

621.039,5
В74

ISSN 0205-4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

Н

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК

2009

1

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 1

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

Издается с 1985 г.

Москва – 2009

42181 кср

Статьи, поступающие в редакцию, рецензируются и публикуются в авторской редакции. Мнение членов редколлегии может не совпадать с точкой зрения авторов публикаций. При перепечатке и цитировании ссылка на сборник ВАНТ обязательна. Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

Редакционная коллегия серии:

А. Ю. Гагаринский (главный редактор),
С. М. Зарицкий (зам. главного редактора),
В. Ф. Колесов, А. Е. Крошили, В. В. Пчелин, Е. А. Старостина (отв. секретарь)

Редакционная коллегия выпуска:

В. Ф. Колесов (главный редактор), Е. В. Куличкова (отв. секретарь),
С. В. Воронцов (зам. главного редактора), А. В. Лукин, В. А. Павшук, А. С. Кошелев, В. А. Терехин,
В. Х. Хоружий

В выпусках «Импульсные реакторы и простые критические сборки» публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простых сборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критических сборок.

Materials related to the concrete topics described below are published in issues «Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies»:

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ ИЗ СПЛАВОВ УРАНА ИЛИ НЕПТУНИЯ С ЦЕНТРАЛЬНЫМИ ПОЛОСТЯМИ ДИАМЕТРОМ 20–30 см

В. Ф. Колесов, С. В. Воронцов, В. Х. Хоружий,
В. В. Евдокимов, А. А. Смоляков

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Выполнена новая серия уточненного расчета быстрых импульсных реакторов с большой полостью, а именно реакторов с активной зоной из уран-молибденового или нептуний-галлиевого сплавов, с осевыми полостями диаметром от 20 до 30 см. Рассмотрен вопрос об использовании в нептуний-галлиевом реакторе в целях снижения механических напряжений концепции подвижных блоков отражателя.

Ключевые слова: аperiodический импульсный реактор (АИР), параметры импульса делений, сплавы урана, сплавы нептуния, подвижные блоки отражателя, полость для облучения образцов.

PULSE REACTORS OF URANIUM OR NEPTUNIUM ALLOYS WITH CENTRAL CAVITIES 20–30 CM IN DIAMETER / V. F. KOLESOV, S. V. VORONTSOV, V. Kh. KHORUZHNY, V. V. EVDOKIMOV, A. A. SMOLYAKOV // There was realized a new series of refined calculation of fast pulse reactors with large cavity, namely, reactors with a core of uranium-molybdenum or neptunium-gallium alloys and axial cavities their diameter being from 20 to 30cm. The problem of using a concept of mobile reflector blocks in neptunium-gallium reactor to decrease mechanical stresses was considered.

Key words: aperiodic pulse reactor, fission pulse parameters, uranium alloys, neptunium alloys, mobile reflector blocks, cavity for samples irradiation.

Введение

До настоящего времени остается актуальной проблема разработки мощного быстрого импульсного реактора с возможно большей внутренней полостью при сохранении относительно короткой длительности импульса. В этой связи проведена новая серия расчетов нескольких моделей импульсного реактора, перспективных в качестве вариантов такой установки.

Результаты работы аналогичной направленности рассматривались ранее в статьях и докладах [1–4] российских и американских авторов. В докладе [1] был представлен реактор Super KUKLA, резко отличающийся от других быстрых АИР сравнительно невысоким обогащением урана и очень большой полостью для облучаемых предметов. Активная зона (АЗ) реактора имела форму цилиндра с осевой полостью диаметром 46 см. Флюенс нейтронов за импульс в полости Super KUKLA достигал $1,5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². Ширина импульса на половине высоты изменялась от 600 мкс в случае пустой полости до нескольких миллисекунд в случае, когда в полость загружали образцы.

В 90-х гг. прошлого века в Сандийской национальной лаборатории США был разработан проект реактора SPR-IIIМ [2], являющегося усовершенствованной версией реактора SPR-III. Целями разработчиков проекта SPR-IIIМ являлись дальнейшее улучшение эксплуата-

ционных характеристик реактора SPR-III, повышение надежности его работы и расширение объема полости для облучений образцов. Полезный диаметр полости в SPR-IIIМ равен 19 см. Штатные импульсы SPR-IIIМ, если бы он был введен в строй действующих установок, характеризовались бы шириной на половине высоты 90 мкс и флюенсом нейтронов в полости $0,6 \cdot 10^{15}$ нейтр./см².

В статье сотрудников ВНИИЭФ [3], опубликованной в 2004 г., рассмотрен импульсный реактор в форме кругового цилиндра с большой осевой полостью. В качестве материала АЗ предполагалось использовать уран-молибденовый сплав или композитное уран-графитовое топливо – материалы, положительные свойства которых надежно засвидетельствованы их применением в действующих установках.

Варианты реактора, представленные в работе [3], отличаются большими полостями, а также высокими уровнями флюенса нейтронов и дозы γ -излучения за импульс. Однако длительность генерируемых в них импульсов – от 150 до 200 мкс в реакторе с уран-молибденовой АЗ и 2 мс в реакторе с уран-графитовой АЗ – не полностью удовлетворяет предполагаемым требованиям эксперимента.

Как продолжение поиска вариантов реактора, по возможности полнее удовлетворяющих поставленным требованиям, в статье [4] рассмотрены одинарные (односекционные) реакторы с АЗ из нептуний-галлиевого

или уран-молибденового сплава, а также двухсекционные системы, составленные одинарным импульсным реактором и ведомой им подкритической сборкой. В итоге расчетов был прорисован облик мощного быстрого реактора с очень большой внутренней полостью, представляющего собой реактор каскадного типа. Эта система составлена одинарным нептуний-галлиевым АИР без отражателя нейтронов и подкритической сборкой из уран-графитового материала с отражателем из железа. Конфигурация подкритической сборки – полусфера или полуцилиндр с полостью диаметром 50 см.

Указанные выше системы отличаются высокими параметрами импульса излучений. Вместе с тем им свойственны и существенные недостатки: у них или слишком длинный импульс, или мала полость, или они требуют слишком большого количества нептуний-галлиевого сплава (от 700 до 900 кг) и высокообогащенного урана (до 700 кг). Таким образом, можно констатировать, что выполненный в работах [3, 4] поиск приемлемых для проектирования вариантов реактора с большой полостью и достаточно коротким импульсом пока не является завершенным. Эти работы не отменили потребность в продолжении расчетного исследования.

В настоящей статье рассмотрены одинарные системы из уран-молибденового или нептуний-галлиевого сплава с осевыми полостями диаметром от 20 до 30 см. В частности, исследован вопрос о характеристиках реактора с нептуний-галлиевой АЗ при использовании концепции подвижных блоков отражателя. Подвижные блоки отражателя уносят подавляющую часть кинетической энергии, создаваемой в АЗ динамическим тепловым ударом. С помощью использования этой концепции авторы статьи стремились снизить уровень механического нагружения АЗ в нептуний-галлиевом варианте реактора, который отличается не только замечательными нейтронными параметрами импульса, но и очень высокими, заведомо превышающими допустимый уровень, механическими напряжениями. Было получено, что подвижные блоки позволяют достигать двукратного снижения напряжения в нептуний-галлиевом реакторе и, в принципе, сводить их до уровня допустимых. Тем не менее в итоге сравнения всей совокупности параметров уран-молибденовых и нептуний-галлиевых реакторов для дальнейшего проектирования рекомендована уран-молибденовая система.

1. Постановка расчетов

Расчеты нейтронных характеристик рассмотренных систем выполняли с помощью программы ВНИИЭФ С-95 [5], основанной на методе Монте-Карло. В целях определения коэффициентов гашения реактивности использован алгоритм многогруппового расчета, с помощью программы ВНИИЭФ САТУРН-3 [6] функции возмущений реактивности, а также полученные ранее аналитические решения динамических задач термоупругости для диска. Указанные аналитические решения

использованы и в расчетах амплитуд напряжений в деталях основной группы рассмотренных АИР.

Параметры нейтронов, отраженных от стен реакторного помещения, определялись с помощью методики ROOM работы [7]. Для нептуния-237 использовали нейтронные константы ENDF/B-VI, удовлетворительно описывающие эксперимент [8]. Эффективные доли запаздывающих нейтронов рассчитывали для шара из нептуния-237 по нейтронной части программы ARCTUR [9] или САТУРН-3 и 16-групповым нейтронным константам, подготовленным на основе указанной библиотеки ENDF/B-VI.

Реактивная обратная связь представлялась при этом, как и в других импульсных реакторах [10], функционалом

$$\Delta\rho(t) = \int_V \vec{u}(\vec{r}, t) \text{grad} W(\vec{r}) d\vec{r},$$

где $\vec{u}(\vec{r}, t)$ – вектор термоупругих смещений среды АЗ; $W(\vec{r})$ – функция возмущений реактивности; $\Delta\rho(t)$ – изменения реактивности, производимые термоупругими смещениями среды АЗ при ее разогреве; V – объем АЗ.

В целях анализа напряженно-деформированного состояния элементов реакторных конструкций при воздействии импульсной тепловой нагрузки в большинстве случаев использовали аналитическое решение задачи динамической термоупругости для тонкого диска [10]. В случае реактора с подвижными блоками отражателя в этих целях использовали трехмерные численные расчеты напряжений. Закон температурного нагружения элементов АЗ определялся пространственно-временным распределением выхода энергии в реакторе.

Характеристики нептуния, использованные в термомеханических расчетах, представлены в табл. 1.

Таблица 1

Термофизические и механические свойства нептуния [11]

Параметры материала	Значение	
Плотность ρ , г/см ³	20,25	
Удельная теплоемкость $C(T) = \alpha + \beta T$, Дж/г×град	α	0,124
	β	0,00024
Теплопроводность $\lambda(T) = \alpha + \beta T$, Вт/см×град	α	0,077
	β	0,0
Коэффициент линейного расширения $\alpha(T) = \alpha + \beta T$, 1/град	α	$27,66 \cdot 10^{-6}$
	β	0
Модуль Юнга E , ГПа	180	
Коэффициент Пуассона ν	0,224	

Решения задач термоупругости для деталей АЗ из уран-молибденовых сплавов проводились при следующих механических параметрах сплавов:

– сплав урана с массовой долей молибдена 3 %: $E = 152,6$ ГПа, $\nu = 0,28$, $\alpha = 16,9 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹, $\rho = 18$ г·см⁻³;

– сплав урана с массовой долей молибдена 10 %: $E = 80$ ГПа, $\nu = 0,37$, $\alpha = 12,6 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹, $\rho = 17$ г·см⁻³.

2. Реакторы с уран-молибденовой АЗ

Предполагалось, что уран-молибденовые АЗ реактора имеют форму правильного цилиндра с осевой полостью диаметром от 20 до 30 см. АЗ составлена шестью идентичными дисками. Обогащение урана 90 %-ное по изотопу ^{235}U . Массовое содержание молибдена в уран-молибденовом сплаве 10 % или 3 %. Независимая подвеска дисков осуществляется на вставных гильзах внутренней трубы корпуса. Материал корпуса и гильз – нержавеющая сталь. Между дисками, дисками и корпусом предусмотрены зазоры. В целях учета зазоров средняя плотность топливного сплава в расчетах снижена на 15 %. Схематическая геометрия реактора представлена на рис. 1.

