальном направлении) лежит на тонкой кольцевой диафрагме из стали. Для образования критической конфигурации блоки PC дистанционно сближаются. Сначала ВБ надвигается на нижний, затем НБ поднимается вверх. Изменение реактивности собранной PC осуществляется путем дистанционно управляемого сближения (разведения) ее частей.

Скорости перемещения стола следующие: 0,01; 0,1 и 1 мм/с. Высота подъема стола от

нижнего крайнего положения в верхнее -200 мм. Скорость перемещения регулирующей пробки – 0,1 и 1 мм/с, высота ее подъема 100 мм. Скорость движения каретки – 5 мм/с, длина пути – 1000 мм. Перемещение всех регулирующих органов стенда происходит с помощью электродвигателей, управление которыми осуществляется с пульта, размещенного за биологической защитой, и контролируется СУЗ. Механизм подъема стола снабжен как дистанционно управляемым упором, так и сменными механическими упорами, позволяющими ограничивать высоту подъема стола. Стол является также основным исполнительным механизмом аварийной защиты. Аварийный сигнал СУЗ вызывает разрыв цепи питания электромагнитов стола и его сброс вместе с регулирующей пробкой в нижнее положение под действием силы тяжести.

СУЗ контролирует и выдает информацию на пульт управления о плотности потока нейтронов утечки из РС (или от источника); температуре РС; расположении перемещаемых блоков стенда, а также технологического оборудования. СУЗ предписывает оператору наиболее безопасный алгоритм управления стендом и технологическим оборудованием путем пропускания или блокирования его команд с пульта управления к исполнительным механизмам системы.

СУЗ автоматически выдает ряд сигналов для обеспечения радиационной и ядерной безопасности работ на установке ФКБН-2М.

Основными нейтронно-физическими характеристиками РС, измеряемыми с помощью штатного оборудования установки ФКБН-2М, являются:

- коэффициент умножения системой нейтронов источника;
- реактивность и возмущение реактивности различными микро- и макрообразцами;
- константа спада и время жизни мгновенных нейтронов;
- скорости реакций деления и активации образцов;
 - спектры нейтронов утечки и др.

Первые опыты с РС во ВНИИЭФ проводились в 1948–1951 гг. Характерной особенностью первых экспериментов с металличе-

скими ДМ являлось их малое количество, недостаточное для достижения критической массы. Поэтому на этом этапе исследований, в основном, измерялся коэффициент умножения (Q) нейтронов сборкой, содержащей ДМ [9].

Процедура экспериментов (алгоритм сохранился по настоящее время) заключалась в следующем [9]. Сначала на стенде установки ФКБН монтировалась «инертная» модельная сборка, отличающаяся от изучаемой РС только тем, что вместо ДМ в ней устанавливались детали из свинца или меди. В центре модельной сборки (как и в РС) всегда имелась небольшая воздушная полость, в которую устанавливался изотопный ИН. Обычно это был Ро-α-Ве, «имитирующий» источник состава $(Po + B_4C + CaF_4)$, который приближенно воспроизводил энергетический спектр нейтронов деления (в настоящее время для этой цели используется ²⁵²Сf источник нейтронов). Измерялся поток нейтронов утечки из инертной модели (J_0) заполненным газом BF_3 «всеволновым» счетчиком, имеющим примерно одинаковую эффективность регистрации нейтронов с различной энергией. Эта процедура измерений на модели РС называлась «измерением нулей».

Затем инертная модель разбиралась, и приступали к сборке РС. ИН все время (до помещения в центр РС) находился вблизи сборки, поток нейтронов непрерывно контролировался. Перед сборщиком находился стрелочный прибор («интенсиметр»), показывающий уровень нейтронного потока. Кроме того, сигнал с электронного блока, регистрирующего скорость счета нейтронов, подавался на громкоговоритель, это устройство называлось «щелкуном». Тем самым осуществлялась звуковая сигнализация об уровне нейтронного потока.

Сборку РС производили вдвоем, так называемый ответственный руководитель работ и его ассистент. Ответственных руководителей на установке ФКБН было немного, систематически ручную сборку частей РС за прошедшее время выполняли В. Ю. Гаврилов, Д. П. Ширшов, Б. Д. Сциборский, А. А. Малинкин, А. М. Воинов, М. И. Кувшинов, Ю. В. Стрельников, В. П. Егоров, А. Н. Захаров, Д. П. Пешехонов, А. А. Девяткин, А. А. Кайгородов.

Ассистент брал деталь из ДМ и подавал ее стоящему на сборочном стапеле ответственному руководителю, который добавлял деталь к сборке, следя за показаниями «интенсиметра» и прислушиваясь к «щелкуну», чтобы при чрезмерно быстром нарастании потока нейтронов удалить деталь от сборки. Обычно перед тем как добавлять очередную деталь ответственный руководитель приближал к РС свои руки и смотрел по «интенсиметру», как воздействуют они на реактивность системы, определяя, следует ли добавлять деталь к РС.

При определенных положениях НБ подъем его прекращался, измерялся установившийся во времени поток нейтронов утечки и вычислялся коэффициент умножения нейтронов O,

$$Q = (J_{PC} - J_{\Phi})/J_0, \tag{1}$$

здесь $J_{\rm PC}$ — поток нейтронов утечки из PC с ИН в центре, J_{Φ} — поток нейтронов из PC без источника (для PC с плутонием), J_0 — поток нейтронов из «инертной» модели PC с источником.

Критическая геометрия сборки определялась линейной экстраполяцией к нулю зависимости $\Delta = 1000/Q$. Единица измерения подкритичности $\Delta = 1$ (при Q = 1000) называлась «ширшом» в честь Д. П. Ширшова – одного из пионеров критмассовых экспериментов во ВНИИЭФ. Эта единица очень удобна в практической работе с РС и, наряду с единицей измерения реактивности $\beta_{3b} = 1$ «доллар» $(\beta_{2\phi} - 2\phi)$ фективная запаздывающих доля нейтронов для данной РС), используется во ВНИИЭФ до сих пор. Следует отметить, что коэффициент умножения нейтронов является очень важным параметром, характеризующим подкритичности PC: физически наглядным, легко измеряемым с высокой (порядка 1%) точностью, так как является относительной величиной. Однако вблизи критического состояния (Q > 1000) его измерение затруднено вследствие длительного времени установления стационарного значения. Для надкритического состояния РС этот параметр теряет смысл, и реактивность измеряется в единицах β_{эф}.

Критмассовые измерения на установках ФКБН

Эксперименты по измерению коэффициента умножения сборок имели исключительно важное значение в начальный период работы с РС в интересах создания первых образцов ядерных зарядов типа РДС-1, а также зарядов с термоядерным усилением типа РДС-6с. В то время методы расчета зарядов были приближенными, данных о ядерных константах было очень мало, а их точность была невысокой. Поэтому расчетные значения характеристик размножения нейтронов в РС требовали проверки по результатам экспериментов, и измерения на установке ФКБН во ВНИИЭФ рассматривались и утверждались на самом высоком административном и научном уровнях (А. П. Завенягин, И. В. Курчатов, Ю. Б. Харитон, А. Д. Сахаров) [10].

На установке ФКБН-2(2M), в основном, проводились тестовые (benchmark) эксперименты в интересах проверки нейтронных констант для делящихся и конструкционных материалов.

Основным тестовым параметром для критических сборок (КС) является эффективный коэффициент размножения нейтронов, $k_{9\varphi}=1$. Процедура критмассовых измерений на установке ФКБН-2М и формулирования (формирования) расчетной критической модели, адекватной экспериментальной РС, заключается в следующем [11]:

- путем изменения состава деталей в PC подбирается конфигурация, близкая к критической, и фиксируется с помощью жестких упоров в механизме подъема нижней части PC;
- тщательно измеряется реактивность $\rho_0 = (k_{9\varphi} 1)/(k_{9\varphi}\beta_{9\varphi})$ подобранной PC и ее повторяемость при переборках PC;
- определяется возмущение реактивности PC, обусловленное опорами для частей PC, ρ_{on} (путем добавления к сборке аналогичных деталей); боковым и центральным ИН, ρ_{UH} (попеременно удаляя один из них); малыми образцами (пробками) из делящихся и конструкционных материалов, входящих в состав PC, ρ_{M} (путем удаления или добавления их в цен-

тральный канал PC); смыканием PC, ρ_h (путем экстраполяции зависимости реактивности PC от размера щели между HБ и BБ h к значению ρ при h=0); приведением температуры сборки к 20 °C, ρ_T (эта поправка существенна для PC, содержащих плутоний); стенами помещения стенда установки, $\rho_{\rm ot}$.

На основании данных, полученных при выполнении указанных процедур, формируется стендовая модель экспериментальной сборки в виде сферы, свободной от опорных конструкций и других отражателей, включая стены помещения, реактивность которой определяется как

$$\rho_{\rm cr} = \rho_0 + \rho_{\rm on} + \rho_{\rm M} + \rho_{\rm or} + \rho_{\rm HH} + \rho_h + \rho_T.$$
 (2)

Реактивность стендовой модели $\rho_{\rm ст}$ обычно не равна нулю (стендовая модель слегка подкритическая или надкритическая). Путем изменения одной из характеристик (как правило, массы, добавляемой или удаляемой с поверхности или из центра PC) она доводится до критического состояния ($\rho = 0$) и переходит в разряд расчетной критической ($k_{\rm эф} = 1$) сферической модели, для которой приводятся окончательные характеристики: размеры, масса, нуклидный состав.

Заметим, что измерение реактивности реальной РС на стенде ФКБН-2М с необходимой высокой точностью не является самым трудным этапом при получении тестовых данных. Основная трудность в достижении конечной цели заключается в формулировании расчетной модели, адекватной реальной РС, и в достоверной оценке погрешности тестового значения $k_{9\Phi}$.

Расчетная модель экспериментальной критической сборки всегда является идеализированной системой, так как практически невозможно описать до мельчайших подробностей (с высокой точностью) ее конструкцию и нуклидный состав. В частности, это связано с наличием допусков при изготовлении каждой из деталей РС, со сложностью описания окружения РС (детали стенда, датчики нейтронов, технологическое оборудование и др.).

В экспериментах на установке ФКБН-2М использовались РС с близкой к сферической

геометрией, состоящие из деталей с известным изотопным и химическим составом, при этом обеспечивалась возможность учесть влияние на реактивность различных факторов (см. соотношение (2)). Это позволило формировать расчетные критические модели РС, адекватные реальной сборке, с погрешностью значения $k_{9\phi}$, удовлетворяющей тестовым требованиям [12]. Данные для 32 критических сборок, полученные на ФКБН-2М, включены в международный справочник [12].

Во ВНИИЭФ на установке ФКБН с разной степенью подробности были изучены свыше 1000 размножающих систем [9]. Из них более половины доводились до критического состояния. По предварительным оценкам около 200 сборок могут быть отобраны в качестве эталонных, для которых критические параметры определены с высокой точностью. Геометрия исследованных сборок обычно представляла собой шар или сферические слои.

В числе делящихся материалов изучены 233 U(90 %), 239 Pu(98 %) в δ -фазе, 239 Pu(88 %) в α - и δ -фазах, 235 U(90 %), 235 U(75 %), 235 U(36 %), $^{235}U(10\%)$, [$^{235}U(90\%) + Mo(9\%)$], a также твердые имитаторы водных растворов ²³⁵U(90 %). В ряде систем активная зона (АЗ) содержала два из указанных ДМ. В качестве материалов отражателей в составе РС изучено более 30 материалов, наиболее широко используемых в технике: вода, полиэтилен, плексиглас, медь, графит, сталь, дюралюминий, бериллий, окись бериллия, ест U, 238U, бетон, свинец, вольфрам, никель, В₄С, молибден, титан, (В₄С + полиэтилен), диффузионное масло, цирконий и др. Инертные материалы размещались снаружи АЗ, в центральной полости АЗ и между слоями из ДМ. Естественно,

СКС использовались для модельных экспериментов по определению ядерно-физических характеристик активных зон создаваемых во ВНИИЭФ импульсных ядерных реакторов.

В табл. 1 в качестве примера приведены параметры критических шаров из различных ДМ без отражателя [12]. Обозначения в таблице: R_1 и R_2 – внутренний и внешний радиусы PC, M_{KD} – критическая масса.

Ядерно-физические исследования

Помимо измерения критических масс ДМ на стенде ФКБН-2М систематически проводились различные ядерно-физические исследования [9, 13–15].

На «голых» критических сборках из 235 U(90 %) и 239 Pu(98 %) и КС с толстым отражателем из естественного урана с АЗ из 239 Pu(98 %), 235 U (90 %), 233 U, 235 U(36 %) исследованы пространственно-энергетические распределения нейтронов и полных чисел реакций. При этом были измерены плотности и эффективные сечения различных энергочувствительных реакций, для которых с хорошей точностью известен ход сечения в зависимости от энергии нейтронов. Использовались реакции деления (n,f) изотопов 235 U, 233 U, 238 U, 239 Pu, 240 Pu, 237 Np, 232 Th, а также реакции 32 S(n,p), 238 U(n,2n), 232 Th(n,2n), 238 U(n,2n), 232 Th(n,2n), 232 Th(n,2n)

На «голых» КС из ²³⁹Pu(98 %), ²³⁵U(90 %) и КС с АЗ из Pu(98 %) в отражателе из естественного урана измерены возмущения реактивности малыми образцами различных (более 25) материалов. Для чего были изготовлены датчики нейтронов: ионизационные камеры

Таблица 1

Параметры критических шаров без отражателя

ДМ	<i>R</i> ₁ , см	R_2 , cm	$M_{ m \kappa p}$, кг	$k_{ m 2 igoph}$
²³⁹ Pu(98 %) в δ-фазе	1,40	6,670	18,792	1,0000±0,0021
²³⁹ Pu(88 %) в α-фазе	0,80	5,350	12,051	1,0000±0,0021
²³⁵ U(90 %)	1,00	9,154	59,047	$1,0000 \pm 0,0014$
²³⁵ U(36 %)	0,00	15,324	277,312	1,0000 ±0,0017

с чувствительными слоями из многих нуклидов, литиевые и гелиевые счетчики, а также созданы многоканальные амплитудные и временные анализаторы электрических сигналов.

Спектры нейтронов в центре РС восстанавливались по результатам измерений активационных и делительных интегралов. При этом измерялись делительные интегралы нуклидов: 238 U, 238 U, 237 Np, 239 Pu, 240 Pu — и активационные интегралы реакций 197 Au(n, γ) 198 Au, 63 Cu(n, γ) 64 Cu, 115 In(n, n) 115m In, 58 Ni(n, p) 58 Co, 27 Al(n, α) 24 Na, 32 S(n, p) 32 P. Делительные интегралы измерялись с помощью малогабаритных ионизационных камер деления (ИКД) с метрологически аттестованными слоями делящегося нуклида. Измерения активационных интегралов проводились по радиоактивности продуктов реакции на эталонных радиометрических установках КРОНА-II-3 и ОСУ-II-10, входящих в состав отраслевой базы нейтронных измерений ВНИИЭФ.

Основой для восстановления спектра по измеренным значениям делительных и активационных интегралов является система интегральных уравнений вида

$$A_{i} = \int_{E_{Cd}}^{18 \text{M} \circ \text{B}} \sigma_{i}(E) f(E) dE, \qquad (3)$$

где i — порядковый номер реакций; A_i — делительный или активационный интеграл; E — энергия нейтронов; $\sigma_i(E)$ — нейтронное сечение реакций; f(E) — дифференциальный спектр нейтронов.

Эта система уравнений может иметь множество решений. Выбор конкретного решения осуществляется с помощью программы КАСКАД [16]. Погрешность измерений зависит от энергетического интервала спектра и обычно лежит в пределах 4–10 %.

Спектры нейтронов утечки из РС измеряются с помощью газового пропорционального счетчика ядер отдачи [17], имеющего цилиндрическую форму, длину 100 см, внутренний диаметр 7,5 см. В качестве рабочего газа используют метан высокой (99,99 %) чистоты. Основными достоинствами выбранного детектора являются относительно широкий диапазон измеряемой энергии нейтронов, хорошее

энергетическое разрешение, простота конструкции.

Экспериментальное изучение кинетики нейтронов в РС необходимо как для решения вопросов управления ядерными реакторами, так и для оценок энерговыделения в аварийных ситуациях. Экспериментальные значения кинетических параметров используются для тестирования нейтронных расчетов ядернофизических характеристик РС. Важнейшими параметрами, определяющими нейтронов в РС, являются постоянная размножения (спада плотности) мгновенных нейтронов (α), время жизни (τ_0) и время генерации (τ_f) мгновенных нейтронов и эффективная доля запаздывающих нейтронов (β_{3d}). В критическом состоянии с учетом запаздывающих нейтронов эти параметры связаны между собой соотношением

$$\alpha_0 = \beta_{9\phi}/\tau_0; \quad \tau_0 = \tau_f. \tag{4}$$

В качестве примера ниже приведены результаты экспериментального определения кинетических характеристик (α , τ_0 , $\beta_{9\varphi}$) для трех PC с A3 из ²³⁹Pu(98 %) в δ -фазе: «голой», с отражателями из железа и полиэтилена (обозначены на рис. 9 PC-1, PC-2, PC-3, соответственно) [15]. Спады плотности мгновенных нейтронов во времени и зависимости постоянной спада для этих сборок представлены на рис. 9. Критические параметры сборок (геометрия, нуклидный состав и др.) содержатся в международном справочнике [12].

Измерения временных спадов плотности мгновенных нейтронов в РС проводились при помощи методики БРИК [15], использующей программно-аппаратный комплекс NMIS [18]. Реактивность определялась методом обращенного решения уравнений кинетики (ОРУК) [6].

В размножающей системе, находящейся в подкритическом состоянии, плотность потока нейтронов в зависимости от времени описывается суммой экспонент, которые постепенно затухают. Константа α спада плотности потока мгновенных нейтронов — это показатель основной гармоники спада плотности потока мгновенных нейтронов. Экстраполяцией функции $\alpha = f(\rho)$ в точку $\rho = +1\beta_{9\Phi}$ (соответ-

ствующую критическому состоянию PC без учета запаздывающих нейтронов) для каждой PC определены значения α_0 (точка пересечения функции $\alpha = f(\rho)$ с осью ординат). Время жизни мгновенных нейтронов вычислялось как

$$\tau_0 = \beta_{ab}/\alpha_0. \tag{5}$$

Эффективная доля запаздывающих нейтронов принята равной $\beta_{9\phi} = 0.00196 \pm 0.00003$.

Полученные значения кинетических параметров ($\beta_{3\varphi}$, α_0 , τ_0) для «голой» сборки из 239 Pu(98%) [15] представляется интересным сравнить с результатами измерений, проведенных ранее на этой же сборке другими методами. Такие данные представлены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что значения, полученные в разное время с использованием различной измерительной аппаратуры, совпадают между собой в пределах погрешности измерений.

Отметим, что критические сборки зачастую использовались в качестве источника нейтронов заданного энергетического спектра. Необходимая для эксперимента плотность нейтронного потока обеспечивалась соответствующей мощностью делений в КС. Экспериментальный спектр нейтронов утечки формировался, в основном, путем выбора материала и размеров инертных оболочек, а также материалом АЗ. В этих экспериментах изучались прохождение нейтронов через слои различных конструкционных материалов и плотность ряда ядерных реакций, регистрируемых датчиками, размещенными по объему облучаемого узла. Результаты экспериментов использовались для проверки нейтронных расчетов моделируемых систем.

На установке ФКБН-2М проводились работы [19] со сферическими сборками с большой (до 245 мм) центральной полостью в активной зоне, содержащей сферические слои

Таблипа 2

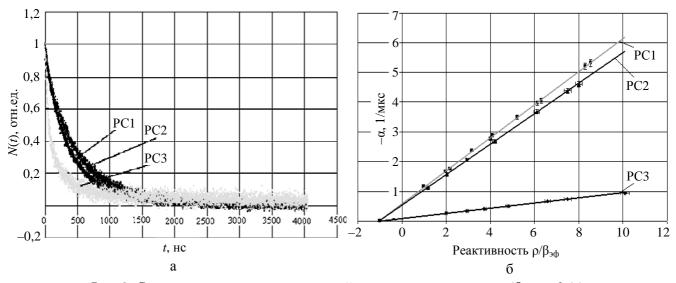


Рис. 9. Спады плотности мгновенных нейтронов во времени при $\rho/\beta_{9\varphi} \approx -2$ (a) и зависимости постоянной спада мгновенных нейтронов от реактивности (б)

Значения $eta_{ ext{э}\phi}$, $lpha_0$, au_0 для «голой» РС из 239 Ри в δ -фазе

 $-\alpha_0$, mkc^{-1} Состав РС Метод измерений τ0, нс ²³⁹Pu (98 %) в δ-фазе, без $0,573\pm0,012$ $3,42\pm0,08$ БРИК/NWIS $\overline{0,57\pm0,01}$ $3,44\pm0,08$ отражателя Росси-а $(\beta_{30} = 0.00196 \pm 0.00003)$ 0.58 ± 0.02 3.34 ± 0.10 Метод импульсного источника

из 235 U(90 %) и 235 U(36 %). Полость заполнялась сферическими вкладышами из перспективных материалов для ядерных и термоядерных энергетических установок: свинца (охлаждающий реагент), смеси фторидов NaF + ZrF₄ (охлаждающий реагент) и NaF + ZrF₄ + 235 UF₄ (топливо), ванадия и никеля (конструкционные материалы). Значения ядерно-физических параметров сборки с вкладышем в центре сравнивались с таковыми, полученными для той же сборки без вкладыша.

Эксперименты носили комплексный характер. Измерялись следующие основные нейтронно-физические характеристики РС:

- коэффициент умножения системой нейтронов источника («всеволновым» детектором);
- реактивность PC и ее возмущение различными макрообразцами (методом ОРУК);
- характеристики спада плотности мгновенных нейтронов, время жизни мгновенных нейтронов (двумя методами: Росси- α и БРИК/NMIS);
- скорости реакций деления и активации образцов (по осколкам деления с помощью ИКД, трековых детекторов и др., либо по γ -активности осколков деления (обычно 140 La, 143 Ce и др.));
- спектры нейтронов утечки и в центре сборки (восстанавливались по активационным и делительным интегралам).

Критические эксперименты проводились с относительно малым количеством исследуемого материала, размещаемого в центральной полости. Но эффективная толщина вкладыша при этом составляла несколько длин свободного пробега для быстрых нейтронов, что важно при изучении ядерно-физических характеристик материала вкладыша. Это достоинство эксперимента особенно существенно при изучении характеристик большого числа вкладышей сложного мольного состава, а также для дорогостоящих или редких материалов. Исключительно выгодна геометрия КС с вкладышем для измерения энергетического спектра нейтронов, формируемого в центре сборки, вследствие отсутствия фона рассеянных в помещении нейтронов.

Сборки, содержащие в центре шаровой вкладыш из свинца, смесей фторидов (так называемые модели солевого бланкета, МСБ) и никеля, имели примерно одинаковую активную зону.

В табл. 3 и на рис. 10 приведены параметры полой РС и РС с вкладышами из свинца и МСБ разного состава — МСБ1 и МСБ2 (обозначены на рис. 10 и в табл. 3 как РС2, РС1, РС3 и РС4, соответственно). В состав МСБ2 помимо $NaF + ZrF_4$ входил также и $^{235}UF_4$.

Таблица 3 3начения α_0 и τ_0 для полой PC и PC с вкладышами из свинца и MCБ

PC	-α ₀ , 1/мкс	τ, нс
РС с вкладышем из		
свинца (РС1)	0,509±0,013	$13,9\pm0,4$
Полая РС (РС2)	0,535±0,012	13,3±0,4
РС с вкладышем из фторидов – МСБ1 (РС3)	0,39±0,02	18,2±0,5
РС с вкладышем из фторидов – МСБ2 (РС4)	0,45±0,02	15,8±0,5

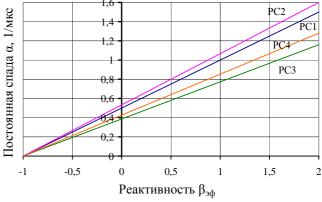


Рис. 10. Зависимость константы спада мгновенных нейтронов от реактивности для PC1 (PC со свинцом), PC2 (полая PC), PC3 (PC с MCБ1), PC4 (PC с MCБ2), измеренные при помощи БРИК/NMIS методики

В последнее время в России и за рубежом проявляется значительный интерес к двухсекционным реакторам-бланкетам с односторонней нейтронной связью секций (бланкетам каскадного типа). Эти устройства предназначаются для работы в энергетических и трансмутационных электроядерных установках,

применительно к которым они позволяют существенно снизить требуемую мощность ускорителя протонов [20].

В 1979 г. в РФЯЦ-ВНИИЭФ был предложен способ осуществления односторонней нейтронной связи секций, заключающийся в использовании в качестве активного материала одной из секций ²³⁷Np — порогово делящегося вещества, а также в разделении секций промежуточным слоем, снижающим энергию нейтронов до и ниже порога деления для нептуния (вольфрам и др.) [21–22].

В качестве показателя эффективности принципа каскадности применительно к бланкетам электроядерных установок принимается коэффициент каскадного усиления A, равный отношению чисел делений в каскадном (P, $P=P_1+P_2$; P_1 , P_2 — числа делений в 1-й и 2-й секциях) и обычном (P_0) бланкетах, нормированных на один нейтрон первичного источника, при условии равенства $k_{9\phi}$ того и другого бланкета,

$$A = P/P_0. (6)$$

Ниже приведены результаты первых экспериментов с двухсекционными системами каскадного типа, выполненных на стенде ФКБН-2М на компактных, глубоко подкритических уран-нептуниевых сборках [23]. В качестве первичного ИН использован ²⁵²Cf-источник.

Эксперименты направлены, прежде всего, на полтверждение действенности ²³⁷ Np в качестве средства обеспечения односторонней связи секций и на проверку преимуществ каскадного бланкета в части понижения требований к мощности ускорителя, а также на проверку расчетных методик. В экспериментах измеряли (диэлектрическими трековыми детекторами (ДТД) осколков деления) распределения чисел делений по радиусу слоев из ²³⁷Np (рис. 11) и ²³⁵U (90 %), входящих в состав моделей каскадного и односекционного бланкетов, коэффициенты умножения И ²⁵²Сf-источника, размещенного в нейтронов центре сборок.

Полученные результаты, представленные в табл. 4, свидетельствуют об удовлетворительном согласии экспериментальных и рас-

четных значений чисел делений в сборках и коэффициентов каскадного усиления А. Из эксперимента следует, что в полном соответствии с данными расчетов и теоретическими представлениями каждая из рассмотренных каскадных сборок характеризуется значительным каскадным усилением чисел делений, нормированных на один нейтрон источника, наиболее высоким каскадным усилением отличается сборка состава Np - CH₂ - U. Таким образом, можно констатировать, что представленный здесь эксперимент подтвердил теоретические заключения о свойствах каскадных бланкетов и эффективности ²³⁷ Np в качестве средства достижения односторонней связи секций.

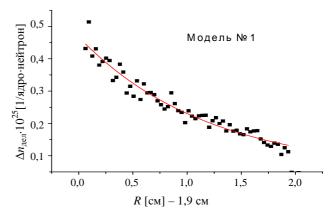


Рис. 11. Распределение плотности делений по радиусу нептуниевого слоя модельной сборки

Таблица 4

Результаты экспериментальных и расчетных исследований ядерно-физических характеристик двухкаскадных и однокаскадных моделей бланкетов

№ PC	Состав РС	$k_{ m 9 ar \phi}$	Коэффициент			
			каскадного усиления A			
			Эксперимент	Расчет		
1	Np, CH ₂ , U	0,617	1,71±0,07	1,82		
2	Np, воздух, U	0,651	1,16±0,05	1,32		
3	U, Cd+CH ₂ , U	0,611	1,45±0,08	1,50		
4	U, воздух, U	0,601	1,05±0,05	0,98		
5	U	0,584	0,61±0,03	0,62		
6	CH ₂ , U	0,575	0,61±0,03	0,62		

Исследования по ядерной критической безопасности

При работах с делящимися материалами важное значение имеет обеспечение ядерной критической безопасности (ЯКБ), т. е. создание условий, исключающих несанкционированное возникновение СЦР. Проблема обеспечения ядерной безопасности на предприятиях ядерно-оружейного комплекса возникла в начале 1950-х гг. Научно-методическое обеспечение ядерной безопасности при работах с металлическими ДМ (начиная с плавки и отливки заготовок) было поручено ВНИИЭФ.

Одна из задач - обеспечение ЯКБ при хранении и транспортировке металлических ДМ – была решена во ВНИИЭФ путем создания защищающего контейнера [24]. При его использовании не требуется соблюдать расстояние между контейнерами с ДМ и ограничения общего их количества. Это достигается включением в конструкцию контейнера поглощающего вещества в количестве, необходимом для компенсации размножения нейтронов ДМ таким образом, чтобы коэффициент умножения нейтронов, падающих на поверхность контейнера, не превышал единицы. В этом случае критическая масса не достигается при любом конечном числе контейнеров независимо от плотности их размещения.

Для этого был предложен и реализован способ экспериментальной оценки коэффициента умножения падающего на контейнер с ДМ потока нейтронов, сделавший возможным экспериментальный подбор требуемого количества поглотителя в контейнере.

Суть способа заключается в следующем. В центр сферически-симметричной модели защищающего контейнера, состоящей из ДМ, окруженного поглощающим нейтроны слоем, помещался ИН и измерялась интенсивность выходящего потока (счетность детектора нейтронов — J_1). Затем модель окружалась сферическим отражателем и снова измерялась интенсивность выходящего потока — J_2 . Из соотношений баланса потока нейтронов на внутренней и внешней поверхности отражателя можно получить

$$J_2/J_1 = (1-D)/(1-QD),$$
 (7)

где D — коэффициент отражения (альбедо) потока нейтронов, падающего на внутреннюю поверхность отражателя; Q — коэффициент умножения нейтронов, падающих на внешнюю поверхность исследуемой модели. Из соотношения (7) видно, что при Q < 1 $J_2 < J_1$; при Q = 1 $J_2 = J_1$; при Q > 1 $J_2 > J_1$. Параметры слоя поглотителя (состав, геометрия, толщина) подбирались так, чтобы выполнялось неравенство $J_2 < J_1$.

В реальных условиях отражающая оболочка искажает энергетическое и угловое распределение падающего на нее потока нейтронов, что вносит погрешность в результаты эксперимента. Однако количественная оценка этой погрешности, произведенная путем сравнения с расчетом по методу Монте-Карло, показала, что эксперименты будут завышать (на ~20 %) необходимую толщину слоя поглотителя в контейнере, что по знаку погрешности является благоприятным фактором с точки зрения ядерной безопасности [24].

В качестве замедлителя в защищающем контейнере может быть использован любой содержащий водород материал (полиэтилен, парафин, плексиглас, дерево и т. п.). В качестве поглотителя замедлившихся нейтронов — бор, кадмий и др. В качестве дополнительной оболочки в опытах использовалась оболочка из графита толщиной около 7 см, поскольку она практически не поглощала нейтроны и сравнительно слабо их замедляла (т. е. была наиболее близка к «идеальной»). Детектором нейтронов служил пропорциональный счетчик с ВГ₃ в парафине.

С использованием описанной выше методики была проведена большая серия экспериментов по подбору материалов защищающей оболочки, ее толщины, способа расположения относительно ДМ и других параметров для различных масс плутония (в а- и б-фазах) и для урана 90 % обогащения. На основании результатов этих экспериментов были выданы необходимые рекомендации по параметрам защищающих контейнеров, которые затем были разработаны во ВНИИЭФ и внедрены для хранения и транспортировки металлических делящихся материалов в атомной промышленности России.

Проведения критмассовых экспериментов во ВНИИЭФ имеет 65-летнюю историю. За это время на СКС типа ФКБН с разной степенью подробности были изучены свыше 1000 размножающих систем. Полученные результаты имеют большую научную ценность. Более 30 наших тестовых критических сборок включены в международной справочник [12] и информационные материалы комитета по ядерным данным МАГАТЭ. Важно отметить, что все экспериментальные исследования на установках ФКБН проводились в тесном сотрудничеством с теоретическим подразделением ВНИИЭФ, и в будущем необходимо сохранить эту традицию.

По нашему глубокому убеждению, возможность проведения критических экспериментов должна сохраняться до тех пор, пока на Земле существуют делящиеся материалы. Главными задачами будущих экспериментов являются получение данных для совершенствования систем эффективных ядерных констант и обеспечение ядерной безопасности при работах с ДМ. При этом исследования должны иметь комплексный характер (для каждой сборки измеряться максимально возможное число параметров). Необходимость такого подхода к экспериментам подтверждается началом издания нового международного справочника эталонных экспериментов по физике ядерных реакторов [25]. Особое внимание должно уделяться повышению точности получаемых результатов и безопасности проведения работ.

Введенная в сентябре 2015 г. в эксплуатацию установка ФКБН-3, укомплектованная уникальным набором деталей из делящихся и конструкционных материалов, а также оснащенная современными методиками ядернофизических измерений, является ценным инструментом для экспериментального изучения размножающих систем в интересах создания банка данных по тестовым (benchmark) критическим сборкам для проверки нейтронных констант.

В заключение авторы выражают свою признательность всем коллегам по совместным работам, использованным в обзорном докладе.

- 1. Зельдович Я. Б., Харитон Ю. Б. К вопросу о цепном распаде основного изотопа урана // ЖЭТФ. 1939. Т. 9, вып. 12. С. 1425–1427.
- 2. Зельдович Я. Б., Харитон Ю. Б. Деление и цепной распад урана // УФН. 1940. Т. 23, вып. 4. С. 329–357.
- 3. Замятнин Ю. С. Воспоминания об участии в Атомном проекте // Вестник истории естествознания и техники. 1996. № 2. С. 140–150.
- 4. Достояние РОССИИ. РФЯЦ-ВНИИЭФ 60 лет. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2006.
- 5. McLaughlin T. P., Monahan S. P., Pruvost N. L. et al. A Review of Criticality Accidents. 2000 Revision. LA-13638 (2000).
- 6. Воинов А. М., Егоров В. П., Запольский А. Е. и др. Стенд для исследования нейтронно-физических характеристик простых критических сборок // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1992. Вып. 2. С. 21–29.
- 7. Voinov A. M., Voinov M. A., Vorontsov S. V. et al. Nuclear safety in pulse reactor and critical assembly operations at RFNC-VNIIEF // Proceedings of the 8th International Conference on Nuclear Criticality Safety. St. Petersburg, 2007. Vol. II. P. 348–353.
- 8. Narozhnyi A. T., Vorontsov S. V., Golubeva O. A. et al. Development of training simulator based on critical assemblies test bench // Proceedings of the 8th International Conference on Nuclear Criticality Safety. St. Petersburg, 2007. Vol. II. P. 319–323.
- 9. Kuvshinov M. I., Voinov A. M., Zagrafov V. G. The History of Works on Nuclear Criticality in RFNC-VNIIEF // Proceedings of the Fifth International Conference on Nuclear Criticality Safety. Albuquerque, New Mexico, USA, September 17–21. 1995.
- 10. Воинов А. М., Воронцов С. В., Смирнов И. Г. Организация работы и методы обеспечения безопасности ядерно-физических исследований критических систем на быстрых нейтронах // Охрана труда и безопасность ядерного оружия. Сборник материалов научно-технической конференции. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2000. С. 68–80.

- 11. Кувшинов М. И., Воронцов С. В., Горелов В. П. и др. Тестовые критические эксперименты на установке ФКБН-2М // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 142–149.
- 12. International Handbook of Evaluated Critical Safety Benchmark Experiments. NEA Nuclear Science Committee. OECD. Paris. France. 2000 Edition.
- 13.Zakharov A. N., Kuvshinov M. I., Smirnov I. G. The Modern Problems and Research Program on Nuclear Criticality Safety in VNIIEF // Proceedings of the Fifth International Conference on Nuclear Criticality Safety. Albuquerque, New Mexico, USA. September 17–21. 1995.
- 14. Fomushkin E., Novoselov G., Kuvshinov M. et al. Investigations of Neutron Characteristics for Salt Blanket Models, Integral Fission Cross Section Measurements of Neptunium, Plutonium, Americium end Curium Isotopes // Proceedings of the International Conference on Nuclear Date for Science and Technology. Tsukuba, Ibaraki, Japan. 2001. Vol. 2. P. 1213–1216.
- 15. Кайгородов А. А., Кувшинов М. И., Пешехонов Д. П. Экспериментальные исследования кинетики мгновенных нейтронов в критических сборках на установке ФКБН-2М в РФЯЦ-ВНИИЭФ // Атом. 2009. № 44. С. 40–41.
- 16. Маслов Г. Н., Севастьянов В. Д., Кошелев А. С. Метод расчета спектров нейтронов по результатам измерений с интегральными детекторами, реализованный в новой версии программы КАСКАД // Измерительная техника. 2003. № 5. С. 58–62.
- 17. Швецов А. М., Егоров В. П., Захаров А. Н. и др. Измерение спектров нейтронов утечки сферических критических сборок из U-235(90%), U-235(36%), Pu-239(98%) // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2000. Вып. 2/3. С. 142–149.
- 18. Mihalczo J. T., Mullens J. A., Mattingly J. K. et al. Physical description of nuclear materials identification system (NMIS) signatures // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A. 2000. Vol. 450. P. 531.

- 19. Тестовые критические эксперименты на установке ФКБН-2М в интересах ядерной критической безопасности. (Сферические сборки с большой центральной полостью в активной зоне) // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2010. Вып. 15. С. 190–203.
- 20. Колесов В. Ф. Электроядерные установки и проблемы ядерной энергетики. Монография. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2013.
- 21. А.с. 786619. МПК G21C1/28. Двухкаскадный умножитель нейтронов / В. Ф. Колесов, А. А. Малинкин // Открытия. Изобретения. 1991. № 30.
- 22. Завьялов Н. В., Колесов В. Ф., Пунин В. Т. Разработка во ВНИИЭФ концепции каскадных реакторов // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2012. Вып. 17. С. 132–141.
- 23. Завьялов Н. В., Колесов В. Ф., Кувшинов М. И. и др. Экспериментальное подтверждение концепции двухсекционных бланкетов каскадного типа // Атомная энергия. 2003. Т. 95, вып. 6. С. 414–422.
- 24. Voinov A. M., Zagrafov V. G., Kuvshinov M. I., Yuferev V. I. The Overview of VNIIEF Nuclear Criticality Safety Research Proceedings of the Fifth International Conference on Nuclear Criticality Safety. Albuquerque, New Mexico, USA, September 17–21. 1995.
- 25. Nuclear Energy Agency. International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments. 2009 Edition.

Контактная информация –

Воронцов Сергей Владимирович, первый заместитель директора ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ,

e-mail: vorontsov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 10.06.2016.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 24–39.

ИСТОРИЯ СТАНОВЛЕНИЯ И ПРАКТИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗАЦИИ КОНЦЕПЦИИ СВЯЗАННЫХ РЕАКТОРОВ

В. Ф. Колесов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Прослежена история становления и практической реализации концепции связанных реакторных устройств, нашедших яркое воплощение в области апериодических импульсных реакторов. Показано, что использование концепции связанных реакторных устройств существенно расширяет возможности проводимых на реакторах экспериментов.

Ключевые слова: концепция связанных реакторов, реализация связанных реакторов, импульсные реакторы, реакторные эксперименты.

HISTORY OF FORMATION AND PRACTICAL REALIZATION OF COUPLED REACTOR CONCEPT / V. F. KOLESOV // The history of formation and practical realization of a concept of coupled reactor facilities that was embodied in the sphere of aperiodic pulsed reactors is traced back. It is demonstrated that the application of the concept of coupled reactor facilities extends essentially the potentialities of the executed on reactor experiments.

Key words: concept of coupled reactors, realization of coupled reactors, pulsed reactors, reactor experiments.

Реактор можно называть связанным, если его активная зона (АЗ) состоит из двух частей, отличающихся составом, формой, геометрическими размерами или разделенных пространственно, а некоторая доля делений, хотя бы в одной части АЗ, вызывается нейтронами от делений в другой части. К связанным реакторам относят также реакторы, состоящие из трех и более частей. Устройства указанного типа иначе называют двухсекционными или многосекционными реакторами.

Основными характеристиками ансамбля связанных реакторов являются:

• коэффициент размножения нейтронов k_{jj} (с учетом или без учета запаздывающих нейтронов) и среднее время жизни мгновенных нейтронов τ_{jj} в j-м реакторе при отсутствии другого реактора;

- коэффициент связи двух реакторов k_{jk} , который можно определить как коэффициент размножения нейтронов в j-м реакторе, относящийся к нейтронам k-го реактора;
- $\bullet \tau_{jk}$ среднее время жизни мгновенного нейтрона, родившегося в реакторе k и вызвавшего деление в реакторе.

Связанные реакторы являются объектом многих теоретических и экспериментальных исследований, выполненных и выполняемых в разных странах, в том числе и в России. Основополагающей теоретической работой по связанным реакторам, определившей и терминологию в этой области, является доклад Р. Эйвери, сотрудника Аргоннской национальной лаборатории США, опубликованный в 1958 г. в материалах Второй Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии [1].

Стационарные связанные реакторы

В историческом плане стационарные связанные реакторы рассматривались в основном в связи с проблемой обеспечения безопасности энергетических реакторов с расширенным воспроизводством топлива. Исследовались реакторы, в которых деления в АЗ генерировались только быстрыми, а в отражателебланкете, являвшемся зоной воспроизводства, - и быстрыми, и тепловыми нейтронами. Связанная система обычно действует таким образом, что некоторая доля делений, происходящих в одном реакторе, вызывается нейтронами, родившимися в другом. В этом случае каждый реактор в отдельности подкритичен, а связанная система, состоящая из быстрого и теплового реакторов, в любых разумных ситуациях не становится критической одних быстрых нейтронах. тепловые связанные реакторы сочетают в себе высокий коэффициент воспроизводства топлива, свойственный быстрым реакторам, с большим временем жизни нейтронов, характерным для тепловых реакторов. Такие реакторы отличаются большей, чем обычные быстрые реакторы, безопасностью в отношении реактивностью инициированных аварий (РИА).