Результаты расчета реакторов с уран-молибденовой АЗ приведены в табл. 2.

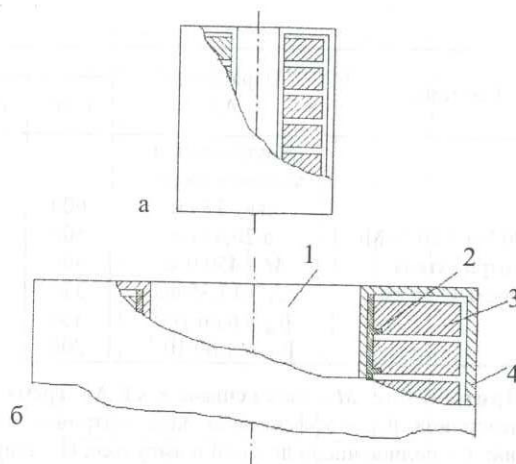


Рис. 1. Схематическая геометрия реактора с уран-молибденовой АЗ: а – вид реактора в осевом сечении; б – схема подвески дисков (1 – осевая полость; 2 – вставные гильзы-уступы внутренней трубы корпуса; 3 – диски АЗ; 4 – корпус АЗ)

Реакторы из сплава урана 90 %-ного обогащения с молибденом

Таблица 2

Система	Параметры АЗ	Параметры импульсов делений							
		$T, ^\circ\text{C}$	$Y, 10^{17}\text{дел.}$	$\Theta, \text{мкс}$	$\Phi(0), 10^{14}\text{см}^{-2}$	$\Phi(\text{гр}), 10^{14}\text{см}^{-2}$	$\varphi(0), \text{Гр}$	$\varphi(\text{гр}), \text{Гр}$	$\sigma, \text{ГПа}$
1 U(90 %) + 3 % Мо Без отражателя Полость \varnothing 20 см	Внутренний и внешний радиусы – 10,5 см и 17,2 см	500	5,22	53,2	6,39	2,57	1325	370	1,38
	$M = 307 \text{ кг}$	400	4,13	62,5	5,05	2,03	1046	292	1,02
	$\Lambda = 12,47 \text{ нс}$	350	3,59	68,8	4,40	1,77	912	255	0,85
	$\beta_{\text{эф}} = 6,66 \cdot 10^{-3}$	300	3,04	77,8	3,72	1,50	772	216	0,68
	$\beta_{\text{отр}} = 7,46 \cdot 10^{-4}$	200	1,96	119	2,40	0,97	498	139	0,32
2 U(90 %) + 3 % Мо Без отражателя Полость \varnothing 30 см	Внутренний и внешний радиусы – 15,5 см и 21,92 см	500	8,88	70,4	6,04	2,84	1257	429	1,23
	$M = 506,2 \text{ кг}$	400	7,03	83,0	4,78	2,25	995	340	0,93
	$\Lambda = 14,53 \text{ нс}$	350	6,11	92,1	4,16	1,95	865	295	0,78
	$\beta_{\text{эф}} = 6,66 \cdot 10^{-3}$	300	5,18	105	3,53	1,66	733	250	0,63
	$\beta_{\text{отр}} = 1,27 \cdot 10^{-3}$	200	3,33	179	2,27	1,06	471	161	0,31
3 U(90 %) + 10 % Мо Без отражателя Полость \varnothing 20 см	Внутренний и внешний радиусы – 10,5 см и 18,03 см	600	7,02	71,6	8,39	3,18	1675	440	0,69
	$M = 351,7 \text{ кг}$	500	5,81	82,0	6,94	2,63	1386	364	0,55
	$\Lambda = 14,31 \text{ нс}$	400	4,60	98,1	5,50	2,08	1097	288	0,40
	$\beta_{\text{эф}} = 6,66 \cdot 10^{-3}$	350	3,99	110	4,77	1,80	952	250	0,33
	$\beta_{\text{отр}} = 7,82 \cdot 10^{-4}$	300	3,39	128	4,05	1,53	809	212	0,25
4 U(90 %) + 10 % Мо Без отражателя Полость \varnothing 30 см	Внутренний и внешний радиусы – 15,5 см и 22,7 см	600	11,77	93,4	7,89	3,46	1572	488	0,61
	$M = 566,9 \text{ кг}$	500	9,74	108	6,53	2,86	1301	404	0,48
	$\Lambda = 16,45 \text{ нс}$	400	7,71	130	5,17	2,27	1030	320	0,36
	$\beta_{\text{эф}} = 6,66 \cdot 10^{-3}$	350	6,70	147	4,49	1,97	895	278	0,29
	$\beta_{\text{отр}} = 1,28 \cdot 10^{-3}$	300	5,68	175	3,81	1,67	759	236	0,23
		200	3,65	575	2,45	1,07	487	151	0,08

Система	Параметры АЗ	Параметры импульсов делений							
		$T, ^\circ\text{C}$	$Y, 10^{17}$ дел.	$\Theta, \text{мкс}$	$\Phi(0), 10^{14} \text{см}^{-2}$	$\Phi(\text{гр}), 10^{14} \text{см}^{-2}$	$\varphi(0), \text{Гр}$	$\varphi(\text{гр}), \text{Гр}$	$\sigma, \text{ГПа}$
5 U(90 %) + 10 % Мо Без отражателя Полость \varnothing 25 см	Внутренний и внешний радиусы – 13 см и 20,33 см $M = 450,9$ кг $\Lambda = 15,35$ нс $\beta_{\text{эф}} = 6,66 \cdot 10^{-3}$ $\beta_{\text{отр}} = 1,00 \cdot 10^{-3}$	600	9,24	81,7	8,16	3,44	1622	474	0,65
		500	7,65	93,9	6,76	2,85	1343	392	0,51
		400	6,06	113	5,35	2,25	1064	311	0,37
		350	5,26	127	4,65	1,96	923	270	0,31
		300	4,46	149	3,94	1,66	783	229	0,23
		200	2,87	352	2,53	1,07	504	147	0,09

Примечание. M – масса сплава в АЗ; Λ – время генерации мгновенных нейтронов; $\beta_{\text{эф}}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов; $\beta_{\text{отр}}$ – эффективная доля нейтронов, отраженных от стен зала; T – максимальная температура АЗ в импульсе делений; Y – полное число делений в импульсе; Θ – ширина импульса на полувысоте; $\Phi(0)$ – флюенс нейтронов в центре полости; $\Phi(\text{гр})$ – флюенс нейтронов в центре боковой поверхности реактора; $\varphi(0)$ – мгновенная доза γ -квантов в центре полости; $\varphi(\text{гр})$ – мгновенная доза γ -квантов в центре боковой поверхности реактора; σ – максимальное напряжение по Мизесу в АЗ.

Как видно из табл. 2, реакторы с металлической уран-молибденовой АЗ и при больших объемах полостей сохраняют относительно короткую длительность импульса и высокий уровень флюенса нейтронов и дозы γ -излучения. Реакторы с АЗ из сплава урана с массовой долей молибдена 3 % в сравнении с реакторами из сплава урана с массовой долей молибдена 10 % отличаются заметно меньшей длительностью импульса, но и пониженными флюенсами излучений и значительно более высокими механическими напряжениями в АЗ. В целом при выборе типа реактора с большой полостью, по-видимому, следует отдать предпочтение установкам из сплава урана с массовой долей молибдена 10 %.

Среди представленных в табл. 2 реакторов оптимальной, на наш взгляд, является система 5 – реактор без отражателя, с АЗ из сплава урана с массовой долей молибдена 10 %, с полостью диаметром 25 см. Среди всех урановых сплавов такой сплав наиболее изучен и наиболее выверен богатой практикой применений в импульсном реакторостроении. Замечательные свойства этого сплава подтверждены многолетней успешной эксплуатацией во ВНИИЭФ и ВНИИТФ установок, созданных на его основе. В указанном оптимальном варианте реактора вполне допустимы импульсы с максимальным повышением температуры АЗ до 600°C . Длительность импульса делений при этом будет составлять 82 мкс, флюенс нейтронов и доза γ -излучения за импульс в центре полости $0,816 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$ и 1620 Гр и вблизи внешней поверхности АЗ – $0,344 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$ и 474 Гр соответственно. Максимальная амплитуда механических напряжений в элементах АЗ составит 0,65 ГПа. Зависимость от времени главных напряжений в АЗ реактора при этом импульсе показана на рис. 2 и 3.

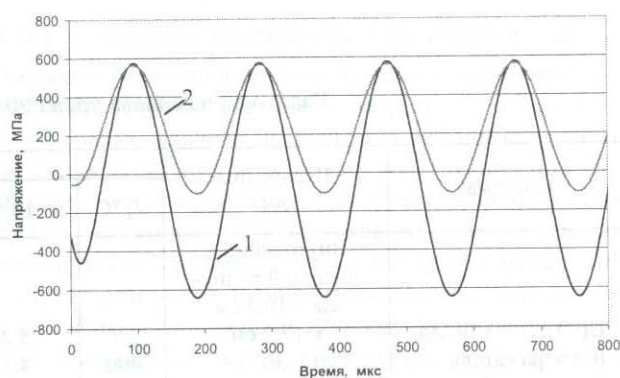


Рис. 2. Окружные напряжения на внутреннем (1) и внешнем (2) радиусах уран-молибденового (10 % Мо) реактора без отражателя, с полостью диаметром 25 см (импульс с максимальным повышением температуры АЗ 600°C)

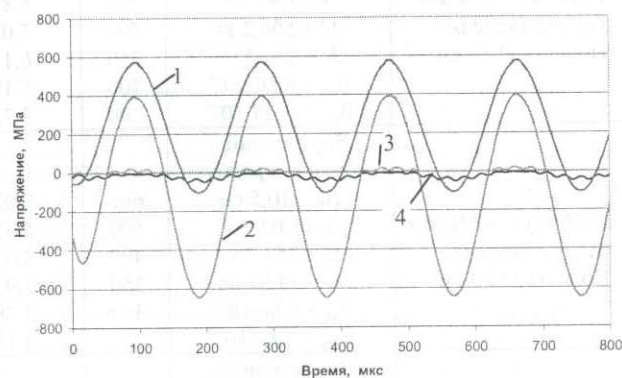


Рис. 3. Максимальные и минимальные окружные (1 и 2) и радиальные (3 и 4) напряжения в уран-молибденовом (10 % Мо) реакторе без отражателя, с полостью диаметром 25 см (импульс с максимальным повышением температуры АЗ 600°C)

3. Реакторы с нептуний-галлиевой АЗ

Предполагалось, что нептуний-галлиевые АЗ реактора, как и уран-молибденовые АЗ, имеют форму правильного цилиндра с осевой полостью диаметром 20 или 30 см. АЗ составлена шестью идентичными дисками. Массовое содержание галлия в нептуний-галлиевом сплаве 9 % или 3 %. Независимая подвеска дисков осуществляется на вставных гильзах внутренней трубы корпуса. Материал корпуса и гильз – нержавеющая сталь. Между дисками, дисками и корпусом предусмотрены зазоры. В целях учета зазоров средняя плотность топливного сплава в расчетах снижена на 15 %. Рассматривались реакторы как с отражателем, так и без отражателя. Предполагалось, что отражатель из железа толщиной 10 см закрывает активную зону в области боковой поверхности и в области торцов, за исключением осевой полости. Схематическая геометрия нептуний-галлиевого реактора с отражателем показана на рис. 4, без отражателя – на рис. 1

Результаты расчета реакторов с нептуний-галлиевой АЗ приведены в табл. 3.

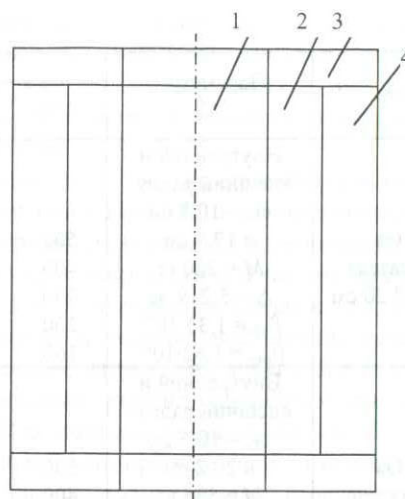


Рис. 4. Схематическая геометрия реактора с нептуний-галлиевой АЗ и отражателем из железа в осевом сечении: 1 – осевая полость; 2 – АЗ; 3 – торцевой отражатель; 4 – боковой отражатель

Таблица 3

Реакторы из сплава нептуния-237 с галлием

Система	Параметры АЗ	Параметры импульсов делений							
		T, °C	Y, 10 ¹⁷ дел.	Θ, мкс	Φ(0), 10 ¹⁴ см ⁻²	Φ(гр), 10 ¹⁴ см ⁻²	φ(0), Гр	φ(гр), Гр	σ, ГПа
1 Np + 9 % Ga Толщина отражателя 10 см Полость Ø 20 см	Внутренний и внешний радиусы – 10,5 см и 18,3 см	500	7,88	43,7	11,7	1,39	920	39	2,86
	M = 366 кг	400	6,24	50,1	9,2	1,10	729	31	2,16
	Λ = 8,04 нс	300	4,60	59,7	6,8	0,81	537	23	1,48
	β _{эф} = 1,35·10 ⁻³	200	2,96	77,2	4,4	0,52	346	14	0,82
	β _{отр} = 4,47·10 ⁻⁵	100	1,31	138	1,9	0,23	153	6,4	0,19
2 Np + 3 % Ga Толщина отражателя 10 см Полость Ø 20 см	Внутренний и внешний радиусы – 10,5 см и 16,35 см	500	5,71	42,6	9,9	1,20	737	39	2,66
	M = 259 кг	400	4,52	48,9	7,8	0,95	583	31	2,02
	Λ = 7,265 нс	300	3,33	57,9	5,8	0,70	430	23	1,39
	β _{эф} = 1,35·10 ⁻³	200	2,14	74,7	3,7	0,45	276	15	0,78
	β _{отр} = 4,36·10 ⁻⁵	120	1,19	109	2,1	0,25	154	8,2	0,31
3 Np + 3 % Ga Толщина отражателя 10 см Полость Ø 30 см	Внутренний и внешний радиусы – 15,5 см и 21 см	500	9,55	58,5	9,3	1,46	682	44	2,50
	M = 426 кг	400	7,56	66,7	7,4	1,16	540	35	1,91
	Λ = 8,514 нс	300	5,57	79,0	5,4	0,85	398	26	1,32
	β _{эф} = 1,35·10 ⁻³	200	3,58	102	3,5	0,55	256	17	0,75
	β _{отр} = 7,48·10 ⁻⁵	100	1,59	181	1,5	0,24	114	7,3	0,20
4 Np + 3 % Ga Без отражателя Полость Ø 30 см	Внутренний и внешний радиусы – 15,5 см и 22,58 см	500	12,03	36,0	8,6	3,81	606	194	2,70
	M = 615 кг	400	9,53	41,4	6,8	3,02	480	154	2,09
	Λ = 6,081 нс	300	7,02	49,5	5,0	2,22	353	113	1,49
	β _{эф} = 1,35·10 ⁻³	200	4,51	63,3	3,2	1,43	227	73	0,90
	β _{отр} = 2,63·10 ⁻⁴	100	2,01	97,2	1,4	0,64	101	32	0,36

Система	Параметры АЗ	Параметры импульсов делений							
		T, °C	Y, 10 ¹⁷ дел.	Θ, мкс	Φ(0), 10 ¹⁴ см ⁻²	Φ(гр), 10 ¹⁴ см ⁻²	φ(0), Гр	φ(гр), Гр	σ, ГПа
5 Np + 3 % Ga Без отражателя Полость Ø 20 см	Внутренний и внешний радиусы – 10,5 см								
	и 17,9 см	500	6,76	29,1	8,5	3,26	625	168	3,14
	M = 380 кг	400	5,35	33,5	6,7	2,58	495	133	2,42
	Λ = 5,219 нс	300	3,95	40,0	5,0	1,91	365	98	1,71
	β _{эф} = 1,35·10 ⁻³ β _{отр} = 1,62·10 ⁻²⁴	200 100	2,54 1,13	51,7 81,7	3,2 1,4	1,23 0,55	235 105	63 28	1,03 0,37
6 Np + 9 % Ga Без отражателя Полость Ø 20 см	Внутренний и внешний радиусы – 10,5 см								
	и 20,2 см	500	9,77	32,0	11,0	3,53	840	201	3,46
	M = 536 кг	400	7,74	36,4	8,7	2,80	665	159	2,64
	Λ = 6,108 нс	300	5,70	43,2	6,4	2,06	490	117	1,85
	β _{эф} = 1,35·10 ⁻³ β _{отр} = 1,67·10 ⁻⁴	200 100	3,66 1,63	55,3 87,8	4,1 1,8	1,32 0,59	315 140	75 34	1,08 0,37
7 Np + 9 % Ga Толщина отражателя 10 см Полость Ø 30 см	Внутренний и внешний радиусы – 15,5 см								
	и 22,86 см	500	12,83	57,4	11,2	1,68	870	48	2,63
	M = 575 кг	400	10,15	65,6	8,8	1,33	688	38	2,01
	Λ = 9,198 нс	300	7,48	77,9	6,5	0,98	507	28	1,39
	β _{эф} = 1,35·10 ⁻³ β _{отр} = 7,39·10 ⁻⁵	200 100	4,81 2,14	100 177	4,2 1,9	0,63 0,28	326 145	18 8	0,78 0,21
8 Np + 9 % Ga Без отражателя Полость Ø 30 см	Внутренний и внешний радиусы – 15,5 см								
	и 24,8 см	500	15,65	38,3	10,3	4,00	791	217	2,83
	M = 828 кг	400	12,39	44,5	8,2	3,16	626	171	2,17
	Λ = 6,96 нс	300	9,13	53,0	6,0	2,33	461	126	1,56
	β _{эф} = 1,35·10 ⁻³ β _{отр} = 2,62·10 ⁻⁴	200 100	5,87 2,61	67,8 106	3,9 1,7	1,50 0,67	297 132	81 36	0,94 0,34

Как видно из табл. 3, реакторы с АЗ из сплава нептуния с галлием (3 % Ga) в сравнении с реакторами из сплава нептуния с галлием (9 % Ga) отличаются несколько меньшими напряжениями в АЗ и длительностью импульса, а также заметно меньшими флюенсом нейтронов и дозой γ-излучения за импульс. Реакторы с нептуний-галлиевой АЗ в сравнении с урановыми системами, имеющими полость того же диаметра, генерируют существенно более короткие импульсы делений. Минимально достижимые длительности импульса в нептуний-галлиевом (9 % Ga) реакторе без отражателя, с полостью диаметром 30 см и в подобном ему уран-молибденовом (10 % Mo) реакторе равны 38,3 мкс и 93,4 мкс соответственно. Это преимущество нептуний-галлиевых реакторов связано, прежде всего, с влиянием малого в нептуниевых системах времени генерации нейтронов Λ.

Параметры импульса делений в нептуний-галлиевых реакторах можно было бы назвать уникальными, если бы не слишком высокий уровень механических напряжений в АЗ и не слишком большая масса нептуний-галлиевого сплава, требуемого для этого типа реак-

тора. Масса сплава и максимальные напряжения в только что упомянутом реакторе из сплава нептуния с галлием (9 % Ga) с полостью диаметром 30 см равны 828 кг и 2,83 ГПа!

Зависимость от времени главных напряжений в АЗ реактора при этом импульсе показана на рис. 5 и 6.

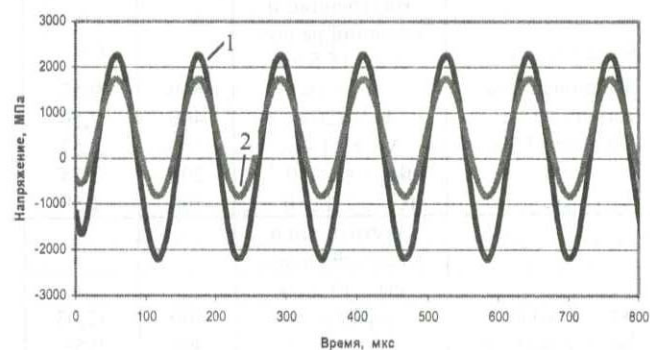


Рис. 5. Окружные напряжения на внутреннем (1) и внешнем (2) радиусах нептуний-галлиевого (3 % Ga) реактора с отражателем, с полостью диаметром 20 см (импульс с максимальным повышением температуры АЗ 500 °C)

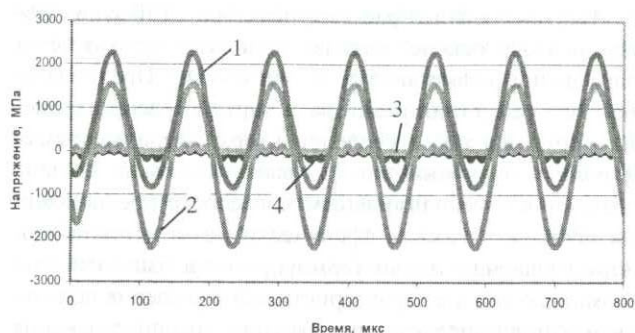


Рис. 6. Максимальные и минимальные окружные (1 и 2) и радиальные (3 и 4) напряжения в нептуний-галлиевом (3 % Ga) реакторе с отражателем, с полостью диаметром 20 см (импульс с максимальным повышением температуры АЗ 500 °С)

Масса сплава в АЗ нептуний-галлиевых реакторов может быть заметно понижена вводом в рассмотрение отражателя нейтронов, но уровень напряжений в нептуний-галлиевых реакторах во всех случаях остается очень высоким (от 2,50 до 3,46 ГПа).

Напряжения указанного диапазона, конечно, не допустимы в импульсных реакторах. Каких-либо средств снижения этих напряжений при условии сохранения короткой длительности импульса делений авторы отчета, за одним исключением, не усматривают. Таким образом, реализация приведенных в табл. 3 нептуний-галлиевых реакторов все еще остается проблематичной.

Под упомянутым здесь исключением имеется в виду возможность использования в случае нептуний-галлиевых систем концепции так называемых «реакторов с подвижными блоками отражателя». Что может дать использование этой концепции в применении к рассматриваемым нептуний-галлиевым системам и к каким осложнениям конструкции реактора оно приведет, будет показано в следующих разделах.