Одни из первых развернутых экспериментов по связанным реакторам проводились в Аргоннской национальной лаборатории США [2, 3]. Основная цель первых опытов заключалась в экспериментальном подтверждении общих положений теории связанных реакто-

ров и в составлении заключения о применении таких устройств в качестве энергетических реакторов-размножителей.

Быстрая секция в системе [2] занимала внутреннюю область объемом 50 л, окруженную слоем внутренней зоны воспроизводства толщиной 13,7 см из природного урана и алюминия. Далее располагались слой бериллия толщиной 28 см и внешняя зона воспроизводства из обедненного урана. Сверху и снизу эта цилиндрическая конфигурация окружалась обедненным ураном. Экспериментальная критическая загрузка в АЗ на быстрых нейтронах составила 137 кг 235 U.

Измерения характеристик системы сопровождались разносторонними их расчетами на основе многогрупповых нейтронных констант и теории связанных реакторов. Результат сравнения показателей исследованной связанной быстро-тепловой системы с ее прототипом — реактором на быстрых нейтронах — приведен в табл. 1.

На основе анализа экспериментальных и расчетных данных, полученных для рассмотренной связанной системы, были сделаны следующие выводы:

1) связанная система может быть сконструирована так, что ее коэффициент воспроизводства будет очень близок к коэффициенту воспроизводства реактора на быстрых нейтронах, а время жизни мгновенных нейтронов будет немногим меньше, чем у обычного теплового реактора, и примерно в сто раз больше,

Таблица 1 Параметры связанной быстро-тепловой системы и обычного реактора на быстрых нейтронах [2]

Параметр	Связанная	Реактор на быстрых	
• •	система	нейтронах	
Критическая загрузка ²³⁵ U, кг	137	155	
Время жизни нейтронов, с	$1,3\cdot 10^{-5}$	1.10^{-7}	
Коэффициент размножения без учета			
делений на тепловых нейтронах	0,96	1	
Доля мощности, обусловленная делениями			
на тепловых нейтронах	0,12	0	
Коэффициент неравномерности радиального			
распределения энерговыделения	1,1	1,3	
Коэффициент воспроизводства	1,20	1,38	

чем в реакторе на быстрых нейтронах. Связанная система будет иметь запас до критичности на быстрых нейтронах ~4 %;

- 2) наблюдается согласие между теорией и экспериментом, указывающее на то, что никаких неизвестных и неожиданных явлений в подобных системах не возникает, к этим системам применимы обычные многогрупповые методы расчета;
- 3) различные экспериментальные методы, использованные при изучении связанной системы, вполне удовлетворительны, причем некоторые из них дают непосредственные сведения о параметрах связанных реакторов.

Экспериментальное изучение связанной системы быстрого и теплового реакторов проводилось также на модифицированном варианте установки ZPR-V [3].

Этот вариант ZPR-V состоял из центральной A3 без замедлителя, отделенной от внешней кольцевой зоны с водяным замедлителем зоной воспроизводства из природного урана (рис. 1). Зона воспроизводства предотвращала всплеск интенсивности делений на границе внутренней A3, вызываемый нейтронами низких энергий из тепловой внешней A3. Быстрая A3 помещалась в железном баке со стенками толщиной 12,7 мм.

Топливо в виде пластин из 235 U и природного урана толщиной 1,93 мм было заключено в железные кассеты размером 7,62 × 7,62 × \times 60,96 см. Каждая пластина содержала 376 г 235 U и 1177 г 238 U. Для получения более низкого среднего обогащения топлива в быструю АЗ добавлялись также пластины из природного урана.

Большинство экспериментов выполнялось при отношении 238 U/ 235 U в быстрой АЗ, равном 5,00. В этом случае быстрая АЗ содержала по объему примерно 35 % урана, 14 % алюминия и 10,6 % железа. Остальные 40,4 % объема занимали пустоты. Общее количество урана в АЗ составляло 140 кг.

Нижний отражатель быстрой А3 состоял из слоя природного урана толщиной 15,24 см и слоя железа той же толщины, верхний отражатель — из слоя природного урана толщиной 10,16 мм и слоя железа толщиной 20,32 см.

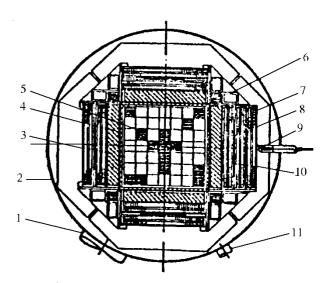


Рис. 1. Структура реактора ZPR-V в горизонтальном разрезе [3]: 1 — дренажная линия кольцевого бака; 2 — кольцевой бак; 3 — урановая зона воспроизводства; 4 — внутренний бак; 5 — быстрая АЗ; 6 — опора тепловой АЗ; 7 — тепловая кольцевая АЗ; 8 — стержень аварийной защиты; 9 — нейтронный источник; 10 — регулирующий стержень; 11 — дренажная линия внутреннего бака

Импульсные связанные реакторы

С 70-х гг. прошлого века концепция связанных реакторов стала находить эффективные применения в области апериодических импульсных реакторов (АИР). Анализ свойств связанных АИР впервые был выполнен во ВНИИЭФ (г. Саров) в 1970-1971 гг. Было дано теоретическое описание кинетики связанных АИР, сформулированы выводы о своеобразии переходных процессов в этих устройствах и выполнены расчеты нескольких конкретных комбинаций из быстрого импульсного реактора БИР+подкритическая сборка (ПС), растворного импульсного реактора ВИР+ПС и др. Было показано, что АИР связанного типа существенно расширяют возможности импульсных экспериментов на реакторах. Оснащение импульсного реактора связанным с ним другим импульсным реактором или связанной с ним ПС позволяет, в зависимости от преследуемых целей, или во много раз увеличивать объем экспериментальной полости для облучения образцов, или получать в этой полости более высокие флюенсы нейтронов. Было показано также, что оснащение АИР подкритической сборкой в большинстве случаев не влечет за собой существенного изменения переходных характеристик самого АИР и требований к его органам управления. (В контексте настоящей статьи подкритическая сборка отличается от АИР лишь тем, что в ней в силу ли малости коэффициента гашения реактивности, в силу ли глубокой подкритичности на всех этапах переходных процессов обратная связь по реактивности в уравнениях кинетики не имеет существенного значения, и при желании ею можно пренебречь.)

Общие результаты этой работы были опубликованы в 1975 г. [4], сведения по кинетике конкретных комбинаций АИР+ПС и требованиям к органам управления АИР — в 1991 г. [5] (см. также монографию [6]).

Уравнения кинетики и динамики связанных АИР

Уравнения кинетики связанных АИР были записаны в работе [4] на основе рассмотрения баланса нейтронов в каждом реакторе по аналогии с выводом обычных уравнений кинетики:

$$\frac{dN_{1}}{dt} = \frac{k_{11}(1-\beta)-1}{\tau_{11}}N_{1} + \frac{k_{12}(1-\beta)}{\tau_{22}}N_{2}\left[t-(\tau_{12}-\tau_{11})\right] + \frac{k_{12}(1-\beta)}{\tau_{22}}N_{2}\left[t-(\tau_{12}-\tau_{11})\right] + S_{1}(t);$$

$$+\sum_{i=1}^{D}\lambda_{i}\left\{k_{11}C_{1i} + k_{12}C_{2i}\left[t-(\tau_{12}-\tau_{11})\right]\right\} + S_{1}(t);$$

$$\frac{dN_{2}}{dt} = \frac{k_{22}(1-\beta)-1}{\tau_{22}}N_{2} + \frac{k_{21}(1-\beta)}{\tau_{11}}N_{1}\left[t-(\tau_{21}-\tau_{22})\right] + \frac{k_{21}(1-\beta)}{\tau_{11}}N_{1}\left[t-(\tau_{21}-\tau_{22})\right]\right\} + S_{2}(t);$$

$$+\sum_{i=1}^{D}\lambda_{i}\left\{k_{22}C_{2i} + k_{21}C_{1i}\left[t-(\tau_{21}-\tau_{22})\right]\right\} + S_{2}(t);$$

$$\frac{dC_{ji}}{dt} = \frac{\beta_{i}}{\tau_{jj}}N_{j} - \lambda_{i}C_{ji}; \quad j=1,2;$$

$$i=1,2,...,D \quad (i=\overline{1,D}),$$

где N_j и C_{ji} — число нейтронов и источников запаздывающих нейтронов группы i в j-м реакторе в момент времени t;

 k_{jj} и τ_{jj} — коэффициент размножения (с учетом запаздывающих нейтронов) и среднее время жизни мгновенных нейтронов в j-м реакторе при отсутствии другого реактора;

 k_{jk} — коэффициент размножения нейтронов в j-м реакторе, относящийся к нейтронам k-го реактора (коэффициенты связи двух реакторов);

 τ_{jk} — среднее время жизни мгновенного нейтрона, родившегося в реакторе k и вызвавшего деление в реакторе j;

$$\lambda_i$$
, β_i и $\beta = \sum_{i=1}^D \beta_i$ — параметры запаздыва-

ющих нейтронов (предполагаются одинаковыми для обоих реакторов);

D — число групп запаздывающих нейтронов;

 S_j — внешний источник нейтронов в реакторе j (нейтр./с);

сдвиг аргумента $(\tau_{jk} - \tau_{jj})$ — время от рождения нейтрона в реакторе k до прилета этого нейтрона в реактор j (имеются в виду нейтроны, вызывающие деления в реакторе j).

Было показано, что система уравнений (1) с точностью до малых величин второго порядка подобна уравнениям в формулировке Р. Эйвери [1], хотя внешне система уравнений Эйвери отличается от системы (1) двумя дополнительными уравнениями и отсутствием членов с запаздывающим аргументом.

Расчеты динамики связанных АИР проводились преимущественно на основе численных решений более полных уравнений, в которых:

- введены уравнения реактивностной обратной связи в секциях в форме, характерной для быстрых АИР;
- учтено возможное несовпадение β_i , а также чисел нейтронов на акт деления для разных секций;
- величины N_j заменены на n_j интенсивности делений в секциях в момент t $\left(n_j = N_j / \left\lceil v_j \tau_j \right\rceil \right);$

$$-k_{jj}, \tau_{jj} \text{ обозначены как } k_j, \tau_j:$$

$$v_1\tau_1 \frac{dn_1}{dt} = v_1 \left[k_1 \left(1 - \beta^{(1)} \right) - 1 \right] n_1 +$$

$$+v_2 k_{12} \left(1 - \beta^{(2)} \right) n_2 \left[t - \left(\tau_{12} - \tau_1 \right) \right] +$$

$$+k_1 \sum_{i=1}^{l_1} \lambda_i C_i^{(1)} + k_{12} \sum_{i=1}^{l_2} \lambda_i C_i^{(2)} \left[t - \left(\tau_{12} - \tau_1 \right) \right] + S_1(t);$$

$$v_2 \tau_2 \frac{dn_2}{dt} = v_2 \left[k_2 \left(1 - \beta^{(2)} \right) - 1 \right] n_2 +$$

$$+v_1 k_{21} \left(1 - \beta^{(1)} \right) n_1 \left[t - \left(\tau_{21} - \tau_2 \right) \right] +$$

$$+k_2 \sum_{i=1}^{l_2} \lambda_i C_i^{(2)} + k_{21} \sum_{i=1}^{l_1} \lambda_i C_i^{(1)} \left[t - \left(\tau_{21} - \tau_2 \right) \right] + S_2(t);$$

$$\frac{dC_i^{(1)}}{dt} = v_1 \beta_i^{(1)} n_1 - \lambda_i C_i^{(1)};$$

$$\frac{dC_i^{(2)}}{dt} = v_2 \beta_i^{(2)} n_2 - \lambda_i C_i^{(2)};$$

$$k_1(t) = k_1^0(t) - a_0^{(1)} \int_0^t n_1(t) dt - \sum_{m=1}^M a_m^{(1)} v_m^{(1)}(t);$$

$$k_2(t) = k_2^0(t) - a_0^{(2)} \int_0^t n_2(t) dt - \sum_{m=1}^M a_m^{(2)} v_m^{(2)}(t);$$

$$\frac{1}{\left(\omega_m^{(1)}\right)^2} \frac{d^2 v_m^{(1)}}{dt^2} = \int_0^t n_1(t) dt - v_m^{(1)}(t);$$

$$\frac{1}{\left(\omega_m^{(2)}\right)^2} \frac{d^2 v_m^{(2)}}{dt^2} = \int_0^t n_2(t) dt - v_m^{(2)}(t);$$

$$i = 1, 2, \dots, l_1(l_2); \quad m = 1, 2, \dots, M.$$

Здесь $\beta_i^{(j)}$ и $\beta^{(j)} = \sum_{i=1}^{l_j} \beta_i^{(j)}$ — относительные

доли запаздывающих нейтронов (натуральных и отраженных от стен реакторного помещения) в секции j;

 $k_{j}^{0}(t)$ — значения $k_{j}(t)$ без учета влияния обратной связи;

$$a_0^{(j)}\int\limits_0^t n_j(t)dt$$
 — вклад в $k_j(t)$ от безынерци-

онного, не связанного с тепловым расширением A3 температурного эффекта реактивности;

 $a_m^{(j)} \mathbf{v}_m^{(j)}(t)$ — вклад в $k_j(t)$ от составляющей (или гармоники) смещений при тепловом

расширении АЗ, которому в общем случае присуще инерционное запаздывание;

 $v_m^{(j)}$ — условная амплитуда m-й составляющей смещений, определяемая как решение уравнения для колебательной системы с круговой частотой $\omega_m^{(j)}$;

параметры $a_m^{(j)}$ – парциальные квазистатические коэффициенты гашения реактивности.

Система уравнений (2) при дополнении ее начальными значениями n_j , $C_i^{(j)}$, $v_m^{(j)}$ и $dv_m^{(j)}/dt$ дает полное описание переходных явлений в двух связанных АИР (в рамках точечной кинетической модели для каждой секции). Полные решения уравнений (2) определялись численно.

Аналитические решения

В общем виде уравнения (2) нельзя решить аналитически. Такие решения удается найти только при фиксированных значениях $\Delta \tilde{k}_1^0$, $\Delta \tilde{k}_2^0$ (ступенчатое введение начальной реактивности). Для последнего варианта получено:

1. В варианте связанной системы в виде АИР+ПС наиболее важная характеристика переходных процессов в связанных реакторах – полное число делений в секциях за импульс – определяется соотношениями

$$J_{1\infty} = \frac{2\Delta \tilde{k}_1^0}{a^{(1)}} \left(1 - \frac{k_{12}k_{21}}{\Delta \tilde{k}_1^0 \Delta \tilde{k}_2^0} \right);$$

$$J_{2\infty} = -\frac{k_{21}}{\Delta \tilde{k}_2^0} J_{1\infty}.$$
(3)

Из решений (3), в частности, следует, что учет запаздывания в поступлении нейтронов из одной секции в другую не приводит к какому-либо изменению полного энерговыделения в импульсе или отношения энерговыделений в секциях.

2. В варианте связанной системы АИР+АИР, гашение реактивности в которой осуществляется в обеих секциях, но не содержит эффектов инерционного запаздывания, связь J_1 , J_2 с начальными реактивностями секций имеет вид

$$\Delta \tilde{k}_{1}^{0} = \frac{a^{(1)}}{2} J_{1} - \frac{v_{2}k_{12}}{v_{1}} \frac{J_{2}}{J_{1}} - \frac{\tau_{1}n_{1}(0)}{J_{1}},$$

$$\Delta \tilde{k}_{2}^{0} = \frac{a^{(2)}}{2} J_{2} - \frac{v_{1}k_{21}}{v_{2}} \frac{J_{1}}{J_{2}} - \frac{\tau_{2}n_{2}(0)}{J_{2}}.$$
(4)

3. В варианте связанной системы АИР+АИР с инерционным гашением реактивности в обеих секциях, представляемым единственной в каждой секции гармоникой колебаний с параметрами $\omega_1^{(j)}$, $a_1^{(j)}$ (j=1,2) связь J_1 , J_2 с начальными реактивностями секций имеет вид

$$\Delta \tilde{k}_{1}^{0} = \frac{a_{1}^{(1)}}{2} \left[1 - \left(\frac{\gamma_{1}^{(1)}}{Sh\gamma_{1}^{(1)}} \right)^{2} \right] J_{1} - \frac{v_{2}k_{12}}{v_{1}} \frac{J_{2}}{J_{1}} - \frac{\tau_{1}n_{1}(0)}{J_{1}};$$
 (5)
$$\Delta \tilde{k}_{2}^{(0)} = \frac{a_{1}^{(2)}}{2} \left[1 - \left(\frac{\gamma_{1}^{(2)}}{Sh\gamma_{1}^{(2)}} \right)^{2} \right] J_{2} - \frac{v_{1}k_{21}}{v_{2}} \frac{J_{1}}{J_{2}} - \frac{\tau_{2}n_{2}(0)}{J_{2}}; \gamma_{1}^{(j)} = \frac{\pi\omega_{1}^{(j)}T_{j}}{3,5255}.$$
 (6)

Параметры T_1 , T_2 в соотношениях (5), (6) — это приближенные значения ширин импульсов делений на половине высоты в секциях 1, 2. При больших значениях $\omega_1^{(1)}$, $\omega_1^{(1)}$ соотношения (5), (6) переходят в точные соотношения (4). Эти формулы легко обобщаются на случай более сложных обратных связей, представляемых неограниченным рядом гармоник с различными парциальными коэффициентами гашения реактивности и частотами колебаний.

Из (4), как и из (5), (6), могут быть определены также явные зависимости J_1 , J_2 от реактивности $\Delta \tilde{k}_1^0$, $\Delta \tilde{k}_2^0$. Соответствующие соотношения значительно сложнее обратных им связей (4) — (6). При необходимости эти соотношения можно найти как корни полиномов третьей или даже четвертой степени.

Ряд данных о свойствах связанных импульсных реакторов был получен путем параметрического анализа заметно редуцированного варианта уравнений (2). Численное решение параметризованных уравнений показа-

ло, например, что ширины импульсов в секциях, за исключением немногих случаев, отличаются не более чем в 1,5 раза. Сдвиг импульса во 2-й секции по отношению к импульсу в 1-й невелик, обычно не превышает 1/3 ширины импульса. Формы импульсов делений в каждой секции системы в сравнении с симметричной формой в односекционном реакторе отличается несколько затянутым спадом. Наиболее четко эта особенность проявляется в отсутствие гашения реактивности во 2-й секции, т. е. в случае систем АИР+ПС.

Другие подходы к теоретическому описанию кинетики связанных АИР

В некоторых случаях рассмотрение систем связанных реакторов допустимо проводить в рамках более простой одноточечной модели кинетики. Этот подход правомерен в отношении таких систем, которые ведут себя как единый реактор с неизменным на всех стадиях переходных процессов профилем пространственного распределения потока нейтронов в А3. Это так называемые «сильносвязанные» реакторные системы. Теоретический анализ кинетики таких систем был выполнен в работах [7, 8] и др. В работе [7] определены условия, при которых двухсекционная система является сильно- или слабосвязанной. Там же получены весьма точные аналитические формулы для ширин импульсов в секциях сильносвязанной реакторной системы. В работе [8] рассмотрены особенности переходных нейтронных процессов в сильносвязанной системе, состоящей из импульсного реактора и ПС. Оценено влияние ПС на параметры импульсов делений в реакторе. В результате выполненных расчетов показано, как и ранее в статье [4], что в системах, состоящих из ПС и АИР, типа БИР, Godiva, SPR-II, могут быть обеспечены высокие флюенсы нейтронов в больших внутренних полостях ПС при сравнительно небольшом увеличении длительности импульса АИР.

Констатация факта применимости одноточечной модели к конкретной двухсекционной системе может существенно упростить задачу управления ею. В этом аспекте выделение сильносвязанных систем в отдельную группу и возложение на операторов дополнительной заботы о соблюдении в операциях условий применимости одноточечной модели становятся оправданными.

Представленная выше двухточечная модель кинетики и динамики связанных АИР (уравнения (1), (2)) в целом удовлетворительно описывает нейтронные переходные процессы в таких системах. Тем не менее известно, что по ряду позиций, и особенно в части воспроизведения деталей пространственновременного распределения поля нейтронов в больших реакторных системах, двухточечная модель требует серьезных уточнений. Более поздние разработки в области кинетики связанных реакторов базируются преимущественно на интегральной форме уравнения Больцмана. При этом чаще всего используется приближение, в котором определяемой величиной в уравнениях является плотность делений. Благодаря этому удается исключить зависимость искомых величин от угловой и энергетической переменных.

В целях проведения практических расчетов используются эффективные *N*-зонные представления интегральных моделей, позволяющие сводить общие интегральные соотношения к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Расчет параметров *N*-зонной кинетики в этом приближении в значительной степени опирается на возможности программ Монте-Карло. При таком подходе удается преодолевать существенные вычислительные трудности расчета систем со сложной геометрической конфигурацией.

В статьях [9, 10] вывод уравнений N-зонной кинетики реактора основан на интегральном уравнении для пространственновременной плотности делений $p(\vec{r},t)$ в A3 реакторной системы

$$p(\vec{r},t) = \int_{t_0}^{t} dt' \int d\vec{r}' G(\vec{r}, \vec{r}', t, t') p(\vec{r}', t') + q(\vec{r}, t),$$
(7)

где $G(\vec{r},\vec{r}',t,t')$ — пространственно-временная плотность вторичных делений в точке \vec{r} реактора в момент времени t при условии, что пер-

вичное деление имело место в точке \vec{r}' в момент времени t'; $q(\vec{r},t)$ — пространственновременная плотность делений, вызванных не зависящими от реактора источниками.

Весь объем реактора при этом разбивается на *N* пространственных зон, в пределах каждой из которых пространственная и временная зависимости приближенно разделяются. (Уравнение типа (7) использовалось ранее в работе [11] и некоторых более ранних работах.)

В работах [12, 13] сформулирован получивший практическое применение ряд моделей пространственно-временной кинетики, также основанных на интегральной форме уравнения Больцмана. Эти модели разработаны применительно, прежде всего, к расчетам сложных импульсных систем и связаны с необходимостью корректного учета высших пространственных гармоник нейтронного потока.

Указанные модели реализованы в программах для ЭВМ и интенсивно используются в практических расчетах связанных реакторно-лазерных и других устройств, а также в расчетах пространственно-временной кинетики реакторов вообще. Из этих расчетов следует, что учет высших гармоник и переход к моделям с большим числом зон заметно повышает точность результатов. В качестве примера на рис. 2 приведен результат расчета

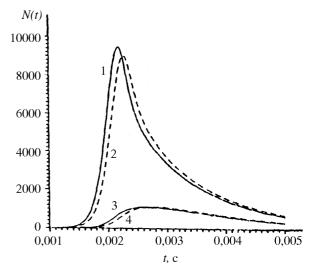


Рис. 2. Интенсивность делений в АЗ (1, 2) и размножающем отражателе (3, 4) [14]: — – расчет по модели с учетом высших гармоник; – – – расчет по модели работы [4], не учитывающей высшие гармоники

с учетом и без учета высших гармоник интенсивности делений в секциях импульсной реакторной установки, состоящей из АИР на быстрых нейтронах и ПС.

Согласно работам [12–14], пространственное распределение нейтронного потока в ведомых подкритических сборках обычно сильно изменяется в течение импульса.

Экспериментальное исследование связанных АИР

Под прямым влиянием результатов теоретической работы [4] во ВНИИЭФ (г. Саров), ВНИИТФ (г. Снежинск) и ФЭИ (г. Обнинск) были выполнены серии разносторонних экспериментов по кинетике связанных систем в виде АИР+ПС или АИР+АИР.

Системы, исследованные в работе ВНИИЭФ [15], содержали АИР БИР-2 и четыре взаимозаменяемые ПС. В процессе эксперимента измеряли:

- реактивности изолированных БИР и ПС;
- стартовую (перед вводом импульсного стержня в A3) и избыточную (после ввода импульсного стержня в A3) реактивности связанной системы;
- распределения чисел делений и флюенсов нейтронов в АЗ БИР и ПС, а также в пространстве между ними в условиях стационарного и импульсного режимов работы;
- временные характеристики размножения мгновенных нейтронов в связанной системе;
- параметры импульсов делений в каждой секции.

В целях проведения указанного эксперимента в дополнение к штатному оборудованию реактора БИР-2 было создано устройство дистанционного сближения ПС и реактора БИР-2. Общий вид этой системы схематически показан на рис. 3. Устройство дистанционного сближения, помимо перемещения ПС по горизонтали, позволяло также производить дистанционно сближение и разведение составных частей ПС в вертикальном направлении. Подобранные для экспериментов ПС существенно различались своими характеристиками.

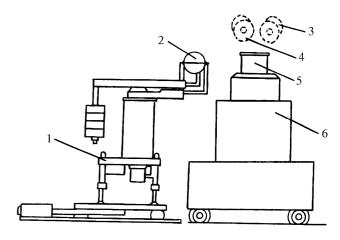


Рис. 3. Схема эксперимента со связанными системами реактор БИР+ПС [15]: 1- устройство дистанционного сближения БИР и ПС; 2- ПС; 3,4- счетчики нейтронов; 5- АЗ реактора БИР; 6- стенл БИР

При сопоставлении результатов работы [15] с предпосылками теоретического анализа следует, прежде всего, отметить тот факт, что пространственное распределение потока нейтронов в секциях, которые глубоко подкритичны, заметно отличается от собственных функций этих секций в критическом состоянии. Это обстоятельство указывает на желательность, а в некоторых ситуациях и на необходимость учета в расчетах связанных реакторов аппарата N-зонной пространственно-временной кинетики.

В других отношениях полученные в работе [15] экспериментальные данные по характеристикам связанных систем АИР+ПС качественно согласуются с выводами представленного в предыдущих разделах теоретического рассмотрения.

Во ВНИИТФ исследования проводились на связанной системе из реакторов ЭБР и РУС – двух быстрых АИР с металлическими АЗ [16].

В целях проведения экспериментов АЗ реактора РУС вместе с механическими структурами и элементами управления монтировали на платформе, перемещаемой относительно ЭБР. Расстояние между центрами реакторов можно было изменять в диапазоне от 35 до 200 см. Минимальное расстояние между поверхностями реакторов составляло при этом ~0,3 см.

Значительное место в работе [16] отведено вопросам выявления области значений параметров, в которой система ЭБР+РУС может быть отнесена к разряду «сильно связанных» систем и описана с помощью одноточечной модели кинетики. Большое внимание уделено также прямой проверке формул связи глобальных реактивности, времени жизни мгновенных нейтронов и коэффициентов гашения со значениями этих параметров в секциях.

В результате сравнения данных эксперимента на ЭБР+РУС с теоретическими предсказаниями получено, что двухточечная модель кинетики связанных реакторов хорошо описывает эксперимент на этой системе во всей испытанной области изменения параметров. Показано также, что при малых расстояниях между внешними поверхностями ЭБР и РУС, а именно при расстояниях в диапазоне 0,3–25 см, даже одноточечная модель удовлетворительно воспроизводит данные эксперимента.

В целях расчетно-экспериментального исследования связанных реакторных систем в ФЭИ был построен критический стенд УКС-1М [13]. Основными целями экспериментов на стенде были:

- исследование процессов, происходящих в связанной системе типа Реактор+ПС;
- совершенствование методов расчетного и экспериментального анализа характеристик связанных реакторных систем, работающих в импульсном режиме.

Стенд УКС-1М представляет собой систему из двух размножающих зон, вложенных одна в другую. Конструктивно — это вертикальная шестигранная призма, образованная рядами трубных элементов, устанавливаемых на двух разных опорных плитах по правильной треугольной решетке. Общий вид и схема конструкции стенда показаны на рис. 4.

Подкритическая внешняя секция стенда УКС-1М образована рядами трубных элементов, установленных по правильной треугольной решетке с шагом 51 мм. Общее число таких элементов — 858 (13 рядов). Характерный внешний диаметр секции — 198,7 см, внутренний диаметр — 45,7 см, высота — 150 см.

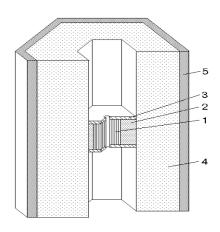


Рис. 4. Общий вид стенда УКС-1М [13]: 1 — центральная размножающая зона; 2 — внутренний боковой отражатель; 3 — торцевой отражатель; 4 — внешняя размножающая зона; 5 — наружный боковой отражатель

Центральная секция стенда УКС-1М расположена внутри внешней секции (геометрический центр внутренней секции находится на полувысоте внешней секции) и является малогабаритным уран-молибденовым реактором на быстрых нейтронах. Активная зона реактора состоит из 37 твэлов, содержащих металлический уран высокого обогащения по ²³⁵ U. Внешний диаметр центральной секции — 42,7 см, полная высота — 47,2 см, высота активной зоны — 24,6 см.

С внешней стороны секции стенда окружены отражателем нейтронов, образованным двумя рядами стержней из полиэтилена.

В экспериментах на стенде УКС-1М основное внимание уделяли измерениям пространственно-временных распределений нейтронов во внешней секции при различных конфигурациях двухсекционной системы. Исследовали случаи, когда центральная секция полностью отсутствует, когда твэлы центральной секции заменены молибденовыми стержнями, когда присутствуют обе секции.

В итоге сравнения эксперимента и расчета сделан вывод: при моделировании кратковременных переходных процессов на стенде УКС-1М подход, основанный на использовании простых точечных моделей кинетики, неприменим. В этом случае необходимо использовать модели, корректно учитывающие пространственно-временные неоднородности нейтронного потока.

Несколько раньше указанных российских работ и независимо от них в Иллинойском университете США было проведено экспериментальное исследование кинетики связанной системы в виде комбинации из ведущего импульсного реактора TRIGA и ведомого реактора LOPRA [17]. Каждый из реакторов этой системы мог быть сделан критическим. Реакторы были связаны через графитовую тепловую колонну. Предполагалось, что вследствие слабой связи секций и малых размеров АЗ указанная система будет хорошо описываться с помощью двухточечной модели кинетики. Проверка этого утверждения являлась одной из наиболее важных целей исследования.

Конфигурация связанной системы показана на рис. 5. Реактор TRIGA мог действовать в стационарном режиме на уровне мощности до 1,5 МВт и давать импульсы делений с мощностью в пике до 1500 МВт, с шириной на половине высоты 11 мс. В реакторе LOPRA была разрешена работа в стационарном режиме на мощности до 10 кВт, в импульсном режиме – с мощностью в пике до 10 МВт.

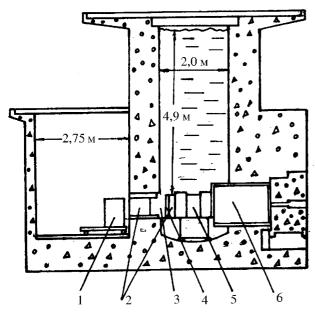


Рис. 5. Вид в разрезе связанной системы «TRIGA+LOPRA» [17]: 1 — АЗ реактора LOPRA; 2 — графит тепловой колонны; 3 — пустота; 4 — свинец; 5 — АЗ реактора TRIGA; 6 — графит

В процессе измерений на системе «TRIGA+LOPRA» экспериментально определяли:

- коэффициенты нейтронной связи секций $k_{21}, k_{12};$
- влияние на эти коэффициенты воды и кадмия, помещаемых в зазор между реактором LOPRA и лицевой стороной тепловой колонны;
- абсолютные значения пиков мощности в импульсе;
- время запаздывания между пиками импульсов в секциях;
- ширины на половине высоты импульсов в секциях;
- показатель асимметрии импульса в LOPRA.

В качестве итога исследования было отмечено, что простая двухточечная модель кинетики в применении к системе «TRIGA+LOPRA» весьма хорошо воспроизводит усредненные по объему секций значения потока нейтронов и другие параметры импульсов. Тем не менее в системе проявляются пространственные эффекты, которые требуют детального пространственно-временного расчетного анализа.

Действующие связанные АИР

Полученные экспериментальные данные в целом подтвердили общие закономерности и свойства связанных АИР, следующие из их теоретических рассмотрений.

В течение последующих лет ряд схем связанных АИР был реализован в виде двухсекционных или даже трехсекционных действующих установок или заложен в важные проекты, например, в проекты мощных лазеров с ядерной накачкой [18]. Из действующих (или действовавших) установок должны быть отмечены:

- эксплуатируемый с 1980-х гг. в НИИП (г. Лыткарино Московской обл.) импульсный реактор с двумя АЗ БАРС-4 [19];
- запущенный в 1980-х гг. во ВНИИТФ (г. Снежинск) импульсный реактор с двумя АЗ БАРС-5 [20];
- запущенный там же в 1994 г. импульсный реактор с тремя АЗ «БАРС-5+РУН» (рис. 6) [21];

- запущенный в 1995 г. в ФЭИ (г. Обнинск) импульсный реактор с двумя АЗ БАРС-6 (рис. 7) [13];
- введенный в действие там же в 1999 г. реакторный «Стенд Б» с тремя АЗ (рис. 8) [22];

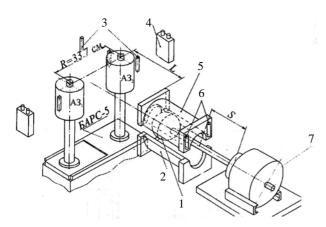


Рис. 6. Схематическое изображение комплекса «БАРС-5+РУН» [21]: 1 — капсула для образцов; 2, 5 — нижний и верхний блоки РУН; 3 — детекторы формы нейтронного импульса; 4, 6 — детекторы мощности БАРС-5 и РУН; 7 — загрузочное устройство; *R* — расстояние между осями АЗ БАРС-5; *L* — расстояние между БАРС-5 и РУН. Стенд умножителя не показан

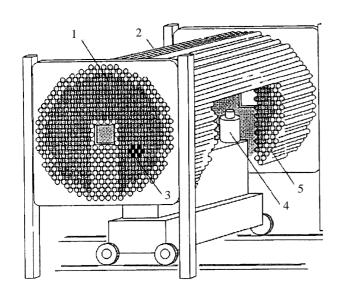


Рис. 8. Схема комплекса «БАРС-6+подкритический лазерный блок (Стенд Б)» [22]: 1 — лазерно-активный элемент; 2 — лазерный блок; 3 — имитаторы лазерно-активного элемента; 4 — АЗ БАРС-6; 5 — отражатель нейтронов

• связанная система из импульсного реактора ACRR и ПС с большой полостью FREC, действовавшая в лаборатории Сандиа, США (рис. 9), располагалась эта система в Айдахо [23].

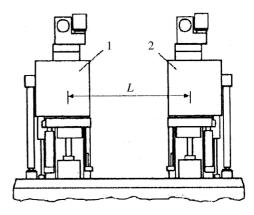


Рис. 7. Схема расположения на платформе подвижной (1) и неподвижной (2) АЗ реактора БАРС-6 (*L* – расстояние между АЗ) [13]

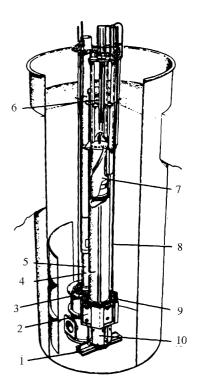


Рис. 9. Реактор ACRR с подкритической сборкой FREC-II [23]: 1 — опора ПС; 2 — пустотная камера; 3 — АЗ реактора ACRR; 4 — полость диаметром 51 см; 5 — полость диаметром 22,8 см; 6 — приводы стержней безопасности FREC-II; 7 — защитная вставка FREC-II; 8 — стержень безопасности FREC-II; 9 — ПС FREC-II; 10 — балласт

ПС FREC эксплуатировали последовательно в двух модификациях. Первая версия ПС, названная FREC-I, имела полость диаметром 38 см. В 1988 г. ПС FREC-I была заменена на FREC-II с полостью диаметром 50 см.

Указанные двухсекционные реакторы предоставили существенные новые возможности для облучений больших узлов техники, сборок реакторных топливных элементов, для исследований реакторно-лазерных устройств и т. п.

Список литературы

- 1. Avery R. Theory of coupled reactors // Proceedings of the Second United Nations International Conf. on the peaceful uses of atomic energy, held in Geneva 1–13 Sept. 1958, vol. 12, p. 182–191.
- 2. Avery R., Branyan C. E., Brunson G. S. et al. Coupled fast-thermal power breeder critical experiment // Ibid, p. 151–165.
- 3. Hummel H. H., Cohn C. E., Fischer G. J. et al. Experimental and theoretical studies of the coupled fast-thermal system ZPR-V // Ibid, p. 166–181.
- 4. Колесов В. Ф., Петров Ю. В., Штарев С. К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов // Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 6, с. 392–396.
- 5. Колесов В. Ф., Штарев С. К. О расчетах переходных процессов в системах связанных импульсных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 2, с. 27–47.
- 6. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. Т. 2.
- 7. Лукин А. В. О параметрах импульсов делений в связанных реакторах // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 3–13.
- 8. Лукин А. В. Особенности динамики связанной системы из импульсного реактора и подкритической сборки // Там же, 1991, вып. 2, с. 47–50.
- 9. Хоружий В. Х., Колесов В. Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых

- импульсных ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 12–21.
- 10. Хоружий В. Х. К расчету пространственно-временной кинетики ИЯР и бустера // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 3–7.
- 11. Кочкин В. И., Шабалин Е. П. Эффективная одноточечная модель кинетики размножающей среды с реальными геометрическими и физическими свойствами. Препринт № 11-5407. Дубна: ОИЯИ, 1970.
- 12. Пупко С. В. Модель пространственной кинетики реактора. Препринт № 2054. Обнинск: ФЭИ, 1989.
- 13. Гулевич А. В., Дьяченко П. П., Зродников А. В., Кухарчук О. Ф. Связанные реакторные системы импульсного действия. М.: Энергоатомиздат, 2003.
- 14. Гулевич А. В., Кухарчук О. Ф., Полевой В. Б., Пупко С. В. Применение интегральной модели нейтронной кинетики к расчету многозонных размножающих систем. Препринт № 2129. Обнинск: ФЭИ, 1990.
- 15. Кувшинов М. И., Чередник П. Ф., Игнатов И. И. и др. Экспериментальные исследования связанных систем, содержащих импульсный реактор БИР и подкритическую сборку // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 3–15.
- 16. Magda E. P. Experimental investigation into the kinetics of two coupled pulse reactor // Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Proc. of the International Topical Meeting on physics, safety, and applications of pulse reactors held at Washington, D.C., November 13–17, 1994, p. 316–329.
- 17. Thayer G.R., Miley G.H., Jones B.G. An experimental study of two coupled reactors // Nucl. Technology, 1975, vol. 25, 1, p. 56–67.
- 18. Зродников А. В. Перспективы применения лазеров с ядерной накачкой в науке, технике и технологии // Материалы международной конференции «Физика ядерновозбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск, 1992, т. 1, с. 122–143.

- 19. Членов А. М., Улимов В. М., Маркитан Д. И. и др. Исследовательские реакторы ВНИИП. Исследование радиационной стойкости изделий отечественной электроники и электротехники // Междун. конф. «Исследовательские реакторы: наука и высокие технологии». Димитровград, 2002, т. 3, ч. 2, с. 14–31.
- 20. Снопков А. А., Черашев В. И., Литвин В. И. и др. Протяженный нейтронный источник на базе двухсекционного импульсного реактора БАРС-5 // Там же, с. 144–156.
- 21. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.
- 22. Дьяченко П. П., Еловский О. А., Прохоров Ю. А. и др. Реакторно-лазерный комплекс «Стенд Б» // Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 5, с. 337-342.

23. Rubio R. A., Cooper P. J., Schulze J. F. et al. FREC-II: an upgrade to SNL Annular Core Research Reactor // Trans. Amer. Nucl. Soc., 1989, vol. 59 (Suppl. 1), p. 55–56.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 10.06.16.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 40–52.

ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ КОНЦЕПЦИИ КАСКАДНЫХ РЕАКТОРОВ

В. Ф. Колесов, Н. В. Завьялов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Прослежена история развития концепции каскадных реакторов и разработки на ее основе проектов импульсных реакторных устройств с предельно короткой длительностью импульсов и бланкетов электроядерных установок с многократно сниженными требованиями к мощности ускорителя протонов. Показано, что значительный вклад в развитие концепции каскадных реакторов внесен сотрудниками ИЯРФ ВНИИЭФ.

Ключевые слова: каскадные реакторы, импульсные реакторные устройства, длительность импульса, электроядерные установки, бланкеты, ускоритель протонов.

EVOLUTION HISTORY OF CASCADE REACTORS CONCEPT // **V. F. KOLESOV, N. V. ZAVYALOV** // The history of cascade reactor concept evolution and the development on its base of pulsed reactor devices with ultimately short pulse duration and blankets of electronuclear facilities with multiply decreased requirements to proton accelerator power is traced back. It is demonstrated that considerable contribution to the development of cascade reactor concept is made by the specialists of INRP VNIIEF.

Key words: cascade reactor, pulsed reactor devise, pulse duration, electronuclear facility, blanket, proton accelwrator.

Реактор можно называть связанным, если его активная зона (АЗ) состоит из двух частей, отличающихся составом, формой, геометрическими размерами или разделенных пространственно, а некоторая доля делений, хотя бы в одной части АЗ, вызывается нейтронами от делений в другой части. Устройства указанного типа иначе называют двухсекционными реакторами. Двухсекционные реакторы с односторонней или преимущественно односторонней нейтронной связью секций называют каскадными. Это тот случай, когда нейтроны одной секции влияют на цепную реакцию в другой секции, а нейтроны другой секции на цепную реакцию в первой не влияют.

Первое упоминание о реакторных системах каскадного типа содержится в работе 1957 г. [1]. Односторонность нейтронной связи секций в ней создавалась экраном из погло-

тителя нейтронов. Предполагалось, что этот принцип может быть использован в целях достижения более высокого выгорания топлива и получения высоких потоков тепловых нейтронов. Идея каскадных реакторов возродилась в ИЯРФ ВНИИЭФ в конце 1970-х гг. в связи с поиском конструкций реакторов с возможно более короткими импульсами n-, γ -излучений.