4. Концепция импульсных реакторов с подвижными блоками отражателя

Потребность в АИР с более высокими флюенсами нейтронов, с большими объемами полостей для облучения образцов, с более короткими импульсами и с более разнообразными и гибкими спектральными характеристиками нейтронного излучения стимулировала не только сооружение в прошлом таких мощных реакторов, как SPR-III, БР-1, БАРС-5, ИГР, БИГР, РВФ и АСRR, и модернизацию некоторых реакторов, но и разработку ряда проектов лабораторных реакторных установок с предельно высокими параметрами импульсов. Известными примерами такого рода разработок являются американские проекты бустерной системы EDNA [12] и форсированных АИР с активными зонами на основе расплавленной соли LiF-UF₄ или раствора уранил-сульфата [13, 14].

В монографии [10] и докладе [15] представлен ряд разработанных во ВНИИЭФ проектов бустеров или АИР с форсированными параметрами импульсов. Одним из таких АИР является реактор с подвижными блоками отражателя.

Было показано, что существенного улучшения параметров импульса делений, а именно повышения допустимого уровня разогрева АЗ и укорочения длительности импульса можно достичь в так называемом реакторе «Тайфун». Этот результат связан с тем, что АЗ реактора «Тайфун» в значительной степени освобождена от механического нагружения в импульсе за счет передачи кинетической энергии теплового удара отрывающимся от АЗ подвижным блокам (ПБ) [16, 17].

Чтобы составить представление о принципе действия АИР с подвижными блоками отражателя, можно сначала рассмотреть один из его идеальных вариантов, а именно предположить, что сферическая АЗ реактора окружена сплошным бесконечным массивом среды с теми же, что и у АЗ, акустическими свойствами, и АЗ мгновенно разогревается до некоторой температуры. Решение соответствующей задачи термоупругости показывает, что в этом случае в среде, окружающей АЗ, пойдет акустическая волна сжатия, несущая кинетическую энергию разгрузки термоупругих напряжений. Материал среды при прохождении волны сначала смещается вперед (в радиальном направлении), затем несколько отстает назад и успокаивается.

После прохождения волны среда находится в неподвижном состоянии, волна оставляет за собой лишь след квазистатических смещений и напряжений, точно совпадающих со смещениями и напряжениями при медленном нагреве АЗ до той же температуры. Кинетическая энергия волны, частично затрачиваясь на указанные квазистатические напряжения, уносится вдаль и никогда не возвращается. Циклические колебания компонентов АЗ в этом случае не возбуждаются.

В реальных условиях окружающая АЗ среда (отражатель нейтронов) конечна. При этом от внешней границы отражателя нейтронов после прихода к ней прямой волны пойдет обратная волна разгрузки, которая возвращает кинетическую энергию в АЗ.

Для того, чтобы и в случае конечного отражателя АЗ оставалась свободной от кинетической энергии, нужно поставить препятствие на пути волны, отраженной от внешней границы. Это достигается, если отражатель нейтронов не связан прочно с АЗ, а лишь примыкает к ней, будучи выполнен в виде двух полусферических блоков.

В волне, отраженной от внешней границы, напряжения $\hat{r}r$ (нормальные радиальные напряжения) положительны. После того, как часть переднего фронта отраженной волны проникнет в АЗ, становятся положительными и суммарные $\hat{r}r$ на поверхности смыкания ПБ с АЗ. В этот момент контакт между ПБ и АЗ нарушается, в месте смыкания ПБ и АЗ возникает зазор, увеличивающийся со временем, и ПБ отлетают от АЗ,

унося с собой практически всю кинетическую энергию импульса.

В АЗ остается лишь небольшая доля кинетической энергии, обусловленная частичным отражением прямой волны от поверхности смыкания АЗ с ПБ и частичной доразгрузкой квазистатических напряжений в АЗ после удаления ПБ. Остаются также квазистатические напряжения, связанные с неравномерным пространственным распределением температуры в АЗ.

Часть энергии волны, переданной ПБ, тратится на сообщение последним скорости поступательного движения. Ослабленная волна претерпевает внутри ПБ серию отражений, проявляющихся в вибрациях ПБ. Обусловленные этими вибрациями механические напряжения в ПБ значительно ниже напряжений, которые наблюдались бы в АЗ в случае возвращения отраженной волны; связано это с падением амплитуды напряжений при увеличении радиуса r , иными словами, с тем, что в ПБ волна распределена в объеме, во много раз превосходящем объем АЗ.

Минимальная толщина ПБ определяется из условия полного перехода прямой волны в ПБ до момента подхода к поверхности смыкания АЗ и ПБ переднего фронта отраженной волны, т. е. из условия равенства толщины ПБ половине длины волны.

Передача акустической волны ПБ существенно ослабляет ограничительную роль динамического теплового удара — ослабляет в такой степени, что становится целесообразным переход к высокотемпературным материалам АЗ, скажем, к материалам типа карбидов, нитридов и двуокиси урана, допускающим разогрев в центре АЗ до 2–2,5 тыс. градусов.

Указанные материалы, однако, отличаются низким пределом прочности по отношению к растягивающим механическим нагрузкам. В этом случае функцию сохранения целостности АЗ необходимо возлагать на специальный корпус, например, на сферическую оболочку из прочного металла. На рис. 7 показан вариант АИР с подвижными блоками и с силовым корпусом в виде комбинации двух полусферических оболочек, стянутых винтами по фланцам.

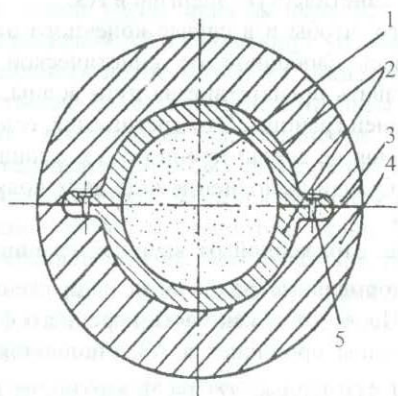


Рис. 7. Один из вариантов реализации АИР с ПБ и силовым корпусом: 1 — АЗ; 2 — силовым корпусом; 3, 4 — ПБ; 5 — фланец

Первоначальные расчеты реактора «Тайфун» проводились на основе метода, использующего теории возмущений реактивности и упругости. Предполагалось, что геометрия реактора и картина распространения упругих волн в среде реактора сферически-симметричны. Приближенность расчетов была связана в основном с использованием последнего предположения. Точное в рамках сферически-симметричной геометрии решение задачи термоупругости было найдено с помощью метода характеристик. Это решение использовано при определении картины распространения упругих волн и кинетической энергии в компонентах реактора, а также при оценке уровней механических напряжений.

В качестве одного из вариантов реализации АИР с ПБ в работе [16] рассмотрена сферическая система с АЗ из монокарбида урана (обогащение по ^{235}U — 90%), с силовым корпусом из сплава урана (обогащение по ^{235}U — 36%) с массовой долей молибдена 9% и с ПБ из сплава природного урана с массовой долей молибдена 9%. Радиальная толщина силового корпуса принята равной 3 см, ПБ — 10 см. Модель этого реактора, использованная в расчетах, представлена на рис. 8.

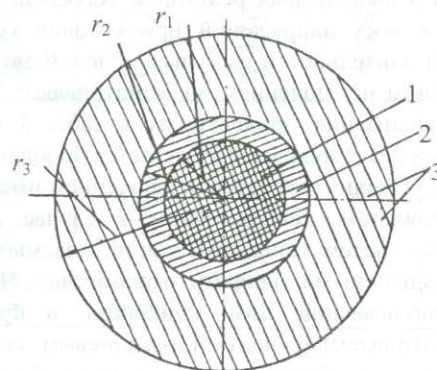


Рис. 8. Схема реактора с ПБ, использованная в расчетах: 1 — АЗ; 2 — силовым корпусом; 3 — ПБ; $r_1 = 7$ см; $r_2 = 10$ см; $r_3 = 20$ см

В результате расчетов получено, что максимальное значение растягивающих напряжений в этом варианте АИР достигается на внутренней границе ПБ (напряжения σ_{ϕ} в точках $r = 10$ см). Если же речь вести только об основном массиве АИР, то в нем максимальные напряжения достигаются не во время прохождения волны, а на стадии квазистатической деформации силового корпуса, устанавливающейся после удаления ПБ.

Указанные растягивающие напряжения в ПБ и силовом корпусе, а также уровень температуры в силовом корпусе на границе с АЗ, являются наиболее критическими параметрами, определяющими максимальный допустимый импульс делений в АИР.

Констатировалось, что по длительности импульса и по допустимому удельному энерговыделению в АЗ за импульс АИР с ПБ отражателя значительно превосходят существующие АИР на быстрых нейтронах, т. е.

АИР типа HPRR, SPR-II, БИР, БАРС, БР-1 и др. Важной особенностью АИР с ПБ отражателя является и значительная начальная избыточная реактивность, необходимая для генерирования импульса делений. Это обстоятельство существенно снижает требования к точности калибровки и повторяемости положения стержней или блоков регулирования реактивности. Большая гасимая реактивность и быстрое удаление ПБ от АЗ приводят к практически полному подавлению медленной части («хвоста») импульса делений.

Более точные расчеты модели реактора, представленной на рис. 8, проводились по программе «Сигма», позволяющей рассчитывать в упругопластическом приближении нестационарные движения систем, имеющих осевую симметрию [17, 18]. Расчеты с помощью программы «Сигма» подтвердили положительные свойства реактора с подвижными блоками. Эффект передачи акустической волны подвижным блокам действительно имеет место, и он существенно облегчает режим нагружения силового корпуса и АЗ реактора. Кинетическая энергия волны воспринимается и удерживается подвижными блоками, приобретающими значительную поступательную скорость.

Вместе с тем расчеты с помощью программы «Сигма» выявили (в отличие от приближенного сферически-симметричного расчета) значительные по амплитуде всплески напряжений в силовом корпусе и ПБ, обусловленные наложением радиальных и меридиональных волн напряжений в осесимметричной конструкции реактора. Это обстоятельство вносит осложнения в процедуру определения потенциальных возможностей рассматриваемого устройства. Однако указанные всплески напряжений редки и остро локализованы в пространстве и времени, и их, по-видимому, допустимо не учитывать при оценке стойкости конструкции.

5. Нептуний-галлиевый реактор с подвижными блоками отражателя

5.1. Конфигурация реактора

В полной мере результативным использование представленной в разделе 4 концепции реактора с подвижными блоками отражателя может быть лишь в реакторе со сферически-симметричной геометрией. В рассматриваемых здесь цилиндрических устройствах проявление преимуществ использования указанной концепции может быть только частичным. Тем не менее оно может оказаться достаточным для снижения слишком высоких напряжений в элементах АЗ до уровня допустимых. Указанное обстоятельство кажется важным, хотя и нетрудно представить, что оснащение реактора плотно примыкающим к АЗ отражателем неизбежно приведет к заметному увеличению времени жизни мгновенных нейтронов (если проводить сравнение с реактором без отражателя) и к некоторому понижению коэффициента гашения реактивности, а это, в свою

очередь, неблагоприятно скажется на длительности импульса делений в АЗ.

В свете сказанного была рассмотрена показанная на рис. 9 модификация нептуний-галлиевого реактора под номером 2 из табл. 3 (реактор с АЗ из сплава нептуния с массовой долей галлия 3 %, с полостью диаметром 20 см, с отражателем из железа толщиной 10 см) с тремя идентичными, плотно примкнутыми к АЗ блоками бокового отражателя. Торцевой отражатель и в этой модификации реактора отделен от АЗ воздушным зазором.

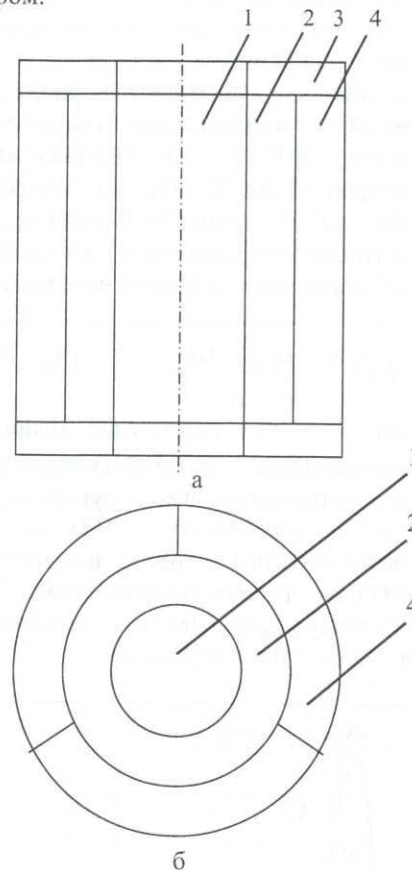


Рис. 9. Схематическая геометрия реактора с нептуний-галлиевой АЗ и подвижными блоками отражателя: а — вид реактора в осевом сечении; б — вид реактора в горизонтальном сечении; 1 — осевая полость; 2 — АЗ; 3 — торцевой отражатель нейтронов; 4 — подвижный блок отражателя

5.2. Пространственно-временные распределения амплитуды механических напряжений в элементах АЗ и отражателя

В применении к реакторам с подвижными блоками отражателя особое значение имеет характер пространственно-временного распределения в АЗ и отражателе суммарных механических напряжений, а также слагающих компонентов этих напряжений. Ввиду усложненной конструкции и структуры показанного на рис. 9 реактора попытка использования в применении к нему аналитических решений задач термоупругости была бы делом трудным и малоубедительным. В рассматриваемом

мом случае требуется проведение точного трехмерного численного расчета задач термомеханики.

В результате расчетов этого рода прослежены пространственно-временные зависимости как для суммарных напряжений по Мизесу, так и для главных напряжений в отдельности. Получены также временные зависимости для приобретаемых в процессе динамического теплового удара скоростей подвижных блоков отражателя и топливных колец АЗ (имеются в виду скорости в радиальном направлении, средние для каждого элемента). Указанные расчеты выполнены на примере импульсов делений с максимальной температурой АЗ 350 °С и 500 °С. Результаты расчетов напряжений по Мизесу и скоростей представлены на рис. 10, 11 (импульс делений с максимальной температурой АЗ 350 °С) и на рис. 12, 13 (импульс делений с максимальной температурой АЗ 500 °С). На этих рисунках показаны эквивалентные напряжения по Мизесу σ_{eqv} и скорости для одного блока отражателя и трех колец АЗ. Эквивалентные напряжения по Мизесу определяются как

$$\sigma_{eqv} = \sqrt{\frac{1}{2}((\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2)},$$

где $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ – главные напряжения. Напряжения по Мизесу представительны в качестве суммарного показателя опасности возникающих в конструкции напряжений.

Смысл обозначений на рис. 10–13: σ_{eqv} – напряжения по Мизесу; область 1 – третий при отсчете сверху диск (один из двух средних дисков); область 2 – второй при отсчете сверху диск; область 3 – верхний диск, область 4 – подвижной блок отражателя.

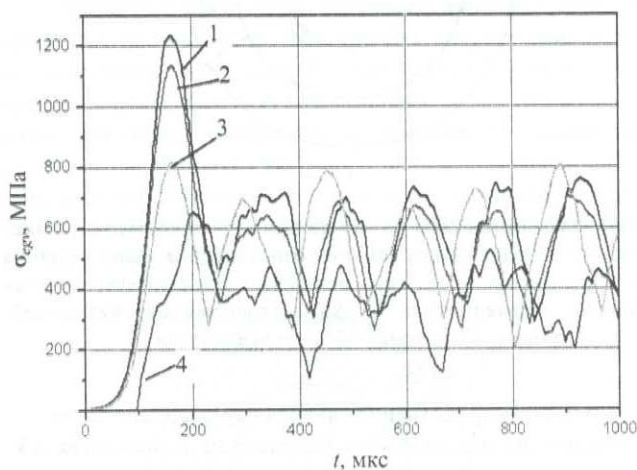


Рис. 10. Максимальные напряжения по Мизесу в дисках АЗ и подвижном блоке отражателя при импульсе с максимальной температурой АЗ 350 °С

В целях сравнения аналогичные численные расчеты максимальных напряжений по Мизесу были выполнены также для реактора с разомкнутыми АЗ и отражателем (система 2 из табл. 3). Результат этого расчета (кстати сказать, очень хорошо согласующийся с данными аналитического решения задач термоупругости, см. рис. 6) представлен на рис. 14.

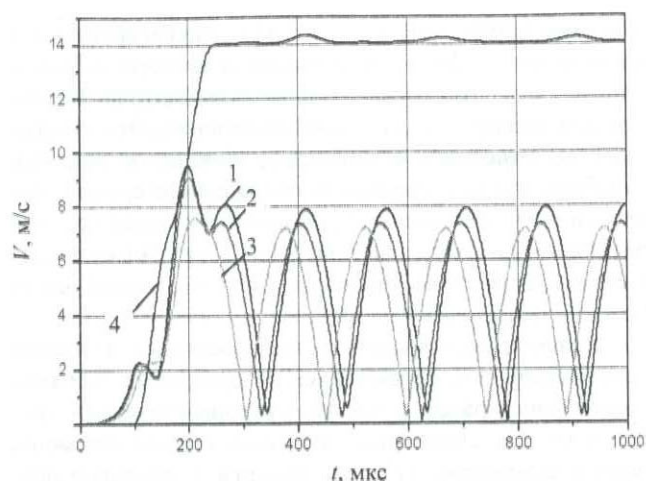


Рис. 11. Радиальные скорости дисков АЗ и подвижного блока отражателя при импульсе с максимальной температурой АЗ 350 °С

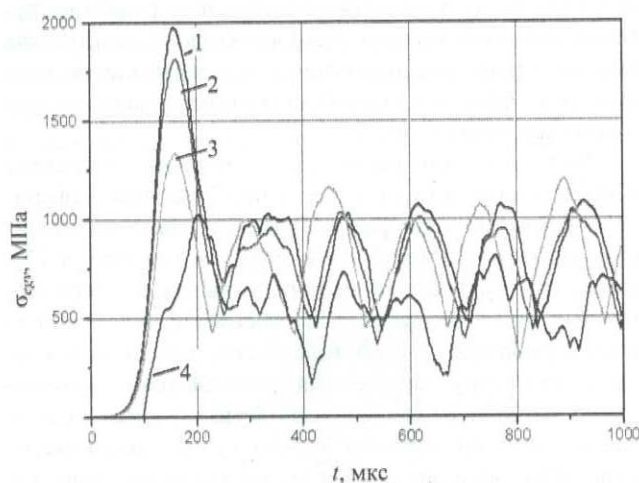


Рис. 12. Максимальные напряжения по Мизесу в дисках АЗ и подвижном блоке отражателя при импульсе с максимальной температурой АЗ 500 °С

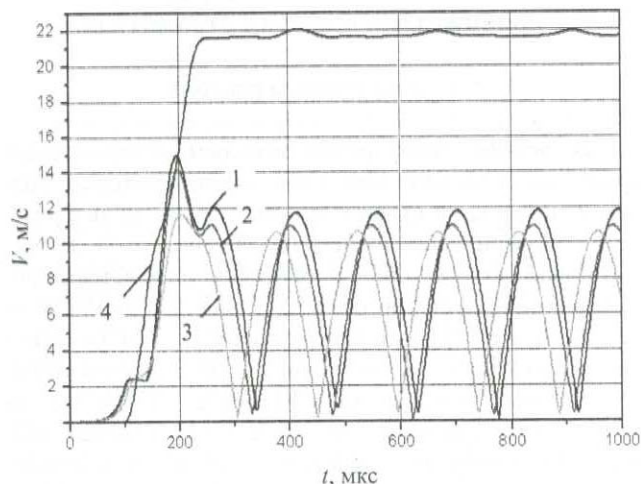


Рис. 13. Радиальные скорости дисков АЗ и подвижного блока отражателя при импульсе с максимальной температурой АЗ 500 °С

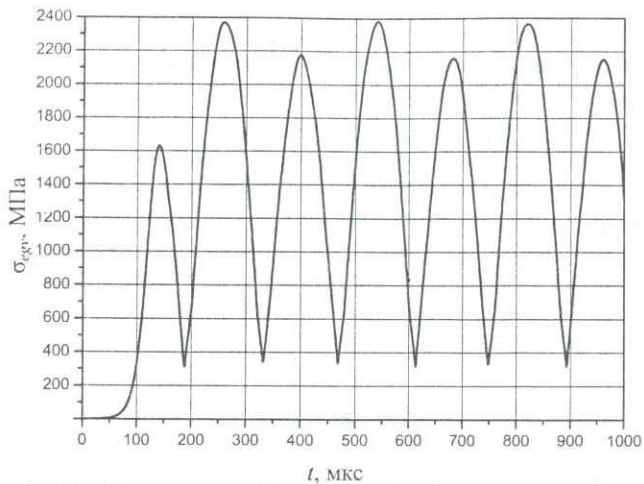


Рис. 14. Максимальные напряжения по Мизесу в дисках реактора с разомкнутыми АЗ и отражателем при импульсе с максимальной температурой АЗ 500 °С

При рассмотрении данных рис. 10–13 и сравнении их с данными рис. 6 бросается в глаза качественное отличие картин напряжений в реакторе с подвижными блоками отражателя и в реакторе с обычным отражателем, а также приобретаемая блоками отражателя значительная поступательная скорость. Подвижные блоки воспринимают и удерживают в себе примерно 80 % кинетической энергии теплового удара и приобретают при этом скорость 14 и 22 м/с в импульсах с разогревом АЗ до температуры 350 °С и 500 °С соответственно. Полученные данные однозначно свидетельствуют о существенном снижении механического нагружения элементов АЗ реактора благодаря подвижным блокам.

5.3. Характеристики реактора и его импульсов

Вывод о существенном снижении благодаря подвижным блокам механического нагружения элементов АЗ реактора подтверждается следующими аргументами.

На рис. 12, 14 видим, в областях положительного значения, т. е. в зонах растяжения, напряжения в дисках АЗ реактора с подвижными блоками отражателя примерно в два раза ниже напряжений в реакторе с обычным отражателем. То же самое можно сказать о сжимающих напряжениях в АЗ, за исключением первой стадии термоупругих процессов в реакторе, продолжающейся до начала перехода акустической волны теплового удара из АЗ в подвижные блоки. На этой начальной стадии вследствие инерционных эффектов АЗ оказывается сжатой, как в реакторе с обычным отражателем.