В разработку концепции каскадных реакторных систем значительный, во многом основополагающий вклад внесен сотрудниками ИЯРФ ВНИИЭФ. Участие ИЯРФ ВНИИЭФ в этих работах выразилось в следующем:

1. В выдвижении и теоретическом обосновании каскадных импульсных реакторов и бустеров, в частности, таких вариантов этих устройств, материалом одной из секций которых является нептуний-237 — порогово деля-

щееся вещество [2]. Как оказалось, использование в реакторе принципа каскадности открывает возможность десятикратного и более снижения длительности импульса. Это свойство каскадных реакторов очень важно, поскольку генерирование мощных импульсов n-, γ -излучений с требуемой для ряда опытов малой длительностью обычно сопряжено с огромными трудностями.

На основании указанной работы в ИЯРФ ВНИИЭФ был разработан проект бустерареактора «Каскад» (БР-К), способного выдавать импульсы делений длительностью от 1 до 300 мкс при флюенсах нейтронов соответственно от $1 \cdot 10^{14}$ до $2.2 \cdot 10^{15}$ см⁻² в больших объемах [3]. Позднее направление каскадных бустеров получило новый импульс в Сандийских национальных лабораториях США. В докладе [4] представлен проект каскадного бустера, разработанного под влиянием российской публикации [5]. По мнению авторов проекта, этот бустер полностью удовлетворит требования к импульсному источнику ядерных излучений будущего поколения, ориентированному на проведение испытаний по радиационной стойкости.

2. В распространении принципа каскадности на бланкеты электроядерных установок (ЭЛЯУ), т. е. на подкритические реакторы, действующие в комплексе с мощными ускорителями протонов. Одно из главных препятствий на пути реализации ЭЛЯУ - слишком высокие требованиях к мощности ускорителя. В работе ИЯРФ [6] было показано, что смягчение остроты указанных требований может быть достигнуто при использовании в бланкете указанного принципа каскадности. На основе расчетов получено, что использование в ЭЛЯУ бланкета каскадного типа предоставит возможность десятикратного и более снижения мощности ускорителя протонов, т. е. достижение такого же эффекта, как в случае уменьшения длительности импульса в каскадных бустерах.

Первые тщательные расчеты ЭЛЯУ с каскадным бланкетом были выполнены в ИЯРФ по контракту с американской корпорацией «Грумман» [7]. За ними последовали другие расчетно-теоретические исследования и концептуальные проектные проработки [8].

В 2003–2004 гг. в ИЯРФ была выполнена серия развернутых экспериментов на лабораторных моделях уран-нептуниевых каскадных бланкетов [9].

Каскадные импульсные реакторы

Проведение в ИЯРФ ВНИИЭФ теоретических работ по связанным реакторам поддерживалось не только стремлением к расширению полостей для облучения образцов, но и еще одним не менее важным стимулом — надеждой уменьшения длительности импульсов излучений с помощью привлечения фактора двухсекционности реактора. Важность этого стимула следует из того, что генерирование мощных импульсов n-, γ -излучений с требуемой для ряда опытов малой длительностью сопряжено с очень серьезными трудностями.

Как оказалось, возможности уменьшения, и притом значительного, длительности импульса в двухсекционных реакторах существуют. С помощью расчетов в 1979 г. было показано, что эти возможности связаны с использованием каскадных систем [2, 10]. Указанные работы, как уже говорилось, возродили идею каскадных реакторов, впервые высказанную в 1957 г. [1], но в течение 20 лет пребывавшую в полном забвении.

В указанных работах предложен и способ реализации односторонней нейтронной связи за счет использования в одной из секций порогово делящегося вещества, лучше всего ²³⁷Np. В импульсных реакторах с коротким импульсом присутствие сильных замедлителей противопоказано. Вентили из статьи [1] в виде комбинации сильного замедлителя и поглотителя нейтронов были бы в этом случае неэффективными.

Таким образом, был предложен каскадный апериодический импульсный реактор (АИР) или бустер, делящимся материалом одной из секций которого является ²³⁷Np, а другой секции — уран высокого обогащения. Секции в

этом АИР разделяет стенка из вещества с большой атомной массой, например, слой вольфрама или молибдена. В предложенной композиции можно достигать глубоких перепадов в коэффициентах нейтронной связи двух АЗ и при этом исключать фазу замедления нейтронов до промежуточных и тепловых энергий.

Показателем эффективности принципа каскадности применительно к импульсным реакторам и бустерам является отношение ξ длительности импульса в обычной (односекционной) (T_0) и каскадной (T) реакторной системе при условии одинакового энерговыделения за импульс в каждой из них, в случае бустеров – также и равного числа нейтронов в инициирующем нейтронном импульсе:

$$\xi = T_0 / T. \tag{1}$$

На основании результата работ [2, 10] в ИЯРФ ВНИИЭФ в начале 1980-х гг. был разработан проект бустера-реактора «Каскад» (БР-К) с внутренней активной зоной из сплава 237 Np с галлием и внешней активной зоной из уран-молибденового сплава [3]. Предполагалось, что БР-К будет действовать в комплексе с сильноточным ускорителем электронов ЛИУ-30, который должен был поставлять в секцию из 237 Np ~ $1 \cdot 10^{15}$ первичных нейтронов.

БР-К является реакторной установкой с двумя цилиндрическими АЗ, способной генерировать при совместной работе с сильноточным ускорителем электронов мощные импульсы делений с максимальным выходом энергии 120 МДж, длительностью 1-300 мкс соответственно флюенсом нейтронов $1 \cdot 10^{14} - 2.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ больших В объемах (рис. 1). В этой установке АЗ из сплава ²³⁷ Np с галлием (АЗ1) расположена в полости внешней АЗ, выполненной из сплава урана с молибденом (АЗ2). АЗ1 и АЗ2 разделены слоем вольфрама.

Эффективная толщина вольфрамового слоя в БР-К равна 13–14 см, что обеспечивает примерно 10-кратное обусловленное спектральными эффектами уменьшение коэффициента k_{12} нейтронной связи секций. Для проводки тормозного излучения от ускорителя

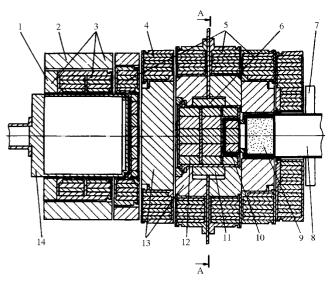


Рис. 1. Вид БР-К в осевом разрезе [3]: 1 – отражатель нейтронов; 2 – регулирующий блок A32; 3 – подвижный блок A32; 4 – аварийный блок; 5 – неподвижные блоки A32; 6 – регулирующий блок A31; 7 – стоп-блок и импульсный блок; 8 – канал для проводки тормозного излучения; 9 – замедлитель нейтронов типа ⁶LiH; 10 – подвижный блок A31; 11 – импульсный блок A31; 12 – неподвижный блок A31; 13 – массив вольфрама; 14 – контейнер для облучаемых образцов

к АЗ1 во внешних слоях реактора создан цилиндрический канал, в области вольфрамового слоя заполненный замедлителем нейтронов типа 6 LiH (или бериллия), хорошо пропускающим тормозное излучение. Предполагалось, что при номинальном токе и энергии электронов от ускорителя в материале АЗ1 в результате фотоядерных реакций будет возникать $\sim 1 \cdot 10^{15}$ первичных нейтронов.

БР-К имеет цилиндрическую полость для облучения образцов диаметром и глубиной \sim 35 см, в которой могут быть реализованы флюенсы нейтронов до $2,2\cdot10^{15}$ см². Направленность оси симметрии БР-К — горизонтальная.

Расчеты БР-К выполнены на основе программ Монте-Карло, сферических гармоник и дискретных ординат в многогрупповом приближении. Переходные процессы в БР-К определялись на основе численного решения уравнений кинетики связанных реакторов [11]. При этом предполагалось, что допустимое повышение температуры в АЗ1 и

А32 ограничено соответственно 500 и 680 °C. Номинальные импульсы делений в БР-К, будь он реализован, имели бы в сравнении с импульсами в односекционном устройстве в 7–10 раз меньшую длительность.

Проект был разработан в 1980-1981 гг. Тогда же было развернуто строительство БР-К, но не завершилось из-за осложнений, связанных с изготовлением большого числа деталей из нептуния, и возраставших сомнений относительно реальности получения с помощью ЛИУ-30 требуемого импульса первичных нейтронов. Действительно, как было установлено позднее, число нейтронов за импульс, генерируемых электронами ЛИУ-30, равно примерно 10^{14} [12]. К настоящему времени реализован лишь сниженный вариант проекта – реактор БР-К1 без внутренней активной зоны из нептуния. Это обычный, т. е. односекционный импульсный реактор с активной зоной и полостью больших размеров [13].

В 1990-х гг. направление проектирования каскадных бустеров получило новый импульс в Сандийских национальных лабораториях США. В докладе [4] их сотрудников было дано описание концептуального проекта каскадного бустера, разработанного под влиянием российской публикации [5] и являвшегося своеобразным продолжением работ американской программы EDNA.

В докладе констатируется, что желательными параметрами импульсного реакторного устройства, ориентированного на исследования радиационной стойкости различных узлов, должны быть цилиндрическая полость диаметром ~60 см, длиной ~150 см, флюенс нейтронов в полости 8.10^{14} см⁻² и ширина импульса на половине высоты 10-20 мкс. Сказано также, что ввиду жестких требований по ширине импульса эта установка должна быть бустером. Аргументами в пользу бустера являются также гарантированная в этом случае подкритичность установки и необязательность наличия отрицательного температурного коэффициента реактивности. Благодаря последнему фактору становится допустимой изначальная фрагментация топливного массива активных зон, тем самым

снижая механические напряжения, связанные с тепловым ударом.

Предполагалось, что это устройство будет действовать в комплексе с ускорителем электронов, генерирующим в активной зоне бустера $5\cdot 10^{15}$ первичных нейтронов в импульсе длительностью 0,1 мкс и представляющим собой усовершенствованную версию ускорителя HERMES III.

В итоге был разработан концептуальный проект каскадного бустера, состоящего из двух активных зон и разделяющего их полусферического слоя вольфрама толщиной 10 см (рис. 2). Предполагалось, что первая активная зона изготовлена из NpO2 в форме сферы с внешним диаметром 35 см. Она подкритична с $k_{\rm 3d} = 0.989$. Вторая активная зона изготовлена из UO₂ в форме цилиндра с полостью диаметром 61 см, высотой 152 см. Она надкритична (с учетом запаздывающих нейтронов) с $k_{\rm ads} = 1,003$. Повышение средней температуры первой активной зоны за импульс равно 360 °C, второй – 379 °C. Ширина импульса делений в первой активной зоне ~2 мкс, во второй ~20 мкс. В докладе сказано, что этот бустер удовлетворит сформулированным требованиям к импульсному источнику ядерного излучения будущего поколения.

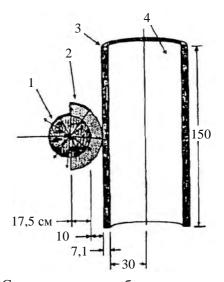


Рис. 2. Схематическое изображение двухсекционного бустера Сандийских национальных лабораторий (США) [4]: 1, 3 — активные зоны из диоксида нептуния и урана 93 %-ного обогащения соответственно; 2 — промежуточный слой из вольфрама;

4 – экспериментальная полость

Каскадные бланкеты электроядерных установок

Реализованные на практике полномасштабные ЭЛЯУ до сих пор отсутствуют. Одно из основных препятствий на пути их реализации заключается в слишком высоких требованиях к мощности ускорителя и ускорительной мишени. Смягчение остроты указанных требований, как сказано выше, может быть достигнуто на основе использования принципа каскадных реакторов. Это распространение принципа каскадности на стационарные системы типа ЭЛЯУ было проведено в работах [6, 7]. Было получено на основе расчетов, что использование в ЭЛЯУ бланкета каскадного типа предоставляет возможность десятикратного снижения мощности ускорителя протонов, т. е. такого же, как уменьшение длительности импульса в каскадных бустерах.

В качестве показателя эффективности принципа каскадности применительно к бланкетам ЭЛЯУ принят коэффициент каскадного усиления A, равный отношению чисел делений в каскадном (P) и обычном (P_0) бланкетах, нормированных на один нейтрон источника со спектром нейтронов деления 252 Cf, при условии равенства $k_{9\phi}$ того и другого бланкета,

$$A = P/P_0. (2)$$

Среди других данных в работах [6, 7] приведены найденные из аналитических решений соотношения между параметрами бланкета. Получено, что для симметричного по $k_{9\varphi1}$ и $k_{9\varphi2}$ каскадного бланкета подкритичность всего бланкета $\Delta k_{9\varphi}$ ($\Delta k_{9\varphi} = 1 - k_{9\varphi}$) равна

$$\Delta k_{3\phi} = \Delta k_{3\phi 1} - \sqrt{k_{12}k_{21}} , \qquad (3)$$

коэффициент каскадного усиления А равен

$$A = 1 + \frac{k_{21} - \sqrt{k_{12}k_{21}}}{\Delta k_{20} + 2\sqrt{k_{12}k_{21}}},$$
 (4)

доля энерговыделения в 1-м каскаде α составляет

$$\alpha = \frac{\Delta k_{9\phi} + \sqrt{k_{12}k_{21}}}{\Delta k_{9\phi} + k_{21} + \sqrt{k_{12}k_{21}}}$$
 (5)

(здесь k_{12} , k_{21} — коэффициенты нейтронной связи секций).

В бланкете с абсолютно односторонней связью секций коэффициент $k_{12} = 0$. В этом случае

$$\Delta k_{3\phi} = \Delta k_{3\phi 1}; \quad A = 1 + \frac{k_{21}}{\Delta k_{3\phi}};$$

$$\alpha = \frac{\Delta k_{3\phi}}{\Delta k_{3\phi} + k_{21}} = \frac{1}{A}.$$
(6)

Если не ставить условия равенства $k_{9\varphi1}$ и $k_{9\varphi2}$ и рассматривать в качестве источника нейтронов числа первичных делений S_1 , S_2 в секциях 1 и 2, то можно получить более общие в сравнении с (3)–(5) формулы:

$$P_{1} = \frac{k_{12}S_{2} + (1 - k_{3\phi2})S_{1}}{(1 - k_{3\phi1})(1 - k_{3\phi2}) - k_{12}k_{21}};$$

$$P_{2} = \frac{k_{21}S_{1} + (1 - k_{3\phi1})S_{2}}{(1 - k_{3\phi1})(1 - k_{3\phi2}) - k_{12}k_{21}};$$

$$K_{3\phi} = \frac{k_{3\phi1} + k_{3\phi2}}{2} + \sqrt{\left(\frac{k_{3\phi1} - k_{3\phi2}}{2}\right)^{2} + k_{12}k_{21}}.$$

$$(7)$$

С помощью аналитических соотношений (3)–(7) легко прослеживаются качественные зависимости параметров каскадных систем. Аналитические соотношения, однако, применимы не во всех случаях. Их результаты, например, слишком грубы для систем с большими размерами. Более точные и более близкие к конкретным условиям данные следуют из численных расчетов по программам Монте-Карло. Даже применительно к аналитическим соотношениям коэффициенты связи k_{21} , k_{12} , вообще говоря, приходится определять с помощью численных расчетов. Во ВНИИЭФ такие расчеты проводятся преимущественно по программам С-95, С-007 - программам решения методом Монте-Карло уравнений переноса нейтронов и у-квантов.

Первые тщательные расчеты параметров ЭЛЯУ с каскадным бланкетом [7] относились к бланкету с расплавленной фторидной солью плутония и ториевой мишенью (рис. 3) [14]. Предполагалось, что пучок протонов с энергией 0,8 ГэВ падает сверху на мишень в осевом

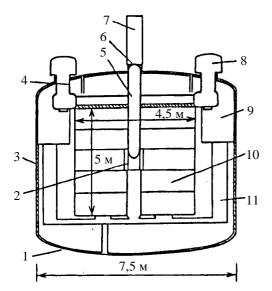


Рис. 3. Бланкет на расплавленной соли плутония и ториевая мишень в проекте ATW [14]: 1 – дренаж; 2 – мишень из металлического тория; 3 – корпус из хастелоя; 4 – устройство для откачки ксенона, криптона, трития; 5 – труба для проводки пучка протонов, заполненная гелием; 6 – инконелевое окно; 7 – пучок протонов; 8 – насосы; 9 – теплообменник; 10 – расплавленная соль с плутонием в графитовой решетке; 11 – каналы возвращения теплоносителя

направлении. Форма пучка протонов – тонкий шнур вдоль оси мишени.

Концепция каскадного реактора в этих расчетах нашла выражение в виде комбинации проектного бланкета (секция 2) и размножающей мишени из металлического 237 Np (секция 1). Проводились тщательные расчеты электроядерной установки как с ториевой, так и с нептуниевой мишенью. В качестве показателя эффективности бланкета принималось число делений в плутонии на 1 протон ускорителя. Основная цель расчетов заключалась в определении отношения чисел делений плутония, производимых в системе с нептуниевой мишенью и в системе с ториевой мишенью, при нормировке на 1 протон ускорителя и при равенстве полных подкритичностей той и другой системы.

Полученные расчетные данные подтвердили предсказываемые на основе аналитических соотношений свойства рассматриваемой ЭЛЯУ [7]. Полный перепад в коэффициентах нейтронной связи секций получен равным 2000: 10-кратный — за счет геометрического фактора, 200-кратный — за счет пороговости 237 Np. Из этих расчетов следовало, в частности, что при полной подкритичности ЭЛЯУ 5 % ($k_{3\varphi}$ = 0,95) переход к нептуниевой мишени, т.е. к варианту ректора каскадного типа, позволяет в 10 раз снизить мощность ускорителя протонов, а при полной подкритичности 1 % ($k_{3\varphi}$ = 0,99) — в 26 раз. Существенно, что эти данные получены непосредственно для электроядерного устройства в проекте ATW [14], с реалистичными параметрами бланкета, пучка протонов и мишени.

Другие варианты каскадных бланкетов

В последующие годы появился целый ряд концептуальных проектов ЭЛЯУ с каскадными бланкетами, основанными как на нептунии, так и на разделительной стенке. Наиболее заметной из этих ЭЛЯУ, получившей резонанс и широко обсуждаемой в качестве объекта разнообразных и глобальных применений, был каскадный подкритический жидкосолевой реактор (КПЖСР), разработанный в «Курчатовском институте» (г. Москва) [15].

КПЖСР представляет собой комбинацию быстрой и тепловой АЗ, разделенных стенкой из поглотителя (рис. 4). Пучок ускоренных заряженных частиц поступает во внутреннюю активную зону с жестким спектром нейтронов. Очень обнадеживающей и до поры казавшейся оригинальной основой идеи КПЖСР было предположение об эквивалентности (в аспекте свойств каскадности) двух близких систем: системы со стенкой из поглотителя тепловых нейтронов и аналогичной системы без стенки с растворенным в объеме быстрой АЗ ее материалом.

Последующие расчеты, однако, не подтвердили этого предположения [16]. Было показано, что распределенный в объеме 1-й секции поглотитель нейтронов не подавляет коэффициент связи k_{12} , а относительно небольшое отличие коэффициентов k_{12} , k_{21} и незначительное проявление каскадности в бланкете создаются исключительно за счет геометрического фактора.

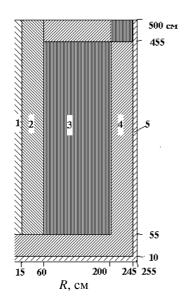


Рис. 4. Расчетная модель КПЖСР: 1-1-я секция на быстрых нейтронах; 2, 3-2-я секция на тепловых нейтронах; 4- графитовый отражатель; 5- корпус [15]

В планах, связанных с бланкетом на расплавленных фторидах, были заложены предположения о намного более интенсивных проявлениях эффекта каскадности. Ввиду этого потребовались видоизменения конфигурации бланкета. Рассматривались возможности повышения эффекта каскадности за счет:

- пороговости делящегося вещества и усиления роли геометрического фактора в результате замены в зоне 1 исходного топлива расплавленным металлическим ²³⁷Np;
- дальнейшего усиления роли геометрического фактора в результате профилирования осевого распределения нептуния в зоне 1.

Расчеты, выполненные в рамках проекта МНТЦ № 1486, ведомом в основном «Курчатовским институтом» и ВНИИЭФ, показали, что коэффициент А в КПЖСР с нептунием может достигать высоких значений. Было очевидно, однако, что бланкету этого типа свойствен очень важный недостаток - чрезмерно высокая удельная мощность 1-го каскада, обусловленная слишком малым его объемом. В этой связи были предприняты попытки увеличения объема 1-го каскада с помощью расплавленного замены металлического нептуния взвесью нептуния в расплавленном свинце или висмуте. Расчеты показали очень хорошие результаты, но вопрос о практической реализуемости указанных взвесей остается открытым.

В статье [17] приведены результаты расчета существенно модернизированного реактора КПЖСР. В этих расчетах были учтены технологические и конструкционные ограничения, характерные для техники энергетических реакторов. В качестве драйвера в этом варианте КПЖСР принят протонный ускоритель с энергией частиц 1 ГэВ и током протонного пучка 10 мА. Материалом мишени является свинцово-висмутовая эвтектика. Каскадный бланкет реактора сформирован в виде двух секций: внутренней секции из трех идентичных модулей и внешней секции, являющейся зоной трансмутации младших (рис. 5).

В целях смягчения теплофизических ограничений внутренняя зона разбита на три идентичных модуля. Внутри каждого модуля расположены конечный участок трубы проводки протонов и два концентрических слоя твэлов, охлаждаемых свинцово-висмутовой эвтектикой. Решетка твэлов из плутония и ²³⁷Np размножает первичные нейтроны, рождающиеся в эвтектике под воздействием протонов, и передает их в зону трансмутации, где происходит их дальнейшее размножение и осуществляется сжигание актинидов.

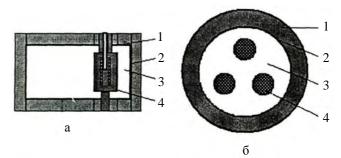


Рис. 5. Общая компоновка варианта КПЖСР [17]. Вертикальное (а) и горизонтальное (б) сечения бланкета: 1 – графитовый отражатель; 2 – кожух; 3 – зона трансмутации; 4 – модуль внутренней секции

По замыслу авторов конструкции, обратный поток нейтронов промежуточной энергии, дополнительно замедляясь во внешнем слое эвтектики модулей, интенсивно захватываясь без делений в слое твэлов из ²³⁷Np, не

будет достигать плутониевых твэлов. В итоге это будет способствовать подавлению коэффициента нейтронной связи k_{12} .

В результате расчетов было получено, что достигаемое в рассматриваемом реакторе значение коэффициента каскадного усиления A равно ~3. При значении $k_{\rm эф}$ 0,95 тепловая мощность реактора составит 800 МВт. В общем балансе энерговыделения на модули внутренней зоны приходится 20 %, на внешнюю зону — 80 %. Объемная удельная мощность в модулях составляет 0,49 МВт·л⁻¹, во внешней зоне — 36 кВт·л⁻¹.

Топливная композиция в зоне трансмутации составлена из отработавшего топлива ВВЭР обогащением 4,4 % и глубиной выгорания 40 ГВт-сут-кг $^{-1}$ при 30-летней выдержке после облучения. В качестве носителя топлива выбрана соль NaF(50 %) — ZrF₄(50 %). Для этой соли при рабочей температуре 650 °С молярная растворимость $PuF_4 + PuF_3$ составляет 5–5,5 %, а $(Am + Cm + Np)F_x$ равна 1,5–2 %. Производительность этого варианта КПЖСР по сжиганию Np, Am, Cm составляет ~70 кг·год $^{-1}$.

Полученное в рассматриваемом реакторе значение коэффициента A, равное \sim 3, значительно ниже теоретических значений. Основная причина этого — необходимость учета в реалистичных конструкциях тех теплофизических ограничений, которые приняты в технологиях энергетических реакторов.

К настоящему времени выполнено большое число других работ по каскадным реакторам. Серьезное внимание к этой теме проявлено в России (ВНИИЭФ, ФЭИ, ИТЭФ, «Курчатовский институт», ВНИИТФ, ОИЯИ), США, Белоруссии, Индии, Китае, Армении (Ереванском университете).

Помимо рассмотренных выше, опубликован ряд других предложений и концептуальных проектов ЭЛЯУ с бланкетами каскадного типа. К их числу относятся:

• бланкет в составе малогабаритного водоводяного транспортного реактора АБВ типа ВВР мощностью 50 МВт (т), подкритической сборки из двуокиси нептуния-237 (ВНИИЭФ, г. Саров и ОКБМ, г. Нижний Новгород) [8];

- бланкет в составе быстрого реактора с тепловыделяющими сборками БН-350 и теплового реактора типа ВВЭР-1000, CANDU или расплавленно-солевого графитового реактора типа MSBR-1000. Теплосъем в быстрой зоне осуществляется с помощью свинцововисмутовой эвтектики [18];
- бланкет в составе быстрого и теплового реакторов с единой системой газового охлаждения. Активная зона быстрого реактора состоит из стержневых твэлов опытно-промышленной установки БГР-300. Реактор на тепловых нейтронах типа HTGR конструктивно является внешним по отношению к реактору на быстрых нейтронах. Одна зона от другой отделена кадмиевым экраном-вентилем. Пучок протонов от ускорителя бомбардирует мишень из тяжелого инертного металла, расположенную вдоль оси быстронейтронной зоны [19];
- цилиндрический бланкет со свинцововисмутовой мишенью, бомбардируемой протонами с энергией 1 ГэВ, буферной зоной, активной зоной на быстрых нейтронах, экранирующим слоем из В₄С, СО₂ пространством и активной зоной на тепловых нейтронах (Шанхайский университет, Китай) [20]. Диаметр и высота мишени равны 40 и 78 см соответственно. Предполагалось, что в среднем каждый протон генерирует в мишени 30 нейтронов. Назначение экрана из В₄С и СО₂-пространства, разделяющих две активные зоны, осуществление односторонней нейтронной связи секций за счет поглощения тепловых нейтронов в В₄С и геометрического фактора;
- тщательно анализируемая с помощью аналитических решений в диффузионном и транспортном приближениях теории переноса нейтронов схема подкритического ториевого бланкета с повышенным умножением нейтронов источника и, следовательно, сниженными требованиями в отношении тока протонов от ускорителя (Центр ядерных исследований, г. Тромбей, Индия) [21]. Авторы этой статьи с удивлением констатируют (они не знали, что это явление давно известно), что требования к току протонов существенно снижаются, если подкритический бланкет компонуется из двух односторонне связанных

активных зон. В статье показано, что в такой системе можно получать в четыре-пять раз более высокое умножение нейтронов источника, в сравнении с однозонным бланкетом типа используемого в «Усилителе энергии» К. Руббиа, и иметь тепловую мощность бланкета на уровне 750 МВт при токе протонов с энергией 1 ГэВ на уровне 1 мА, т. е. при мощности ускорителя порядка 1 МВт;

- бланкет ЭЛЯУ, в котором внутренняя АЗ на быстрых нейтронах, выполненная из металлического нептуния-237, является одновременно мишенью реакций расщепления (ВНИИТФ, г. Снежинск) [22]. В указанной публикации приведена информация о предварительной проработке конструкции, оценке эффективности предложенной концепции «активной» мишени и результатах нейтроннофизических и теплогидравлических ее расчетов;
- бланкет в составе быстрого реактора с активной зоной из двуокиси нептуния и оружейного плутония, теплового реактора типа ВВЭР-1000 и легководного отражателя нейтронов. Активные зоны бланкета разделены экраном-вентилем из двуокиси обедненного урана. В качестве материала мишени и теплоносителя в быстрой АЗ и вентиле используется свинцово-висмутовая эвтектика. Теплоотвод в активной зоне на тепловых нейтронах осуществляется с помощью легкой воды [23];
- бланкет, разработанный ФЕТИ (г. Москва) и в свое время предлагавшийся в качестве основной идеи создания будущих ЭЛЯУ [24]. Как и в большинстве других каскадных систем, внутренняя секция бланкета ИТЭФ представляет собой активную зону с быстрым спектром нейтронов, внешняя секция – активную зону на тепловых нейтронах. В быстрой секции в качестве теплоносителя используется свинцово-висмутовая эвтектика с естественной циркуляцией. Секция на тепловых нейтронах являлась канальнокорпусной конструкцией с тяжелой водой в качестве теплоносителя и замедлителя. Обе секции загружаются топливом в виде смеси двуокиси плутония и тория. Водный раствор технеция-99 используется в качестве компенсатора реактивности.

В заключение настоящего раздела отметим, что специфическими проблемами каскадных бланкетов являются слишком высокая удельная мощность в ведущей секции и опасные последствия аварийного разрушения вентильной стенки между секциями, если таковая имеется. Опасность, связанная с разрушением стенки, заключается в возможном при этом перемешивании материалов двух секций, ослаблении отрицательного действия поглотителя нейтронов на цепную реакцию и в результирующем увеличении $k_{\rm sh}$ бланкета выше допустимого уровня. В бланкетах на основе использования нептуния проблема второго типа отсутствует. Но первого типа проблема свойственна всем каскадным бланкетам.

Отметим также, что в качестве альтернативы системам, управляемым протонными пучками, иногда рассматривают электроядерные установки с ускорителем электронов. Интерес к системам этого типа определяется относительно простой конструкцией электронных ускорителей и надежностью их работы. Главный недостаток таких систем — относительно малый выход нейтронов на один электрон ускорителя.

Список литературы

- 1. Borst L. B. The convergatron, a neutron amplifier // Phys. Rev., 1957, v. 107, N_{\odot} 3, p. 905–906.
- 2. А. с. 786619, МПК G21C1/28. Двухкаскадный умножитель нейтронов / В. Ф. Колесов, А. А. Малинкин // Открытия. Изобретения. 1991, № 30, с. 240.
- 3. Павловский А. И., Малинкин А. А., Колесов В. Ф. и др. Двухсекционный бустерреактор «Каскад» (БР-К) // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 3, с. 3–11.
- 4. Griffin P. J., Miller J. D., Harms G. A. et al. Design trade-off study for a large volume short pulse neutron assembly // Physics, Safety, and Applications of Pulse Reactors. Proc. of the International Topical Meeting on physics, safety, and applications of pulse reactors held at Washington, D.C., November 13–17, 1994, p. 292–299.

- 5. Kolesov V. F., Malinkin A. A. Two-section pulsed reactor with asymmetrical neutron coupling between sections. Proceedings on International Workshop on Pulsed Advanced Neutron Sources. Dubna, 25–27 June 1991 // Pulsed nuclear reactors: new capabilities for scientific research. Препринт № ДЗ-92-76. Дубна: ОИЯИ, 1992.
- 6. Колесов В. Ф., Гужовский Б. Я. Повышение эффективности электроядерного трансмутационного устройства за счет многосекционной структуры бланкета // Атомная энергия, 1994, т. 76, вып. 1, с. 71–77.
- 7. Kolesov V. F., Shtarev S. K., Khoruzhii V. Kh. et al. Transmutation efficiency calculation in the blanket on melted salts with central neptunium target // AIP Conference Proceedings 346. International Conference on accelerator-driven transmutation technologies and applications. Las Vegas, NV, 1994. Woodbury, New York. 1995, p. 569–574.
- 8. Воинов А. М., Воинов М. А., Воронцов С. В. и др. Расчетно-теоретическая и конструкторская проработка физического макета двухкаскадного бланкета для электроядерного реактора // Второй научный семинар памяти В. П. Саранцева. Дубна: Д9-98-153, 1998, с. 69–76.
- 9. Завьялов Н. В., Колесов В. Ф., Иванин И. А., Илькаев Р. И., Житник А. К., Кувшинов М. И., Нефедов Ю. Я., Пунин В. Т., Тельнов А. В., Хоружий В. Х. Эксперименты на моделях реакторов каскадного типа // Атомная энергия, 2006, т. 100, вып. 2, с. 107–116.
- 10. Колесов В. Ф., Малинкин А. А. Кинетика двухсекционного бустера-реактора с асимметричной нейтронной связью секций // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 4, с. 10–23.
- 11. Колесов В. Ф. История становления и практической реализации концепции связанных реакторов // ВАНТ. Физика ядерных реакций, 2016. Вып. 4.
- 12. Завьялов Н. В., Гордеев В. С., Савченко В. А. и др. Моделирующие облучательные комплексы и установки РФЯЦ-ВНИИЭФ // 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких

- плотностей энергии». Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. Вып. 1, с. 165–191.
- 13. Босамыкин В. С., Малинкин А. А., Колесов В. Ф. и др. Конструкция и физикотехнические характеристики бустера-реактора БР-К1 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 3–12.
- 14. Bowman C., Toevs J., Arthur E. et al. ABC Concept Presentations the Los Alamos Accelerator Based Conversion Concept for Plutonium Disposition (ABC). JASON Review, La Jolla, CA, January 18, 1994.
- 15. Алексеев П. Н., Игнатьев В. В., Коляскин О. Е. и др. Каскадный подкритический реактор повышенной безопасности // Атомная энергия, 1995, т. 79, вып. 5, с. 327–337.
- 16. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. Нейтронные характеристики моделей каскадного двухсекционного бланкета // Там же, 2000, т. 88, вып. 5, с. 330–337.
- 17. Дегтярев А. М., Калугин А. К., Коляскин О. Е., Мясников А. А., Пономарев Л. И., Карманов Ф. И., Серегин М. Б., Сидоркин С. Ф. Каскадный подкритический жидкосолевой реактор для сжигания трансплутониевых актиноидов // Там же, 2006, т. 101, вып. 2, с. 116–125.
- 18. Бзнуни С. А., Барашенков В. С., Жамкочян В. М. и др. Перспективные электроядерные установки // ЭЧАЯ. 2003, т. 34, вып. 4, с. 977–1032.
- 19. Жамкочян В. М., Жамкочян С. В. Газоохлаждаемый каскадный реактор в подкритическом режиме // Известия НАН Армении, Физика, 2006, т. 41, № 1, с. 69–78.
- 20. Jiang X., Huang H., Xie Z. S. Conceptual design of Accelerator Driven Fast/Thermal spectrum subcritical system // Trans. Amer. Nucl. Soc., 2006, vol. 94, № 1, p. 97-98.
- 21. Degweker S. B., Lawande S. V., Kapoor S. S. Accelerator driven sub-critical systems with enhanced neutron multiplication // Ann. Nucl. Energy, 1999, v. 26, p. 123-140.
- 22. Гребенкин К. Ф., Жеребцов А. Л., Кандиев Я. 3. и др. Концепция активной мишени электроядерного реактора. Препринт ВНИИТФ, 1998, № 81.
- 23. Шмелев А. Н., Апсэ В. А., Куликов Г. Г., Киселев Г. В. О возможности дожи-

гания отработанного топлива энергетических реакторов в электроядерных установках // Известия вузов. Ядерная энергетика, 1996, № 3, с. 61–68.

24. Кочуров Б. П., Шведов О. В., Конев В. Н. и др. Подкритический бланкет с быстрым и тепловым спектром и оружейным плутонием в качестве топлива // Усовершенствованные тяжеловодные реакторы. Сб. докладов. – ИТЭФ, 1998, с. 196–207.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ,

e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 10.06.2016.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 53–63.

ЕСТЕСТВЕННАЯ ТРАНСМУТАЦИЯ АКТИНОИДОВ РЕАКЦИЕЙ ДЕЛЕНИЯ В ЗАМКНУТОМ ТОРИЙ-УРАН-ПЛУТОНИЕВОМ ТОПЛИВНОМ ЦИКЛЕ

В. Е. Маршалкин, В. М. Повышев

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Показано, что в замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле при переработке одной тонны облученного топлива после каждой четырехлетней кампании радиоактивные отходы будут содержать \sim 54 кг продуктов деления, \sim 0,8 кг тория, \sim 0,10 кг изотопов урана, \sim 0,005 кг изотопов плутония, \sim 0,002 кг нептуния и «следовые» значения изотопов америция и кюрия, что качественно упрощает обращение с высокоактивными отходами ядерной энергетики.

Ключевые слова: реактор типа ВВЭР, теплоноситель D_2O и его разбавление H_2O , замкнутый торий-уран-плутониевый топливный цикл, равновесный изотопный состав, трансмутация актиноидов реакцией деления.

NATURAL TRANSMUTATION OF ACTINIDES BY THE FISSION REACTION IN THE CLOSED THORIUM-URANIUM-PLUTONIUM FUEL CYCLE / V. Ye. MARSHALKIN, V. M. POVYSHEV // It is shown that in the closed thorium-uranium-plutonium fuel cycle when processing one ton of irradiated fuel after each of four-year campaigns radioactive wastes will contain ~54 kg of fission products, ~0.8 kg thorium, ~0.10 kg if uranium isotopes, ~0.005 kg of plutonium isotopes, ~0.002 kg of neptunium and <trace> amounts of isotopes of americium and curium, that qualitatively simplifies the treatment of high-level wastes of nuclear power engineering.

Key words: PWR- or VVER-type reactor, D_2O coolant and its dilution with H_2O , thorium-uranium-plutonium fuel cycle, balanced isotopic composition, transmutation of actinides by fission reaction.

Введение

Изменение удельного содержания каждого изотопа, подвергающегося облучению нейтронами в реакторе, обусловливается тремя реакциями: делением ядра, радиационным захватом нейтрона ядром и реакцией (n, 2n) на ядре. В связи с превышением вероятности радиационного захвата нейтрона ядром над реакцией (n, 2n) на ядре изотопное преобразование на этих реакциях в реакторах идет в сторону утяжеления ядер. Реакция деления ядер является основной целевой реакцией, определяющей энерговыделение и размножение нейтронов. При этом только процесс деления ядер переводит актиноиды в продукты деления и

качественно трансмутирует тяжелые ядра, а два других процесса сопровождаются изотопным преобразованием актиноидов. Представляется очевидным, чем больше активных ядер (233 U, 235 U, 239 Pu, 241 Pu) в изотопной цепочке стартового изотопа (232 Th), тем выше вероятность его трансмутации в продукты деления. В соответствии с этим естественно ожидать, что использование 232 Th в качестве сырьевого изотопа, его перевод в последовательном радиационном захвате нейтронов в более тяжелые ядра 233 U, 235 U, 239 Pu, 241 Pu, делящиеся нейтронами всего спектра, и в промежуточные пороговые изотопы, делящиеся быстрыми нейтронами, будет сопровождаться наиболее глубоким его переводом в продукты деления в

замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле.

В статье [1] путем расчетно-теоретических исследований показана возможность самовоспроизводства изотопов урана $^{233}\mathrm{U} + ^{235}\mathrm{U}$ в торий-урановом ($^{232}\mathrm{Th} - ^{233}\mathrm{U}$) оксидном топливе в реакторах типа PWR (ВВЭР) с использованием тяжелой воды в качестве теплоносителя и ее разбавления легкой водой. Эта возможность в основном обеспечивается нейтронноядерными свойствами изотопов 233 U, 234 U, 235 U и 232 Тh, наличием уникальной способности воды, используемой в качестве теплоносителя и замедлителя, менять свой состав в процессе работы реактора. Использование D2O в начале кампании и ее разбавление легкой водой Н2О в процессе кампании смягчает энергетическое распределение нейтронов, значимо повышает реактивность выгорающего топлива, устраняет необходимость использования выгорающих поглотителей и обеспечивает эффективное использование нейтронов на деление последующих ядер и воспроизводство беспорогово делящихся изотопов. Обеспечение самовоспроизводства топлива в замкнутом торийуран-плутониевом топливном цикле позволяет выйти на равновесный [2] изотопный состав топлива, характеризующийся низким удельным содержанием изотопов тяжелых элементов, и, соответственно, их низким содержанием в радиоактивных отходах, получаемых при переработках облученного топлива.

1. Расчетная модель

Проведение нейтронно-физических расчетов в полном объеме для всего реактора является сложным. Задача качественно упрощается использованием ячеечного (бесконечная среда) приближения. Ниже все численные оценки выполнены для ячейки водо-водяного энергетического реактора ВВЭР. Как и в предыдущих статьях [1, 2], за основу была принята ячейка реактора PWR, предложенная МАГАТЭ, нейтронно-физические расчеты для которой выполнены в ведущих лабораториях мира, а результаты представлены в работе [3]. Работа проводилась в рамках программы по изучению возможности ториевого топливного цикла для сдерживания наработки энергетического плутония и уменьшения токсичности долгоживущих радиоактивных отходов ядерной энергетики.

Геометрия ячейки характеризуется следующими параметрами: внешний радиус топлива $R_{\rm T}=0,47\,$ см; внешний радиус оболочки топлива $R_{\rm of}=0,54\,$ см; внешний радиус воды $R_{\rm B}=0,85\,$ см. Топливо представляет смесь двуокиси тория и энергетического плутония. Средняя температура топлива $T_{\rm T}=1023\,$ K, а средняя температура воды $T_{\rm B}=583\,$ K. Удельная мощность в ячейке $P=211\,$ Вт/см. Принято приближение зеркального отражения нейтронов.

В статье [4] описывается методика расчетов и сравниваются результаты наших расчетов и других авторов [3] по широкому кругу функционалов. Сравнение показало, что значения, полученные нами, находятся в пределах разброса результатов других авторов. Естественно ожидать, что замена плутония на уран, а легкой воды на тяжелую воду не повлияет на точность расчетов.

Следует отметить, что в реальном реакторе с целью экономии нейтронов для повышения воспроизводства ²³³U, по-видимому, целесообразно использование ториевого бланкета для поглощения нейтронов утечки, что опускается из рассмотрения при дальнейших оценках.

2. Содержание ²³³U в ячейке с ²³³U-²³²Th оксидным топливом в критическом состоянии в зависимости от водотопливного отношения и состава воды

В табл. 1 приведено удельное содержание 233 U в кг на тонну тяжелого металла в 233 U-Th оксидном топливе в критическом состоянии рассмотренной выше ячейки в зависимости от водотопливного отношения и разбавления тяжелой воды легкой водой. Изменение водотопливного отношения осуществляется изменением радиуса воды $R_{\rm B}$, а разбавление тяжелой воды легкой водой осуществляется изменением параметра α в водяной смеси $c = \alpha \cdot D_2O + (1-\alpha) \cdot H_2O$ теплоносителя.