По абсолютной величине эти напряжения значительны. Тем не менее при оценке живучести конструкции реактора придавать напряжениям на начальной стадии большое значение не следует. Дело в том, что на начальной стадии, о которой идет речь, напряжения в АЗ, как сказано, являются напряжениями сжатия и при этом, как следует из рассмотрения не показанных здесь главных напряжений, отчасти изотропными. Маловероятно, чтобы они могли повести к повреждениям элементов реактора.

Более полная сводка данных по характеристикам непуний-галлиевого реактора с подвижными блоками отражателя представлена в табл. 4.

Если данные табл. 4 сравнить с данными для системы № 2, приведенными в табл. 3, то можно видеть, что реактор с подвижными блоками отражателя отличается, как уже говорилось, от реактора с обычным отражателем в 2,1–2,2 раза меньшим уровнем механических напряжений в АЗ и примерно на 20 % большей длительностью импульса. (Последнее отличие обусловлено уменьшением в реакторе с подвижными блоками коэффициента гашения реактивности, что связано с замедлением радиального теплового расширения дисков АЗ из-за необходимости расталкивания плотно прижнутых к ним подвижных блоков.) Другие параметры импульса делений в этих двух реакторах одинаковы.

Таблица 4

Параметры импульсов делений в непуний-галлиевом реакторе с подвижными блоками отражателя

Система	Параметры АЗ	Параметры импульсов делений						
		T, °С	$\gamma, 10^{17}$ дел.	Θ , мкс	$\Phi(0), 10^{14}$ см ⁻²	$\varphi(0)$, Гр	Скорость подвижных блоков, м/с	σ , ГПа
Np + 3 % Ga Толщина отражателя 10 см Полость Ø 20 см	Внутренний и внешний радиусы – 10,5 см и 16,35 см M = 259 кг Λ = 7,265 нс $\beta_{эф} = 1,35 \cdot 10^{-3}$ $\beta_{отр} = 4,36 \cdot 10^{-5}$	500	5,71	51,9	9,9	737	22	1,20
		400	4,52	60,3	7,8	583	–	–
		350	3,93	65,4	6,8	506	14	0,80
		300	3,33	72,0	5,8	430	–	–
		200	2,14	92,2	3,7	276	–	–

Сравнение параметров представительных реакторов, нептуний-галлиевого с подвижными блоками отражателя и оптимального уран-молибденового

Система	Параметры импульсов делений				
	T, °C	Θ, мкс	$\Phi(0)$, 10^{15} см^{-2}	$\varphi(0)$, Гр	σ , ГПа
Реактор с отражателем, с АЗ из сплава нептуния с 9 % галлия, с полостью диаметром 25 см ($M = 470$ кг)	500	60,7	1,15	895	1,28
Реактор без отражателя, с АЗ из сплава урана с 10 % молибдена, с полостью диаметром 25 см ($M = 451$ кг)	600	81,7	0,816	1620	0,65

Указанное сравнение относится к реактору с АЗ из сплава нептуния с массовой долей галлия 3 %, полостью диаметром 20 см, отражателем из железа толщиной 10 см. Полученные здесь соотношения уровней напряжений и длительностей импульсов допустимо распространить и на другие варианты реактора. Действуя так, находим, например, что реактор из сплава нептуния с галлием (9 % Ga), с полостью диаметром 25 см и с подвижными блоками отражателя характеризуется длительностью импульса 60,7 мкс и уровнем механических напряжений 1,28 МПа.

6. Сравнение характеристик уран-молибденового и нептуний-галлиевого реакторов

Параметры указанного выше представительного нептуний-галлиевого реактора необходимо сравнить с параметрами названного оптимальным уран-молибденового реактора – реактора без отражателя, с АЗ из сплава урана с молибденом (10 % Mo), с полостью диаметром 25 см (табл. 5).

Оба представленных в табл. 5 реактора в аспекте их практической реализации приемлемы: нептуний-галлиевый реактор с подвижными блоками отражателя – в принципе, уран-молибденовый реактор – безусловно. Преимущества импульсов нептуний-галлиевого реактора заключаются в значительно меньшей длительности и более высоком флюенсе нейтронов, недостатки – в точно в два раза более высоких напряжениях и почти в два раза меньшей дозе γ -излучения. Помимо этого огромными недостатками нептуний-галлиевого реактора с подвижными блоками отражателя являются существенно усложненная конструкция и проблематичность получения 470 кг металлического нептуния, а также работы со столь большим его массивом.

С учетом указанных преимуществ и недостатков каждого из приведенных в табл. 5 реакторов в качестве объекта дальнейшего проектирования установки с большой полостью, по-видимому, следует рекомендовать реактор уран-молибденовый, а именно реактор без отражателя с АЗ из сплава урана с молибденом (10 % Mo), с полостью диаметром 25 см.

Заключение

Выполнена новая серия уточненного расчета быстрых импульсных реакторов с большой полостью для облучения образцов. Рассчитывались одинарные реакторы с активной зоной из уран-молибденового или нептуний-галлиевого сплавов, с осевыми полостями диаметром от 20 до 30 см. В итоге выполненных расчетов получено, что реакторы с металлической уран-молибденовой или нептуний-галлиевой АЗ и при больших объемах полостей сохраняют сравнительно короткую длительность импульса, а также высокий уровень флюенса нейтронов и дозы γ -излучения. Среди рассмотренных в отчете вариантов уран-молибденовых систем оптимальным является реактор с АЗ из сплава урана с массовой долей молибдена 10 %, с полостью диаметром 25 см. В этом реакторе вполне допустимы импульсы с максимальным повышением температуры АЗ до 600 °C. Длительность импульса делений в нем будет составлять 82 мкс, флюенс нейтронов и доза γ -излучения за импульс в центре полости $0,816 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и 1620 Гр соответственно. Максимальная амплитуда механических напряжений в АЗ составит 0,65 ГПа.

Реакторы с нептуний-галлиевой АЗ в сравнении с уран-молибденовыми системами, имеющими полость того же диаметра, генерируют существенно более короткие импульсы делений. Минимально достижимые длительности импульса в нептуний-галлиевом (9 % Ga) реакторе без отражателя, с полостью диаметром 30 см и в подобном ему уран-молибденовом (10 % Mo) реакторе равны 38,3 мкс и 93,4 мкс соответственно. Это преимущество нептуний-галлиевых реакторов связано, прежде всего, с влиянием малого в нептуниевых системах времени генерации нейтронов Λ .

Параметры импульса делений в нептуний-галлиевых реакторах можно было бы назвать уникальными, если бы не слишком высокий уровень механических напряжений в АЗ и не слишком большая масса нептуний-галлиевого сплава, требуемого для этого типа реактора. Масса сплава и максимальные напряжения в только что упомянутом реакторе из сплава нептуния с галлием (9 % Ga) с полостью диаметром 30 см равны 828 кг и 2,83 ГПа. Такого масштаба напряжения в импульсных реакторах не допустимы.

В целях снижения указанных напряжений исследован вопрос о характеристиках нептуний-галлиевого реактора при использовании в нем концепции подвижных блоков отражателя. Полученные данные однозначно свидетельствуют о существенном снижении механического нагружения элементов АЗ благодаря подвижным блокам и о заметном увеличении длительности импульса. Если говорить конкретно, реактор с подвижными блоками отражателя отличается от реактора с обычным отражателем примерно в 2 раза меньшим уровнем механических напряжений в АЗ и примерно на 20 % большей длительностью импульса.

Сравнение характеристик уран-молибденового реактора и нептуний-галлиевого реактора с подвижными блоками показало, что преимущества импульсов нептуний-галлиевого реактора заключаются в значительно меньшей длительности и более высоком флюенсе нейтронов, недостатки – в удвоении напряжений и в два раза меньшей дозе γ -излучения. Помимо этого, огромными недостатками нептуний-галлиевого реактора с подвижными блоками отражателя являются существенно усложненная конструкция, а также проблематичность получения большого количества металлического нептуния и работы с ним.

С учетом указанных преимуществ и недостатков каждого из реакторов в качестве объекта дальнейшего проектирования установки с большой полостью, по мнению авторов отчета, следует рекомендовать реактор уран-молибденовый, а именно реактор без отражателя, с АЗ из сплава урана с молибденом (10 % Мо), с полостью диаметром 25 см. Температура АЗ, длительность импульса, флюенс нейтронов и доза γ -излучения, максимальные напряжения в АЗ этого реактора равны 600 °С, 82 мкс, $0,816 \cdot 10^{15}$ нейтр./см², 1620 Гр и 0,65 ГПа соответственно.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Т. И. Ереминой за помощь при расчетах по программе С-95, В. Б. Гречушкину и Е. В. Интяпиной за помощь при оформлении статьи.

Список литературы

1. Wood D. P., O'Brien P. D., Wimett T. F. History and development of fast burst reactors 1944–1965 // Fast Burst Reactors. Proc. of the National Topical Meeting on fast burst reactors held at the University of New Mexico, Albuquerque, January 28–30, 1969. USAEC CONF-690102, 1969, p. 81–93.

2. Schmidt T. R., Reuscher J. A. Overview of Sandia National Laboratories pulse nuclear reactors // 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. 33–43.

3. Колесов В. Ф., Воронцов С. В., Кувшинов М. И., Хоружий В. Х. Варианты модернизации БИР и БИГР

в целях увеличения их внутренних полостей // Атомная энергия, 2003, т. 94, вып. 3, с. 175–184.

4. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. Варианты аperiodических импульсных реакторов с форсированными параметрами импульсов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2003, вып. 1/2, с. 13–27.

5. 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 2002г.). – Саров. РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 100–104.

6. 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.

7. Хоружий В. Х., Колесов В. Ф. К расчету полей отраженных нейтронов и нейтронов утечки с помощью методов инвариантного погружения и сложения // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 3–11.

8. Loaiza D., Sanchez R., Hayes D., Cappiello C. Results and analysis of the spherical ²³⁷Np critical experiment surrounded by highly enriched uranium hemispherical shells // Nuclear Sci. and Engng., 2006, vol. 152, N 1, p. 65–75.

9. Колесов В. Ф., Гатилова Р. Я., Гударенко Л. Ф. и др. Положительный реактивный эффект в полых критических сборках на замедленных нейтронах // Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 5, с. 323–330.

10. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. Т. 2. 557 с.

11. Конев В. Н. Нептуний-237. Свойства, структура сплавов и соединений. – Москва, 1981. 45 с. ВНИИНМ, Препринт, вып. 11(68).

12. Coats R. L. The Sandia Booster Assembly (EDNA Program) // In [1], p. 403–426.

13. Perry A. M. A high-yield molten-salt burst reactor // In [1], p. 387–402.

14. King L. D. P. Disposable-core fast burst reactors // In [1], p. 427–442.

15. Колесов В. Ф., Кошелев А. С., Малинкин А. А., Штарев С. К. Проекты реакторов и бустеров с форсированными параметрами импульсов излучения // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 2/3, с. 25–33.

16. Колесов В. Ф. Импульсный реактор на быстрых нейтронах с подвижными блоками отражателя // ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 33–43.

17. Баженов Э. М., Бахрах С. М., Ковалев Н. П. и др. Численное решение задач о распространении термоупругих волн напряжений в реакторе с подвижными блоками отражателя // Там же, вып. 2, с. 36–43.

18. Баталова М. В., Бахрах С. М., Винокуров О. А. и др. Комплекс «Сигма» для расчета задач двумерной газодинамики // Труды Всесоюзного семинара по численным методам механики вязкой жидкости. Новосибирск: СО АН СССР, 1969, с. 22–33.

Контактная информация – Колесов
Владимир Федорович,
тел.: (831 30) 2-75-11, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 20.12.2008.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, с. 3–16.

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРА ГАММА-КВАНТОВ НА ВЕЛИЧИНУ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ В МАТЕРИАЛАХ РАЗЛИЧНОГО ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА

А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Представлены результаты расчетов количественного влияния спектра гамма-квантов на поглощенную дозу для избранных спектральных представлений и материалов прикладной ориентации.

Ключевые слова: спектр гамма-квантов, поглощенная доза, спектральная вариативность дозы

INFLUENCE OF THE SPECTRUM OF GAMMA-QUANTUMS ON SIZE OF THE ABSORBED DOZE IN MATERIALS OF VARIOUS ELEMENT STRUCTURE / A. S. KOSHELEV, V. KH. KHORUZHYY // Results of calculations of quantitative influence of a spectrum γ -quantums on the absorbed doze for the elected spectral representations and materials of applied orientation are submitted.

Key words: the spectrum of the gamma-quantums, the absorbed doze, spectral variability of the doze

Введение

Основной физической величиной, используемой для определения степени радиационного воздействия γ -излучения в сфере практической деятельности (в биологии [1], радиационной технологии [2], реакторной дозиметрии [3], создании радиационнотстойкой РЭА [4]), является поглощенная доза этого излучения в материалах объектов рассмотрения. Известные особенности передачи энергии γ -квантов материалам с различным элементным (атомарным) составом (см., например, [5]) предопределяют наличие спектральной зависимости поглощенной дозы от состава вещества.

В дозиметрической практике имеет место установление параметров дозы (мощности дозы) для эталонов с преимущественно изотопными γ -источниками (^{60}Co с $E_\gamma = 1,1732$ и $1,3325$ МэВ суммарно, ^{137}Cs с $E_\gamma = 0,6616$ МэВ) по результатам калориметрических измерений стандартными материалами с атомным представлением не выше кислорода (вода, полистирол, графит), с передачей этих параметров рабочим средствам измерений детекторами со значительным содержанием элементов с высоким атомным номером [6]. Рабочие средства измерения (γ -детекторы), как правило, также содержат значительное количество элементов с высоким атомным номером (методика со стеклами ДТС-0.01/1.0 [3], методика ИКС-А со стеклами ИС-7 [7], вторично-эмиссионные γ -детекторы ВЭД-2 [8]).

Качественно ожидаемое влияние спектра γ -квантов не нашло до настоящего времени количественного выражения в прикладной области, связанной с изучением и использованием γ -излучений ядерных реакторов

(в том числе импульсных [9]) и мощных линейных ускорителей (см., например, [10]). В настоящей работе, выполненной с учетом практических наработок авторов в области дозиметрии γ -излучений реакторов и ускорителей (см., например, [11–14]), представлены результаты расчетов количественного влияния спектра γ -квантов для избранных спектральных представлений и материалов прикладной ориентации.

Базовая и вспомогательная формы расчета

В базовом формате расчета искомые параметры реакторного γ -поля (нормированные на одно деление в активной зоне спектр и флюенс γ -квантов и соответствующие им поглощенные дозы в избранных материалах) определялись в рамках общей задачи расчета полей нейтронов и γ -квантов, распределенных по пространству, времени и энергии методом Монте-Карло по программе С-95 [15]. Отсутствие единой версии констант, в полной мере отвечающей потребностям расчета (содержит данные для всех элементов рассмотрения в приоритетно признанной версии), обусловило выбор констант из различных библиотек с использованием одинаковых версий для составляющих химических элементов.

Для основных составляющих активной зоны реактора, таких, как ^{235}U , ^{238}U и железо, а также свинца, германия и марганца, использованы константные версии из ENDF/B-VII. Для аргона, мышьяка и кадмия – версии из ENDF/B-VI. Для всех остальных элементов рассмотрения – из ENDF/B-VI, которая в настоящий момент является наиболее полной и апробированной.

4218/1ср

В рамках общего решения задачи не удалось получить физически корректных результатов для мгновенных γ -квантов деления из-за присутствия в соответствующей расчетной процедуре алгоритма переименования γ -квантов деления в γ -кванты неупругих нейтронных взаимодействий с определенного уровня энергий нейтронов. Расчет компоненты мгновенных γ -квантов деления и сопутствующей ей компоненты запаздывающих γ -квантов деления был организован в рамках частной задачи с использованием соответствующих спектров и выходов из [16].

Расчетная модель активной зоны реактора БР-К1 [17] в конфигурации размещения во внутризонной полости пустого контейнера горизонтальной загрузки (далее по тексту КГЗ-П) представлена на рис. 1. В модели сохранены основные габаритные и внутренние размеры структурных блоков и комплектующих из делящегося материала. Состав делящегося материала (уран-молибденовый сплав) в единицах «% массового содержания» принят в виде: ^{235}U – 32,76, ^{238}U – 58,24, Мо – 9,00. Не учитывались зазоры между кольцевыми элементами из делящегося материала и несущие конструкции стенда и механизмов перемещения органов регулирования реактивности. Величина зазора между блоками активной зоны в области размещения КГЗ варьировалась согласно его изменению при загрузке КГЗ свинцовым фильтром (КГЗ-СФ) и конвертором нейтронов в γ -кванты (n - γ -конвертор, КГЗ-НГК). В варианте КГЗ-П – это 30 мм, КГЗ-СФ – 70 мм, КГЗ-НГК – 10 мм.

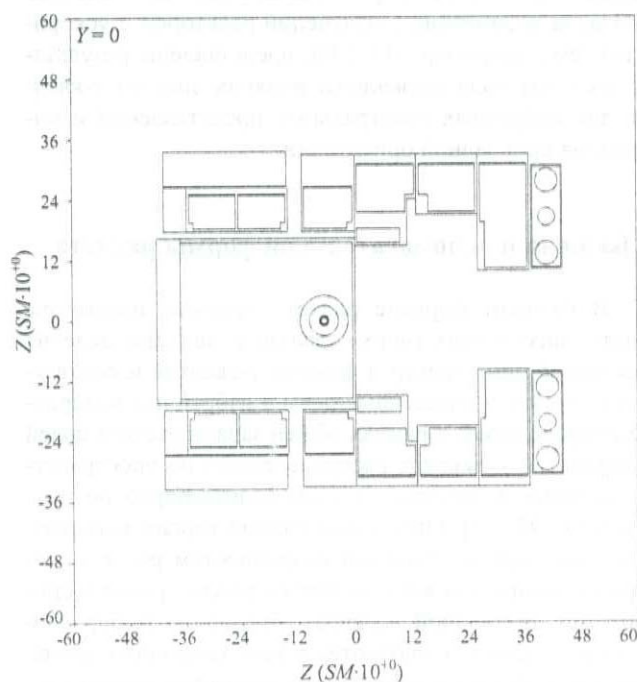


Рис. 1. Горизонтальный разрез расчетной модели реактора БР-К1

Размещение трансформирующих устройств СФ и НГК в КГЗ аналогично описанному в [13]. Положение КГЗ с СФ во внутризонной полости аналогично представленному на рис. 1 для КГЗ-П. КГЗ с НГК не доходит до положения полного ввода 140 мм.

Расчет поглощенных доз организован в индивидуализированных слоях мультисферного блока, фиксируемого для КГЗ-П на центральной оси в 6 см от внутреннего торца формообразующего кожуха (см. рис. 1), на центральной оси СФ в 6 см от его внутренней торцевой поверхности и на центральной оси НГК в 6 см от его внутренней торцевой поверхности. Внешний диаметр мультисферного блока ~ 2,6 см. Количество индивидуальных сферических слоев – 9, по числу рассмотренных материалов поглощения. Объемы слоев равновелики и условно приравнены 1 см³. Порядок именования слоев по материалам – вода, воздух, графит, полистирол, стекло ДТС, стекло ИС-7, сталь 12Х18Н10Т, кремний, германий – от центра мультисферного блока.

Для всех рассмотренных поглощающих материалов принимали плотность $1,602 \cdot 10^{-16}$ г/см³, что по формату представления обеспечивает выражение рассчитываемых дозовых величин непосредственно в единицах «Гр», а по величине – отсутствие значимого возмущения поля излучений в месте размещения мультисферного блока.

Расчетная модель активной зоны реактора БР-1 в модернизированном варианте [18] представлена на рис. 2. Использована при размещении реактора в зале с размерами $14 \times 10,4 \times 8$ м³ (длина, ширина, высота), окруженном бетонной защитой толщиной от 1 до 2 м, при фиксировании центра активной зоны в 2,2 м от пола, 3,7 м от одной из стен по длине зала, симметрично стенам по его ширине.

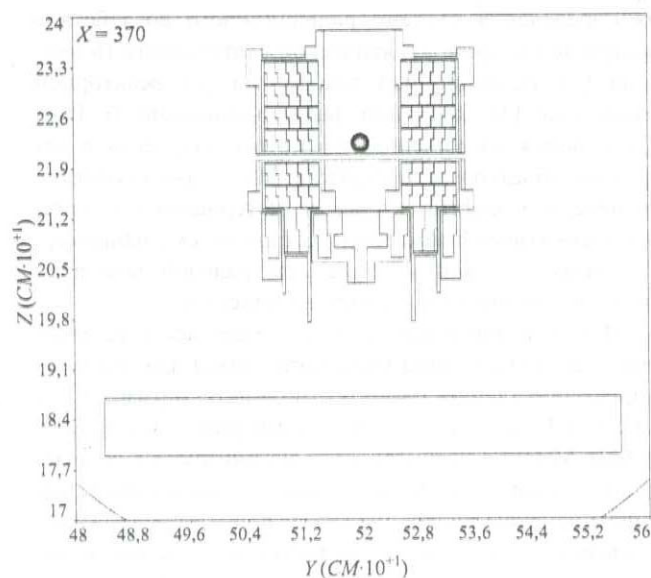


Рис. 2. Вертикальный разрез расчетной модели реактора БР-1

С учетом результатов работы [19] принят следующий состав бетона (в единицах « 10^{24} см⁻³» атомной концентрации): Н – 0,00747, О – 0,03938, Si – 0,01806, Са – 0,00299, Fe – 0,004. Толщина окружающей бетонной оболочки принималась равной 1 м как удовлетворяющая условию квазибесконечности по результатам предварительных расчетных оценок. Только указанные в составе бетона элементы рассматривались как мише-

ни для взаимодействия с рассеянными и замедлившимися в защитной оболочке зала нейтронами с последующим испусканием мгновенных γ -квантов радионуклидами, образовавшимися в результате этих взаимодействий.

Расчетный γ -спектр фиксировался в энергетических границах от 0,05 до 10 МэВ. Определение дозовых параметров проводилось в формате непрерывного энергетического представления спектрального решения в указанных энергетических границах.

Конкретизацию итогового спектрального решения осуществляли в используемом в практике отображения спектральных характеристик реакторных полей γ -излучений 18-групповом энергетическом формате (см., например, [19, 20]). Энергетические границы групп представлены в табл. 1.