Рассчитанные значения удельного содержания ^{233}U (кг/т) в ячейке $c^{233}U^{-232}$ Тh оксидным топливом в критическом состоянии в зависимости от радиуса воды $R_{\rm g}$ (см), водотопливного отношения $V_{\rm g}/V_{\rm T}$ и параметра α -разбавления тяжелой воды легкой водой

R	$V_{\scriptscriptstyle m B}$	α						
	$\overline{V_{_{ m T}}}$	1	0,95	0,90	0,80	0,75	0,50	0
0,7	0,898	72,0	60,3	50,8	36,7	31,4	20,8	16,3
0,75	1,226	63,0	48,9	38,7	27,3	24,4	18,2	15,5
0,8	1,577	56,0	40,0	30,6	22,4	20,6	16,6	15,3
0,85	1,95	45,0	32,5	25,5	20,0	18,5	16,0	15,1

Из табл. 1 видно, что понижение водотопливного отношения (понижение радиуса воды $R_{\rm B}$) сопровождается повышением удельного содержания $^{233}{\rm U}$ (кг/т) в топливе, необходимого для удержания ячейки в критическом состоянии. Разбавление тяжелой воды легкой водой сопровождается понижением удельного содержания $^{233}{\rm U}$ (кг/т) в топливе, необходимого для удержания ячейки в критическом состоянии. Таким образом, видна возможность значительного влияния водотопливного отношения и состава воды на топливную загрузку ячейки (реактора).

Наиболее высокое удельное содержание изотопа 233 U в 233 U- 232 Th топливе при использовании в качестве замедлителя тяжелой воды D₂O в стартовом состоянии реактора может рассматриваться как запас реактивности системы без необходимости его компенсации поглотителями нейтронов. Подмешивание легкой воды в замедлителе является способом реализации этого запаса реактивности для поддержания ячейки (реактора) в критическом состоянии по мере выгорания реакцией деления стартового ²³³U и наработки поглотителей нейтронов при соблюдении эффективной экономии нейтронов. Таким образом, найден способ обеспечения оптимальной нейтронной кинетики и эффективного изотопного преобразования в ${}^{2\hat{3}3}$ U- 232 Th оксидном топливе водо-водяного реактора с высоким воспроизводством изотопов 233 U и 235 U и сравнительно простой реализацией.

3. Рециклирование топлива в замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле

Основное отличие стартового торийуранового топлива от уран-уранового заключается в появлении ²³³U в изотопном составе облученного топлива. Этот изотоп характеризуется наиболее высоким значением сечения деления и наиболее низким значением сечения радиационного захвата нейтронов при всех значениях их энергии. Поэтому подавляющая часть вторичных нейтронов, сопровождающих деление 233 U, поглощается либо снова ²³³U, либо ²³²Th с наработкой ²³³U. При относительная доля поглощенных нейтронов с наработкой ²³⁴U получается наиболее низкой относительно аналогичных значений для других активных изотопов. Число вторичных нейтронов на поглощенный ²³³U нейтрон любой энергии превышает два нейтрона, что при их экономии позволяет одновременно поддерживать реакцию деления последующих ядер и воспроизводство делящихся ядер. Радиационный захват нейтронов 234 U сопровождается наработкой активного изотопа ²³⁵U, который делится нейтронами всех значений энергии, что обусловливает эффективную трансмутацию сырьевого тория при делении изотопов 233 U и 235 U и относительно низкую наработку ²³⁶U и изотопов последующих более тяжелых элементов.

Дополнительным источником нейтронов является деление нейтронами высокой энергии порогово-делящихся ²³²Th, используемого

в качестве сырьевого материала, а также ядер (234 U, 236 U, 237 Np, 238 Pu, 240 Pu, 242 Pu), нарабатываемых в процессе облучения. Для требуемого ужесточения спектра нейтронов достаточно использования в качестве теплоносителя тяжелой воды вместо легкой воды и уменьшения водо-топливного отношения в реакторах типа ВВЭР с торий-уран-плутониевым топливом и нет необходимости в быстрых реакторах с металлическим теплоносителем.

Сравнительно низкая наработка ²³⁶U и последующих долгоживущих пороговых изотопов тяжелых элементов (²³⁷Np, ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu) в торий-урановом топливе сопровождается поглощением нейтронов на порядок с меньшей вероятностью, чем в уран-урановом топливе. При этом пониженное заселение активных изотопов ²³⁹Ри и ²⁴¹Ри и их деление нейтронами любой энергии нейтронный баланс и дополнительно ограничивает наработку изотопов америция и последующих элементов. Таким образом, использование сырьевого тория, тяжелой воды и ее разбавления легкой водой позволяет замкнуть торий-уран-плутониевый топливный цикл с глубокой трансмутацией актиноидов реакцией деления ядер. Относительно малые удельные значения изотопов нептуния, плутония, америция позволяют надеяться на их включение в состав свежего топлива. Сравнительно низкое содержание изотопов плутония в торий-уранплутониевым топливе соответственно понижает в нем нейтронный фон.

Все это можно увидеть в наших статьях [1,2], где приведены результаты расчетов изменения изотопного состава и нейтронной кинетики в десяти последовательных кампаниях. Там же проиллюстрированы и само воспроизводство топлива, и выход на равновесный изотопный состав в торий-уран-плутониевом топливе для ячейки МАГАТЭ с уменьшенным радиусом воды, равным $R_{\rm B}=0.70$ см. Повышение водотопливного отношения обусловливает понижение напряженности с теплоотводом, радиационной нагрузки на корпус реактора и удельного содержания изотопа 233 U в стартовой загрузке первой кампании, что мо-

жет оказаться важным. Ниже приведены результаты аналогичных расчетов для более высокого водотопливного отношения с радиусом воды, равным $R_{\rm B}=0.75$ см, с целью дополнительного изучения влияния водотопливного отношения на нейтронную кинетику и изотопное преобразование в работающем реакторе.

3.1. Изотопное преобразование топлива

На рис. 1 приведено изменение удельного содержания наиболее важных актиноидов при их рециклировании в десяти четырехлетних последовательных кампаниях для ячейки с радиусом воды, равным $R_{\rm B}=0.75$ см (водотопливным отношением $V_{\rm B}/V_{\rm T}=1.23$).

Наибольшему изменению удельного содержания как в процессе каждой кампании (62–56,5 кг/т), так и между кампаниями (стартовое удельное содержание изотопа ²³²Th в первой кампании равно 937 кг/т, в десятой – 897 кг/т) подвергается торий. Его выгорание в качестве сырьевого материала обеспечивает наработку и воспроизводство основного делящегося изотопа ²³³U и последующих изотопов в процессе каждой кампании. К остающемуся после каждой кампании к остающемуся после каждой кампании торию и нарабатываемым актиноидам на старте последующей кампании добавляется необходимое для дальнейшего рециклирования количество сырьевого тория.

Обеспечение критического состояния на старте первой кампании потребовало 63 кг/т изотопа 233 U, что на 9 кг/т меньше, чем для ячейки с радиусом воды, равным $R_{\rm \tiny R}=0.70$ см. Как и в предыдущих расчетах с $R_{\rm B} = 0.70$ см, в начале каждой кампании наблюдается понижение содержания ²³³U, обусловленное выгоранием и задержкой его наработки из-за сравбольшого периода полураспада 233 Ра, равного \sim 27 суткам. Затем наработка ²³³U превышает его выгорание в течение ~3 лет облучения. Однако в течение ~4-го года облучения в первой и последующих кампаниях в отличие от ячейки с $R_{\rm B} = 0.70$ см наблюдается превышение выгорания над наработкой для ячейки с $R_{\rm B} = 0.75$ см. Таким образом, в настоящих расчетах происходит понижение

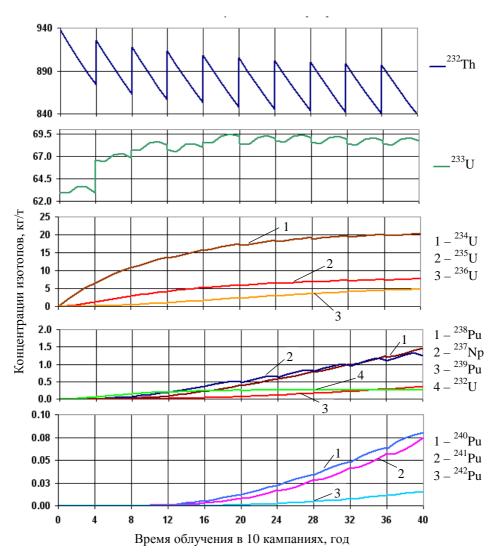


Рис. 1. Изотопное преобразование в десяти последовательных кампаниях

воспроизводства ²³³U относительно предыдущих расчетов. Следует отметить, что после окончания каждой кампании в облученном топливе содержится $\sim 1,5$ кг/т изотопа 233 Ра, который распадается в 233 U и в расчетах добавляется к ²³³U при загрузке последующей кампании. При этом к извлеченному актиноидному составу после первой кампании для обеспечения критического состояния на старте второй кампании потребовалось добавить \sim 2,2 кг/т изотопа 233 U. Во всех остальных кампаниях оказалось, что нарабатываемое количество и состав актиноидов (с учетом распада ²³³Ра в ²³³U) превышает на 1–2,5 % их необходимое количество для достижения критического состояния при загрузке последующей кампании, то есть имеет место расширенное воспроизводство топлива. После 4-й кам-

пании изменение удельного содержания 233 U практически повторяется в последующих кампаниях. Таким образом при загрузках 233 U на стартах первой кампании загружается 63 кг/т, во второй кампании расходуется 64,4+2,2=66,6 кг/т, а на финише 10-й кампании его содержание в топливе составляет 68,7+1,4=70,1 кг/т. При этом извлекается при переработках топлива после второй и последующих кампаний дополнительное количество 233 U в смеси с другими актиноидами.

Удельное содержание ²³⁴U и более тяжелых долгоживущих изотопов и элементов растет с ростом числа кампаний до достижения соответствующих равновесных значений. Ниже будут приведены результаты оценок равновесных значений этих изотопов и элементов и времен выхода на них.

3.2. Удельные значения изотопов, испытывающих деление в каждой из десяти кампаний

На рис. 2 представлены удельные значения изотопов, испытывающих деление в каждой из десяти кампаний. В соответствии с принятой постоянной удельной мощностью в ячейке $P=211\,$ Вт/см в каждой кампании делится одинаковое количество тяжелых ядер, равное ~54,2 кг/т.

Видно, что основным делящимся изотопом является ²³³U на протяжении всех десяти кампаний. Его вклад в общее число разделившихся ядер меняется от 52,5 кг/т в первой кампании до 47,6 кг/т в десятой. Таким образом, основная доля трансмутации тория реакцией деления осуществляется на стадии прохождения изотопа ²³³U. Большая загрузка Th, мало меняющаяся в кампаниях, и сравнительно жесткий спектр нейтронов, формирующийся в системе, обусловливают практически одинаковое количество разделившихся ядер

Th в каждой кампании на уровне ~1,2 кг/т. Деление ядер ²³⁵U осуществляется нейтронами любой энергии, растет с ростом порядкового номера кампании по мере его наработки, выходит на уровень ~4 кг/т и повышает трансмутацию тория реакцией деления. Его вклад в общее число разделившихся ядер выходит на второе место после ²³³U, начиная с 3-й кампании. Последовательное деление изотопов 233 U и 235 U в ториевом топливе сопровождается не только рождением нейтронов, но и ослабляет процесс наработки более тяжелых актиноидов на выгоревшее ядро тория, что качественно улучшает и нейтронную кинетику, и изотопное преобразование в ториевом топливе относительно стандартного уранового топлива. Деление ядер ²³⁴U осуществляется только быстрыми нейтронами, поэтому их вклад в количество делящихся ядер относительно мал и растет по мере их наработки с ростом порядкового номера кампании.

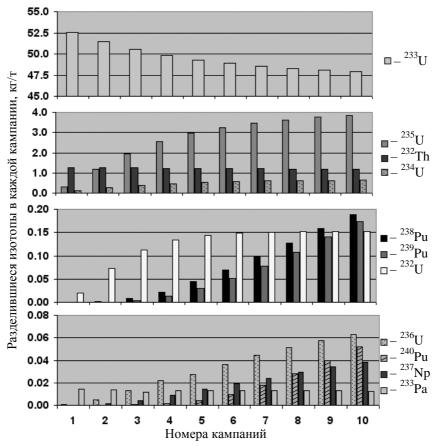


Рис. 2. Количество изотопов, испытавших деление в каждой из десяти кампаний

Вклад ядер более тяжелых элементов, в том числе изотопов плутония, в общее число разделившихся ядер в первых десяти кампаниях незначителен, но растет с ростом порядкового номера кампании.

3.3. Удельные значения изотопов, испытывающих радиационный захват нейтронов в каждой из десяти кампаний

На рис. 3 представлены удельные значения изотопов, испытывающих радиационный захват нейтронов в каждой из десяти кампаний.

Наибольшей интенсивностью радиационного захвата нейтронов характеризуется сырьевой изотоп ²³²Th, который отличается максимальной стартовой загрузкой в каждой кампании. В первой кампании испытало радиаци-

онный захват нейтронов ~62 кг/т тория. В последующих кампаниях это значение уменьшается в связи с наработкой других ядерпоглотителей нейтронов, оно равно ~56,5 кг/т в десятой кампании. Следующим по интенсивности радиационного захвата нейтронов изотопом является ²³³U, интенсивность захватов которого на порядок ниже, чем у тория, и характеризуется очень медленным спадом с ростом номера кампании в соответствии с понижением содержания ²³²Th. При этом теряется нейтрон и неэффективно выгорает хорошо делящееся ядро ²³³U, что отрицательно сказывается на нейтронном балансе и содержании ²³³U.

Относительно высокой интенсивностью радиационного захвата нейтронов (она растет с ростом номера кампании) характеризуется нарабатываемый изотоп 234 U. Этот изотоп

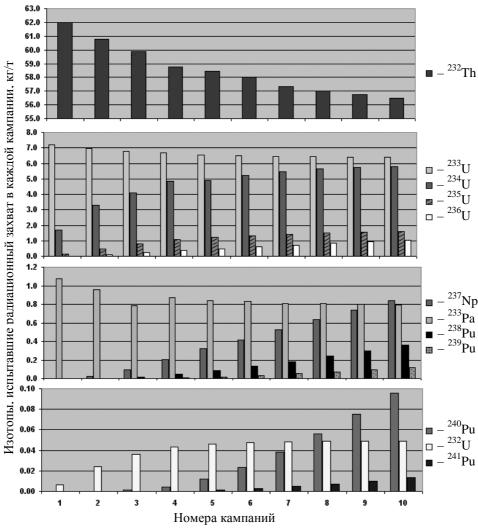


Рис. 3. Количество изотопов, испытавших радиационный захват нейтронов в каждой из десяти кампаний

активного изотопа ²³⁵U, поэтому радиационный захват нейтронов этим изотопом является их эффективным использованием. Радиационный захват нейтронов изотопом ²³⁵U в рассмотренных десяти кампаниях характеризуется пониженной интенсивностью относительно предшественников из-за его меньшего содержания и конкуренции с делением самого ²³⁵U. Важно отметить, что это понижение распространяется и на последовательные захваты нейтронов более тяжелыми порогово-делящимися изотопами 236 U, 237 Np, 238 Pu и качественно улучшает нейтронный баланс в ториевом топливе относительно стандартного уранового топлива. Вместе с этим наблюдается рост радиационного захвата нейтронов изотопами ²³⁶U, ²³⁷Np, ²³⁸Pu с ростом номера кампании. Радиационный захват нейтронов изотопами ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu в рассмотренных десяти кампаниях характеризуется пониженной интенсивностью относительно предшественников из-за его конкуренции с делением самих изотопов плутония.

является сырьевым изотопом при наработке

Особого внимания заслуживает радиационный захват нейтронов изотопом 233 Ра, который увеличивает число нейтронов в изотопе и вследствие этого препятствует образованию наиболее активного 233 U. Понижению вероятности этого негативного процесса может способствовать понижение плотности нейтронного потока (удельной мощности) в системе.

4. Равновесный изотопный состав торийуран-плутониевого топливного цикла и времена выхода изотопов на равновесные значения

Равновесный изотопный состав торийуран-плутониевого топлива и времена выхода изотопов на равновесные значения получены с использованием ранее [2] принятых приближений.

Результаты расчетов, начиная с 5-й кампании (см. рис. 1) показывают практически постоянное содержание изотопа 233 U (~68 кг/т) в топливе стартовых композиций при увеличе-

нии содержания нарабатываемых более тяжелых изотопов и элементов за счет выгорания 232 Th. Это позволяет оценить равновесное содержание нарабатываемых изотопов (более тяжелых, чем 233 U) в рециклируемом топливе для каждого более тяжелого изотопа, используя систему уравнений изотопной кинетики при следующих условиях:

- равенстве нулю скорости изменения содержания изотопов, начиная с 233 U;
- фиксированном начальном содержании 233 U, равном 68 кг/т;
- скоростях реакций деления ядер и радиационного захвата нейтронов ими, равных значениям на старте (на финише) десятой кампании. При этом система дифференциальных уравнений превратилась в систему алгебраических уравнений относительно равновесных значений изотопов и элементов тяжелее ²³³U, заселяемых в соответствии с непрерывным облучением нейтронами.

Во втором столбце табл. 2 приведены равновесные значения (кг/т) долгоживущих изотопов, полученные с использованием значений скоростей реакций, соответствующих старту десятой кампании. В порядке оценки влияния разбавления тяжелой воды легкой водой на полученные значения расчет повторен с использованием значений скоростей реакций, соответствующих концу десятой кампании. Результаты этого расчета приведены в 3-м столбце табл. 2. В соответствии с изменением скоростей реакций деления ядер и радиационного захвата нейтронов ими в процессе кампаний в качестве равновесных значений для каждого изотопа следует принимать промежуточные значения между значениями 2-го и 3-го столбцов. Полученные значения равновесных значений долгоживущих изотопов являются оценкой сверху, потому что при ее проведении содержание всех изотопов, кроме ²³³U, непрерывно увеличивалось с увеличением времени облучения. В расчетах изменения изотопного содержания в десяти последовательных кампаниях содержание всех изотопов понижалось на 1-2,5 % после каждой кампании, что соответствует принятому регламенту рециклирования топлива.

Значения времен подхода к этим равновесным значениям приведены в последующих столбцах и получены следующим способом. Решалась система дифференциальных уравнений относительно скоростей изменения изотопного состава с использованием значений скоростей реакций, соответствующих старту десятой кампании, с начальным (при t = 0) условием содержания ²³³U, принятого равным 68 кг на тонну тяжелого металла. Для каждого изотопа определялись значения времен, при которых его содержание на 5; 1; 0,1 % ниже равновесного. Следует отметить, что выявленные ранее [2] закономерности и особенности в значениях равновесных значений и времен подхода к ним сохраняются и при увеличении водотопливного отношения.

Несмотря на относительную малость вероятности радиационного захвата нейтронов ²³³U, наибольшую вероятность его деления и высокую вероятность радиационного захвата нейтронов нарабатываемым ²³⁴U, со временем

накапливается значительное количество ²³⁴U. которое и определяет накопление более тяжелых изотопов и элементов. Равновесное значение ²³⁵U на порядок меньше содержания основного делящегося изотопа ²³³U, что определяется его наработкой при поглощении нейтронов ²³⁴U и выгоранием в процессах деления и радиационного захвата нейтронов ²³⁵U. Время выхода ²³⁵U на равновесное значение намного дольше, чем аналогичного выхода для ²³⁴U. Следует отметить, что деление ²³⁵U понижает вероятность радиационного захвата нейтронов 235U и последующими изотопами и сопровождается значимым улучшением нейтронного баланса в активной зоне. Относительно большое количество ²³⁶U обусловливается сравнительно высокой вероятностью радиационного захвата нейтронов ²³⁵U относительно вероятности радиационного захвата нейтронов самим ²³⁶U. Это же обусловливает значительное повышение времени выхода на равновесное значение для

Таблица 2 Оценка равновесных значений (кг/т) и продолжительности облучения (годы) для достижения содержания на 5, 1, 0,1 % ниже равновесных значений долгоживущих изотопов с использованием скоростей реакций из десятой кампании и содержания ²³³U, принятого равным 68 кг на тонну тяжелого металла

	Содержание в	Годы достижения равновесного			
Изотопы	состоянии при с	состояния с отклонением			
	в начале 10-й кампании	в конце 10-й кампании	5,0 %	1,0 %	0,1 %
²⁴⁴ Cm	0,07039	0,07408	137,7	171,9	219,0
243 Am	0,08024	0,08498	131,9	166,0	213,2
²⁴² Pu	0,11733	0,09874	125,5	159,5	206,6
²⁴² Cm	0,0089	0,00909	122,5	156,4	203,5
²⁴¹ Pu	0,30267	0,3191	116,1	149,8	196,8
²⁴¹ Am	0,07479	0,06955	121,9	155,7	202,8
²⁴⁰ Pu	0,42482	0,26723	112,4	146,1	193,2
²³⁹ Pu	1,07286	1,05619	105,7	139,0	185,9
²³⁸ U	0,01405	0,0145	99,6	133,3	180,3
²³⁸ Pu	3,30856	3,71721	100,4	133,6	180,5
²³⁷ Np	2,09228	2,27407	86,7	119,1	165,4
$^{236}{ m U}$	6,73265	7,16813	80,3	112,6	159,0
²³⁵ U	7,64164	8,30371	50,0	78,2	124,2
²³⁴ U	20,70219	21,32126	43,2	71,6	117,8

Сравнительно низкое содержание ²³⁷Np и высокое содержание ²³⁸Pu обусловлены соответственно высоким и низким значениями сечений радиационного захвата нейтронов ими. Имеет место дальнейшее увеличение времен выхода на их равновесные значения. Низкое значение сечения радиационного захвата нейтронов ²³⁸Pu, сравнительно высокая относительная вероятность деления ²³⁹Pu сопровождаются уменьшением его равновесного значения и дальнейшим увеличением времени выхода на его равновесное значение.

Деление изотопов ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu нейтронами всех энергий дополнительно повышает глубину трансмутации выгоревшего тория, понижает их содержание и содержание последующих изотопов плутония, америция, кюрия. При этом увеличиваются времена их выхода на равновесные значения. Следует отметить низкий уровень наработки изотопов америция, кюрия и более тяжелых элементов, обусловленный заселением в последовательном захвате

нейтронов и выгоранием реакцией деления изотопов урана, нептуния, плутония, особенно беспорогово-делящихся 233 U, 235 U, 239 Pu, 241 Pu.

В порядке проверки устойчивости изотопного преобразования и нейтронной кинетики равновесного торий-уран-плутониевого топливного цикла выполнен расчет топливной кампании с использованием выше полученных равновесных значений (2-й столбец табл. 2) актиноидов в качестве стартовой топливной загрузки. При этом использовалось разбавление тяжелой воды легкой водой (набор значений а и скоростей реакций), как в десятой кампании. Оказалось, что при использовании равновесных значений 2-го столбца табл. 2 для обеспечения критического состояния при последующей кампании достаточно 99,5 % актиноидов равновесного состава. Это иллюстрирует возможность замыкания топливного цикла по всем актиноидам и в равновесном изотопном составе. В табл. 3 приведено изменение изотопного состава процессе

Таблица 3 Удельное содержание (кг/т) актиноидов в зависимости от времени облучения, полученных со скоростями реакций начала 10-й компании

Изотопы	Концентрации изотопов (кг/т) в зависимости от времени облучения топлива и параметра α (год/ α)						
	0/1	1/0,965	2/0,95	3/0,932	4/0,91		
²⁴⁴ Cm	7,00E-02	6,99E-02	7,00E-02	7,04E-02	7,12E-02		
²⁴³ Am	7,98E-02	8,11E-02	8,28E-02	8,48E-02	8,69E-02		
²⁴² Pu	1,17E-01	1,16E-01	1,15E-01	1,14E-01	1,13E-01		
²⁴² Cm	8,86E-03	8,85E-03	8,96E-03	9,18E-03	9,53E-03		
²⁴¹ Pu	3,01E-01	3,16E-01	3,31E-01	3,43E-01	3,54E-01		
²⁴¹ Am	7,44E-02	7,43E-02	7,47E-02	7,54E-02	7,60E-02		
²⁴⁰ Pu	4,23E-01	4,04E-01	3,81E-01	3,56E-01	3,28E-01		
²³⁹ Pu	1,07E+00	1,06E+00	1,04E+00	1,03E+00	1,01E+00		
²³⁸ U	1,40E-02	1,40E-02	1,40E-02	1,39E-02	1,39E-02		
²³⁸ Pu	3,29E+00	3,26E+00	3,26E+00	3,26E+00	3,27E+00		
²³⁷ Np	2,08E+00	2,12E+00	2,13E+00	2,13E+00	2,13E+00		
^{236}U	6,70E+00	6,69E+00	6,69E+00	6,69E+00	6,69E+00		
²³⁵ U	7,60E+00	7,64E+00	7,69E+00	7,75E+00	7,83E+00		
²³⁴ U	2,06E+01	2,08E+01	2,10E+01	2,12E+01	2,14E+01		
²³³ Pa	0,00E+00	1,51E+00	1,46E+00	1,40E+00	1,35E+00		
²³³ U	6,90E+01	6,88E+01	6,93E+01	6,94E+01	6,89E+01		
²³² Th	8,89E+02	8,74E+02	8,59E+02	8,45E+02	8,32E+02		

четырехлетней кампании. Видно, что для подавляющего числа изотопов наблюдаются практически постоянные значения их содержания в процессе кампании.

В равновесном состоянии удельное значение содержания тория составляет ~89 % в начале кампании и ~83 % в конце кампании, и эта разница восстанавливается на старте следующей кампании. Удельное значение содержания изотопов урана практически не меняется в процессе кампании и находится на уровне ~10 %. Удельное значение содержания изотопа ²³⁷ Np находится на уровне ~0,2%. Удельное значение содержания изотопов плутония практически не меняется в процессе кампании и находится на уровне ~0,5%, причем основная доля (~0,33%) приходится на изотоп ²³⁸Pu. Удельное значение содержания изотопов америция и кюрия находится на уровне сотых долей процента. Таким образом, основное содержание топлива составляют торий и уран.

5. Трансмутационные возможности торийуран-плутониевого топливного цикла

Большое (~900 кг/т) удельное содержание тория и сравнительно жесткий спектр нейтронов обусловливают непосредственное деление порогово делящихся ядер тория на уровне \sim 1,2 кг/т в каждой кампании. Изотоп 233 U, нарабатываемый на тории, является основным делящимся изотопом, и его вклад в число разделяющихся ядер за кампанию даже в равновесном состоянии находится на высоком уровне, ~47 кг/т. Порогово делящийся изотоп 234 U, нарабатываемый на 233 U, делится только быстрыми нейтронами, и его вклад в число разделяющихся ядер за кампанию в равновесном состоянии находится на уровне ~0,7 кг/т. Следующим по величине вклада в число разделяющихся ядер за кампанию (после $^{2\hat{3}3}$ U) является активный изотоп ²³⁵U, нарабатываемый на 234 U, и его вклад составляет ~4 кг/т. Далее в последовательном радиационном захвате нейтронов заселяются три долгоживущих порогово делящихся ядра 236 U, 237 Np, ²³⁸Ри. вклад которых в число разделяющихся

ядер находится на уровне ~0,1 кг/т, ~0,07 кг/т, ~0,5 кг/т, соответственно. Затем заселяются и делятся изотопы плутония ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu, вклад которых в число разделяющихся ядер находится на уровне ~0,55 кг/т, ~0,01 кг/т, ~0,25 кг/т, соответственно. Конечно, подвергаются делению быстрыми нейтронами и другие сравнительно долгоживущие изотопы элементов от урана до кюрия и далее, но вклад их незначителен.

Нам представляется важным еще раз отметить определяющий вклад в число разделяющихся ядер за кампанию в равновесном состоянии трех последовательно заселяемых изотопов урана, 233 U, 234 U, 235 U, и самого тория. Их деление обусловливает возможность обеспечения нейтронного баланса вследствие не только рождения нейтронов, но и понижения доли далее заселяемых ядер-поглотителей нейтронов 236 U, 237 Np. Именно на стадии прохождения изотопов 233 U, 234 U, 235 U трансмутируется реакцией деления подавляющая доля $(47+0,7+4)/55\approx0,94$ сырьевых ядер 232 Th, испытывающих радиационный захват нейтронов. При этом вклад изотопов плутония находится на уровне ~ 2 %.

В замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле актиноиды рециклируются, а их попадание в радиоактивные отходы определяется возможностями переработки облученного топлива, уровень которой характеризуется величиной ~0,1% для каждого элемента. Таким образом при переработке одной тонны облученного топлива после каждой четырехлетней кампании радиоактивные отходы будут содержать ~54 кг продуктов деления, ~0,8 кг тория, ~0,10 кг изотопов урана, ~0,005 кг изотопов плутония, ~0,002 кг нептуния и «следовые» значения изотопов америция и кюрия, что качественно упрощает обращение с высокоактивными отходами ядерной энергетики.

На всех этапах топливного цикла имеет место технологический барьер на пути несанкционированного распространения расщепляющихся материалов в виде содержания радиологически опасного изотопа ²³²U в уране и высокого нейтронного фона от четночетных изотопов плутония в плутонии.

Заключение

Подчеркнем основные результаты выполненной работы.

Приведены результаты расчетов изменения изотопного состава и нейтронной кинетики в десяти последовательных кампаниях в торий-уран-плутониевом оксидном топливе в реакторах типа ВВЭР с водотопливным отношением $V_{\rm B}/V_{\rm T}=1,23$, с использованием тяжелой воды и ее разбавления легкой водой. Показаны самовоспроизводство топлива и выход на равновесный изотопный состав. Выполнены оценки равновесных значений изотопного состава и времен выхода изотопов в равновесие при рециклировании торий-уран-плутониевого оксидного топлива. Показано, что и в равновесном режиме реактор может работать с самовоспроизводством активных изотопов.

Показан определяющий вклад в число разделяющихся ядер за кампанию трех последовательно заселяемых изотопов урана 233 U, 234 U, 235 U и самого тория. Их деление обусловливает возможность обеспечения положительного нейтронного баланса вследствие не только рождения нейтронов, но и понижения доли далее заселяемых ядер-поглотителей нейтронов 236 U, 237 Np. Именно на стадии прохождения изотопов 233 U, 234 U, 235 U трансмутируется реакцией деления подавляющая доля $(47+0,7+4)/55\approx0,94$ сырьевых ядер 232 Th, испытывающих радиационный захват нейтронов. При этом вклад изотопов плутония находится на уровне ~ 2 %.

замкнутом торий-уран-плутониевом топливном цикле актиноиды рециклируются, а их потери и попадание в радиоактивные отходы определяются возможностями переработки облученного топлива, уровень которой для актиноидов характеризуется величиной ~0,1% для каждого элемента. Таким образом, при переработке одной тонны облученного топлива после каждой четырехлетней кампании радиоактивные отходы будут содержать ~54 кг продуктов деления, ~0,8 кг тория, ~0,10 кг изотопов урана, ~0,005 кг изотопов плутония, ~0,002 кг нептуния и «следовые» значения изотопов америция и кюрия, что качественно упрощает обращение с высокоактивными отходами ядерной энергетики.

Полученные результаты позволяют считать, что нейтронная кинетика и изотопное преобразование в замкнутом торий-уранплутониевом топливном цикле представляются наиболее оптимальными и эффективными. При этом решаются основные проблемы ядерной энергетики: качественно улучшается использование топлива, понижается ядерная опасность реактора, упрощается обращение с радиоактивными отходами, создается технологический барьер на пути распространения расщепляющихся материалов.

Список литературы

- 1. Маршалкин В. Е., Повышев В. М. Расширенное воспроизводство ²³³U в торий-урановом топливном цикле в реакторах типа ВВЭР с использованием тяжелой воды // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2013, вып. 3. С. 12–29.
- 2. Маршалкин В. Е., Повышев В. М. О равновесном изотопном составе торий-уранплутониевого топливного цикла // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 2015, вып. 4. С. 3–11.
- 3. Calculation of the isotopic composition, crossections and fluxes for a typical PWR-cell loaded mith (PU-Th) O₂-fuel, as a function of the fuel burnup. ReportofIAEA, 1996.
- 4. Маршалкин В. Е., Повышев В. М., Житник А. К., Ронжин А. Б. Методика расчета нейтронно-физических параметров и изотолной кинетики ячейки тепловых реакторов и ее тестирование // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2001, вып. 1. С. 11–21.

Контактная информация –

Маршалкин Василий Ермолаевич, ведущий научный сотрудник ИТМФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ e-mail: marshalkin@expd.vniief.ru

e man. <u>marsharkin e capa. vimer</u>

Статья поступила в редакцию 25.05.2016.

Вопросы атомной науки и техники Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4. с. 64–75.

ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ДЛЯ НАКАЧКИ КРУПНОГАБАРИТНОГО ЛЯН

В. Ф. Колесов, В. Х. Хоружий, В. Б. Гречушкин, А. А. Пикулев

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Предложена и обоснована расчетами конструкция быстрого импульсного реактора с большой осевой полостью, способной вмещать многоканальный лазерный модуль для генерирования мощных импульсов оптического излучения. Приведены результаты расчета параметров реактора, а также смещений и напряжений в его топливных стержнях. Сформулированы предварительные заключения относительно процедуры генерирования импульсов делений в предложенном реакторе.

Ключевые слова: импульсный реактор, полость в активной зоне, параметры реактора, многоканальный лазерный модуль, импульс оптического излучения.

PULSED REACTOR PARAMETERS FOR PUMPING A LARGE-SIZE NPL / V. F. KOLESOV, V. KH. KHORUZHY, V. B. GRECHUSHKIN, A. A. PIKULEV // There is advanced and substantiated by calculations the design of a fast pulsed reactor with a large axial cavity that can contain a multi-channel laser module to generate high-power pulses of optical radiation. There are given the calculation results of reactor parameters as well as those of displacements and tensions in its fuel rods. Preliminary conclusions concerning the procedure of fission pulses generation in the suggested reactor are formulated.

Key words: pulsed reactor, cavity into core, reactor parameters, multy-channel laser module, pulses of optical radiation.

До настоящего времени остается актуальной задача создания мощных и мобильных генераторов импульсного лазерного излучения. Один из перспективных путей создания таких устройств связан с использованием лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН), действующих на базе импульсных ядерных реакторов. Обычно ЛЯН представляют собой лазеры ближнего инфракрасного или видимого диапазона излучения, возбуждаемые продуктами ядерных реакций делящихся материалов с нейтронами [1]. Имеются указания, что в отэффективности преобразования энергии ядерных излучений в лазерное излучение определенными преимуществами обладают реакторы с наиболее короткой длитель-

ностью импульса, т. е. импульсные ректоры на быстрых нейтронах.

В статье предложена и обоснована расчетами конструкция быстрого импульсного реактора с большой осевой полостью, способной вмещать многоканальный лазерный модуль для генерирования мощных импульсов оптического излучения. Приведены конфигурация и расчетные параметры реакторно-лазерной системы, действующей на базе указанного импульсного реактора. Рассмотрены первоначальный, т. е. исходный вариант системы, несколько этапов оптимизации этого варианта и заключительный вариант системы, названный «оптимальным». Сформулированы предварительные заключения относительно процедуры

генерирования импульса делений в предложенной системе.

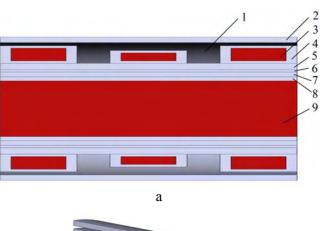
Структурное исполнение лазерного модуля в первоначальном варианте реакторнолазерной системы принято аналогичным структуре успешно испытанного модуля в реакторе «БАРС-5 + РУН-2» [2]. Здесь он также представляет собой ансамбль из большого числа плотно упакованных лазерных каналов в окружении общего для всего ансамбля замедлителя. Отличие лазерного модуля первоначального варианта рассматриваемой реакторно-лазерной системы от модуля работы [2] в основном заключается в многократно большем числе лазерных каналов и существенно большей длине их рабочих зон.

1. Первоначальный вариант реакторнолазерной системы

Предполагалось, что активная зона (АЗ) реактора имеет вид полого цилиндра с горизонтальной ориентацией оси. Цилиндр по длине разбит на три блока, разведенных по оси на некоторое расстояние (рис. 1, 2). Каждый блок АЗ составлен продольными, клиновидными в поперечном сечении топливными стержнями (рис. 3) из сплава урана 90 %-го обогащения по 235 U с массовой долей молибдена 10 %. Разбиением АЗ на три блока достигается, во-первых, укорочение клиновидных стержней в целях снижения в них динамических напряжений и обеспечения большей конструктивности при ИХ изготовлении. Во-вторых, это создает условия для эффективного выравнивания осевого распределения потока нейтронов в АЗ и лазерном модуле и обеспечивает гарантированную отрицательность температурного коэффициента реактивности.

Далее принималось следующее:

- в целях реализации эффективного средства аварийной защиты реактора каждый из трех блоков АЗ разбит на неподвижную верхнюю и мобильную нижнюю половины. Каждый из шести элементов АЗ заключен в свой корпус из стали толщиной 1 см;



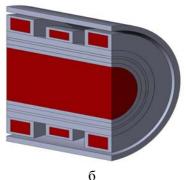


Рис. 1. Конфигурация реактора и загруженного в полость АЗ расчетного макета лазерного модуля (масштаб условный): а - конфигурация с указанием функционального назначения узлов (1 - воздушное пространство между блоками АЗ и зазоры; 2 – отражатель нейтронов; 3 – блок АЗ; 4 – корпус блока АЗ; 5 – корпус макета лазерного модуля; 6 – слой кадмия; 7 - полиэтиленовый замедлитель нейтронов; 8 – алюминиевый корпус лазерного модуля; 9 – макет лазерного модуля); б – сечение АЗ реактора и лазерного модуля в аксонометрической проекции

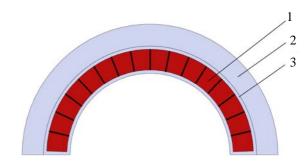


Рис. 2. Вид активной зоны в радиальном разрезе: 1 – клиновидный топливный стержень; 2 – отражатель нейтронов; 3 – корпус блока АЗ

- в целях уменьшения массы уран-молибденового сплава и реализации приемлемо конструктивных импульсных блоков, активная зона окружена боковым отражателем из железа толщиной 5 см. Аварийная защита реактора осуществляется за счет быстрого перемещения на расстояние 30 см всей нижней половины реактора под действием силы тяжести, мощных пружин или пневматического устройства.

В конструкции реактора обеспечено свободное и независимое температурное расширение каждого топливного стержня во всех направлениях. Свободные, независимые посадка и расширение топливных стержней в поперечных направлениях осуществляются, как показано на рис. 3, 4, за счет предусмотренных на корпусе и стержнях продольных выступов и пазов, в продольном направлении - за счет легких тарельчатых пружин, размещенных на торцах стержней. Воздействие на корпус радиальных изгибных колебаний стержней нейтрализуется специальными кольцевыми поясками на внутренних поверхностях чехлов A3.

Указанные меры будут гарантировать отсутствие ударов стержней друг по другу и корпусу, сохранность во время импульса первоначальной конфигурации АЗ реактора и лазерного модуля, а также воспроизводимость параметров импульсов ядерного и оптического излучений.

В расчетах нейтронных характеристик первоначального варианта системы была применена модель лазерного модуля с однородно распределенными в его объеме материальными ингредиентами среды. При этом предполагалось, что усредненный материальный состав в заполнителе объема алюминиевой лазерной кюветы в рассматриваемой системе в точности такой же, как в устройстве, описанном в статье [2] (см. табл. 1).

Применительно к рассмотренной здесь системе принято:

диаметр полости по корпусу АЗ равен 60,2 см;



Рис. 3. Аксонометрическая проекция клиновидного топливного стержня

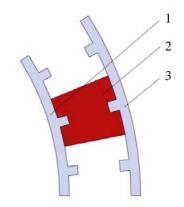


Рис. 4. Конструкционные ограничители азимутального смещения топливных стержней: 1 — внутренняя стенка корпуса; 2 — клиновидный топливный стержень; 3 — внешняя стенка корпуса

- толщина стенки, внутренний диаметр и длина трубчатого полиэтиленового замедлителя нейтронов равны 3; 52 и 246 см соответственно:
- аналогичные параметры для алюминиевой лазерной кюветы равны 1; 50 и 246 см.

Критические размеры реактора и распределение чисел делений в различных его областях рассчитывались методом Монте-Карло с помощью пакета программ С-007 [3]. Расчеты коэффициентов реактивности проводились с помощью многогрупповой теории возмущений [4]. Расчет функции возмущений реактивности осуществлялся по программе САТУРН [5]. По этой программе рассчитывались также

Таблица 1 Усредненный состав лазерного модуля

Материал	Al	Fe	U ₃ O ₈	Не	Ar	Xe
Плотность, $\Gamma/\text{см}^3$	0,4094	0,0925	$3,031\cdot10^{-3}$	$0,5218\cdot10^{-3}$	$0,7447\cdot10^{-3}$	$0.0248 \cdot 10^{-3}$

распределения потока нейтронов, плотности делений и температур в объеме активной зоны реактора. Расчеты импульсов делений проводились в рамках точечной модели кинетики с учетом присутствия в реакторе водородосодержащего замедлителя (полиэтилена).

Нейтронные константы для делящихся и большинства других ядер брались из пакета программ С-007 [3], для водорода в полиэтилене — из библиотеки ENDF/B-5, для кадмия — из ENDL-82, для ксенона — из ENDF/B-6.8.

Реальная плотность уран-молибденового сплава, равная \sim 17 г/см³, из-за наличия зазоров между клиновидными стержнями была понижена на 5 %. Таким образом, в расчетах она принималась равной 16,15 г/см³. Теплоемкость уран-молибденового сплава принята равной 0,147 Дж/(г·°С). Плотности и теплоемкости других материалов брались из справочника [6].

В реакторах с металлической активной зоной реактивностная обратная связь осуществляется лишь посредством теплового расширения структурных элементов реактора. Связь изменений коэффициента размножения нейтронов $k_{\rm эф}$ с деформациями среды АЗ и реактора в целом задается с помощью функционала [7]

$$\Delta k_{3\dot{\Phi}}(t) = \int_{V} \vec{u}(\vec{r}, t) \operatorname{grad}W(\vec{r}) d\vec{r}, \qquad (1)$$

где $\vec{u}(\vec{r},t)$ — вектор термоупругих смещений; $W(\vec{r})$ — функция возмущений реактивности.

Для расчета коэффициентов температурного гашения реактивности в быстрых им-

пульсных реакторах, а также механических напряжений в активных зонах требуются аналитические решения динамических задач термоупругости применительно к составляющим АЗ деталям. Если механические напряжения в АЗ могут быть определены также с помощью дву- и трехмерных численных программ, то для расчета динамических коэффициентов гашения реактивности требуются именно аналитические решения. Только такие коэффициенты гашения реактивности можно адекватно встраивать в уравнения динамики быстрых реакторов [7].

В этих целях были найдены решения квазистатической и динамической задач термоупругости для стержня при произвольном относительно z распределении температуры [8], поскольку имеющиеся в литературе решения получены лишь для стержней с симметричным относительно их середины разогревом. Кроме того, ввиду больших перепадов температуры в радиальном направлении АЗ, на основе данных монографий [9, 10], также было сформулировано решение динамической задачи термоупругости для поперечных изгибных смещений стержня.

Отъюстированная конфигурация реактора представлена на рис. 5 с указанием размеров. Толщина бокового железного отражателя в реакторе равна 5 см. Внутренний диаметр блоков АЗ по топливному материалу равен 62,2 см. Статические параметры этого реактора, полученные в результате расчетов, приведены в табл. 2.

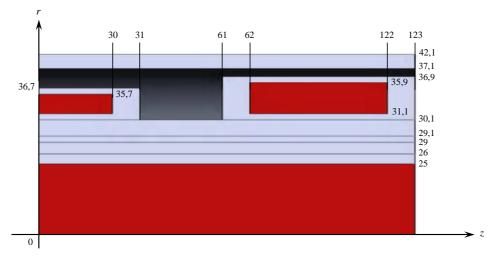


Рис. 5. Расчетно отъюстированная конфигурация реактора в первоначальном варианте реакторно-лазерной системы с указанием принятых или полученных в результате расчета размеров

Параметр	Значение	Параметр	Значение
$k_{\ni \Phi}$	0,9977	Доля делений в блоках АЗ	
Время жизни мгновенных нейтронов, мкс	13,2	и макете лазерного модуля, %: – левый крайний блок АЗ	35,31
β_{e}	0,00666	– центральный блок АЗ– правый крайний блок АЗ	25,68 35,10
Полная масса уран-молибденового сплава в A3, т	2,90	– макет лазерного модуля	3,91
Масса железного отражателя, т	2,20	Убыль реактивности при сбросе на	
Коэффициент гашения реактивности, ${}^{\circ}\mathrm{C}^{-1}$ (дел. ${}^{-1}$)	$-4.10^{-6} $ (-6,3.10 ⁻²²)	30 см (в единицах β _{эф}) нижней половины отражателя	-4,60

Максимальная температура АЗ достигается к концу импульса, конкретно - ко времени окончания счета на ЭВМ, равного 100 мс после пика импульса. Предполагалось, что на пространственном распределении температуры в АЗ эффекты теплопроводности и теплоотдачи не успевают сказываться. Таким образом, это распределение зависит только от плотности делений в топливном материале. Существенно, что максимальная температура АЗ определялась с учетом всплеска плотности делений, наблюдаемого в узкой полоске уранмолибденового сплава, граничащей с полостью, где размещен лазерный модуль. Этот всплеск обусловлен проникающими через кадмиевую защиту замедленными нейтронами. Получено, что приграничный всплеск плотности делений повышает максимальную температуру АЗ примерно на 25 %.

Результаты расчетов свидетельствуют, что разбиение АЗ по оси на три блока и разведение блоков на заметное расстояние позволило, как и задумывалось, не только резко снизить механические напряжения в топливном материале, но и создать условия для регулирования осевого распределения плотности делений в АЗ и макете лазерного модуля. Оно позволило также реализовать достаточно высокий коэффициент температурного гашения реактивности. Несмотря на значительные размеры макета лазерного модуля и наличие пустых промежутков между блоками АЗ, пространственное распределение плотности делений

в макете лазерного модуля на удивление однородно. Изменения в осевом распределении плотности делений в макете практически на всей его длине не выходят за пределы 25 %. Еще меньше масштаб перепада в радиальном распределении плотности делений. Так, отношение плотности делений на оси макета к средней по радиусу плотности делений равно ~0.9.

Масса загруженного в АЗ уран-молибденового сплава получена равной 2,9 т, масса отражателя из железа — 2,2 т. Коэффициент температурного гашения реактивности получен равным $-6.3 \cdot 10^{-22}$ дел. $^{-1}$, или $-4 \cdot 10^{-6}$ (°C) $^{-1}$.

При максимальной температуре A3 600 °C импульс делений в первоначальном варианте реакторно-лазерной системы характеризуется числом делений $\sim 4 \cdot 10^{18}$ и энерговыделением 115 МДж.

Приближенная оценка энергии лазерного импульса для первоначального варианта реакторно-лазерной системы сделана на основе привязки к экспериментальным данным для лазерного модуля реактора «БАРС-5 + РУН-2». Учитывалось, что отношение рабочих объемов модулей рассмотренного здесь реактора и реактора «БАРС-5 + РУН-2» равно 21, максимальная энергии лазерного импульса в модуле «БАРС-5 + РУН-2» – 500 Дж. С помощью этих данных получено, что модуль рассматриваемого здесь устройства будет способен генерировать лазерный импульс с энергией около 10 кДж.

2. Оптимизация первоначального варианта реакторно-лазерной системы

В настоящем разделе приведены результаты расчетной оптимизации первоначального варианта реакторно-лазерной системы и уточнения расчетной модели рассматриваемой системы. Оптимизация выполнялась в несколько этапов.

На первом этапе производилось следующее:

- 1. Замена в АЗ сплава урана 90 %-го обогащения по 235 U с массовой долей молибдена 10 % сплавом урана 96 %-го обогащения по 235 U с массовой долей молибдена 1,5 %.
- 2. Замена полиэтилена (замедлитель нейтронов) гидридом циркония.
- 3. Замена кадмия (поглотитель тепловых нейтронов) титан-гадолиниевым сплавом.
- 4. Переход от лазерного модуля в виде однородной среды (макет лазерного модуля) к модулю со структурой, близкой к реальной (рис. 6).
- 5. Переход к оценке энергии лазерного луча не путем сравнения с выходными данными лазерного устройства в реакторе «БАРС-5 + РУН-2», а на основе прямой расчетной оценки доли делений в лазерном модуле, энергии делений, передаваемой рабочему газу лазера, и предположения о 2 %-й эффективности преобразования этой энергии в оптическое излучение.

Целями расчетной оптимизации являлись уточнение параметров реакторно-лазерной системы, снижение массы активной зоны и расширение рабочих диапазонов температуры для материалов, замедляющих и поглощающих нейтроны.

На втором этапе оптимизации реакторнолазерной системы к изменениям первого этапа добавлен еще один пункт — перенос части гидрида циркония из монолитного слоя замедлителя в объем лазерного модуля, где он заполнил все промежутки между лазерными каналами. В результате второго этапа оптимизации достигнуто дополнительное уменьшение полной массы АЗ, повышение эффективности замедлителя нейтронов и, вследствие этого, значительное увеличение энерговыделения в лазерном модуле. К сожалению, операции второго этапа имели и отрицательное последствие — почти полуторакратное увеличение ширины импульса делений.

Главной целью третьего, заключительного, этапа оптимизации реакторно-лазерной системы было введение в конструкцию системы коаксиальных цилиндрических щелей для реализации гелиевого охлаждения АЗ реактора и лазерного модуля. Одновременно с созданием щелей для прокачки охлаждающего гелия вносились изменения в слои гидрида циркония и титан-гадолиниевого сплава, положительно сказавшиеся на параметрах импульса оптического излучения.

Заключительный вариант реакторно-лазерной системы назван оптимальным. Расчетные конфигурация и параметры оптимальной реакторно-лазерной системы с урановым

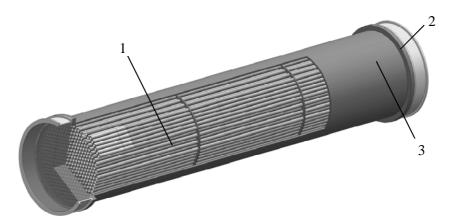


Рис. 6. Кювета лазерного модуля: 1 – лазерные каналы (361 канал); 2 – окно лазерного модуля; 3 – кювета лазерного модуля

слоем на подложках лазерных каналов толщиной 5 мг/см 2 (90 %-го обогащения по 235 U) представлены на рис. 7 и в табл. 3.

Приведенное в табл. 3 значение полуширины импульса определялось как $\theta_{1/2} \approx \frac{3,5255}{\alpha}$, где α — начальный обратный период реактора $\alpha = \frac{\rho_{\text{мгн}}}{\tau}$, $\rho_{\text{мгн}}$ — начальная реактивность, τ — время жизни нейтронов в реакторе.

Осевые смещения топливных стержней в оптимальном варианте системы осуществляются практически без проявления динамических эффектов. В отличие от осевых смещений, радиальные изгибные смещения, ввиду низкочастотности этого процесса, имеют четко выраженный осциллирующий характер с периодом колебаний 3,2 мс. В изгибных смещениях стержня заметно проявляется лишь первая гармоника колебаний, имеющая простую дугообразную форму.

Максимальное осевое смещение торцов стержня в импульсе составляет ~2 мм для правого торца и ~-2 мм для левого торца стержня. Максимальные радиальные изгибные смещения равны ~0,6 мм на торцах и ~-0,4 мм в середине стержня. Механические напряжения в стержне в зависимости от времени слегка осциллируют. Максимальное в объеме стержня эквивалентное по системе Мизеса напряжение равно ~280 МПа, что не превышает пределов текучести и прочности материала стержня.

Процедура генерирования импульса в рассмотренной здесь реакторно-лазерной системе более сложна, чем в существующих быстрых реакторах. Осложнения в нашем случае возникают в связи с массивностью органов регулирования реактивности и значительным, в виду большой массы АЗ, источником нейтронов от спонтанных делений ядер урана. Метод флуктуационной задержки импульса в нашем случае не столь эффективен, как в случае компактных быстрых реакторов.

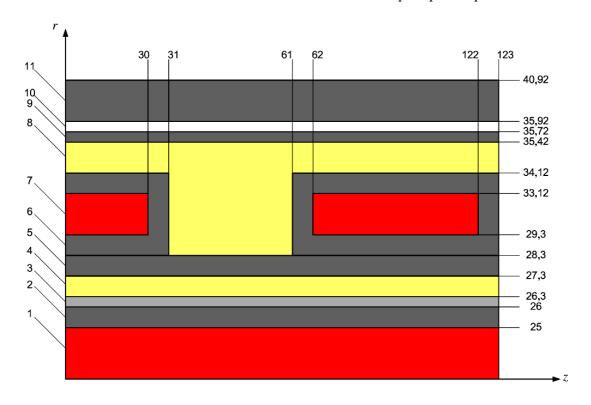


Рис. 7. Конфигурация и размеры компонентов оптимальной реакторно-лазерной системы (масштаб условный): 1 — лазерный модуль; 2 — корпус лазерного модуля (сплав Zr с 2,5 % Nb); 3 — бор; 4, 8 — охлаждающий газ He; 5 — корпус (сталь 12Х18Н10Т); 6 — стальные чехлы; 7 — активная зона; 9 — стальной ограничитель течения газа; 10 — вакуум; 11 — стальной отражатель

Таблица 3 Параметры оптимальной реакторно-лазерной системы

Параметр	Значение
Состав лазерно-активной	Не – 3,5 атм
среды	Ar – 0,5 атм
	Хе – 1 мм рт. ст.
Время жизни нейтронов, мкс	0,4850
Полуширина импульса, мс	0,756
Полная масса АЗ, кг	2370
Полная масса лазерного	
модуля, кг	950
Полная масса всей реакторно-	
лазерной системы, кг	6990
Полное энерговыделение	
в системе У, дел. (МДж)	$5,19\cdot10^{18}$ (149)
Коэффициент гашения реак-	
тивности A , дел. $^{-1}$	$0.975 \cdot 10^{-21}$
Начальная реактивность рмгн	0,00219
	$0,329\beta_{9\dot{\Phi}}$
Энергия лазерного излуче-	
ния, кДж U/U ₃ O ₈	10,09/8,20
Масса отражателя нейтронов,	
КГ	2316

Примечания. U — слой металлического урана- 235 (90 %-го обогащения); U_3O_8 — слой окисизакиси урана-235 (90 %-го обогащения). В расчетах мощности лазерной генерации (выход света) принималось, что эффективность преобразования поглощенной газом энергии в лазерное излучение равна 2 %.

При составлении предварительного заключения относительно возможных в применении к рассмотренной реакторно-лазерной системе процедурах генерирования импульса предполагалось, что эти процедуры могут базироваться на операциях быстрого подъема нижних половин АЗ и отражателя. Применительно к этому случаю получено, что при детерминированной стартовой мощности реактора (при мощности ~1 Вт) скорость подъема нижней половины отражателя должна быть не меньше 83 см/с. В условиях предельно низкой стартовой мощности эта скорость может быть понижена в 2-3 раза.

Заключение

Предложена и обоснована расчетами конструкция быстрого импульсного реактора с большой осевой полостью, способной вмещать многоканальный лазерный модуль для генерирования мощных импульсов оптического излучения. Реактор имеет форму цилиндра с горизонтальным направлением оси, составленного по длине из трех блоков, разделенных пустыми промежутками. Разбиением АЗ на три разведенных на некоторое расстояние блока достигается:

- заметное удлинение лазерных каналов и значительное выравнивание в них осевого распределения плотности делений;
- упрощение технологии изготовления топливных стержней и резкое снижение в них амплитуды динамических напряжений;
- увеличение температурного (отрицательного) коэффициента реактивности.

Выбором конструкции топливных стержней с пазами на боковой поверхности и легкими тарельчатыми пружинами на торцах и созданием специальных кольцевых выступов на внутренних поверхностях чехлов АЗ гарантируется отсутствие ударов стержней друг по другу и корпусу. Этим, в свою очередь, гарантируется сохранность во время импульса начальной конфигурации АЗ и воспроизводимость параметров импульса.

Выполнено несколько этапов оптимизации первоначально подобранной реакторно-лазерной системы. В результате оптимизации достигнуто повышение точности расчетов, заметное снижение массы активной зоны, существенное расширение рабочих диапазонов температуры замедлителя и поглотителя нейтронов. Заключительный вариант реакторно-лазерной системы имеет следующие параметры:

- полное энерговыделение в активной зоне системы -150~МДж;
- полуширину нейтронного импульса 0,76 мс;
- оцененную энергию лазерного излучения около 10 кДж;
- полную массу всей реакторно-лазерной системы 6990 кг.

Приведены некоторые данные об осевых и изгибных радиальных смещениях и напряжениях в топливных стержнях. Максимальное в объеме стержня эквивалентное по системе Мизеса напряжение равно ~280 МПа, что не превышает пределов текучести и прочности материала стержня.

Составлено предварительное заключение о процедуре генерирования импульса делений в системе. Показано, что эта процедура может базироваться на операциях быстрого подъема нижних половин АЗ и отражателя. При детерминированной стартовой мощности реактора (при мощности ~1 Вт) скорость подъема нижней половины отражателя должна быть не менее 83 см/с. В условиях предельно низкой стартовой мощности эта скорость может быть понижена в 2-3 раза.

Авторы благодарят В. М. Цветкова и К. Г. Плузяна за помощь в оформлении рисунков и презентации статьи.

Список литературы

- 1. Мельников С. П., Сизов А. Н., Синянский А. А. Лазеры с ядерной накачкой. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008.
- 2. Загидулин А. В., Бочков А. В., Мироненко В. В., Софиенко Г. С. 500-джоульный лазер с ядерной накачкой // Письма в ЖТФ, 2012, т. 38, вып. 23, с. 31–39.
- 3. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2011, вып. 1, с. 17–24.

- 4. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х., Воронцов С. В., Евдокимов В. В. Продолжение поиска вариантов реактора с форсированными параметрами импульсов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 1, с. 13–24.
- 5. Шагалиев Р. М., Шумилин В. А., Алексеев А. В. и др. Математическое моделирование и методики решения многомерных задач переноса частиц и энергии, реализованные в комплексе САТУРН-3 // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1999, вып. 4, с. 20–26.
- 6. Тепловые свойства веществ: Справочные таблицы / Составитель Γ . Н. Иванов. М.: ЦНИИатоминформ, 1979.
- 7. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. Т. 2.
- 8. Колесов В. Ф. Решения динамических задач термоупругости для полусферической оболочки и стержня // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2014, вып. 3, с. 61–71.
- 9. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений / Пер. с англ. М.: МИР, 1964.
- 10. Коваленко А. Д. Термоупругость. Киев: Вища школа, 1975.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 10.06.2016.

Вопросы атомной науки и техники Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 76–84.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В АВАРИЙНЫХ РЕЖИМАХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА РЕАКТОРЕ БИГР

Д. Ю. Бардыгин, А. А. Девяткин, С. В. Кабанов, А. К. Лычагин, А. М. Пичугин, В. В. Сажнов, Н. А. Тесаловский

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Представлена общая информация о проведении испытаний тепловыделяющих элементов на импульсном реакторе БИГР в условиях, моделирующих реактивностную аварию. Описан ряд усовершенствований и модификаций в постановке облучательных экспериментов, относящихся к современному периоду работ.

Ключевые слова: реактор БИГР, импульсные облучения твэлов, моделирование реактивностной аварии, облучательные устройства.

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF FUEL ELEMENTS BEHAVIOUR UNDER ACCIDENT CONDITIONS AT THE BIGR REACTOR / D. YU. BARDYGIN, A. A. DEVYATKIN, S. V. KABANOV, A. K. LYCHAGIN, A. M. PICHUGIN, V. V. SAZHNOV, N. A. TESALOVSKIY // General information on RIA type conditions modeling tests of fuel elements in pulse reactor BIGR is presented. Some issues on tests setup and methodology development related to modern period of activities are described.

Key words: BIGR reactor, pulsed irradiation of fuel elements, simulation of reactivity accident, irradiating devices.

Введение

В соответствии с требованиями нормативных документов [1] для обоснования безопасности реакторов в авариях реактивностного типа (RIA) необходимо экспериментально установить допустимые режимы работы твэлов. С целью решения этой задачи начиная с середины 1990-х гг. специалистами Института ядерной и радиационной физики и Института теоретической и математической физики РФЯЦ-ВНИИЭФ проводились работы по созданию разработке базы расчетноэкспериментальной методики для исследования поведения твэлов в авариях реактивностного типа в экспериментах на реакторе БИГР [2, 3].

Результатом применения методики является получение информации по критериям разрушения твэлов, необходимой для обоснования пределов безопасной эксплуатации энергетических установок в надзорных органах. Получение конечного результата обеспечивается комплексным применением отработанного экспериментального оборудования и методик расчетного сопровождения реакторных экспериментов с твэлами, использующих современные нейтронно-физические и термомеханические коды. Методика использовалась для обоснования допустимых уровней энерговыделения в твэлах различных типов: с оксидным таблеточным топливом, топливом на основе сплавов урана, микротвэлов и др.

Наиболее обширная исследовательская программа выполнена для топлива реакторов типа ВВЭР. В 1990-х гг. были проведены 12 экспериментов с рефабрикованными твэлами (выпущен отчет NRC NUREG-0213 [4]) и большое количество экспериментов с необлученным топливом.

На современном этапе в рамках договоров с АО «ВНИИНМ» с 2012 г. проводятся эксперименты с твэлами ВВЭР, имеющими модифицированные конструкционные параметры (топливные таблетки без центрального отверстия и более тонкая оболочка). Испытываются твэлы как с необлученным, так и с облученным топливом.

В 2013 г. была проведена 5-я серия экспериментов с выгоревшими твэлами, в ходе которой испытывались твэлы, имеющие топливные таблетки без центрального отверстия (с повышенной ураноемкостью) и более тонкую оболочку. Также проводились испытания твэлов с необлученным топливом, в том числе, впервые с топливом, содержащим выгорающий поглотитель.

Кроме того, проводятся испытания твэлов прежних конструкций, но с повышенной глубиной выгорания. В 2014 г. была проведена серия экспериментов с образцами твэлов ВВЭР-1000, в ходе которой испытывались твэлы с рекордной глубиной выгорания: более 72 МВт·сут./кг U. Запланировано проведение новых экспериментов с топливом ВВЭР, ведется подготовка к ним.

В период 2012–2014 гг. в рамках контракта с Корейским исследовательским институтом атомной энергии (KAERI) проведены эксперименты с твэлами на основе интерметаллического топлива. В результате исследований определены значения удельной энтальпии, соответствующие разрушению твэлов со «свежим» и «выгоревшим» уран-циркониевым топливом. Для решения задачи были проведены успешная адаптация и усовершенствование расчетно-экспериментальной методики для ее применения к стержневым твэлам, имеющим отличную от твэлов ВВЭР конструкцию. Ранее испытания необлученных твэлов с уранциркониевым топливом проводились также

в реакторе Гидра (РНЦ «Курчатовский институт») [5].

В статье приведена общая информация о постановке облучательных экспериментов с твэлами на БИГР и отдельно рассмотрены некоторые особенности подготовки и проведения экспериментов, относящиеся к современному периоду работ.

Общие сведения о постановке облучательных экспериментов

Реактор БИГР относится к классу апериодических исследовательских импульсных ре-(исследовательский импульсный ядерный реактор на быстрых нейтронах) [6]. уникального Благодаря свойствам графитового топлива установка позволяет генерировать в активной зоне (АЗ) импульсы делений с высокими значениями энерговыделения и получать рекордные значения интегрального потока нейтронов за импульс на облучательных позициях. Минимальная полуширина колоколообразной части для импульса на мгновенных нейтронах составляет ~2 мс, при этом достигается значение интегрального потока нейтронов у боковой поверхности $\sim 1.10^{15} \text{ см}^{-2}$. Пример формы импульса делений в АЗ представлен на рис. 1 (импульс на мгновенных нейтронах, режим с остановкой импульсного стержня в АЗ).

На установке создан комплекс оборудования, предназначенного для проведения экспе-

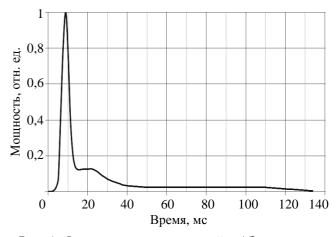


Рис. 1. Форма импульса делений в А3 реактора БИГР

риментальных исследований поведения тепловыделяющих элементов энергетических реакторов в условиях, моделирующих реактивностные аварии на ядерных энергетических установках. Комплекс позволяет проводить испытания экспериментальных твэлов, содержащих как свежее (необлученное) топливо, так и выгоревшее.

Основными составными элементами комплекса являются облучательные устройства для конвертации спектра нейтронов утечки реактора (блоки отражателя-замедлителя (БОЗ)) и облучательные ампулы.

Исходный спектр нейтронов со средней энергией ~0,8 МэВ может использоваться для облучения твэлов быстрых реакторов или трансформироваться при помощи специально подобранной комбинации замедляющих нейтроны материалов в требуемый спектр. Облучательные устройства типа БОЗ размещаются снаружи АЗ БИГР.

Получаемым в результате применения БОЗ значениям интегрального потока замедленных нейтронов в облучательных полостях соответствуют уровни удельного энерговыделения в топливе до $\sim 40 \cdot 10^3$ Дж/г 235 U (в расчете на максимально разрешенное энерговыделение в АЗ – 280 МДж). Эффект увеличения потока замедленных нейтронов по сравнению с облучениями на невозмущенном спектре нейтронов утечки достигается за счет следующих механизмов:

- 1) трансформации спектра нейтронов утечки в объеме облучательной полости БОЗ за счет применения в составе БОЗ материалов, эффективно рассеивающих и замедляющих нейтроны;
- 2) возмущения функции распределения плотности делений по объему АЗ (увеличение плотности делений в области АЗ, примыкающей к БОЗ), приводящего к увеличению интегрального потока нейтронов утечки в месте размещения объекта испытаний.

На рис. 2 и 3 представлены схемы размещения БОЗ у боковой поверхности реактора и ампулы в облучательной полости БОЗ.

Экспериментальные твэлы испытываются в специальных, оснащенных инструментами

контейнерах (ампулах), обеспечивающих безопасность проведения экспериментов (защиту от радиоактивных загрязнений). Разработаны экспериментальные ампулы различных типов, предназначенные для испытаний свежих и выгоревших твэлов в различных условиях. Испытания могут проводиться в водной среде при давлении от 0,1 МПа до 17 МПа или в воздухе.

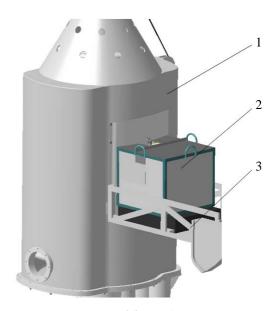


Рис. 2. Размещение БОЗ у боковой поверхности реактора: 1 – реактор БИГР; 2 – БОЗ; 3 – транспортное устройство

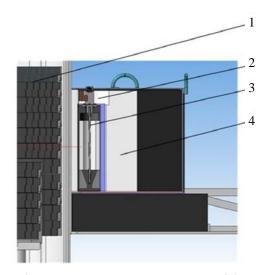


Рис. 3. Схема размещения ампулы в БОЗ: 1- топливные кольца АЗ БИГР; 2- ампула; 3- твэл; 4- БОЗ

Ампулы, предназначенные для экспериментов со свежим топливом, обеспечивают из-

мерение температур оболочки твэлов и элементов ампулы и давления среды в ампуле. Схемы некоторых типов ампул приведены на рис. 4.

Удельное энерговыделение в топливе твэлов в импульсных облучениях определяется на основании результатов статических калибровочных экспериментов и результатов нейтронно-физических расчетов.

Разработка и применение нового облучательного устройства

На современном этапе работ было создано и исследовано облучательное устройство типа

БОЗ на основе бериллия, материала, обладающего малым сечением поглощения, большим числом атомов в $1~{\rm cm}^3$ и большим сечением рассеяния.

Состав БОЗ выбирался на основании имеющегося опыта применения аналогичных устройств. Были экспериментально исследованы два варианта БОЗ, их изображения приводятся на рис. 5. Конструктивно БОЗ представляет собой металлический тонкостенный контейнер, содержащий бериллиевые, графитовые и стальные блоки. Материал каркаса и стенок корпуса – сталь. Передняя стенка изготовлена из стального листа толщиной 0,5 мм.



Рис. 4. Схемы облучательных ампул

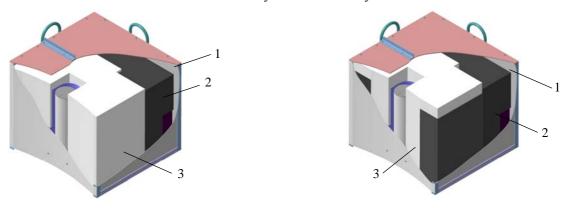


Рис. 5. Варианты БОЗ: 1 – сталь; 2 – графит; 3 – бериллий

Бериллиевая и графитовая области БОЗ набраны из отдельных элементов. В области БОЗ, примыкающей к передней стенке, находится вертикальная полость, предназначенная для размещения облучаемых объектов.

В дальнейшем проведенные расчетные исследования подтвердили, что выбранная структура БОЗ близка к оптимальной в аспекте достижения максимального удельного энерговыделения в топливе испытываемых твэлов.

Созданное облучательное устройство применяется во всех экспериментах современного этапа и обеспечивает достижение необходимых уровней удельного энерговыделения в соответствии с задачами испытаний.

Использование новой облучательной позиции

Эксперименты по облучению твэлов, содержащих выгоревшее топливо, характеризуются своими особенностями из-за специфики объектов испытаний. В связи с тем, что ампулы с твэлами являются мощными источниками гамма-излучения (из-за наличия в выгоревшем топливе значительного количества радиоактивных долгоживущих осколков деления и продуктов их превращений), операции по загрузке ампул в облучательное устройство выполняются с применением дистанционно управляемых электрических грузоподъемных механизмов, стационарно размещенных в помещениях комплекса. Для выполнения операций по загрузке и выгрузке ампул разработана специальная процедура, обеспечивающая радиационную безопасность проведения работ. Отработке технологии проведения работ с ними было уделено повышенное внимание, так как изначально комплекс БИГР не оснащался специализированным оборудованием для выполнения операций с ампулами.

Во всех проводившихся ранее экспериментах объекты испытаний (твэлы в герметичных ампулах) размещались в различных модификациях облучательного устройства БОЗ, установленного на загрузочном столе специального стенда.

В рамках 6-й серии экспериментов с топливом ВВЭР испытывались твэлы, содержащие топливо с рекордной глубиной выгорания 72–74 МВт·сут./кг U. Возрастание мощности дозы гамма-излучения от ампул, обусловленное ростом величины выгорания, делало принципиально невозможным проведение работ по существовавшей технологии. В связи с этим уже на подготовительной стадии работы было принято решение об использовании для проведения 6-й серии экспериментов с выгоревшим топливом другой облучательной позиции, находящейся с противоположной стороны реактора.

Загрузка на выбранную облучательную позицию проводится из другого лабораторного помещения комплекса с применением другого транспортно-загрузочного устройства. Размеры лабораторного помещения и особенности размещения оборудования в нем позволяют производить операции с ампулами (загрузка в полость БОЗ и выгрузка из полости БОЗ) при меньшем радиационном воздействии на персонал.

Материальный состав и геометрические характеристики облучательного устройства БОЗ при этом не изменялись, было изменено только его расположение относительно АЗ БИГР. Изменение облучательной геометрии представлено на рис. 6: приведена условная схема, позволяющая сравнить варианты размещения БОЗ у боковой поверхности реактора в различных редакциях эксперимента.

Для технической реализации принятого решения по схеме проведения экспериментов выполнены следующие работы:

- 1) разработаны и изготовлены дополнительное оборудование и оснастка, предназначенные для размещения облучательного устройства БОЗ на другой относительно АЗ БИГР облучательной позиции;
- 2) проведены экспериментальные исследования для оценки изменения параметров облучательного устройства БОЗ при его размещении на другой относительно АЗ БИГР позиции. Проведен анализ результатов, сделано заключение об отсутствии необходимости дополнительного изменения экспериментального оборудования;

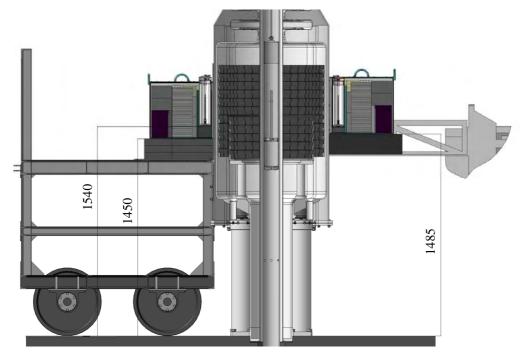


Рис. 6. Сравнительная схема размещения БОЗ на телеге (новая позиция, слева) и загрузочном столе стенда (прежняя позиция)

3) отработана модифицированная процедура обращения с ампулами, содержащими твэл, обеспечивающая безопасность персонала при проведении работ по загрузке и выгрузке в новой редакции экспериментов с учетом увеличения глубины выгорания топлива и, соответственно, радиационных характеристик объектов испытаний.

ампул с точки зрения выполнения требований к режимам нагружения твэлов в экспериментах. На рис. 7 представлены изображения (вертикальный разрез) трех типов облучательных ампул. Следует обратить внимание, что в части основных конструктивных параметров (диаметр корпуса, эффективная толщина стенки,

Унификация структуры облучательных ампул

При проведении экспериментов с твэлами на основе интерметаллического топлива был применен усовершенствованный подход при выборе конструктивного облика облучательных ампул. Эксперименты состояли из ряда последовательных взаимосвязанных этапов: калибровочные эксперименты, импульсные эксперименты с необлученными твэлами, импульсные эксперименты с облученными твэлами.

Для выбора схемы экспериментальных устройств проводились нейтронно-физические расчеты. В результате расчетных исследований были получены оптимальные значения конструктивных параметров облучательных

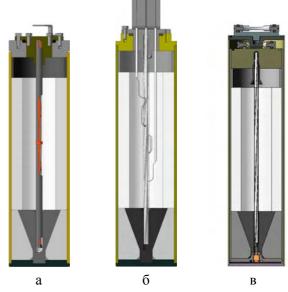


Рис. 7. Облучательные ампулы: а — для калибровочных экспериментов; б — для импульсных экспериментов с необлученными твэлами; в — для импульсных экспериментов с облученными твэлами

размеры металлических и полиэтиленовой вставок) представленные ампулы совпадают. Влияние имеющихся отличий в конструкциях облучательных ампул на количество делений в центральной части твэла оценивалось по результатам расчетных исследований.

Особенность примененного подхода заключается в максимальной унификации структуры ампул разного типа с точки зрения основных параметров, влияющих на формирование профиля энерговыделения. Это позволило, в первую очередь, повысить точность определения ключевых параметров, характеризующих воздействие на испытываемые твэлы, и, во-вторых, облегчить комплексную трактовку экспериментальных результатов, получаемых на каждом из этапов.

Заключение

Начиная с 1990-х гг. в РФЯЦ-ВНИИЭФ развивается направление проведения испытаний твэлов на стойкость к условиям, моделирующим реактивностную аварию с использованием установки на основе реактора БИГР.

Результатом применения методики является получение информации по критериям разрушения твэлов, необходимой для обоснования пределов безопасной эксплуатации энергетических установок в надзорных органах. Получение конечного результата обеспечивается комплексным применением отработанного экспериментального оборудования и методик расчетного сопровождения реакторных экспериментов с твэлами, использующих современные нейтронно-физические и термомеханические коды.

Совершенствование экспериментального оборудования и расчетных методов обеспечивает гибкую адаптацию комплекса к проведению экспериментов с твэлами принципиально отличных типов как по конструкции, так и по составу топлива.

Список литературы

- 1. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций. НП-082-07. Утверждены Федеральной службой по экологическому, технологическому и атомному надзору. 10.12.2007 г. № 4.
- 2. Богданов В. Н., Ильин В. И., Колесов В. Ф. и др. Поведение твэлов в авариях типа RIA // Атом. 2003. № 22. С. 29–31.
- 3. Исследования поведения тепловыделяющих элементов в аварийных режимах в экспериментах на реакторе БИГР // Сб. тр. межд. конф. «Исследовательские реакторы в разработке ядерных технологий нового поколения и фундаментальных исследованиях». Димитровград: ГНЦ НИИАР, 2012.
- 4. Yegorova L. et al. Experimental Study of narrow pulse effects on the behavior of high burnup fuel rods with Zr-1%Nb cladding and UO₂ fuel (VVER type) under reactivity-initiated accident conditions: Program approach and analysis results // US Nuclear Regulatory Commission. NUREG/IA-0213, 2006.
- 5. Koo Y. H. et al. Behavior of unirradiated Zr based uranium metal fuel under reactivity initiated accident conditions // Nucl. Eng. and Design. 2008. 238. P. 1592–1600.
- 6. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы: Монография в 2 т. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007. Т. 1. С. 68–75.

Контактная информация –

Тесаловский Николай Андреевич, начальник научно-исследовательского сектора ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ,

e-mail: tesalovskiy@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 10.06.2016.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 85–91.

МЕТОДОЛОГИЯ РАСЧЕТА ГИПОТЕТИЧЕСКИХ ИЗОМЕРНЫХ γ -РЕАКТОРОВ НА ПРИМЕРЕ 178m2 Hf

В. Ф. Колесов, С. Н. Абрамович, А. Е. Шмаров, Е. В. Интяпина

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

На примере ядерного изомера 178m2 Нf разработана методология описания кинетических явлений в изомерных γ -реакторах. Рассмотрение процессов в среде изомера основано на предположении, что в результате использования резонансного механизма NEET удается переводить изомер в триггерное состояние и тем самым создавать условия для цепной реакции γ -распадов, подобной цепной реакции делений в нейтронных ядерных реакторах.

Ключевые слова: ядерный изомер, гафний, γ -реактор, методология расчетов, триггерное состояние, резонансный механизм, кинетика реакторов.

THE CALCULATION METHODOLOGY BY THE EXAMPLE OF $^{178\text{m}2}$ Hf HYPOTHETICAL ISOMERIC γ -REACTORS / V. F. KOLESOV, S. N. ABRAMOVICH, A. E. SHMAROV, E. V. INTJA- $^{178\text{m}}$ 2-Y.

PINA // By example of nuclear isomer $^{178\text{m}2}$ Hf there was developed the methodology of describing kinetic phenomena in isomer gamma-reactors. The consideration of processes in isomer medium is based on a supposition that as a result of using resonance mechanism NEET it is possible to put isomer to trigger state and thereby create conditions for chain reaction of γ -decays similar to the chain reaction of fissions in neutron nuclear reactors.

Key words: nuclear isomer, hafnium, γ -reactor, methodology of calculation, trigger state, resonance mechanism, reactors kinetic.

Вводный раздел

Высокая удельная энергоемкость сред, состоящих из ядерных изомеров, создает серьезные стимулы для поиска способов высвобождения этой энергии для использования в стационарных или импульсных установках – источниках энергии и γ-излучения. В литературе рассмотрено много сред, состоящих из различных ядерных изомеров, на предмет обсуждения возможностей снятия запасенной в них энергии [1]. Значительное внимание исследователей привлечено к среде, состоящей из ядерного изомера ^{178m2} Hf [1–3]. В табл. 1 проведено сравнение удельных энергоемкостей ^{178m2} Hf и других известных материалов.

Таблица 1

 некоторых материалов

 Среда
 Удельная энергоемкость, ГДж/г

 178m2
 1,3/0,7

 235
 1,2/0,7

 82

Сравнение удельных энергоемкостей

- 1	7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7
^{178m2} Hf	1,3/0,7
²³⁵ U+ <i>n</i>	82
D+T	340
Тротил	4 · 10 – 6

В статье приведены результаты разработки на примере гафния методологии описания явлений в изомерных у-реакторах. Предполагалось, что механизм снятия энергии ^{178m2}Hf может осуществляться за счет триггерного уровня, незначительно (примерно на 10 кэВ) превышающего изомерный уровень [4–10].

Указания на предмет существования триггерного уровня содержатся в ряде экспериментальных работ [2, 3]. Явление распада изомера гафния через триггерный уровень получило аббревиатурное название NEET (Nuclear Excitation by Electron Transition).

В принятом здесь механизме цепной реакции новые триггерные состояния генерируются фотонами, возникающими при заполнении электронами вакансий в электронной L-оболочке атома гафния. Средняя вероятность генерирования одной вакансией нового триггерного состояния (величина γ) в рамках настоящей работы является свободным параметром. Для конкретных активных зон значения этого параметра находятся из условия предполагаемой их критичности. Схема распада изомера 178m2 Нf представлена на рис. 1.

Таким образом, используемая здесь схема цепной реакции в среде изомерного гафния заключается в следующем. Случайный у-квант производит ионизацию *L*-оболочки атома. Энергия возбуждения атома, возникающая вследствие заселения вакансии на L-оболочке, с какой-то вероятностью передается ядру изомера, и ядро оказывается в триггерном состоянии. После этого происходит практически мгновенная разрядка изомерного ядра. Разрядка сопровождается высвечиванием большого количества у-квантов, которые за счет фотопоглощения и некогерентного рассеяния производят ионизацию среды, создавая новые вакансии в атомной оболочке, в том числе и на L-оболочке, тем самым замыкая цепную реакцию. (Вероятность образования вакансий электронами конверсии в обсуждаемой работе принималась равной нулю.)

Для целей создания адекватного представления о ядерных процессах в изомерном у-реакторе и надежного моделирования этих процессов необходимо иметь что-то подобное теории переноса нейтронов и кинетике делительных реакторов [11, 12]. Прямое заимствование алгоритмов из области делительных устройств в данном случае невозможно, поскольку перенос у-квантов (носителей цепной реакции в изомерном реакторе), генерирование у-квантами вакансий, а также кинетика таких устройств отличаются значительным

 ^{178}Hf IT Decay (31 y) $_{80}V_{a}04,76De20,68He10$ Intensities: I($\gamma+ce)$ per 100 decays of parent

Intensi %IT=100 2136.51 1859.11 1601.47

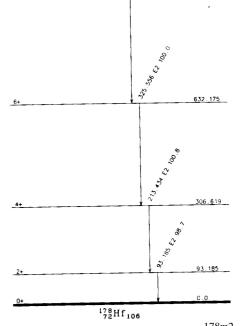


Рис. 1. Схема распада изомера ^{178m2}Hf

своеобразием. Теория γ -реактора должна базироваться на собственных предпосылках и алгоритмах.

Задачи переноса в среде реактора у-квантов, расчета вероятности рождения у-квантами вакансий и привязанных к моменту рождения у-кванта временных распределений для событий рождения вакансий решаются в статье с помощью монте-карловской программы ТРИАДА [13–15]. Назначение этой программы – решение нестационарных задач совместного переноса в веществе нейтронов, у-квантов, электронов, позитронов и тяжелых заряженных частиц, а также фотонов оптического диапазона.

Избранный в настоящей работе подход к описанию явлений в γ-реакторе включает:

- расчеты с помощью программы ТРИАДА вероятности γ_{ij} создания γ -квантом типа (ij) вакансии на L-уровне и среднего времени генерирования этой вакансии $\overline{\tau}_{ij}$;
- процедуру определения аналитических выражений для временных распределений интенсивности излучения γ-квантов, создания γ-квантами вакансий, а также для коэффициента размножения и среднего времени генерирования триггерных состояний;
- вывод уравнений кинетики и динамики γ-реактора;
- разработку программы численного решения уравнений динамики γ-реактора.

Были введены следующие названия и обозначения ряда опорных понятий и величин:

- число возбужденных состояний уровня i ядер $^{178\text{m}2}$ Нf во всей системе в момент времени t названо населенностью уровня i и обозначено как $I_i(t)$;
- величины $J_i = \lambda_{ij} I_i(t)$ обозначены как интенсивности излучения γ -квантов при переходе ядра с уровня i на уровень j;

 a_{ij} — число γ -квантов типа (ij) на один распад изомера;

 γ_{ij} — число вакансий, образуемых на L-оболочке одним γ -квантом типа (ij) ;

 $\phi_{ij}(t)$ – абсолютные временные распределения интенсивности рождения γ -квантов;

 $f_{ij}(t)$ — нормированное на единицу временное распределение вероятности образования вакансий γ -квантом, излученным в момент t=0 (согласно расчетам, распределения $f_{ij}(t)$ хорошо представляются экспонентами, на этом основании принято $f_{ij}(t) = \Lambda_{ij}e^{-\Lambda_{ij}t}$);

 γ – вероятность образования триггерной населенности одной вакансией.

Коэффициент размножения триггерных состояний

Коэффициент размножения триггерных состояний в изомерном γ -реакторе $k_{\rm эф}(t)$ определен как число новых триггерных состояний, производимых γ -квантами одного распада изомера. Чтобы получить формулу для $k_{\rm эф}(t)$, достаточно отметить, что число вакансий на один распад триггерного состояния равно $\sum_{ii} a_{ij} \gamma_{ij}$. Число новых триггерных со-

стояний на один распад изомера должно быть записано как

$$k_{9\phi}(t) = \gamma \sum_{ij} a_{ij} \gamma_{ij} . \tag{1}$$

Полный коэффициент размножения $k_{\rm эф}(t)$ является суммой коэффициента размножения мгновенных триггерных состояний $\tilde{k}_{\rm эф}(t)$ и части $k_{\rm эф}(t)$, вносимой запаздывающими триггерными состояниями, $\delta k_{\rm эф}(t)$:

$$k_{3\Phi}(t) = \tilde{k}_{3\Phi}(t) + \delta k_{3\Phi}(t);$$
 $\tilde{k}_{3\Phi}(t) = \gamma \sum_{(ij)\text{мгн}} a_{ij} \gamma_{ij};$ (уровни 2–6); $\delta k_{3\Phi}(t) = \gamma \sum_{(ij)\text{зап}} a_{ij} \gamma_{ij};$ (уровни 7–11).

Как видим, в рассматриваемом у-реакторе имеется лишь одна группа запаздывающих триггерных состояний. Она составляет примерно половину всех триггерных состояний.

Абсолютные временные распределения интенсивности рождения мгновенных у-квантов

Дальнейшая задача заключается в определении среднего времени генерации мгновенных и запаздывающих триггерных состояний. Чтобы решать эту задачу, необходимо найти абсолютные временные распределения $\phi_{ij}(t)$ – интенсивности рождения $f_{ij}(t)$ – интенсивности рождения $f_{ij}(t)$ – интенсивности рождения вакансий.

Распределения $\varphi_{ij}(t)$ для i-го уровня зависят от постоянных распада не только i-го, но и более высоких уровней, поскольку интенсивность возбуждения i-го уровня определяется распадом всех более высоких уровней. С учетом этого замечания распределения $\varphi_{ij}(t)$ находились с помощью решений дифференциальных уравнений, записанных для каждого уровня на основании баланса возбуждений и распадов i-го уровня.

Абсолютные временные распределения интенсивности рождения мгновенных вакансий

Абсолютные распределения интенсивности рождения мгновенных вакансий были рассчитаны с помощью более сложных соотношений. Эти соотношения выведены на основании определенных выше распределений $\phi_{ij}(t)$ и временных распределений интенсивности образования вакансий γ -квантом типа (ij), рожденным в момент t=0:

$$\psi_{ij}(t) = \gamma_{ij} \Lambda_{ij} e^{-\Lambda_{ij}t} \,. \tag{2}$$

Искомые распределения $f_{ij}(t)$, $f_i(t) = \sum_j f_{ij}(t)$ получены путем интегральных операций с $\phi_{ij}(t)$ и (2). Распределение $f_i(t)$ имеет вид

$$f_i(t) = \sum_{j} f_{ij}(t) = \sum_{j} \gamma_{ij} \Lambda_{ij} \int_{0}^{t} \varphi_{ij}(t - x) e^{-\Lambda_{ij}x} dx. \quad (3)$$

Суммарное абсолютное временное распределение интенсивности рождения вакансий, генерируемых всеми мгновенными у-квантами распада триггерного состояния, равно

$$F(t) = \sum_{i=2}^{6} f_i(t).$$

Среднее время генерации триггерных состояний в изомерном у-реакторе равно

$$\Lambda = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} tF(t)dt}{\int_{0}^{\infty} F(t)dt}.$$
(4)

Область запаздывающих γ-квантов (7–11-й уровни)

Временные характеристики запаздывающих у-квантов (7–11-й уровни) полностью определяются характеристиками 7-го уровня, отличающегося большим временем жизни. С учетом этого обстоятельства абсолютное суммарное распределение интенсивности рождения запаздывающих вакансий дается выражением

$$(a_{78}\gamma_{78} + a_{89}\gamma_{89} + a_{910}\gamma_{910} + + a_{1011}\gamma_{1011} + a_{1112}\gamma_{1112})e^{-\lambda_{7}^{*}t},$$

а среднее время генерации запаздывающих вакансий или соответствующих им триггерных состояний – выражением

$$\frac{1}{\lambda}$$

 $(\lambda - \text{постоянная распада 7-го уровня схемы рис. 1).}$

Уравнения кинетики изомерного γ-реактора

Теперь мы имеем возможность сформулировать уравнения кинетики изомерного у-реактора. Введем обозначения: P(t) — число мгновенных триггерных состояний в момент t; C(t) — число предшественников запаздываю-

у-реактора;
$$\Lambda = \frac{\tau}{k_{9 \Phi}}$$
 , $\beta = \frac{\delta k_{9 \Phi}}{k_{9 \Phi}}$ — доля запазды-

вающих триггерных состояний.

В указанных обозначениях из баланса триггерных состояний можно записать следующие уравнения точечной кинетики для изомерного γ-реактора:

$$\begin{cases} \frac{dP}{dt} = \frac{k_{3\varphi} (1-\beta)-1}{\tau} P + (1-\beta) (\lambda C + S_0), \\ \frac{dC}{dt} = \frac{k_{3\varphi} \beta}{\tau} P - (1-\beta) \lambda C + \beta S_0 \end{cases}$$
 или (5)

 $\begin{cases} \frac{dP}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} P + (1 - \beta) (\lambda C + S_0), \\ \frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} P - (1 - \beta) \lambda C + \beta S_0. \end{cases}$

Уравнения динамики изомерного γ-реактора

Для перехода от уравнений кинетики изомерного γ -реактора к более полным уравнениям динамики необходимо установить связь выхода энергии в активной зоне и температуры активной зоны с величинами P(t), C(t) и реактивностью $\rho(t)$ γ -реактора.

Количество тепла, накопленного в активной зоне к моменту времени t, представлялось соотношениями

$$Q(t) = \Delta E_1 \left[S_0 t + \frac{1}{\tau} \int_0^t P(t) dt \right] +$$

$$+ \Delta E_2 \left[S_0 t + \lambda \int_0^t C(t) dt \right]$$

или

$$Q(t) = \Delta E_1 \left[S_0 t + \frac{1 - \rho}{\Lambda} \int_0^t P(t) dt \right] + \Delta E_2 \left[S_0 t + \lambda \int_0^t C(t) dt \right], \tag{6}$$

где ΔE_1 , ΔE_2 — доли энергии распада ядра, приходящиеся соответственно на мгновенные и запаздывающие уровни.

Задача динамики изомерного у-реактора сведена к решению следующих уравнений:

$$\begin{cases}
\frac{dP}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} P + (1 - \beta)(\lambda C + S_0), \\
\frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} P - (1 - \beta)\lambda C + \beta S_0, \\
\rho(t) = \rho_0 + at - \alpha u(t), \\
\frac{d^2 u}{dt^2} + \omega^2 u = \omega^2 Q(t), \\
Q(t) = \Delta E_1 \left[S_0 t + \frac{1 - \rho}{\Lambda} \int_0^t P(t) dt \right] + \\
+ \Delta E_2 \left[S_0 t + \lambda \int_0^t C(t) dt \right].
\end{cases} \tag{7}$$

Здесь ω — основная частота колебаний активной зоны, α — коэффициент гашения реактивности, $\rho_0(t)$ — реактивность, определяемая внешними воздействиями, a — скорость линейного ввода реактивности.

Программа ТРИАДА

Как уже говорилось, расчеты переноса γ-квантов, вероятности рождения γ-квантами вакансий и привязанных к моменту рождения γ-кванта временных распределений для событий рождения вакансий проводились с помощью программы ТРИАДА, разработанной А. Е. Шмаровым для решения нестационарных задач совместного переноса в веществе нейтронов, γ-квантов, электронов, позитронов и тяжелых заряженных частиц, а также фотонов оптического диапазона. Моделирование указанных процессов осуществлялось в среде чистого изомера 178m² Нf, представляющего со-

бой холодное вещество в твердом агрегатном состоянии. Структура вещества предполагалась аморфной, со случайной локализацией атомов.

Моделирование переноса γ-квантов осуществлялось по классической схеме последовательных столкновений, описывающей взаимодействия частицы в их хронологической последовательности. Учитывались следующие реакции:

- когерентное рассеяние;
- некогерентное рассеяние с учетом связанности электрона в атоме и доплеровского уширения рассеянных квантов;
- образование электрон-позитронных пар и триплетов;
- фотопоглощение с последующим образованием флюоресцентных квантов и Ожеэлектронов.

В качестве полных сечений всех указанных взаимодействий использовались оцененные данные библиотеки EPDL [16–18]. Моделирование когерентного рассеяния проводилось с использованием атомных форм-факторов упругого рассеяния, взятых из библио-

теки оцененных данных EADL [19]. Некогерентное рассеяние описывалось на основе релятивистской импульсной аппроксимации [20], последовательно учитывающей эффект связи электронов атома-мишени и доплеровское уширение рассеянных квантов. Моделирование процесса фотопоглощения проводилось отдельно для каждой атомной подоболочки.

В табл. 2, 3 приведены рассчитанные с помощью программы ТРИАДА числа и средние времена рождения вакансий. Рассматривался у-реактор из металлического ^{178m2}Hf в форме равновеликого сплошного цилиндра диаметром от 0,5 до 30 см. Плотность гафния – $13.1 \, \text{г/см}^3$, выход энергии в одном распаде ядра – 2,446 МэВ, среднее время жизни относительно спонтанного распада – 44,7 лет. Температура плавления гафния равна ~2200 °C, температура ~5400 °C кипения [21-24].

При отсутствии перераспределения и оттока тепла спонтанный распад ядер $^{178\text{m}2}$ Hf приводит к повышению его температуры на $9.4~^{\circ}$ C за секунду.

Таблица 2 Расчетные числа вакансий (γ_{ij}), рождаемых γ -квантами типа (ij), и полные числа вакансий на один распад изомера

Тип		Диаметр активной зоны, см						
ү-кванта	0,5	1	2	3	5	10	30	
(23)	0,980	1,540	1,99	2,00	2,28	2,23	2,21	
(24)	0,518	0,982	1,51	2,03	2,29	2,84	3,10	
(34)	1,050	1,550	1,82	1,97	2,06	2,06	2,20	
(35)	0,534	1,010	1,67	1,97	2,36	2,71	3,11	
(45)	1,120	1,570	1,85	1,94	2,17	2,10	2,24	
(46)	0,550	1,020	1,58	1,93	3,08	2,55	3,08	
(56)	1,190	1,780	2,04	1,90	2,21	2,03	2,28	
(57)	0,663	1,080	1,77	1,92	2,73	2,45	2,73	
(67)	1,250	1,770	1,98	1,86	1,98	2,02	2,08	
(78)	1,890	1,770	1,99	1,79	1,94	1,80	1,95	
(89)	0,688	1,120	1,66	1,93	2,19	2,19	2,65	
(910)	0,915	1,370	1,78	2,15	2,21	2,44	2,21	
(1011)	1,250	1,710	1,90	1,83	2,00	2,23	2,22	
(1112)	1,690	1,790	1,79	1,70	1,87	1,87	1,89	
$\sum_{ij} a_{ij} \gamma_{ij}$	6,265	8,80	11,24	12,38	14,34	14,73	15,82	

Тип	Диаметр активной зоны, см							
ү-квантов	0,5	2	5	10	30			
(23)	4,46	8,51	9,79	10,2	10,6			
(24)	5,94	17,3	26,0	29,8	33,8			
(34)	4,21	7,64	8,57	9,27	9,15			
(35)	5,80	16,6	24,2	27,3	30,6			
(45)	3,95	6,56	7,13	7,39	7,59			
(46)	5,59	15,7	17,3	24,8	27,4			
(56)	3,65	5,59	6,04	6,16	6,33			
(57)	5,55	14,7	16,0	21,9	23,8			
(67)	3,27	4,66	5,04	5,11	5,22			
(78)	0,774	0,814	0,814	0,860	0,817			
(89)	5,43	13,5	18,0	21,5	21,2			
(910)	4,73	9,82	11,2	12,2	12,8			
(1011)	3,20	4,55	4,83	4,95	5,00			
(1112)	0,874	0,909	0,874	0,893	0,876			

Как видно из табл. 2, 3, числа вакансий на γ -квант и на распад изомера, а также средние времена рождения вакансий γ -квантами, как это и должно быть, возрастают с увеличением размера активной зоны: сначала быстро, затем медленнее. Числа вакансий на γ -квант и средние времена рождения вакансий в зависимости от типа γ -кванта и диаметра активной зоны изменяются соответственно от 0,52 до 3,11 и от 0,77 до 34 пс. Полные числа вакансий на распад изомера в зависимости от диаметра активной зоны изменяются от 6,26 до 15,82.

Информация о значениях $\sum_{ij} a_{ij} \gamma_{ij}$ в по-

следней строке табл. 2 позволяет делать однозначные заключения о значениях коэффициента γ (вероятности возбуждения нового триггерного состояния одной вакансией), удовлетворяющих требованию достижения критичности. Указанные значения γ существенно (в 2–2,8 раз) различаются в зависимости от того, хотим ли мы иметь дело с просто критической системой $\left(k_{9\varphi}=1\right)$ или с системой, критической по мгновенным триггерным состояниям $\left(\tilde{k}_{9\varphi}=1\right)$. Коэффициент γ умень-

шится в два раза и при увеличении диаметра активной зоны от 0,5 см до 30 см.

Параметры конкретного варианта изомерного у-реактора

Приведенная информация сделала возможной прорисовку облика конкретного, так сказать, квазиреалистичного γ-реактора. В этой связи следует иметь в виду:

- наиболее жесткие требования к значениям коэффициента γ предъявляются в импульсном режиме, в котором цепную реакцию поддерживают только мгновенные вакансии;
- работе γ -реактора в импульсном режиме всегда будут предшествовать медленные подготовительные операции, во время которых реализуется полный $k_{9\varphi}$, следовательно, необходимо принимать меры к удержанию γ -реактора в подкритическом состоянии;
- при увеличении диаметра реактора ресурс реактивности, которая может быть введена внешними приспособлениями, скажем, приближением к активной зоне отражателя, становится все более ограниченным. В резуль-

тате маневренность органов управления γ-реактора больших размеров ухудшается.

В качестве наиболее приемлемого выбран вариант реактора диаметром и высотой 5 см, объемом 98 см^3 , массой $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ 1286 г, c полной энергией изомера $1.7 \cdot 10^6 \text{ МДж.}$ Этот реактор, в сравнении с реактором диаметром 30 см, имеет более высокий ресурс резервной реактивности. К тому же он более удобен для операции быстрого схлопывания частей активной зоны при генерировании импульса.

Схему и принцип действия этого реактора можно представить, например, следующими. Имеется двадцать пять круглых пластинок из металлического ^{178m2}Hf диаметром 5 см, толщиной 2 мм. Пластинки размещены в трубе и в начальный момент, в целях радикального подавления их ядерного взаимодействия, разведены на значительные расстояния (рис. 2). Примерно однородное смыкание пластинок происходит со скоростью внешней пластинки порядка одной десятой километра, одного или нескольких километров за секунду. В начальный момент коэффициент размножения $ilde{k}_{
m ad}$ мгновенных триггерных состояний в системе равен ~0,2, полный $k_{9\Phi}$ - ~0,6. В сомкнутом состоянии активной зоны $\tilde{k}_{\text{эф}} \simeq 1$, $k_{\text{эф}} \simeq 2$.

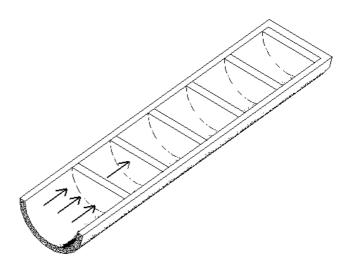


Рис. 2. Схема стартовой геометрии у-реактора

Чтобы достигнуть в этом реакторе стационарного критического или мгновенного критического состояния, параметр γ должен быть не ниже 0,07 и 0,144 соответственно.

Полученные абсолютные временные распределения интенсивности рождения мгновенных γ -квантов $\phi_{ij}(t)$ и интенсивности рождения вакансий $f_i(t)$, F(t) показаны на рис. 3 и 4. Рассчитанное с помощью распределения F(t) время генерации мгновенных триггерных состояний Λ получено равным $5.60 \cdot 10^{-11}$ с.

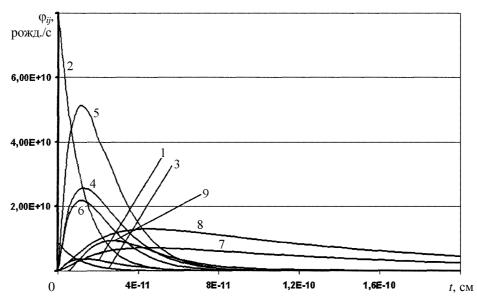


Рис. 3. Абсолютные временные распределения интенсивности рождения мгновенных γ -квантов типа (ij) при распаде $^{178\text{m}2}$ Hf, начинающемся в момент t=0: $1-\phi_{23}(t)$, $2-\phi_{24}(t)$, $3-\phi_{34}(t)\times 10$, $4-\phi_{35}(t)\times 10$, $5-\phi_{45}(t)\times 10$, $6-\phi_{46}(t)$, $7-\phi_{56}(t)\times 10$, $8-\phi_{57}(t)$, $9-\phi_{67}(t)$

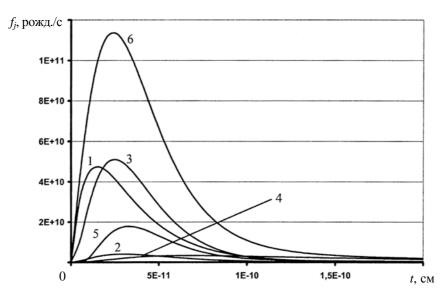


Рис. 4. Абсолютные временные распределения интенсивности рождения вакансий при распаде изомера 178m2 Hf, начинающемся в момент t=0 в γ -реакторе диаметром 5 см:

$$1-f_2(t)$$
, $2-f_3(t)$, $3-f_4(t)$, $4-f_5(t)$, $5-f_6(t)$, $6-F(t)=\sum_{i=2}^{6}f_i(t)$

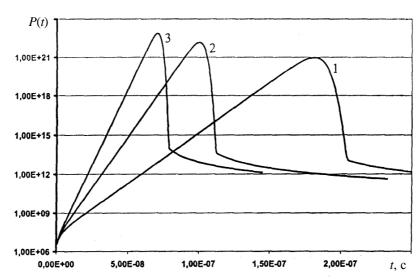


Рис. 5. Ступенчато генерированные импульсы распадов изомера в активной зоне рассматриваемого γ -реактора: $1 - \rho_0 = 0.5262$; $2 - \rho_0 = 0.5362$; $3 - \rho_0 = 0.5462$

Рассмотренный γ-реактор имеет очень малое значение времени генерации мгновенных триггерных состояний. Вследствие этого быстрые переходные процессы в нем отличаются исключительно большой скоростью и, соответственно, очень короткой длительностью вспышек. На рис. 5 показаны импульсы распадов изомера в γ-реакторе, генерированные в условиях ступенчатого ввода реактивности на уровне 1, 2 и 3 % (ρ₀ составит 0,5262, 0,5362 и 0,5462 соответственно). Эти импульсы сопровождаются выходом энергии, равным

соответственно $2,74\cdot10^4$; $2,19\cdot10^5$; и $7,40\cdot10^5$ МДж, и имеют значения ширины на половине высоты 14; 7 и 4,8 нс.

К сожалению, реализация процедуры ступенчатого ввода реактивности в применении к γ-реактору сталкивается с практически непреодолимыми трудностями. Ввиду очень высокого фона спонтанных распадов изомера, даже большие скорости смыкания активной зоны оказываются недостаточными для преодоления преждевременного развития импульса.

Сказанное иллюстрируется данными рис. 6 и табл. 4, представляющими импульсы распадов в у-реакторе при скоростях смыкания активной зоны 0,1; 1 и 10 км/с. Видно, что при высоких, но еще достижимых скоростях смыкания активной зоны выход энергии в импульсах не превышает 22 % от полной энергии изомера.

Импульсы распадов в у-реакторе, данные по которым приведены на рис. 5 и в табл. 4, относятся к разряду переходных процессов под влиянием распада мгновенных триггерных состояний. Но в у-реакторе могут иметь место также стационарные или сравнительно медленно изменяющиеся процессы, в которых наряду с мгновенными триггерными состояниями столь же полноправно проявляют себя запаздывающие триггерные состояния. При учете запаздывающих триггерных состояний

ширина импульса на половине высоты может составлять секунды, минуты и часы.

Заключение

Следует подчеркнуть исключительные трудности практической реализации изомерного у-реактора. На примере изомера ^{178m2}Нf, часто обсуждаемого в печати, хорошо видно, насколько серьезны проблемы создания на базе ядерного изомера критического ядерного устройства. Кажутся почти непреодолимыми трудности наработки этого изомера, отделения его от ядер в основном состоянии, обращения с этим чрезвычайно радиоактивным веществом. Еще не доказана и от того кажется призрачной надежда на перевод ядер ^{178m2}Нf в триггерное состояние с помощью резонансного механизма NEET. Очень проблематичен

Таблипа 4

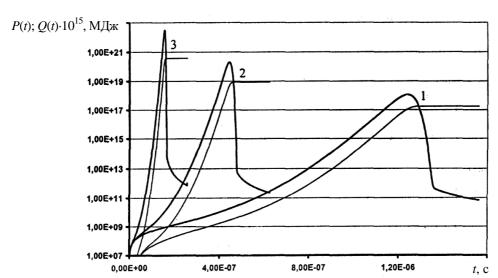


Рис. 6. Импульсы распадов изомера (—) и выход энергии в импульсах (—) при линейном вводе реактивности: $1 - a = 1.6 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$; $2 - 1.6 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$; $3 - 1.6 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$

Характеристики импульсов распада изомера в зависимости от скорости смыкания активной зоны

Vanaveranyaryyyyyyyyyaan	Скорость см	Скорость смыкания активной зоны, км/с			
Характеристики импульсов	0,1	1	10		
Выход энергии за импульс:					
в МДж	176,9	$0.857 \cdot 10^4$	$0.375 \cdot 10^6$		
в долях полной энергии ядер-изомеров	$1,04 \cdot 10^{-4}$	$5,03 \cdot 10^{-3}$	0,220		
	(~0,01 %)	(~0,5 %)	(22 %)		
Ширина импульса на половине высоты, нс	70	21	6,0		
Время достижения пика импульса, мкс	1,24	0,445	0,155		

перевод у-реактора в надкритическое состояние. Тем не менее очень заманчиво было продемонстрировать, какими свойствами обладал бы изомерный у-реактор, будь он реализован на практике. Это и сделано в представленной работе.

Список литературы

- 1. Karamian S. A. ^{178m2}Hf and Other Isomers Candidates for the Decay Stimulated by X-ray Photons // Proceedings of the 1st International Workshop, St-Petersburg, 2000, p. 164–178.
- 2. Collins C. B. et al. // Modern Trend in Laser Physics, 2004, v. 14, № 2, p. 154.
- 3. Collins C. B. et al. Nuclear Resonance Spectroscopy of the 31-yr Isomer of Hf-178 // Laser Phys. Lett., 2005, v. 2, № 3, p. 162–167.
- 4. Browne E. // Nuclear Data Sheets, 1988, v. 54, № 2, p. 199.
- 5. Firestone R. B. Table of Isotopes, Eighth Edition, 1998, Lowrence Berkeley National Laboratory, University of California.
- 6. Войханский М. Е. Ядерные переходы в модели оболочек // Гамма-лучи / Под ред. Л. А. Слива. Москва—Ленинград: Издательство АН СССР, 1961.
- 7. Karpeshin F. F. The Electron Shell as a Resonator // Proceedings of the 1st International Workshop. St-Petersburg, 2000, p. 52–60.
- 8. Karpeshin F. F. The Electron Shell as a Resonator // Hyperfine Interactions, 2002, v. 143, p. 79–96.
- 9. Karpeshin F. F., Trzhaskovskaya, Zhang Jing-Bo. Resonance Conversion as the Effective Way of Triggering the ^{178m2}Hf Isomer Energy // Chinese Physics Letters, 2006, v. 23, № 8, p. 2049–2051.
- 10. Karpeshin F. F., Zhang Jing-Bo, Zhang Wei-Ning. Resonance Conversion as a Catalyzer of Nuclear Reactions // Chinese Physics Letters, 2006, v. 23, № 9, p. 2391–2394.
- 11. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1967.
- 12. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.

- 13. Шмаров А. Е. Программа «VISUAL TRIADA» инструмент численного моделирования совместного переноса гамма-квантов, электронов и позитронов в веществе методом Монте-Карло // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости. Сб. докладов. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003, с. 129–135.
- 14. Шмаров А. Е. Константы упругого рассеяния электронов и позитронов на атомах для решения задач моделирования радиационного отклика методом Монте-Карло // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 1999. Вып. 1–2. с. 48.
- 15. Шмаров А. Е. Физические константы неупругого взаимодействия электронов и позитронов с веществом для решения задач моделирования переноса электронного излучения методом Монте-Карло // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости. Сб. докладов. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003, с. 121–128.
- 16. Cullen D. E., Perkins S. T., Rathkopf J. F. The 1989 Livermore Photon Data Library (EPDL) // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, UCRL-ID-103424(1990).
- 17. Perkins S. T., Cullen D. E., Seltzer S. M. Tables and Graphs of Photon-Interaction Cross Sections Derived from the LLNL Evaluated Photon Data Library (EPDL), Z=1-50 // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, Vol. 6, Part A, Rev. 4 (1991).
- 18. Perkins S. T., Cullen D. E., Seltzer S. M. Tables and Graphs of Photon-Interaction Cross Sections Derived from the LLNL Evaluated Photon Data Library (EPDL), Z = 50-100 // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, Vol. 6, Part B, Rev. 4 (1991).
- 19. Perkins S. T., Cullen D. E., Seltzer S. M. Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z = 1-100 // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, vol. 30 (1991).
- 20. Ribberfors R. // Phys. Rev. B12(1975) 2067.
- 21. Справочник химика. М.-Л.: Химия, 1964. Т. 2.

- 22. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
- 23. Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьева и Е. 3. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 224.
- 24. Гафний. Сб. переводов / Под ред. Л. Н. Комисаровой. М.: Издат. иностр. литер., 1955, с. 7–21.

Контактная информация –

Колесов Владимир Федорович, главный научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ,

e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 10.06.2016.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 92–103.

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ КНК-2-8М

А. С. Кошелев 1 , Л. Е. Довбыш 1 , М. А. Овчинников 1 , Г. Н. Пикулина 1 , Ю. М. Дроздов 1 , С. В. Чукляев 2 , Ю. Н. Пепёлышев 3

 1 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл. 2 АНО «НИИ технологии материалов», г. Москва 3 Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна Московской обл.

Дано краткое описание конструкции детектора быстрых нейтронов КНК-2-8М. Представлены результаты изучения детектора в режимах счета импульсов от деления ядер 238 U в радиаторе нейтронночувствительной секции и токовом с разделением секционных токов функциональных секций. Рассмотрены возможности определения эффективного числа ядер 238 U в радиаторе нейтронно-чувствительной секции.

Диагностические возможности детектора в счетном режиме продемонстрированы на примере анализа справочных данных по характеристикам нейтронных полей в рабочем зале реактора БР-1. Диагностические возможности детектора в токовом режиме работы продемонстрированы на примере результатов измерения интенсивности делений ²³⁸U в энергетических пусках реактора БР-К1, осуществленных в режиме генерирования импульсов деления на запаздывающих нейтронах, при размещении детектора во внутризонной полости реактора в условиях масштабного варьирования поля реакторных излучений.

Ключевые слова: газонаполненный детектор деления ²³⁸U, поле реакторных излучений, счетнотоковый режим работы детектора, коррекция просчетов, аппаратурно-программный регистрационный комплекс.

HIGH-SENSITIVITY FAST NEUTRON DETECTOR KNK-2-8M / A. S. KOSHELEV, L. Ye. DOVBYSH, M. A. OVCHINNIKOV, G. N. PIKULINA, Yu. M. DROZDOV, S. V. CHUKLYAEV, Yu. N. PEPYOLYSHEV // There is given a brief design description of KNK-2-8M detector of fast neutrons. There are presented the results of detector studies in the mode of counting pulses of ²³⁸U nuclei fission in a radiator of a neutron-sensitive section and in the current mode when sectional currents of functional sections are separated. There are considered the determination possibilities of the effective number of ²³⁸U nuclei. The detector diagnostic capabilities in the count mode are demonstrated by the example of reference data analysis performed on the base of the characteristics of neutron fields in the working hall of BR-1 nuclear reactor. The detector diagnostic capabilities in the current mode are illustrated by the results of ²³⁸U fission rate measurements. These data were obtained during BR-K1 nuclear reactor power startups implemented in the mode of generating fission pulses on delayed neutrons at the detector arrangement inside the zone cavity of the nuclear reactor under a wide variation of nuclear radiation fields.

Keywords: gas-filled detector of ²³⁸U fission, nuclear reactor radiation field, count-current operating mode of detector, count adjustment, hardware-software registration system.

Для решения методических и прикладных задач спектрального диагностирования и текущего мониторирования полей быстрых нейтронов ядерно-физических установок, ис-

пользуемых для изучения радиационной стойкости элементов и систем радиоэлектронной аппаратуры (РЭА), в практике работ исследовательского и прикладного характера не утрачен интерес к применению газонаполненных ионизационных камер с пороговыми изотопами деления 237 Np (пороговая энергия $E_{9\varphi}=0.55$ МэВ [1]) и 238 U (пороговая энергия $E_{9\varphi}=1.5$ МэВ [1]). Специализированная камера КНК-2-7М с изотопом деления 237 Np была нами изучена ранее, результаты опубликованы в работе [2]. В настоящей статье представлены результаты изучения специализированной камеры КНК-2-8М, конструктивно идентичной камере КНК-2-7М, но с изотопом деления 238 U.

Газонаполненная ионизационная камера КНК-2-8М построена по схеме вакуумированной камеры деления КНВК-2 [3] с использованием ее комплектующих. Камера представляет собой систему изготовленных из аустенитной нержавеющей стали марки трех независимых мультиэле-12X18H10T ментных электродов, размещенных в цилиндрическом корпусе из того же материала с толщиной стенки 0,8 мм. Конструктивно каждый электрод представляет собой набор дисков диаметром 44 мм и толщиной 0,4 мм, закрепленных на трех металлических рейках. Рейки одноименного электрода объединены электрически и подключены к проходному электровводу в крышке корпуса камеры, изготовленному из спая корундовой керамики с коваром. Рейки изолированы от корпуса с помощью опорных изоляторов из высокоглинистой керамики марки ВК 100-2, установленных в специальных гнездах во фланцах.

Отверстия в рейках расположены таким образом, что между соседними дисками разноименных электродных наборов образуется

зазор ~1,6 мм, а каждый диск так называемого сигнального, общего для функциональных секций электрода (наружная маркировка электроввода «0»), оказывается размещенным между дисками двух специализированных электродов, образующих с сигнальным электродом две секции. На поверхности дисков сигнального электрода, обращенные к дискам электрода с наружной маркировкой электроввода «+», нанесен слой оксида диоксида ²³⁸U (с примесным содержанием других изотопов урана не более 0.001 %) толщиной 2.3 мг/см^2 . Эта секция чувствительна как к нейтронам, так и к у-квантам. На обращенных друг к другу поверхностях дисков сигнального электрода и электрода с наружной маркировкой электроввода «-» нейтронно-чувствительное покрытие отсутствует, что позволяет рассматривать эту секцию как исключительно у-чувствительную.

Общее количество дисков в электродном пространстве – 41, из них 20 формируют общий для обеих функциональных секций электрод, 11 – специализированный электрод у-секции, 10 – специализированный электрод нейтронной секции. Общая длина пакета электродных дисков составляет 80 мм; расстояние эффективного центра детектора (центра электродного пакета) от внешней торцевой поверхности – 54 мм. Камера заполнена трехкомпонентной газовой смесью до внутреннего давления 0,45 МПа. Использовали следующий состав газовой смеси (в объемных процентах): аргон -96.6%, гелий -0.2%, азот -0.2%. Конструктивная компоновка КНК-2-8М представлена на рис. 1.

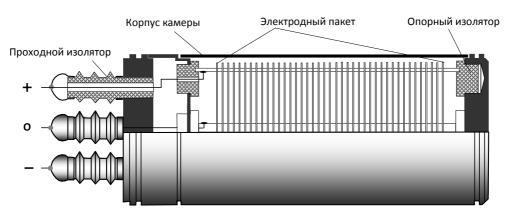


Рис. 1. Схема конструктивной компоновки камеры деления КНВК-2-8М

Для проведения исследований в распоряжении авторов имелся один детектор КНК-2-8М ограниченного промышленного изготовления с заводским номером № 001.

С ориентацией на конкретные практические применения в измерениях исследовательского и прикладного характера в качестве основной схемы включения детектора КНК-2-8М была использована комбинированная схема, обеспечивающая непрерывный счетнотоковый режим с раздельной регистрацией токовых откликов функциональных секций. Принципиально-структурная версия схемы включения КНК-2-8М представлена на рис. 2.

Ключевым функциональным элементом схемы является блок согласования БС (запатентованная авторская разработка [4]). Он обладает высокой радиационной стойкостью и обеспечивает надежную передачу импульсного сигнала нейтронной секции КНК-2-8М по радиочастотной кабельной линии длиной до 15 м за биологическую защиту реакторного зала. Одновременно осуществляемая непосредственная подача однополярного напряжения питания положительной полярности на сигнальный (собирающий) электрод с маркировкой «О», успешно использованная ранее (см., например, [5]), обеспечивает возмож-

ность независимой регистрации токов функциональных секций. Наличие высокоомных сопротивлений на входе подачи напряжения питания ограничивает верхний регистрационный уровень секционного тока $\sim 10^{-5}$ A.

Для регистрации показаний детектора КНК-2-8М (один счетный регистрационный тракт, два токовых регистрационных тракта) синхронно с измерением мощности реактора (два токовых регистрационных тракта автономного канала контроля мощности реактора) был использован аппаратурно-программный комплекс с четырьмя измерительными модулями токовой камеры ИМТК, аналогичный представленному в [2], с включением в его состав измерительного модуля счетчика нейтронов ИМСН. Все использованные измерительные модули сертифицированы. Комплектационная схема аппаратуры для регистрации счетно-токового отклика детектора КНК-2-8М представлена на рис. 3.

Основные функциональные возможности управляющего комплексом программного обеспечения таковы:

– синхронный запуск всех запланированных для использования измерительных модулей с фиксированной дискретизацией шкалы времени регистрации (варьируется от 0,1 до 1 с;

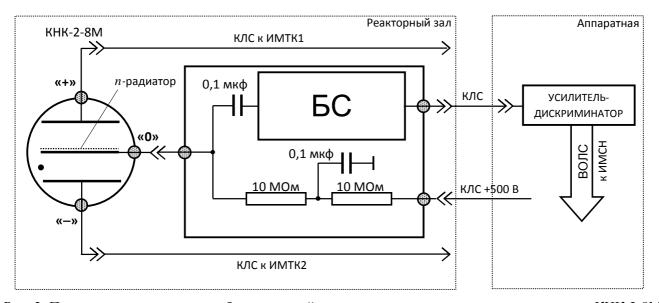


Рис. 2. Принципиальная схема комбинированной регистрации счетного и токового откликов КНК-2-8М: БС – блок согласования, ИМТК – измерительный модуль токовой камеры, ИМСН – измерительный модуль счетчика нейтронов, КЛС – кабельная линия связи, ВОЛС – волоконно-оптическая линия связи

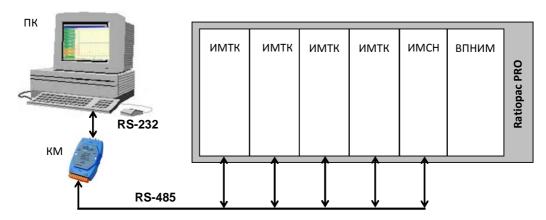


Рис. 3. Комплектационная схема аппаратуры для регистрации счетно-токового отклика детектора КНК-2-8М: ПК – персональный компьютер, КМ – коммутирующий модуль, ИМТК – измерительный модуль токовой камеры, ИМСН – измерительный модуль счетчика нейтронов, ВПНИМ – выпрямитель питающих напряжений измерительных модулей

в проведенной серии измерений использовалась только дискрета 1 с); длительность регистрационного цикла практически не ограничена;

- непосредственная регистрация фактической интенсивности импульсов на входе ИМСН с параллельно формируемым результатом ее коррекции в заранее заданной форме;
- непосредственная регистрация фактического тока на входе ИМТК с параллельно формируемой выборкой последовательного суммирования токовых показаний (зарядовый отклик детектора); фактически можно говорить об одновременной реализации как дифференциальной формы регистрации (current value measurement, или cvm-режим), так и ее интегральной формы (integral value measurement, или ivm-режим);
- полномасштабное архивирование как первичных (без обработки) данных, так и их частично преобразованных в заранее заданной форме версий; такая форма архивирования допускает непосредственное практическое использование программно отформатированных данных (при удачном выборе форм преобразования первичных данных) и поиск форм более корректного форматирования;
- графическая визуализация фактически измеряемых величин в масштабе реального времени.

Процедура определения дискриминационной характеристики детектора в счетном режиме работы была организована следующим образом:

- вывод реактора на стационарный уровень мощности $P_f \sim 1.5 \cdot 10^{11}$ дел. АЗ; контроль и оперативная коррекция уровня стационара в границах вариативности не более ± 5 % от среднего;
- пошаговое изменение напряжения дискриминации U_d от 200 до 1000 мВ (от 200 до 600 мВ шаг ΔU_d 20 мВ, от 600 до 1000 мВ шаг 40 мВ) с выдержкой не менее 2 мин на каждом зафиксированном U_d ;
- $N(t_i)$ с учетом фактического изменения мощности реактора в интервале регистрации и коррекции на просчеты (выбор формализма коррекции был осуществлен по результатам отдельного специального эксперимента).

Дискриминационная характеристика для КНК-2-8М № 001 представлена на рис. 4. Для определения численных значений нормализованной интенсивности отсчетов было использовано соотношение ${}^*N_{f\tau} = 10^9 N/P_f (1-\tau N)$, где 10^9 — коэффициент масштаба, N — фактическая интенсивность отсчетов, P_f — соответствующая N мощность реактора, $\tau = 3,25 \cdot 10^{-6}$ с — параметр коррекции просчетов.

Пошаговый наклон дискриминационной характеристики определялся (в %) по соотношению

$$S = \frac{100 \left[{^*N_{f\tau} {\left(U_d \right)} - ^*N_{f\tau} {\left(U_d + \Delta U_d \right)}} \right]}{\left\{ \Delta U_d \left[{^*N_{f\tau} {\left(U_d \right)} + U_{f\tau} {\left(U_d + \Delta U_d \right)}} \right] / 2 \right\}}.$$

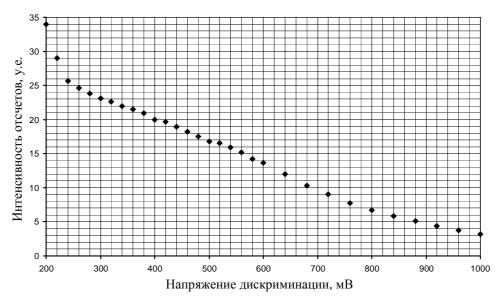


Рис. 4. Дискриминационная характеристика КНК-2-8М

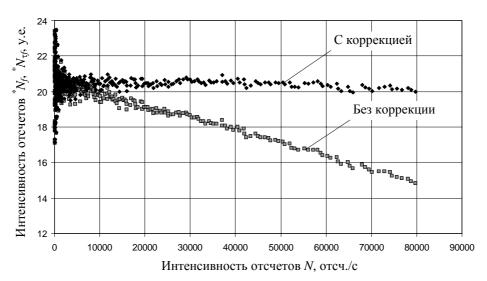


Рис. 5. Просчеты и их корректировка

Выбранному в качестве рабочего значению $U_d = 400 \, \mathrm{mB}$ соответствует значение S, равное $0.14 \, \%$ на mB .

Для конкретизации формализма коррекции просчетов был осуществлен специализированный энергопуск реактора, в котором на асимптотическом периоде разгона реактора ~40 с был достигнут уровень фактически реаинтенсивности ~150000 отсч./с. лизуемой Установлено, что до фактической интенсивности ~80000 отсч./с хороший уровень коррекции (вариативность вокруг среднего $N_{f\tau} = 20,45$ у.е. в интервале доверительной вероятности P = 0.95 не превышает 1,5 % при изменении интенсивности отсчетов от 10000

до 80000 отсч./с) достигается в рамках формализма с одним корректирующим параметром $\tau = 3,25\cdot 10^{-6}$ с в виде $K(N) = 1/(1-\tau N)$. Продление вышеуказанного уровня коррекции до $N\approx 120000$ отсч./с достижимо при использовании двухпараметрического формализма коррекции $K(N) = 1/(1-\tau_1 N - \tau_2^2 N^2)$ при

$$\tau_1 = 2,8 \cdot 10^{-6}$$
 с и $\tau_2 = 3,0 \cdot 10^{-6}$ с.

Возможности однопараметрической коррекции иллюстрируют данные, представленные на рис. 5. По определению в отсутствие искажающих факторов в измеряемых величинах N и P_f должно выполняться равенство N/P_f = const. Из рис. 5 следует, что при отсут-

ствии коррекции на просчеты имеет место уменьшение отношения регистрируемой интенсивности отсчетов (в нормализованном формате ${}^*N_f = 10^9 \cdot N/P_f$) к мощности реактора, достигающее $\sim\!25~\%$ при $N \approx 80000$ отсч./с. При введении коррекции имеем ${}^*N_{\tau f}/P_f = {\rm const}$ до интенсивности отсчетов $N \approx 80000$ отсч./с (с учетом коррекции фактическое смещение корректно регистрируемой интенсивности отсчетов КНК-2-8M до $\sim\!110000$ отсч./с).

Для определения (оценки) числа эффективных ядер при $U_d = 400 \text{ мВ}$ детектор КНК-2-8М устанавливался в пустом контейнере горизонтальной загрузки (КГЗ) во внутризонную облучательную полость БР-К1 в позицию, обеспечивающую совмещение центра чувствительности детектора с координатой z=6 см по центральной осевой от внутренней торцевой поверхности КГЗ. Параметры поля реакторных излучений в данной конфигурации загрузки, именуемой далее КГЗ-П, представлены в [6,7].

Согласно [7], одному делению в активной зоне (АЗ) реактора БР-К1 в позиции z=6 см соответствуют $3.58 \cdot 10^{-29}$ делений 238 U. Принимая указанное значение в качестве среднего по чувствительной области КНК-2-8M, по соотношению откорректированной интенсивности отсчетов при $U_d=400$ мВ и соответствующей ей мощности реактора эффективное число ядер для детектора КНК-2-8M № 001 определено равным $5.73 \cdot 10^{20}$ (226,4 мг 238 U).

Именно столь значительное эффективное количество ядер ²³⁸U в исследованном детекторе КНК-2-8М позволяет рассматривать его как высокочувствительный детектор быстрых нейтронов. Например, согласно [8], табл. 4, в рабочем зале реактора БР-1М на 7,7 м от центра АЗ интегральный отклик реакции деления $^{238}U(n, f)$ имеет значение $6.31 \cdot 10^{-32}$ реакций/ядро-дел.АЗ. Соответственно при работе реактора БР-1М на мощности ~100 $(\sim 3, 3 \cdot 10^{12}$ дел. A3/c) интенсивность отсчетов детектора КНК-2-8М № 001 при его размещении на указанной позиции будет составлять ~120 отсч./с, что обеспечивает уверенный текущий контроль интенсивности флюенса быстрых нейтронов в условиях работы реактора существенно ниже эксплуатационно разрешенного уровня неограниченной работы в статическом режиме 3 кВт. Численное значение интенсивности флюенса нейтронов с энергией выше 1,5 МэВ при мощности реактора ~100 Вт на расстоянии 7,7 м от центра АЗ реактора БР-1М, оцененное с использованием спектральных характеристик из [7], получено равным $\sim 3.5 \cdot 10^5$ нейтр./см²·с.

Изучение особенностей работы детектора КНК-2-8М в токовом режиме было организовано и осуществлено с использованием масштабно варьируемых полей излучений во внутризонной облучательной полости реактора БР-К1 [6]. В качестве основного принималось конкретизированное ранее по тексту поле излучений КГЗ-П. Свинцовый трансформер (фильтр) позволяет в ~5 раз уменьшить γ-дозу существенно меньшем при влиянии нейтронов относительно Дальнейшее обозначение поля – КГЗ-СФ. Изучение особенностей работы КНК-2-8М в поле КГЗ-НГК, с учетом результатов, полученных для детектора КНК-2-7М [2], не проводилось. Существенные для оценки диагностических возможностей КНК-2-8М при работе детектора в токовом режиме характеристики полей излучений КГЗ-П и КГЗ-СФ представлены в табл. 1.

В работе [9] показано, что процессы токообразования в газонаполненных ионизационных камерах, выполненных по двухсекционной схеме с размещением обеих функциональных секций в общем газовом объеме, сложную физическую структуру, включающую в себя формирование собственно функционального тока (обусловленного воздействием нейтронов и у-квантов нейтронную секцию и воздействием у-квантов на у-секцию); токоперераспределение между функциональными секциями из-за их недостаточной пространственной локализации (подверженное вариативности не только у камер разного типа, но и для однотипных камер); формирование фоновых токов, обусловленных наличием внутренних сторонних излучений, постоянных в случае продуктов а-распада и переменных в результате формирования продуктов распада осколочного происхождения

для камер с радиаторами из делящихся материалов. В разной степени значимости сказанное имеет место при использовании детектора КНК-2-8М в токовом режиме работы.

Измеренные в процессе работы с детектором КНК-2-8М № 001 фоновые секционные токи имели следующие значения:

- усредненный ток нейтронной секции $I_{\text{нc}} = 2,54 \cdot 10^{-11} \text{ A}$; вариативность в течение рабочего дня ~3 % (от $2,46 \cdot 10^{-11} \text{ A}$ до $2,62 \cdot 10^{-11} \text{ A}$);
- усредненный ток γ -секции $I_{\gamma c} = 3.5 \cdot 10^{-12} \, \mathrm{A}$; вариативность в течение рабочего дня значительная, до $\sim 60 \, \%$ (от $1.5 \cdot 10^{-12} \, \mathrm{A}$ до $5.5 \cdot 10^{-12} \, \mathrm{A}$);
- отношение усредненных секционных токов $I_{\rm HC}/I_{\rm VC}=7,2.$

С одной стороны, семикратное превышение тока нейтронной секции над током у-секции может свидетельствовать о некотором выходе заряженных частиц (α-частиц примесных изотопов урана или заряженных частиц осколочной активности от взаимодействия ядер ²³⁸U с нейтронами в процессе изучения КНК-2-8М). С другой стороны, численные значения токов лежат в области фоновых измерительных токов ИМТК. В целом, зафиксированный уровень фоновых составляющих токов функциональных секций не должен значимо повлиять на диагностические возможности КНК-2-8М как детектора быстрых нейтронов.

Для конкретизации диагностических возможностей КНК-2-8М как детектора быстрых нейтронов при работе в токовом режиме были запланированы и осуществлены два энергопуска реактора в следующей редакции:

- энергопуск статического характера при размещении КНК-2-8М в КГЗ-П; длительность выдержки на стационарной мощности ~1000 с (режим, позволяющий конкретизировать интегральную γ -дозу за пуск); планируемая стационарная мощность $\sim 3 \cdot 10^{14}$ дел.АЗ/с, полное энерговыделение за пуск $\sim 3 \cdot 10^{17}$ дел.АЗ;
- энергопуск статического характера при размещении КНК-2-8М в КГЗ-СФ; длительность выдержки на стационарной мощности ~1000 с; планируемая стационарная мощность

- $\sim 6 \cdot 10^{14}$ дел.А3/с, полное энерговыделение за пуск $\sim 6 \cdot 10^{17}$ дел.А3;
- в каждом энергопуске обязательный контроль мощности реактора по текущим показаниям автономного канала контроля мощности реактора (АККМ) с газонаполненной компенсационной камерой КНК-4 в качестве детектора нейтронов и итогового энерговыделения за пуск по интегральным показаниям АККМ и штатных никелевых мониторов реактора.

Токограммы, полученные для детектора КНК-2-8М № 001 в специализированных энергопусках реактора БР-К1, представлены на рис. 6.

Из токограммы рис. 6,а следует:

- на стадии подготовки, непосредственно (за ~100 с) перед выводом реактора на период разгона ~43 с, $I_{\rm Hc} = 5,43\cdot 10^{-11}$ A, $I_{\rm \gamma c} = 3,46\cdot 10^{-11}$ A, $I_{\rm Hc}/I_{\rm \gamma c} = 1,57$; увеличение $I_{\rm Hc}$ относительно фонового значения секционного тока в ~2 раза, а $I_{\rm \gamma c}$ в ~8 раз однозначно связано с высоким уровнем осколочного γ -фона делящихся материалов активной зона реактора;
- на участке асимптотического разгона реактора (в интервале от 300 до 700 с) при изменении $I_{\rm HC}$ от $4,96\cdot10^{-10}$ А до $3,56\cdot10^{-6}$ А и $I_{\rm YC}$ от $3,26\cdot10^{-10}$ А до $2,47\cdot10^{-6}$ А для $I_{\rm HC}/I_{\rm YC}$ имеем изменение от 1,52 до 1,44;
- на участке стационарной мощности (в интервале от 750 до 1750 с) $I_{\rm HC}$ слабо возрастает от $4.41\cdot 10^{-6}$ А до $4.65\cdot 10^{-6}$ А (5,4%), $I_{\rm YC}$ от $3.11\cdot 10^{-6}$ А до $3.37\cdot 10^{-6}$ А (7,7%), а $I_{\rm HC}/I_{\rm YC}$ уменьшается от 1.42 до 1.38 (2,9%);
- на участке промежуточного снижения мощности путем быстрого перевода реактора в подкритическое состояние \sim 1,3 $\beta_{9\varphi}$ (в интервале от 2000 до 2600 с), в условиях значительного снижения нейтронной компоненты делений при сохранении высокого уровня запаздывающей γ -активности продуктов деления в активной зоне реактора, наблюдается выраженное превышение тока γ -секции над током нейтронной секции; при уменьшении $I_{\rm HC}$ от $1,02\cdot10^{-7}$ А до $4,90\cdot10^{-8}$ А и $I_{\gamma C}$ от $1,10\cdot10^{-7}$ А до $5,21\cdot10^{-8}$ А отношение секционных токов $I_{\rm HC}/I_{\gamma C}$ практически не меняется (0,93 на мо-

мент времени энергопуска 2000 с и 0,94 на момент времени энергопуска 2600 с);

— на участке полного заглушения реактора до состояния $-18\beta_{\rm 9\varphi}$ (в интервале от 3100 до 3500 с) при снижении $I_{\rm HC}$ от $5,99\cdot10^{-10}$ А до $5,15\cdot10^{-10}$ А и $I_{\rm \gamma C}$ от $3,09\cdot10^{-10}$ А до $2,65\cdot10^{-10}$ А отношение секционных токов $I_{\rm HC}/I_{\rm \gamma C}$ не меняется и равно 1,94.

Из вышеприведенного анализа токограммы КНК-2-8М в поле n- γ -излучений КГЗ-П следует:

– порядка 40 % тока нейтронной секции КНК-2-8М обусловлено нейтронной компонентой поля излучений в КГЗ-П; вклад от

нейтронов в суммарный токовый отклик, с одной стороны, достаточно велик для надежного диагностирования нейтронной компоненты поля на фоне сопутствующего у-излучения; с другой стороны, различие токовых откликов обеих функциональных секций не настолько велико, чтобы процессы межсекционного токоперераспределения оказывали на них значимое влияние;

- возможное присутствие повышенного внутреннего фона нейтронной секции фактически перестает влиять на токовый отклик данной секции с уровня измеряемого тока 10^{-9} А и выше:

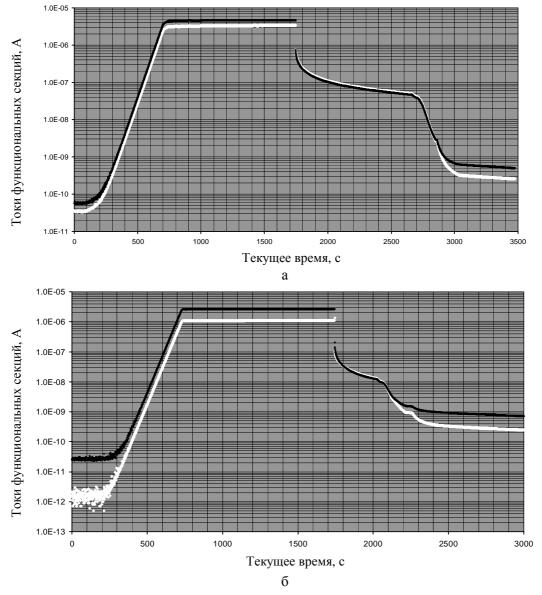


Рис. 6. Секционные токи КНК-2-8М при измерениях в КГЗ-П (а) и КГЗ-СФ (б): n-секция — черным, γ -секция — белым

- чувствительность γ -секции к γ -компоненте поля излучений в КГЗ-П на \sim 7 % больше таковой для нейтронной секции.

Выявленные особенности воздействия у-компоненты реакторного поля излучений на функциональные токи КНК-2-8М обусловили целесообразность определения чувствительности у-секции к реакторному у-излучению. Соответствующая градуировка была ществлена компараторным методом в рабочей области специализированного гамма-источника (СГИ) реактора БР-К1, сформированного в КГЗ-П. В качестве средства градуировки использовался детектор КГК-2 с учетом изложенного в [10-12]. Искомое значение чувствительности у-секции КНК-2-8М № 001 получено равным $1.82 \cdot 10^{-5}$ Кл/Гр.

Из токограммы рис. 6,6 следует:

- на стадии подготовки, непосредственно (за \sim 100 с) перед выводом реактора на период разгона \sim 35 с, $I_{\rm HC}=2,70\cdot10^{-11}$ A, $I_{\rm \gamma C}=1,64\cdot10^{-12}$ A, $I_{\rm HC}/I_{\rm \gamma C}=16,5;\ I_{\rm HC}$ практически равен усредненному фоновому значению секционного тока, $I_{\rm \gamma C}$ в \sim 2 раза меньше фонового значения секционного тока и находится в границах вариативности фоновой величины;
- на участке асимптотического разгона реактора (на интервале от 450 до 700 с) при изменении $I_{\rm HC}$ от $1,26\cdot10^{-9}$ А до $1,32\cdot10^{-6}$ А и $I_{\rm \gamma C}$ от $5,04\cdot10^{-10}$ А до $5,34\cdot10^{-7}$ А для $I_{\rm HC}/I_{\rm \gamma C}$ имеем изменение от 2,50 до 2,47;
- на участке стационарной мощности (в интервале от 740 до 1740 с) $I_{\rm HC}$ слабо возрастает от $2,65\cdot 10^{-6}$ А до $2,67\cdot 10^{-6}$ А (0,8 %), $I_{\rm \gamma C}$ от $1,08\cdot 10^{-7}$ А до $1,11\cdot 10^{-7}$ А (2,8 %), а $I_{\rm HC}/I_{\rm \gamma C}$ уменьшается от 2,45 до 2,40 (2,1 %);
- на участке промежуточного снижения мощности путем быстрого перевода реактора в подкритическое состояние \sim 1,3 $\beta_{3\varphi}$ (в интервале от 1900 до 2000 с), в условиях значительного снижения нейтронной компоненты делений при сохранении высокого уровня запаздывающей γ -активности продуктов деления в активной зоне реактора, наблюдается выраженное превышение тока γ -секции над током нейтронной секции; при уменьшении $I_{\rm HC}$ от $1.74\cdot10^{-8}$ А до $1.28\cdot10^{-8}$ А и $I_{\gamma C}$ от $1.84\cdot10^{-8}$ А

до $1{,}35{\cdot}10^{-8}$ А отношение секционных токов $I_{\rm Hc}/I_{\rm \gamma c}$ неизменно и равно 0,95;

— на участке полного заглушения реактора до состояния $-18~\beta_{\rm 3 \varphi}$ (в интервале от 2500 до 3000 с) при снижении $I_{\rm HC}$ от $9,22 \cdot 10^{-10}$ А до $7,11 \cdot 10^{-10}$ А и $I_{\rm \gamma C}$ от $3,29 \cdot 10^{-10}$ А до $2,48 \cdot 10^{-10}$ А отношение секционных токов $I_{\rm HC}/I_{\rm \gamma C}$ также практически не меняется (2,80 на момент времени пуска 2500 с и 2,89 на момент времени пуска 3000 с).

Из вышеприведенного анализа токограммы КНК-2-8М в поле n- γ -излучений КГЗ-СФ следует:

- порядка 60 % тока нейтронной секции КНК-2-8М обусловлено нейтронной компонентой поля излучений в КГЗ-СФ; вклад от нейтронов в суммарный токовый отклик, с одной стороны, достаточно велик для надежного диагностирования нейтронной компоненты поля на фоне сопутствующего γ-излучения; с другой стороны, различие токовых откликов обеих функциональных секций не настолько велико, чтобы процессы межсекционного токоперераспределения оказывали на них значимое влияние;
- возможное присутствие повышенного внутреннего фона нейтронной секции фактически перестает влиять на токовый отклик данной секции с уровня измеряемого тока 10^{-9} A и выше;
- чувствительность γ -секции к γ -компоненте поля излучений в КГЗ-СФ на \sim 5 % больше таковой для нейтронной секции;
- изменение соотношения секционных токов в ~1,5 раза (от 1,94 для КГК-П до 2,85 для КГЗ-СФ) в конце энергопуска однозначно свидетельствует о формировании внутреннего источника осколочной активности в нейтронной секции с эффектом воздействия, характерного для заряженных частиц: относительное увеличение тока нейтронной секции в отсутствии нейтронов при адекватном ослаблении осколочной γ-активности делящихся материалов активной зоны свинцовым фильтром возможно только при формировании внутри нейтронной секции дополнительного источника ионизирующих излучений, эффективного только во внутрисекционном пространстве.

Очевидная целесообразность использова-KHK-2-8M как детектора ния быстрых нейтронов предопределяет приоритетность использования их в счетном режиме работы, дополняемом, при необходимости, переходом в токовый режим. Такая идеология использования детектора предполагает целесообразность (необходимость) сохранения размерности (или ее аналога) измеряемой величины при переходе из одного режима работы в другой. Конкретизация эффективного числа ядер ²³⁸U в детекторе позволяет непосредственно измерять интенсивность реакций (делений) ²³⁸U в единицах «реакц./с» в *сvm*-режиме с очевидным переходом в ivm-режим для получения результата в единицах «реакц.».

Для сопоставимости результатов измерений в токовом (в единицах «А» или «Кл/с») и импульсном (в единицах «отсч./с», эквивалентных единицам «реакц./с») регистрационных форматах определим коэффициент переформатирования k_{nf} с использованием соотношения

$$N_{\tau f} = k_{\tau f} I_{nf}$$

где $N_{\rm tf}$ – интенсивность отсчетов КНК-2-8М (интенсивность реакций деления $^{238}{\rm U}$) в импульсном формате регистрации с корректировкой на просчеты и нормировкой на мощность реактора (интенсивность делений в активной зоне); I_{nf} – нейтронная составляющая тока в нормировке на мощность реактора P_f , определяемая по соотношению $I_{nf} = (I_{\rm HC} - I_{\gamma \rm C})/P_f$; размерность k_{nf} — «реакц./Кл».

Зависимость $N_{\tau f}$ от порога дискриминации U_d очевидным образом предопределяет необходимость конкретизации k_{nf} для используе-

мого значения U_d . По совокупности измерений в КГЗ-П параметров $N_{\tau f}$ с порогом дискриминации $U_d=400$ мВ и I_{nf} на участке стационарной мощности реактора численное значение $k_{\tau f}$ определено равным $4,68\cdot 10^{12}$ реакц./Кл.

Оценки чувствительности КНК-2-8М как детектора нейтронов с энергетическим порогом 1,5 МэВ, осуществленные в импульсном формате регистрации (в формате счета импульсов от деления 238 U) по соотношению $\varepsilon_N = n_{9\varphi} \, A_{\rm U} dt/dF_{1,5} \, (dF_{1,5}/dt$ — интенсивность флюенса нейтронов с энергиями выше 1,5 МэВ), а в токовом формате регистрации — по соотношению $\varepsilon_I = \varepsilon_N/k_{nf}$, при использовании $n_{9\varphi} = 5,73 \cdot 10^{20}$ ядер и параметров $A_{\rm U}$ и $F_{1,5}$ для КГЗ-П и КГЗ-СФ из табл. 1, дали следующие результаты:

- в поле нейтронов КГЗ-П (средняя энергия 0,764 МэВ, доля нейтронов выше 1,5 МэВ 0,136) $\varepsilon_N = 3,32 \cdot 10^{-4}$ реакц. ·cm²/нейтр. (отсч.·см²/нейтр.), $\varepsilon_I = 7,10 \cdot 10^{-17}$ Кл·см²/нейтр.;
- в поле нейтронов КГЗ-СФ (средняя энергия 0,656 МэВ, доля нейтронов выше 1,5 МэВ 0,063) $\varepsilon_N = 3,36 \cdot 10^{-4}$ реакц.·см²/нейтр. (отсч.·см²/нейтр.), $\varepsilon_I = 7,18 \cdot 10^{-17}$ Кл·см²/нейтр.

Из приведенных значений оцененной чувствительности детектора КНК-2-8М следует:

- отсутствие различий численных значений чувствительности в полях нейтронов КГЗ-П и КГЗ-С Φ ;
- возможность надежной диагностики быстрых нейтронов с энергиями выше 1,5 МэВ при интенсивностях их флюенса от $\sim 3 \cdot 10^4$ до $\sim 3 \cdot 10^8$ нейтр./см²·с при использовании счетного режима работы КНК-2-8М;

Таблица 1 Избранные характеристики полей излучений КГЗ-П и КГЗ-СФ

Папамотр	Поле излучений		
Параметр	КГЗ-П	КГЗ-СФ	
Интегральный отклик реакции $^{238}U(n,f)$ A_U , реакц./ядро-дел.АЗ	3,58–29	2,00–29	
Доза γ -излучения (воздух) D_{γ} , Гр/дел.АЗ	5,8–16	1,1–16	
A_U/D_γ , реакц./ядро·дел. $A3\cdot\Gamma$ р	6,19–14	1,82–12	
Флюенс нейтронов выше порога 1,5 МэВ $F_{1,5}$, нейтр./см 2 -дел.АЗ	6,17–5	3,41–5	
$F_{1,5}/D_{\gamma}$, нейтр./см 2 ·Гр	1,06+11	3,10+11	

в полях реакторных установок исследовательской и прикладной ориентации ограничений по сопутствующему γ-излучению не возникает;

- возможность информативно-приемлемой диагностики быстрых нейтронов с энергиями выше 1,5 МэВ при интенсивностях их флюенса от $\sim 10^8$ до $\sim 10^{11}$ нейтр./см $^2 \cdot$ с (в интервале изменения тока нейтронной секции от $\sim 10^{-8}$ до 10^{-5} А) при использовании токового режима работы КНК-2-8М; в полях реакторных установок исследовательской и прикладной ориентации имеются ограничения по сопутствующему γ -излучению.

В целом исследованный вариант детектора быстрых нейтронов КНК-2-8М с использованием в качестве радиатора нейтронной секции материалов с высоким содержанием ²³⁸U. разработанный и изготовленный на базе промышленно освоенных комплектующих, безусловно, представляет собой уникальный детектор с большими потенциальными возможностями для использования как в качестве комплектоформирующего интегрального детектора в спектрометрии нейтронного излучения реакторных установок методом интегральных детекторов [13], так и в качестве репрезентативного вспомогательного детектора нейтронов при определении и контроле флюенса и интенсивности флюенса быстрых нейтронов с энергиями выше 0,1 МэВ в работах прикладной ориентации [14].

Список литературы

- 1. Брегадзе Ю. И., Степанов Э. К., Ярына В. П. Прикладная метрология ионизирующих излучений / Под ред. Ю. И. Брегадзе. М.: Энергоатомиздат, 1990, 264 с.
- 2. Кошелев А. С., Довбыш Л. Е., Овчинников М. А. и др. Высокочувствительный детектор быстрых нейтронов КНК-2-7М // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2014, вып. 3, с. 83–93.
- 3. Чукляев С. В., Грудский М. Я., Артемьев В. А. Вторично-эмиссионные детекторы ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1995, 368 с.

- 4. Пат. 2522708 РФ, G01Т 3\00 (2006.01). Способ регистрации нейтронного потока ядерной установки в широком диапазоне измерений и устройство для его реализации / М. И. Овчинников, Ю. М. Дроздов, Л. Е. Довбыш, О. А. Голубева // Изобретения. Полезные модели. 2014. № 20.
- 5. Кошелев А. С., Овчинников М. А., Пикулина Г. Н. Особенности функционирования промышленных ионизационных камер в качестве детекторов контрольно-измерительной аппаратуры импульсных ядерных реакторов // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 3, с.51–59.
- 6. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Одинцов Ю. М., Тарасова Е. Ю. Характеристики стационарного поля нейтронного и гамма-излучений во внутризонной облучательной полости реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 1997, вып. 2, с. 3–13.
- 7. Севастьянов В. Д., Кошелев А. С., Маслов Г. Н. Характеристики полей нейтронов. Источники мгновенных нейтронов деления, генераторы 14 МэВ нейтронов, исследовательские и энергетические реакторы, устройства, конвертирующие нейтронное излучение. Справочник / Под ред. В. Д. Севастьянова. Менделеево: «ВНИИФТРИ», 2007. 654 с.
- 8. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Особенности формирования поля нейтронов в рабочем зале реактора с компактной активной зоной БР-1 (БР-1М) // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2014, вып. 3, с. 72–82.
- 9. Кошелев А. С., Хоружий В. Х., Овчинников М. А., Пикулина Г. Н. Особенности формирования секционных токов промышленных ионизационных камер КНК-4, КНК-53М и КНК-15-1 в реакторном поле нейтронов и гамма-квантов // Ядерная физика и инжиниринг, 2013, т, 4, № 12, с. 1–7.
- 10. Кошелев А. С., Хоружий В. Х., Овчинников М. А., Пикулина Г. Н. Возможности и перспективы развития компараторного варианта калибровки детекторов мощности гаммаизлучения в поле специализированного гаммаисточника реактора БР-К1 // Вопросы атомной

науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 10–18.

11. Генералова В. В., Жанжора А. П., Кошелев А. С., Нарожный А. Т. Специализированный источник гамма-излучения, пространственно совмещенный с моделирующим опорным полем нейтронов МОП-К2 // Измерительная техника, 2010, № 1, с. 24–27.

12. Кошелев А. С., Довбыш Л. Е., Хоружий В. Х., Чукляев С. В. Детектор мощности гамма-излучения типа КГК-2 для диагностики полей излучений ядерных реакторов в диапазоне от 1 мкГр/с до 100 Гр/с // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 3, 6. 43-50.

13. Севастьянов В. Д., Кошелев А. С. Методика восстановления спектров нейтронов ядерных реакторов и нейтронных генераторов КАСКАД-200(176). — М.: ФГУП «СТАНДАРТИНФОРМ», 2011, 17 с.

14. Кошелев А. С., Севастьянов В. Д. Эквивалентные нейтронные детекторы сопровождения для специализированных облучательных процедур // Атомная энергия, 1995, т. 79, вып. 4, с. 314–320.

Контактная информация –

Кошелев Александр Сергеевич, ведущий научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ,

e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 25.05.2016.

Вопросы атомной науки и техники Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 104–115.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ (ТВЭЛОВ) МЕТОДОМ КАПИЛЛЯРНОЙ ПРОПИТКИ ГРАФИТОВЫХ БЛОКОВ ОРГАНИЧЕСКИМИ И ВОДНО-ОРГАНИЧЕСКИМИ РАСТВОРАМИ β-ДИКЕТОНАТА УРАНИЛА

Л. Д. Данилин, И. В. Поленов, А. С. Королев, М. Ю. Максимов, И. А. Горелов, С. М. Карпунин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Предложен способ изготовления твэлов путем капиллярной пропитки графитовых блоков органическими и водно-органическими растворами бета-дикетоната уранила. Представлены основные результаты исследований. Изготовлена партия твэлов с массовой долей урана 0,45–0,55 %. Оценено распределение делящего элемента внутри графитовых блоков.

Ключевые слова: тепловыделяющий элемент, графитовый блок, β-дикетонат уранила, капиллярная пропитка, отжиг, органические растворители.

PRODUCTION OF FUEL ELEMENTS USING A METHOD OF CAPILLARY IMPREGNATION OF GRAPHITE BLOCKS WITH ORGANIC AND WATER-ORGANIC SOLUTIONS OF URANYL β -DIKETONATE / L. D. DANILIN, I. V. POLENOV, A. S. KOROLEV, M. Yu. MAXIMOV, I. A. GORELOV, S. M. KARPUNIN // A method of producing fuel elements through capillary impregnation of graphite blocks with organic and water-organic solutions of uranyl beta-diketonate is advanced. Basic investigation results are presented. There is produced a set of fuel elements with the uranium content of $0.45 \div 0.55$ mass fraction (%). The distribution of fissile element inside graphite blocks is estimated.

Key words: fuel element, graphite block, uranyl β -diketonate, capillary impregnation, annealing, organic solvents.

Введение

Процессы, основанные на капиллярной пропитке, широко используются в различных областях науки и техники, например, при пропитке строительных материалов различными огнестойкими, антикоррозийными, противобактериальными растворами, добыче таких полезных ископаемых, как медь, железо, уран. Методом капиллярной пропитки готовятся разнообразные катализаторы, промоторы, ингибиторы химических реакций. Увеличение нефтеотдачи пластов, облагораживание древесины, крашение тканей, ртутная поро-

метрия также основаны на капиллярной пропитке [1-3].

Однако, несмотря на широкое использование капиллярной пропитки в различных производственных процессах, имеются одиночные упоминания о применении этого метода в изготовлении твэлов [4]. Поэтому представлялось заманчивым использовать этот принцип для разработки метода формирования тепловыделяющих элементов на основе пористого графита с применением соответствующих урансодержащих растворов.

Ранее нами был разработан метод получения тонкопленочного окисного уранового

топлива для лазерных модулей разложением β-дикетоната уранила в паровой фазе.

Принимая во внимание простоту синтеза β-дикетоната уранила, его высокую растворимость в ряде органических растворителей, прежде всего, ацетоне, одним из сотрудников радиохимического отдела ВНИИЭФ был предложен способ изготовления твэлов путем капиллярной пропитки органическими и водно-органическими растворами β-дикетоната уранила пористых графитовых блоков [5].

Данная работа выполнялась в целях оснащения импульсного реактора ИКАР-500 (физической модели реактора-лазера), обеспечивающего ядерную безопасность установки уран-графитовыми блоками [6].

В настоящей работе описан способ изготовления твэлов путем капиллярной пропитки графитовых блоков органическими и водноорганическими растворами β-дикетоната уранила. Представлены основные результаты исследований. Изготовлена партия тепловыде-

ляющих элементов с массовой долей урана 0,45–0,55 %. Оценено распределение делящегося элемента внутри графитовых блоков.

Экспериментальная часть

На предварительном этапе проводились следующие операции: визуальный осмотр блоков, маркировка, взвешивание, определение общей пористости по количеству поглощенной дистиллированной воды, сушка при температуре 300 °C, взвешивание после охлаждения до комнатной температуры и упаковка в маркированный полиэтиленовый чехол.

В табл. 1 приведены некоторые характеристики отобранных графитовых блоков.

Для уменьшения разброса в значениях содержания урана в графитовых блоках, при заданной концентрации ацетилацетоната уранила в пропиточных растворах, отбирались блоки с близкими значениями общей пористости.

Таблица 1 *Некоторые характеристики натурных графитовых блоков*

№ блока	Размеры образца $b \times l \times h$, мм	Масса высушенного образца при 370 °C, г	Масса пропитанного водой блока, г	Масса погло- щенной воды, г	Порис- тость, П, %
168	485×72×52	3126,72	3420,63	293,91	9,4
126	485×72×52	3144,93	3437,41	292,48	9,3
135	485×72×52	3132,35	3426,79	294,44	9,4
166	485×72×52	3146,34	3454,68	308,34	9,8
170	485×72×52	3106,54	3410,98	304,44	9,8
176	485×72×52	3123,2	3423,03	299,83	9,6
136	485×72×52	3077,94	3413,44	335,50	10,9
143	485×72×52	2949,3	3326,81	377,51	12,8
171	485×72×52	2974,5	3343,34	368,84	12,4
173	485×72×52	3075,55	3398,48	322,93	10,5
142	485×72×52	3170,72	3452,91	282,19	8,9
103	485×72×52	3027,28	3381,47	354,19	11,7
119	485×72×52	3020,29	3384,23	363,94	12,05
174	485×72×52	2987,44	3357,88	370,44	12,4

В качестве рабочего вещества при изготовлении пропиточных растворов, нами использовался ацетилацетонат (β-дикетонат) уранила, формула которого приведена ниже:

Это кристаллическое вещество желтого или оранжевого цвета, моноклинной или ромбической сингонии c плотностью 2,22-2,26 г/см 3 [7], хорошо растворимое в различных органических растворителях (кетоны, спирты, эфиры и т. д.). Ацетилацетонат уранила возгоняется в вакууме (0,13 Па) при температуре 170 °С и конденсируется на поверхности с температурой 80-140 °C. При сублимашии происходит заметное разложение $(\sim 27 \%)$ [8].

Синтез β -дикетоната уранила проводили таким образом: в нагретой до $80\,^{\circ}$ С дистиллированной воде $(600\,\mathrm{mn})$ растворяли $200\,\mathrm{грам-мов}$ $UO_2(NO_2)_2 \cdot 6H_2O$, после чего при перемешивании добавляли $80\,\mathrm{mn}$ ацетилацетона. Кристаллизация β -дикетоната осуществлялась при медленном приливании $180\,\mathrm{mn}$ 3N-гидроксида натрия. После осаждения оранжевый осадок отфильтровывался на воронке Бюххера отсасыванием, сушился на воздухе.

Вначале готовили раствор β -дикетоната в безводном ацетоне таким образом, чтобы концентрация последнего находилась в пределах $100-120\,$ г/л. Этот состав использовался в дальнейшем для приготовления рабочих растворов с концентрацией урана, равной $50\,$ мг/мл.

Состав рабочего раствора был таким: концентрация урана ~50 мг/мл; ацетон (% об) - 68; дистиллированная вода (% об) - 28; изопропиловый спирт (% об) - 4.

Окончательная концентрация в рабочем растворе определялась гамма-спектрометрически (по гамма-линии урана, с энергией 185,7 кэВ), либо гравиметрически в виде U_3O_8 [9]. Корректировка растворов по урану осуществлялась исходя из того, чтобы массовая доля урана в готовом блоке составляла 0,45-0,55%.

Пропитка графитовых блоков проводилась на установке, приведенной на рис. 1.

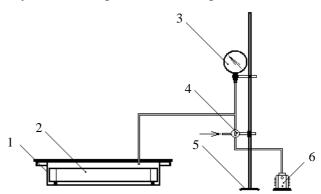


Рис. 1. Схема установки для пропитки: 1 — металлическая ванна; 2 — уран-графитовый блок; 3 — вакуумметр; 4 — трехходовой кран; 5 — штатив; 6 — вакуумный насос

Подготовленный блок помещался на металлических направляющих ($d \approx 2$ мм) в ванну, которая осторожно заливалась расчетным количеством раствора β -дикетоната; ванну закрывали смотровым стеклом и подсоединяли к форвакуумному насосу (схема приведена на рис. 1), вакуумировали до остаточного давления (3,3–4,7)·10⁴ Па в течение 10 с. Блок выдерживали в растворе, пока давление в системе не достигало (6,7–8,0)·10⁴ Па, ~2 мин. Затем поворачивали кран 4 так, чтобы ванна соединилась с атмосферой. Процедуру откачкивыдержки-напуска повторяли еще 3–4 раза, после чего блок извлекался из ванны.

В начальном состоянии графитовый блок не насыщен, поэтому процесс пропитки состоит из собственно капиллярной пропитки и диффузионной пропитки. Очевидно, что при капиллярной пропитке происходит заполнение пор раствором. Если принять, что ацетилацетонат уранила практически не сорбируется поверхностью пор, то раствор движется как единое целое, при этом после заполнения всех

пор количество поглощенного β -дикетоната будет равно $Q_a = C_0 V_{\Sigma}$, где C_0 – исходная концентрация его в растворе, а V_{Σ} – объем пор [2]. При этом устанавливается практически равномерное распределение поглощенного вещества в поровом пространстве, однако при сушке за счет поверхностных и капиллярных сил распределение последнего может заметно меняется из-за частичного выноса к внешней поверхности.

Применение на стадии пропитки циклического режима вакуумирование—прокачка—вакуумирование, резко повышает производительность и практически полностью подавляет эффект защемленного воздуха за счет конденсации легколетучего компонента рабочего раствора в порах.

Определение распределения урана в графитовых блоках

Разрушающий контроль

Равномерность распределения урана в графитовых блоках определялась методами разрушающего и неразрушающего контроля. В первом случае блок распиливали на части, как это показано на рис. 2.

Из блока массой 805 г были получены 24 части массой примерно по 30–35 г. Кроме

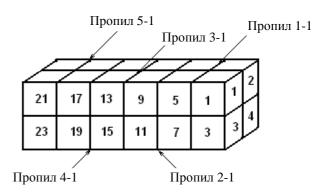


Рис. 2. Маркировка блока

того, собиралась графитовая крошка, которая маркировалась и взвешивалась. Для получения объективных данных по содержанию урана блочки и крошка обрабатывались 3—4 раза концентрированной азотной кислотой, растворы измерялись на у-спектрометрической установке в стандартной геометрии, полученные результаты приведены в табл. 2 и 3.

Для оценки равномерности распределения урана по глубине графитового блока из образца массой 750 г были взяты керны в виде крошки, образовавшейся при сверлении. Диаметр сверлений составлял 8,0 мм, глубина сверлений – 52 и 72 мм. Места взятия кернов выбирались произвольно. Полученная крошка анализировалась на содержание урана прямыми у-спектрометрическими измерениями. Результаты приведены в табл. 4.

Таблица 2 Содержание урана в образцах графитовой крошки. Обработка концентрированной азотной кислотой

№ фраг- мента	Масса графитовой крошки, г	Найдено урана, мг	Массовая доля урана, %	Усредненная мас- совая доля урана, %
1-1	6,8	36,7	0,54	
1-2	4,2	22,7	0,54	
2-1	6,3	26,6	0,42	0,500±0,052
2-2	4,6	24,4	0,53	0,300±0,032
4-1	6,6	29,9	0,45	
5-1	5,8	28,9	0,52	

Содержание урана в графитовых блоках. Обработка концентрированной азотной кислотой

	M	Найдено ура:	на, мг	Massarar	Vanagyvayyvag vaa	
№ Масса Блока, г		Прямые ү-спектрометрические измерения	Измерения по- сле обработки блока HNO ₃	Массовая доля урана, %	Усредненная мас- совая доля урана, %	
1	34,8	132,2	162,1	0,46		
4	30,9	102,0	154,4	0,5		
5	34,0	118,0	151,3	0,45		
7	31,6	125,4	155,6	0,49		
8	31,8	106,6	143,3	0,45		
10	30,8	104,7	118,1	0,4	0,46±0,03	
12	30,0	90,0	138,9	0,46	0,40±0,03	
14	29,2	96,4	121,2	0,41		
17	31,2	109,2	123,7	0,40		
18	33,0	105,6	133,0	0,40		
21	34,7	149,2	173,5	0,51		
22	32,3	142,1	154,6	0,48		

Таблица 4 Содержание урана в образцах графитовой крошки

Номер	Глубина	Масса графито-	Найдено урана (прямое	Массовая	Усредненная мас-
пробы	сверления,	вой крошки, г	γ-спектрометрическое	доля урана,	совая доля урана,
проовг	MM	вои крошки, т	измерение), мг	%	%
1	52	4,2	12,4	0,30	
2	52	4,3	12,7	0,29	
3	52	3,9	12,2	0,31	
4	52	4,3	13,3	0,31	
5	52	4,0	12,7	0,32	$0,30\pm0,024$
6	52	4,2	14,6	0,35	
7	72	5,5	15,2	0,28	
8	72	5,1	12,1	0,24	
9	72	5,3	12,4	0,27	

Видно, что средняя квадратичная ошибка усредненной массовой доли урана по глубине блока составляет 8 % отн.

Неразрушающий контроль

Для неразрушающего гамма-спектрометрического анализа были изготовлены два образца в виде параллелепипедов сечением 72×52 мм и длиной 315 мм. Одним из параметров, характеризующих качество образцов, является равномерность распределения урана по объему твэла.

Ниже представлены результаты измерений этого параметра, полученные с помощью ме-

тода, основанного на регистрации гамма-излучения урана-235 с энергией $E_{\gamma} = 185,7$ кэВ. Измерения были проведены с помощью переносного гамма-спектрометра, состоящего из многоканального анализатора импульсов «DigiDART» и полупроводникового детектора GEM15-P4. Защита от фонового излучения обеспечивалась свинцовым экраном толщиной 18 мм. Для выделения излучения от отдельного участка на фоне суммарного излучения всего твэла между торцом детектора и твэлом размещался щелевой свинцовый коллиматор: размер щели - 10×100 мм, длина коллиматора - 250 мм. Во время измерений твэл располагался своей боковой гранью перед щелью коллиматора, перпендикулярно его оси. Таким образом, «вырезалось» излучение от части твэла, соответствующей поперечному слою шириной 10 мм. Перемещая твэл перед коллиматором, можно было измерять излучение по всей длине твэла. Измерения проводились с шагом 2 см по четырем граням. Время отдельного измерения составляло 400 с.

Для примера в табл. 5 приведены результаты измерений твэла № 1. Приведенные значения представляют собой сумму отсчетов в каналах анализатора, соответствующих полосе энергии гамма-излучения от 184,9 кэВ до 186,5 кэВ, равной $\sim 2 \cdot \Delta_{1/2}$ (две полуширины фотопика). В таблице приведены средние арифметические значения со среднеквадратическими погрешностями при p = 0,95.

Из таблицы видно, что большинство отношений лежат в коридоре погрешностей, равном среднеквадратическим погрешностям отношений. Исключение составляют отношения для участка, находящегося на одном из концов твэла.

Для исследования распределения урана по объему твэла сравним два крайних случая: случай гомогенного распределения урана по объему твэла и случай, когда уран распределен равномерно только на поверхности граней.

Для первого случая вычислим отношение коэффициентов самопоглощения гамма-излучения в графите для двух граней твэла.

$$\frac{K_{\text{CII}}(52)}{K_{\text{CII}}(72)} = \frac{\mu \rho t_{52} \left(1 - e^{-\mu \rho t_{72}}\right)}{\mu \rho t_{72} \left(1 - e^{-\mu \rho t_{52}}\right)} =
= \frac{5,2 \left(1 - e^{-0,129 \cdot 1,65 \cdot 7,2}\right)}{7,2 \left(1 - e^{-0,129 \cdot 1,65 \cdot 5,2}\right)} = 0,85,$$

где μ — массовый коэффициент ослабления гамма-излучения в графите для $E_{\gamma} = 186$ кэB, см 2 /г; ρ — плотность графита, г/см 3 ; t — толщина граней твэла, см.

Второй случай: пусть S_{52} — число гаммаквантов, испущенных твэлом со стороны «52», ближней к детектору, которое пропорционально площади грани твэла, «видимой»

Таблица 5 Результаты измерений распределения урана по длине твэла № 1

Расстояние от	Сумма отс	четов в поло	учения ²³⁵ U	Отног	шение,	
конца твэла,	$(E_{\gamma} = 186)$	кэВ) для раз	имп./имп.			
СМ	52-1	52-2	72-1	72-2	52-1/52-2	72-1/72-2
1	1337	1293	1511	1589	1,03	0,95
3	1286	1342	1520	1522	0,96	1,00
5	1361	1341	1511	1634	1,01	0,92
7	1298	1324	1443	1554	0,98	0,93
9	1325	1312	1495	1536	1,01	0,97
11	1314	1317	1567	1516	1,00	1,03
13	1327	1260	1571	1524	1,05	1,03
15	1310	1248	1554	1536	1,05	1,01
17	1353	1304	1585	1651	1,04	0,96
19	1358	1361	1610	1620	1,00	0,99
21	1403	1282	1571	1544	1,09	1,02
23	1412	1320	1584	1617	1,07	0,98
25	1391	1306	1620	1704	1,07	0,95
27	1333	1385	1644	1650	0,96	1,00
29	1430	1373	1533	1657	1,04	0,93
31	1551	1366	1678	1835	1,14	0,91
Среднее	1362±34	1322±20	1562±31	1590±33	1,03±0,03	$0,97\pm0,02$

Примечание. Индексы 52-1 и -2, 72-1 и -2 – условное обозначение граней твэла.

детектором. Суммарное число гамма-квантов S_{52}^{Σ} , испущенных твэлом с обеих граней «52», составит

$$S_{52}^{\Sigma} = S_{52} + S_{52} \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 e^{-\mu \rho t_{72}} =$$

$$= S_{52} \left(\frac{25,0}{32,2}\right)^2 e^{-0.129 \cdot 1.65 \cdot 7.2} = 1.13S_{52},$$

где R_1 и R_2 — расстояния между детектором и гранями твэла.

Аналогично со стороны «72» будет:

$$S_{72}^{\Sigma} = S_{72} + S_{72} \left(\frac{25,0}{30,2}\right)^2 e^{-0.129 \cdot 1.65 \cdot 5.2} = 1,23S_{72}.$$

Тогда их отношение составит

$$\frac{S_{52}^{\Sigma}}{S_{72}^{\Sigma}} = \frac{1,13S_{52}}{1,23S_{72}} = \frac{1,13}{1,23} \cdot \frac{5,2 \cdot 1,0}{7,2 \cdot 1,0} = 0,66.$$

В процессе работы исследовалось распределение урана в двух твэлах. Экспериментальное отношение средних площадей фотопиков граней твэлов N 1 и N 2 составило:

- Твэл № 1 -
$$\frac{S_{52}}{\overline{S}_{72}} = \frac{1322 + 1362}{1562 + 1590} = 0,85$$
;
- Твэл № 2 - $\frac{\overline{S}_{52}}{\overline{S}_{72}} = 0,84$.

Видно, что экспериментальные отношения хорошо согласуются со случаем гомогенного распределения урана по объему твэла. Результаты проведенных измерений позволяют сделать вывод, что распределение урана по объему твэлов близко к гомогенному.

Для осуществления контроля содержания урана в твэлах был также применен неразрушающий гамма-спектрометрический метод. Метод заключается в измерении интенсивности собственного гамма-излучения урана-235 ($E_{\gamma} = 185,7$ кэВ) от четырех граней твэлов. Для измерений использовался гамма-спектрометр, описанный выше. Во время измерений расстояние между торцом детектора и боковой гранью твэла равнялось примерно 100 см.

Содержание урана в твэлах рассчитывалось исходя из измеренной площади фотопика с E=185,7 кэВ каждого твэла, суммарной площади фотопиков партии твэлов (столбец «Сумма среднего сторон») и израсходованного на эту партию твэлов урана, определенного весовым методом.

В качестве примера в табл. 6 приведены результаты оценки содержания урана гаммаспектрометрическим методом в пяти твэлах.

Таблица 6 Результаты измерения содержания урана в твэлах гамма-спектрометрическим методом

Дата измерений	Номер твэла	Индекс грани твэла	Площадь пика $E_{\gamma}=186$ кэВ, имп.	Среднее сторон, имп.	Сумма среднего сторон, имп.	Масса урана в твэле [*] , г
25.02.10	021	52-1 52-2	8886 9017	8952	19231	12,8
25.03.10 031	031	72-1 72-2	10405 10152	10279		13,5
25.03.10	028	52-1 52-2	11041 11022	11032	23797	15,9 16,6
23.03.10	028	72-1 72-2	12939 12591	12765		
26.02.10	027	52-1 52-2	9074 9061	9068	10570	14,4
26.03.10	027	72-1 72-2	10305 10717	10511	19579	13,7

Дата измерений	Номер твэла	Индекс грани твэла	Площадь пика $E_{\gamma}=186$ кэВ, имп.	Среднее сторон, имп.	Сумма среднего сторон, имп.	Масса урана в твэле [*] , г
	026	52-1	8639	8633		
26.03.10		52-2	8626	8033	18825	13,1
20.03.10		72-1	10027	10192		13,2
		72-2	10357			
	033	52-1	9354	0257		
31.03.10		52-2	9360	9357	20190	12,6
		72-1	10820	10833		14,1
		72-2	10845			

^{*}Верхнее значение – количество урана, измеренное весовым методом, нижнее – гамма-спектрометрическим методом.

В целях повышения безопасности при дальнейшей работе с твэлами поверхность последних покрывалась термостойким кремний-органическим лаком «Цетра» толщиной $\sim 40-60$ мкм с последующим отжигом при ~ 200 °C.

Заключение

Предложена и реализована технологическая схема изготовления тепловыделяющих элементов (твэлов) путем капиллярной пропитки пористых графитовых блоков органическими и водно-органическими растворами β-дикетоната уранила.

Изготовлена партия твэлов с массовой долей высокообогащенного урана 0,45–0,55 %. Получен патент на изобретение.

Методами разрушающего и γ-спектрометрического контроля исследована равномерность распределения урана в отожженных графитовых блоках. Она составляет ~8 % (отн).

Список литературы

- 1. Химическая энциклопедия. М: Сов. энциклопедия. 1990. Т. 2.
- 2. Хейфец Л. И., Неймарк А. В. Многофазные процессы в пористых телах. М.: Химия, 1983.
- 3. Аксельруд Г. А., Альтшулер М. А. Введение в капиллярно-химическую технология. М.: Химия, 1983.

- 4. Курчатов И. В., Файнберг С. М., Доллежаль Н. А. Импульсный графитовый реактор ИГР // Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 5, с. 463–467.
- 5. Пат. № 2491666 РФ. G21C21/02. Способ введения соединения урана в матрицу / Д. Л. Данилин, И. В. Поленов // Изобретения. Полезные модели. 2013, № 24.
- 6. Воинов М. А., Воронцов С. В., Девяткин А. А. и др. Исследовательские ядерные установки РФЯЦ-ВНИИЭФ (основные характеристики, аспекты усовершенствования СУЗ, элементов конструкции и правил эксплуатации) // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 3, с. 3–16.
- 7. Alan E. Commyns, Braun M. Gateuhouse and Eric Wait. The Chemistry of Uranie Acetilacetonate Complex // J. Chem. Soc., 1958, p. 4655–4665.
- 8. Amano R., Sakanoue M. // Radiochem. Radioanal. Lett., 1974, vol. 16, № 6, p. 381–385.
- 9. Шарло Г. Методы аналитической химии. М.: Химия, 1969.

Контактная информация –

Данилин Лев Дмитриевич, ведущий научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ,

e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 25.05.2016.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 116–123.

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И РАСЧЕТА ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ИСПОЛНИТЕЛЬНОГО МЕХАНИЗМА ИМПУЛЬСНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

И. А. Никитин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Описана конструкция пневматического исполнительного механизма, предназначенного для быстрого перемещения рабочего органа импульсного ядерного реактора. Проведен анализ динамических характеристик термодинамической и механической подсистем. Показана взаимосвязь этих подсистем в момент перемещения рабочего органа. Представлены расчетная модель одномерного нестационарного течения вязкой среды в цилиндрической трубе и обобщенная расчетная модель пневматического исполнительного механизма. Проведены расчеты динамических характеристик механизма. Показано, что обобщенную расчетную модель можно использовать для определения параметров оптимальной конструкции и характеристик пневматического исполнительного механизма на стадии проектирования.

Ключевые слова: импульсный ядерный реактор, пневматический исполнительный механизм, трубопровод, ламинарное и турбулентное течение, нестационарный поток.

DESIGN AND CALCULATION PECULIARITIES OF A PULSED NUCLEAR REACTOR PNEUMATIC ACTUATOR / I. A. NIKITIN // There is described the design of pneumatic actuator aimed at rapid transfer of the pulsed nuclear reactor work member. There was performed the analysis of dynamic characteristics of thermodynamic and mechanical subsystems. The interaction of these subsystems at the time of the actuator transfer is demonstrated. The calculated model of a one-dimensional unsteady flow of viscous medium in a cylindrical tube as well as the generalized calculated model of the pneumatic actuator is demonstrated. The calculation of the mechanism dynamic characteristics is performed. It is shown that the generalized calculated model can be used to determine optimal design parameters and pneumatic actuator characteristics at a design stage.

Key words: pulsed nuclear reactor, pneumatic actuator, pipeline, laminar and turbulent flow, unsteady flow.

Введение

Особенность апериодического импульсного ядерного реактора (ИЯР) состоит в генерировании импульса делений на запаздывающих или мгновенных нейтронах [1]. Генерация импульсов обеспечивается быстрым вводом избыточной реактивности рабочим органом (РО), перемещение которого осуществляется, как правило, посредством пневматического исполнительного механизма (ИМ).

По мере развития ИЯР расширялось применение таких механизмов. Так, в работе [2],

помимо традиционного назначения ИМ (генерирование импульса делений), рассмотрены ИМ, в которых РО или группа РО выполняют другие функции, например:

- формирование заднего фронта импульса делений;
- быстродействующая аварийная защита в реакторе на медленных нейтронах [3];
- производство сложного квазиимпульса, когда с помощью одной группы РО получают начальный скачок реактивности, а другой группой РО переводят реактор на постоянную мощность [4].

В работе [2] также представлена математическая модель в виде системы линейных дифференциальных уравнений, с помощью которой можно выполнить расчеты пневматического механизма для определения оптимальной конструкции на стадии проектирования:

- определить геометрические размеры важных частей механизма и динамические характеристики перемещения PO;
- подобрать необходимую пневматическую арматуру;
- выбрать вариант тормозного устройства, определить характер воздействия нагрузки на подвижную часть и работоспособность демпфера в целом;
- учесть влияние утечек газа через дроссельные отверстия и зазоры в сопряжениях подвижных частей, а также конструктивных узлов в виде фиксаторов, защелок и др.

В расчетной модели [2] приняты следующие допущения: газ является идеальным, процесс течения газа из полости в полость – адиабатический, теплообмен отсутствует. Расход рабочей среды при перетекании из полости в полость описывается формулой Сен-Венана и Ванцеля. Влияние соединительного трубопровода в предположении малой длины учитывается с помощью постоянного коэффициента расхода газа.

Опыт создания ИМ и компоновки пневматической арматуры на реакторном стенде показывает, что при использовании газовой магистрали с небольшим проходным сечением (диаметр ~10 мм) реальная длина трубопровода может составлять единицы метров. При расчете таких пневматических систем необходимо учитывать влияние трубопровода на динамические характеристики ИМ и рассматривать движение газа по линии передачи как одномерное нестационарное течение вязкой среды.

Поэтому расчетную модель [2] целесообразно дополнить математическим описанием, учитывающим нестационарное течение газовой среды по конечному цилиндрическому трубопроводу, предпочтительно в виде обыкновенных дифференциальных уравнений, чтобы к общей расчетной модели применить один из методов численного решения задачи с начальными условиями (задачи Коши). Такая

дополненная модель позволит увеличить точность расчетов при проектировании пневматических ИМ для ИЯР.

Проектирование пневматического исполнительного механизма

Пневматический ИМ представляет собой устройство, в котором аккумулятор газовой среды (ресивер) и электропневмоклапан (ЭПК) связаны с пневматическим цилиндром газовой магистралью (трубопроводом), а поршень — через шток с РО. Принципиальная конструктивная схема пневматического ИМ приведена на рис. 1.

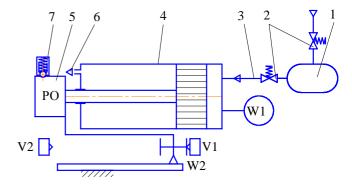


Рис. 1. Принципиальная схема пневматического ИМ: 1 — ресивер; 2 — электропневмоклапан; 3 — трубопровод; 4 — пневмоцилиндр; 5 — подвижная часть; 6 — дроссель (выход в атмосферу); 7 — фиксатор; V1 и V2 — датчики крайнего положения; W1 — датчик давления; W2 — датчик текущего положения

Рассматриваемая схема состоит из термодинамической и механической подсистем. Так как пространственное положение ИМ может быть вертикальным, горизонтальным и др., влияние массы подвижной части на механическую подсистему будем учитывать в уравнении движения. Расчетная схема пневматического механизма представлена на рис. 2.

В процессе проектирования пневматического ИМ по результатам расчетов проводится оценка работоспособности механической и термодинамической подсистем в отдельности и механизма в целом. Показатель качества работы ускоряющей системы механизма определяется из зависимости перемещения подвиж-

ной части x(t) и изменения давления в рабочей полости цилиндра $p_2(t)$. Работоспособность тормозной пневматической системы оценивается зависимостью x(t) и изменением давления в выхлопной полости цилиндра $p_3(t)$. Обозначения приняты согласно схеме рис. 2.

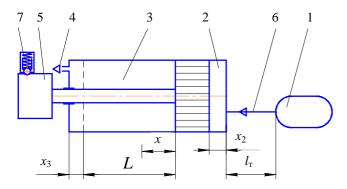


Рис. 2. Расчетная схема пневматического ИМ: 1 – полость ресивера; 2 – рабочая полость цилиндра; 3 – выхлопная полость цилиндра; 4 – выход в атмосферу; 5 – подвижная часть; 6 – трубопровод; 7 – фиксатор

Принцип работы пневматического ИМ в виде расчетных зависимостей термодинамической $p_2(t)$ и механической x(t) подсистем представлен на рис. 3. Зависимости x(t) и $p_2(t)$ показывают динамику работы пневматического ИМ.

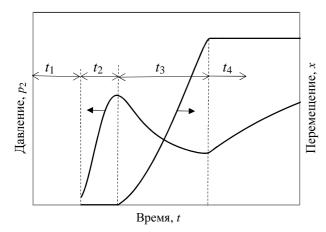


Рис. 3. Зависимости $p_2(t)$ и x(t) пневматического ИМ: t_1 – время задержки; t_2 – время заполнения газовой средой буферного объема; t_3 – время перемещения подвижной части; t_4 – время уравновешивания давления в пневматической системе

Время t_1 характеризует движение газовой среды от ресивера до рабочей полости пнев-

матического цилиндра. Согласно схеме рис. 1 значение t_1 определяется параметрами арматуры: временем срабатывания ЭПК или временем распространения волны возмущения по среде газовой магистрали, которое равно отношению длины трубопровода к адиабатической скорости звука.

Скорость распространения одномерных малых возмущений в неподвижной сжимаемой среде (скорость звука a_0) можно определить [5] по формуле

$$a_0 = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}_0},\tag{1}$$

где p, ρ – давление и плотность среды.

В случае адиабатического процесса и идеального газа $p = \rho RT$, скорость звука равна

$$a = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} = \sqrt{kRT} \ . \tag{2}$$

Здесь a — адиабатическая скорость звука; k — показатель адиабаты; R — газовая постоянная; T — температура газа.

Промежуток времени t_2 обусловлен заполнением газом внутренней полости трубопровода и буферной полости пневматического цилиндра до давления, при котором начинается перемещение подвижной части. Величина t_2 зависит от пространственного положения механизма, длины трубопровода, усилия фиксирующего устройства и пр.

Промежуток времени t_3 характеризует перемещение подвижной части механизма (движение РО). В момент перемещения РО зависимости x(t) и $p_2(t)$ взаимосвязаны.

Промежуток времени t_4 обусловлен уравновешиванием давления в пневматической системе и утечкой газовой среды через зазоры подвижных частей и прочие элементы в атмосферу. Первый процесс составляет десятые доли секунды, второй — несколько секунд.

Нестационарное течение вязкой среды в трубе круглого сечения

При модельном описании газовой магистрали пневматического ИМ следует учитывать нестационарное течение вязкой рабочей

среды, обусловленное перепадом давления на входе и выходе трубопровода, и взаимодействие этой среды с подвижной частью механизма.

В реальной конструкции трубопровод и элементы пневматической системы имеют повороты, переходные участки, дроссельные и запорные устройства. При наличии таких местных сопротивлений трубопровод представляет собой сложную линию. В технике гидравлических и пневматических систем приняты следующие определения. К простой линии относится [6, 7] участок:

- с постоянным проходным сечением;
- длиной, достаточной, чтобы находящиеся на ее концах местные сопротивления не оказывали взаимного влияния;
- на котором потери давления в местных сопротивлениях малы по сравнению с потерями давления вследствие сопротивления трения.

Простые линии с постоянной по длине толщиной стенок, материал которых имеет одинаковый модуль упругости, определяются как однородные линии.

В общем случае однородные линии относятся к линиям с распределенными параметрами. В реальных условиях масса, упругость и вязкость рабочей среды распределены по всей длине пневматической линии, причем параметры могут изменяться при переходе от одной точки сечения к другой. Такая особенность нестационарных течений реальных сред относится к системам с распределенными по пространственным координатам параметрам, которые описываются уравнениями в частных производных, основными из которых являются уравнения Навье – Стокса [5, 7].

При малом влиянии сжимаемости рабочей среды и в предположении о бесконечной жесткости стенок трубопровода математические модели пневматических линий могут быть представлены в сосредоточенных параметрах. В этом случае нестационарное течение среды описывается обыкновенными дифференциальными уравнениями.

Гидромеханический процесс сопровождается ламинарным или турбулентным движением среды. Характер течения газа в трубе определяется числом Рейнольдса

$$Re = \frac{\overline{w}d_{T}\rho}{\mu} = \frac{\overline{w}d_{T}}{\nu}, \qquad (3)$$

где $d_{\rm T}$ — внутренний диаметр трубы; \overline{w} — усредненная по сечению трубы скорость газа; μ , ν — динамическая и кинематическая вязкости среды.

При числах Рейнольдса (Re) меньше критического значения Re_{kp} течение ламинарное. При $Re > Re_{kp}$ ламинарный режим переходит в турбулентный. В обычных условиях для течения в трубе круглого сечения $Re_{kp} \approx 2300$. Развитое турбулентное течение в трубах устанавливается лишь при $Re \approx 4000$, а при Re = 2300...4000 имеет место переходная критическая область [8].

При постановке задачи о неустановившемся течении вязкой жидкости предполагается, что жидкость несжимаемая, ρ = const, не учитывается действие массовых сил, траектории всех частиц прямолинейно-параллельные. Нестационарное движение вязкой несжимаемой среды, обусловленное развитием профиля скоростей в трубе при разгоне этой среды под действием внезапно приложенного давления, можно описать дифференциальными уравнениями параболического типа. В цилиндрических координатах дифференциальное уравнение прямолинейного движения вязкой среды [9] имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \tag{4}$$

где мгновенный перепад давления на участке l, отнесенный к плотности, имеет постоянное значение, т. е.

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{(p_1 - p_2)}{\rho l} = \frac{\Delta p}{\rho l} = \text{const}.$$

Здесь u — скорость; r — радиус трубы; p_1 , p_2 — давление на входе и выходе трубы.

Численное решение задач динамики вязкой жидкости связаны с применением метода конечных разностей, который подробно изложен в работе [5].

В гидравлике для описания нестационарного движения несжимаемой жидкости в канале (трубе) обычно используется уравнение Бернулли с учетом инерционного напора [10, 11],

$$z_{1} + \frac{p_{1}}{\rho g} + \alpha_{1} \frac{\left(\overline{w}_{1}\right)^{2}}{2g} =$$

$$= z_{2} + \frac{p_{2}}{\rho g} + \alpha_{2} \frac{\left(\overline{w}_{2}\right)^{2}}{2g} + h_{\text{H}} + h_{\text{T}} + \sum h_{\text{M}}, \quad (5)$$

где z – геометрический напор; $\frac{p}{\rho g}$ – пьезомет-

рический напор; $\frac{\left(\overline{w}\right)^2}{2g}$ – скоростной напор;

$$h_{\mathrm{T}} = \overline{\xi} \frac{l_{\mathrm{T}}}{d_{\mathrm{T}}} \frac{\left(\overline{w}\right)^2}{2g}$$
 — потери напора за счет трения

при неустановившемся течении

$$h_{\mathrm{M}} = \xi_{\mathrm{M}} \frac{\left(\overline{w}\right)^2}{2g}$$
 — потери напора за счет местно-

го сопротивления; $h_{\rm H} = \frac{\beta l_{\rm T}}{g} \frac{d\overline{w}}{dt} + \frac{\overline{w} l_{\rm T}}{g} \frac{d\beta}{dt} - {\rm no}$

тери напора за счет инерции ($\frac{\beta l_{\scriptscriptstyle \mathrm{T}}}{g} \frac{d\,\overline{w}}{dt}$ — инер-

ционный напор, затрачиваемый на разгон среды или торможение; $\frac{\overline{w}l_{\scriptscriptstyle \mathrm{T}}}{g}\frac{d\beta}{dt}$ — инерционный

напор, затрачиваемый на перестройку профиля скорости); α — коэффициент коррекции кинетической энергии (коэффициент Кориолиса), учитывающий неравномерность распределения скорости по сечению (при ламинарном течении $\alpha=2$, при турбулентном течении $\alpha=1,22...1,02$); β — коэффициент коррекции количества движения; $l_{\rm T}$ — длина трубопровода; $\overline{\xi}$, $\xi_{\rm M}$ — коэффициенты сопротивления трения и местного сопротивления при неустановившемся течении; g — ускорение свободного падения.

Для проведения практических расчетов уравнение (5) используют [7] в виде

$$\beta \rho l_{\mathrm{T}} \frac{d\overline{w}}{dt} + \frac{\rho l_{\mathrm{T}} \overline{w}}{2} \frac{d\beta}{dt} + \overline{\xi} \frac{l_{\mathrm{T}}}{d_{\mathrm{T}}} \frac{\rho(\overline{w})^2}{2} = (p_1 - p_2), (6)$$

или, при условии $\beta = {\rm const},$ когда $\frac{d\beta}{dt} = 0$, в виде [10]

$$\beta \rho l_{\rm T} \frac{d\overline{w}}{dt} + \overline{\xi} \frac{l_{\rm T}}{d_{\rm T}} \frac{\rho(\overline{w})^2}{2} = (p_1 - p_2). \tag{7}$$

Рассматривая течение с ускорением, необходимо учитывать влияние нестационарности на коэффициент гидравлического сопротивления [10] в виде

$$\overline{\xi} = \xi_0 \left[\exp(-20N_1) + 20N_1 \frac{1 + N_2}{1 + 10N_1} \exp(1 + N_1) \right],$$
 (8)

где
$$N_1 = \frac{d_{\scriptscriptstyle \mathrm{T}}}{\left(\overline{w}\right)^2} \frac{d\overline{w}}{dt}$$
 и $N_2 = \frac{1}{\overline{w}} \left(d_{\scriptscriptstyle \mathrm{T}}^2 \frac{d^2\overline{w}}{dt^2}\right)^{\frac{1}{3}}$ – па-

раметры нестационарности; ξ_0 – коэффициент сопротивления трения для стационарных условий. В уравнении (5) принято $\beta = 1$.

Другой вид формулы для коэффициента сопротивления трения при неустановившемся течении [10] –

$$\overline{\xi} = \xi_0 + 1,28N_1.$$
 (9)

Коэффициент сопротивления трения трубы круглого сечения ξ_0 в зависимости от числа Рейнольдса и относительной шероховатости может быть определен [10–12]:

— для технических (гидравлических) гладких труб при $\mathrm{Re} = 4 \cdot 10^3 \dots 10^5$ по формуле Блазиуса

$$\xi_0 = 0.316 \,\mathrm{Re}^{-0.25};$$
 (10)

- для $\;$ технических гладких труб при $Re = 4 \cdot 10^3 \dots 10^{12}$ по формуле Филоненко

$$\xi_0 = (1.821 \,\mathrm{g \, Re} - 1.64)^{-2};$$
 (11)

– для шероховатых труб при турбулентном режиме по формуле А. Д. Альтшуля

$$\xi_0 = 0.11 \left[\left(\Delta / d_{\rm T} \right) + \left(68 / \text{Re} \right) \right]^{0.25}, \quad (12)$$

где Δ — эквивалентная абсолютная шероховатость.

Обобщенная расчетная модель пневматического ИМ, с учетом влияния конечного

цилиндрического трубопровода, представляет систему дифференциальных уравнений. Все обозначения в уравнениях соответствуют расчетной схеме рис. 2:

– для трубопровода уравнение имеет вид

$$\beta \rho_{ji} l_{T} \frac{d\overline{w}}{dt} + \overline{\xi} \frac{l_{T}}{d_{T}} \frac{\rho_{ji} (\overline{w})^{2}}{2} = (p_{j} - p_{i}),$$

$$i = j + 1, \quad j = 1$$

$$(13)$$

для ресивера система уравнений записывается в виде

$$\frac{d\rho_{j}}{dt} = -\frac{1}{V_{j}}G_{ji},$$

$$\frac{dp_{j}}{dt} = -\frac{k-1}{V_{j}}\varepsilon_{ji},$$

$$i = j+1, \quad j=1$$
(14)

 для рабочей полости пневмоцилиндра система уравнений записывается в виде

$$\frac{d\rho_{j}}{dt} = \frac{1}{F_{j}(x_{j} + x)}G_{lj},$$

$$\frac{dp_{j}}{dt} = \frac{k - 1}{F_{j}(x_{j} + x)}\varepsilon_{lj} - \frac{k}{(x_{j} + x)}p_{j}\frac{dx}{dt},$$

$$l = j - 1, \quad j = 2$$
(15)

 для выхлопной полости пневмоцилиндра уравнение имеет вид

$$\frac{dp_{j}}{dt} = \frac{k}{\left(L + x_{j} - x\right)} p_{j} \frac{dx}{dt} - \frac{k - 1}{F_{j}\left(L + x_{j} - x\right)} \varepsilon_{ji},$$

$$i = j + 1, \quad j = 3$$

$$(16)$$

Величины, входящие в уравнения (13–15):

$$\frac{\left(p_{j}-p_{i}\right)}{\rho_{ji}l_{T}} = \text{const},$$

$$G_{ji} = f_{ji}\rho_{ji}\overline{w},$$

$$\varepsilon_{ji} = \frac{k}{k-1}RT_{j}G_{ji},$$

$$i = j+1, \quad j=1$$

$$(17)$$

а в уравнение (16):

$$G_{ji} = \mu_{ji} f_{ji} \varphi \left(\frac{p_i}{p_j} \right) \sqrt{\frac{2k}{k-1}} p_j \rho_j,$$

$$\varepsilon_{ji} = \frac{k}{k-1} R T_j G_{ji},$$

$$\varphi \left(\frac{p_i}{p_j} \right) = \begin{cases} 0,2588 \text{ при } \frac{p_i}{p_j} \le 0,528, \\ \sqrt{\left(\frac{p_i}{p_j} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_i}{p_j} \right)^{\frac{k+1}{k}}} \text{ при } \frac{p_i}{p_j} > 0,528, \end{cases}$$

$$\rho_j = \frac{p_j}{R T_j}, \quad T_j = T_i \left(\frac{p_j}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad j = 3$$

Уравнение движения подвижной части пневматического механизма в общем случае имеет вид

$$m\frac{d^{2}x}{dt^{2}} =$$

$$= p_{2}F_{2} - p_{3}F_{3} - mg\left(\cos\theta + f_{TP}\sin\theta\right) - P, (19)$$

где m — суммарная приведенная масса подвижных частей механизма; F_2 , F_3 — площадь поршня; p_2 , p_3 — давление газа в полостях цилиндра; $f_{\rm Tp}$ — приведенный коэффициент трения; P — сила сопротивления; θ — угол отклонения оси механизма от вертикали.

Особенности конструкции и расчета пневматического ИМ

Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными, полученными при испытании макета пневматического ИМ аварийной защиты. На макете проверялись конструктивные решения, заложенные в механизм, его работоспособность, определялись динамические характеристики. Исполнительный механизм перемещал имитатор РО массой 16 кг в горизонтальном направлении на расстояние 220 мм. Газовая магистраль пневматической системы состояла из ЭПК и трубопровода с внутренним диаметром 6 мм.

Объем ресивера составлял 3 л, в качестве рабочего газа использовался воздух. В начальном положении подвижная часть механизма удерживалась устройством фиксации, осевое усилие отрыва с которого составляло ~900H. Торможение подвижной части осуществлялось с помощью пневматического демпфера. В конечном положении подвижная часть останавливалась на устройстве захвата, в пределах которого она могла иметь некоторую осцилляцию.

На рис. 4 представлены экспериментальные зависимости изменения давления в рабочей полости пневматического цилиндра от времени при длине трубопровода 2 м и различном давлении газа в ресивере. Регистрация давления в рабочей полости пневматического цилиндра проводилась с помощью датчика давления типа ДМР 331.

Из рис. 4 видно, что время задержки t_1 во всех экспериментах одинаковое и составляет менее 50 мс. Согласно паспортным данным на ЭПК, время срабатывания составляет не более 50 мс (в экспериментах использовался клапан ЭК-69К разработки КБ «Арматура» им. М. В. Хруничева, диаметр проходного се-

чения — 8 мм). Таким образом, время задержки t_1 соответствует времени срабатывания ЭПК.

В качестве примера для этой же термодинамической подсистемы на рис. 5 представлены экспериментальные зависимости изменения давления в рабочей полости пневматического цилиндра от времени при длине трубопровода 25 м и различном давлении газа в ресивере. В этом случае во всех экспериментах время t_1 составляет ~80 мс, что соответствует времени прохождения волны возмущения по трубопроводу. Из рис. 5 также видно, что быстродействие механизма существенно снижается, требуется более высокое давление газа в ресивере и с увеличением длины трубопровода становится заметным переходный процесс расходной функции. На практике длинные линии в пневматических механизмах используются при зарядке ресивера, когда время наполнения не регламентируется.

Из результатов, представленных на рис. 4, следует, что при номинальной длине газовой магистрали быстродействие пневматического механизма определяется только временем срабатывания ЭПК.

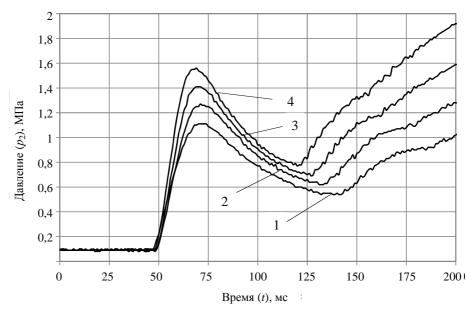


Рис. 4. Экспериментальные зависимости изменения давления в рабочей полости пневматического цилиндра от времени при длине трубопровода 2 м и различном давлении газа в ресивере: 1-1,6 МПа; 2-2,0 МПа; 3-2,5 МПа; 4-3,0 МПа

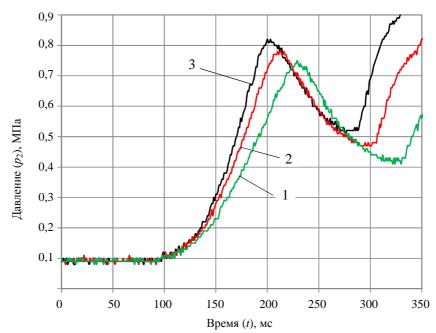


Рис. 5. Экспериментальные зависимости изменения давления в рабочей полости пневматического цилиндра от времени при длине трубопровода 25 м и различном давлении газа в ресивере: 1-2.5 МПа; 2-3.5 МПа; 3-4.5 Мпа

Расчет параметров пневматического ИМ проводился с использованием уравнений (13–19). Численное решение дифференциальных уравнений можно проводить методом Эйлера, Рунге – Кутта и др.

В процессе проведения расчетов было выявлено, что при длине газовой магистрали 2 м и скачке давления выше \sim 1,0 МПа ламинарным движением среды можно пренебречь, так как время течения мало, составляет единицы миллисекунд. Кроме того, для случая реальной конечной магистрали необходимо учитывать участок от входа в трубу, на котором формируется (стабилизируется) параболический профиль скоростей. Данное расстояние называется начальным участком течения ($l_{\text{нач}}$). Согласно расчетам Шиллера [13] влияние конечной длины трубы перестает действовать, когда

$$l_{\text{Haq}} > 0.115 \frac{r^2 \overline{w}}{v} = 0.029 d_{\text{T}} \text{ Re}.$$
 (20)

На рис. 6 представлены экспериментальные данные рис. 4 и расчетные зависимости изменения давления в рабочей полости ци-

линдра и перемещения подвижной части от времени при давлении газа в ресивере 2,0 и 3,0 МПа. Из приведенных результатов на рисунках видно хорошее согласие экспериментальных и расчетных зависимостей как по характеру работы термодинамической подсистемы, так и по времени перемещения подвижной части механизма.

Здесь следует отметить, что возможны другие способы учета наличия трения при одномерном течении газа. Например, в работе [13] сделан следующий вывод: «Сопоставляя влияние изменения сечения трубки (деформации трубки тока) и влияние трения, можно заключить, что в дозвуковом и сверхзвуковом потоках трение приводит с качественной стороны к такому же изменению скорости течения, как и уменьшение сечения трубки. Следовательно, воздействие сил трения в потоке можно заменить эквивалентной деформацией струи - уменьшением ее сечения в направлении движения». Можно также описывать расходную функцию трубопровода с помощью эмпирической зависимости [14].

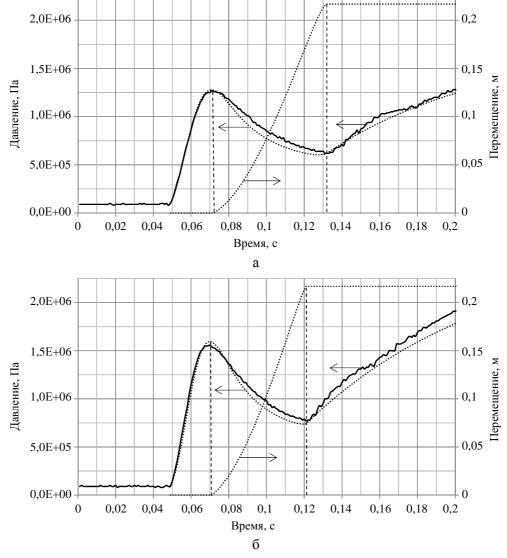


Рис. 6. Зависимости изменения давления в рабочей полости пневматического цилиндра и перемещения подвижной части от времени при давлении в ресивере 2,0 МПа (а) и 3,0 МПа (б): ————— эксперимент; ····· — расчет

Однако такие подходы приемлемы для установившегося движения вязкого газа. В нашем случае, мы имеем дело с явно выраженным нестационарным турбулентным течением вязкой среды, обусловленным значительным скачком давления. В этом случае существенное влияние на коэффициент сопротивления трения оказывают параметры нестационарности: первая производная (ускорение) от средней по сечению скорости течения среды $\frac{d\overline{w}}{dt}$ и вторая производная от этой скорости $\frac{d^2\overline{w}}{dt}$.

Также необходимо отметить, что эксплуатация ИЯР требует обязательной проверки работоспособности оборудования установки, в том числе и пневматического ИМ. На эксплуатируемых реакторах контроль быстрого перемещения подвижной части осуществляется по датчикам крайних положений. В этом случае регистрируется только время срабатывания механической подсистемы, информация о характере работы пневматического ИМ отсутствует.

В настоящее время существуют измерительные средства, в частности, датчики линейных перемещений, которые позволяют контролировать текущее положение объекта при значительных скоростях, ~10 м/с, с высокой точностью [15]. При этом датчики обладают значительным ресурсом перемещений,

более 10^8 , и различной длиной измерения, которая может составлять до 3 м в зависимости от типа прибора. В реакторной технике непосредственный контроль положения РО имеет принципиальное значение.

Выше было показано, что работоспособность пневматического ИМ в целом можно определять по динамическим зависимостям термодинамической и механической подсистем. Поэтому для получения полной информации о работе быстродействующего ИМ при его эксплуатации в конструкцию новых разработок целесообразно закладывать (кроме датчиков контроля крайних положений) линейный датчик перемещения подвижной части и датчик контроля давления в рабочей полости пневматического цилиндра (см. рис. 1).

В качестве примера на рис. 7 приведены экспериментальные зависимости изменения давления в рабочей полости цилиндра и перемещения подвижной части от времени, полученные на исследуемом пневматическом ИМ, где длина трубопровода составляла 25 м, а давление газа в ресивере — 2 МПа. Регистрация перемещения подвижной части проводилась с помощью датчика линейного перемешения типа LWH225.

Зависимости рис. 7 показывают реальные динамические характеристики пневматиче-

ского ИМ от момента подачи сигнала на открытие ЭПК до остановки подвижной части на устройстве захвата в крайнем положении, а также характер работы ускоряющей и тормозной системы. Из графика перемещения видно, что при торможении подвижной части имеется незначительная осцилляция на воздушной подушке.

Заключение

Проведен анализ работы пневматического ИМ, состоящего из термодинамической и механической подсистем. Показано, что динамические характеристики этих подсистем определяют показатель качества работы пневматического ИМ. Показана взаимосвязь подсистем в момент перемещения РО. Рассмотрены особенности конструкции и расчета пневматического ИМ. Приведены рекомендации по конструкции механизма в части контроля его работоспособности. Представлена обобщенная расчетная модель пневматического ИМ с учетом влияния нестационарного турбулентного течения вязкой несжимаемой рабочей среды по трубопроводу. На примере пневматического ИМ аварийной защиты рассмотрены экспериментальные зависимости

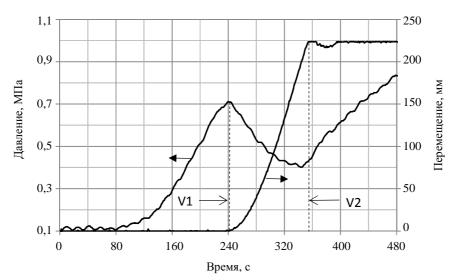


Рис. 7. Экспериментальные зависимости изменения давления в рабочей полости пневматического цилиндра и перемещения подвижной части от времени при длине трубопровода 25 м и давлении газа в ресивере 2,0 МПа: V1, V2 – датчики крайнего положения

влияния длины трубопровода на динамические характеристики механизма. Проведены расчеты с использованием обобщенной математической модели, которые показали хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных. Представленную расчетную модель можно применять для определения параметров оптимальной конструкции и характеристик быстродействующих пневматических ИМ при проектировании ИЯР.

Список литературы

- 1. Колесов В. Ф. Апериодические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. Т. 1.
- 2. Никитин И. А. Пневматические исполнительные механизмы рабочих органов системы управления и защиты импульсных ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2007, вып. 2, с. 47–58.
- 3. Бурцева Д. В., Влох Г. В., Колесов В. Ф. и др. Физическая схема мощного теплового реактора-облучателя // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 2/3, с. 41–46.
- 4. Сизов А. Н. О быстром переводе реактора на постоянный уровень мощности // Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 4, с. 277–279.
- 5. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003.
- 6. Попов Д. Н. Динамика и регулирование гидро- и пневмосистем. М.: Машиностроение, 1987.
- 7. Попов Д. Н. Нестационарные гидромеханические процессы. – М.: Машиностроение, 1982.

- 8. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика (механика турбулентности). М.: Наука, 1965, Ч. 1.
- 9. Слёзкин Н. А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М: Гостехиздат, 1955.
- 10. Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). М.: Энергоатомиздат, 1990.
- 11. Башта Т. М., Некрасов Б. Б. и др. Гидравлика, гидромашины и гидроприводы. М.: Машиностроение, 1982.
- 12. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1992.
- 13. Дейч М. Е. Техническая газодинами-ка. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961.
- 14. Герц Е. В., Крейнин Г. В. Расчет пнемоприводов. Справочное пособие. М.: Машиностроение, 1975.
- 15. Никитин И. А. Некоторые вопросы проектирования исполнительных механизмов импульсных ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2013, вып. 3, с. 94–101.

Контактная информация –

Никитин Игорь Александрович, ведущий научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ, e-mail: nikitin@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 25.05.2016.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2016, вып. 4, с. 124–134.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Физика ядерных реакторов

Выпуск 4

Ответственный за выпуск В. Ф. Колесов

e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Редактор $E.\ A.\ Mясоедова$ Компьютерная подготовка оригинала-макета $\ M.\ C.\ Мещерякова$

Подписано в печать 26.10.2016. Формат $60 \times 84/8$ Офсетн. печ. Усл. печ. л. ~15,9 Уч.-изд. л. ~14,1 Тираж 150 экз. Зак. тип. 27-2016 12 статей

Отпечатано в ИПК ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» 607188, г. Саров Нижегородской области