Групповое представление спектра ориентировано, в первую очередь, на использование в различных расчетах прикладной ориентации в дополнение к определенным дозовым характеристикам. Одной из перспектив такого дополнительного расчета является определение поглощенных доз для материалов, не рассмотренных в рамках базового расчета.

При расчетах поглощенных доз принято использо-

вать (см., например, [3]) полный массовый коэффициент поглощения энергии γ -квантов, представленный в [21] как $(\mu/\rho)_{tot, en}$, а в [22] – как μ_a . Расчетное соотношение в избранном формате энергетического представления γ -спектра с использованием указанного коэффициента поглощения имеет вид

$$D = \sum_{i=1}^n a_i d_i = 1,602 \cdot 10^{-10} \sum_{i=1}^n a_i (\mu/\rho)_{tot, en, i} \bar{E}_i = 1,602 \cdot 10^{-10} \sum_{i=1}^n a_i \mu_{ai} \bar{E}_i, \quad (1)$$

где численный множитель $1,602 \cdot 10^{-10}$ с размерностью Гр/МэВ обеспечивает выражение интервальной поглощенной дозы (удельной дозы) d_i в единицах Гр при использовании средних интервальных энергий \bar{E}_i в МэВ, а параметров $(\mu/\rho)_{tot, en}$, μ_a – в единицах «см²/г»; a_i – групповой флюенс (в абсолютном или относительном выражении); $i = 1, 2, \dots, n$ – номера энергетических групп.

Таблица 1

Рабочая выборка констант полного поглощения для использованных материалов

E, МэВ	$\mu_a, \text{см}^2/\text{г}$								
	Вода	Воздух	Графит	Полистирол	Стекло ДТС	Стекло ИС-7	Сталь 12Х18Н10Т	Кремний	Германий
0,05	0,04112	0,04039	0,02321	0,02350	0,23434	0,14236	1,58074	0,24013	2,77120
0,06	0,03122	0,03010	0,02056	0,02132	0,13995	0,08693	0,90976	0,14172	1,65110
0,08	0,02549	0,02375	0,02001	0,02125	0,06902	0,04608	0,39894	0,06818	0,72765
0,10	0,02510	0,02295	0,02121	0,02270	0,04515	0,03315	0,21161	0,04417	0,38166
0,15	0,02744	0,02475	0,02437	0,02619	0,03074	0,02679	0,07735	0,03023	0,12777
0,20	0,02947	0,02655	0,02642	0,02842	0,02888	0,02671	0,04726	0,02873	0,06911
0,30	0,03187	0,02867	0,02868	0,03085	0,02921	0,02796	0,03338	0,02937	0,03891
0,40	0,03282	0,02945	0,02953	0,03177	0,02960	0,02857	0,03028	0,02980	0,03186
0,50	0,03310	0,02977	0,02973	0,03200	0,02968	0,02875	0,02922	0,02980	0,02954
0,60	0,03282	0,02947	0,02943	0,03168	0,02939	0,02848	0,02847	0,02959	0,02804
0,80	0,03190	0,02865	0,02878	0,03096	0,02844	0,02763	0,02719	0,02852	0,02622
1,0	0,03094	0,02782	0,02788	0,03000	0,02754	0,02676	0,02601	0,02766	0,02489
1,5	0,02826	0,02538	0,02547	0,02742	0,02517	0,02441	0,02381	0,02530	0,02257
2,0	0,02604	0,02335	0,02342	0,02518	0,02335	0,02261	0,02210	0,02358	0,02107
3,0	0,02275	0,02051	0,02036	0,02186	0,02068	0,02002	0,02047	0,02095	0,01975
4,0	0,02065	0,01866	0,01845	0,01974	0,01921	0,01853	0,01993	0,01968	0,01966
5,0	0,01921	0,01743	0,01715	0,01828	0,01820	0,01759	0,01985	0,01880	0,01991
6,0	0,01813	0,01652	0,01615	0,01715	0,01767	0,01692	0,02002	0,01846	0,02049
8,0	0,01670	0,01535	0,01479	0,01560	0,01697	0,01620	0,02066	0,01799	0,02132
10	0,01588	0,01469	0,01399	0,01466	0,01667	0,01584	0,02128	0,01788	0,02224
15	0,01468	0,01376	0,01279	0,01324	0,01637	0,01546	0,02258	0,01790	0,02398
20	0,01368	0,01334	0,01223	0,01224	0,01627	0,01532	0,02318	0,01795	0,02481
30	0,01356	0,01301	0,01173	0,01188	0,01623	0,01524	0,02375	0,01812	0,02556
40	0,01372	0,01277	0,01153	0,01189	0,01619	0,01519	0,02385	0,01816	0,02572

Ориентированная на 18-групповой энергетический формат система удельных доз d_i была сформирована следующим образом:

– каждый энергетический интервал i разбивается на 10 равномерных энергетических интервалов j со средней энергией \overline{E}_j ;

– соответствующие \overline{E}_j значения μ_{aj} определяются из аппроксимационных отображений поточечного представления μ_a в энергетическом формате [22] с использованием полиномов n -степени и не менее трех точек для μ_a ;

– удельные дозы d_j определяются по соотношению $d_j = 1,602 \cdot 10^{-10} \mu_{aj} \overline{E}_j$;

– удельные дозы d_i определяются как уменьшенная в 10 раз сумма всех d_j в энергетическом интервале (группе) i .

Для химического соединения или однородной смеси элементов в [22] рекомендуется определять суммарный параметр μ_a по соотношению

$$\mu_a = \mu_{a1}a_1 + \mu_{a2}a_2 + \dots + \mu_{an}a_n, \quad (2)$$

где a_1, a_2, \dots, a_n – весовая доля (относительное массовое содержание) элементов 1, 2, ..., n в химическом соединении (смеси элементов).

Характеристики избранных поглощающих материалов

В качестве избранных рассматривали девять видов поглощающих материалов: вода, графит, полистирол – как стандартные материалы в эталонных установках [6]; воздух, кремний, германий – как материалы прикладной востребованности (кремний, германий – и как материалы изготовления элементов РЭА, и как материалы изготовления детекторов мощности дозы; воздух – как стандартный материал отображения дозовых параметров радиационных полей реакторов и ускорителей); стекла ДТС-0.01/1.0 и ИС-7 и нержавеющая сталь 12Х18Н10Т – как материалы изготовления детекторов для дозиметрии γ -излучения.

Компонентный состав избранных материалов (в процентах массового содержания отдельных элементов или их соединений в зависимости от принятого в информационном первоисточнике) представлен в табл. 2. Для химических соединений (H_2O , SiO_2 и др.) массовое содержание элементов определяли по формуле соединения и атомному весу элемента. Для полистирола использовали формулу химического соединения в виде $[-CH(C_6H_5)CH_2-]_n = (CH)_n$ (см., например, [23]). Состав стекла ДТС – согласно [3]. Состав стекла ИС-7 – согласно [7]. Состав нержавеющей стали 12Х18Н10Т (материал изготовления ВЭД-2 [8]) – согласно [24]. Состав воздуха – согласно [25].

Рабочая выборка констант полного поглощения для примененных материалов, использованная при оп-

ределении коэффициентов поглощения μ_a для расчета удельных доз d_i в 18-групповом энергетическом формате, представлена в табл. 1. Численные значения μ_a для материалов определены с использованием данных [22] для составляющих элементов согласно табл. 2 и соотношению (2).

Данные табл. 1 использовали для формирования системы удельных доз d_i в 18-групповом энергетическом формате для реакторных спектров и в 40-групповом энергетическом формате для спектра ЛИУ-30. Энергетический 40-групповой формат сформирован путем дополнения 16 групп 18-группового формата до 40 групп равномерно по энергетической шкале (с шагом 1 МэВ), начиная с группы 17. Полная система удельных доз d_i представлена в табл. 3.

Характеристики избранных спектральных представлений

Полная (генеральная) выборка спектральных представлений, включенных в рассмотрение с различными уровнями детализации, содержит два спектра изотопных источников ^{60}Co , ^{137}Cs ; по три спектра отдельно мгновенных γ -квантов деления и нейтронных взаимодействий и запаздывающих γ -квантов деления, формирующихся во внутризонной полости АЗ БР-К1 в конфигурациях КГЗ-П, КГЗ-СФ, КГЗ-НГК; по три спектра отдельно мгновенных γ -квантов деления и нейтронных взаимодействий и запаздывающих γ -квантов деления, формирующихся в рабочем зале реактора БР-1; спектр ускорителя ЛИУ-30 на расстоянии 18 см от мишени в варианте работы [14].

Спектры изотопных источников использованы в идеализированной форме γ -линий с энергиями 1,1732 МэВ (выход 99,87 %), 1,3325 МэВ (выход 99,98 %) для ^{60}Co и 0,6616 МэВ (выход 85,1 %) для ^{137}Cs в соответствии с рекомендациями [26]. В рамках настоящей работы ожидаемая деформация спектров данного типа за счет рассеяния на конструктивных элементах конкретных технических решений не представляется значимой.

Частная выборка спектров единичного флюенса F отдельно для мгновенной и запаздывающей компонент γ -излучения реакторов БР-К1, БР-1 в 18-групповом энергетическом формате представлена в табл. 4.

Наибольший долевым вклад запаздывающих γ -квантов имеет место для поля в КГЗ-П, где он составляет 34,42 % от суммарного флюенса. Наименьший долевым вклад запаздывающих γ -квантов имеет место для поля в КГЗ-НГК (10,74 % от суммарного) и в зале БР-1 на позиции $R = 7,7$ м (10,93 %). Долевым вклад запаздывающих γ -квантов в поле КГЗ-СФ составляет 15,88 %. Близкий по значению долевым вклад запаздывающих γ -квантов (14,15 %) имеет место для позиционной координаты $R = 5,5$ м в зале БР-1. В позиционной координате $R = 3,3$ м долевым вклад запаздывающих γ -квантов составляет 19,95 % от суммарного.

Таблица 2

Состав избранных материалов

Материал	Состав	% массового содержания	Материал	Состав	% массового содержания
Вода	Водород	88,81	Стекло ИС-7	P ₂ O ₅	79,36
	Кислород	11,19		Al ₂ O ₃	9,65
Воздух	Азот	75,4		MgO	10,98
	Кислород	23,2		MnO ₂	0,01
	Аргон	1,4		Хром	18,0
Полистирол	Углерод	92,31		Сталь 12Х18Н10Т	Никель
	Водород	7,69	Марганец		2,0
Стекло ДТС	SiO ₂	70,4	Титан		0,7
	Na ₂ O	15,0	Кремний		0,8
	K ₂ O	5,0	Медь		0,3
	CaO	5,0	Железо		68,2
	ZnO	3,0	Графит	Углерод	100
	MgO	1,0	Кремний	Кремний	100
	NiO	0,4	Германий	Германий	100
As ₂ O ₃	0,2				

Таблица 3

Удельные дозы для реакторных спектров (основной 18-групповой энергетический формат) и спектра ЛИУ-30 (дополнительно 24 энергетические группы)

i	E _{i-1} , МэВ	E _i , МэВ	d _i , 10 ⁻¹² Гр·см ² /квант								
			Вода	Воздух	Графит	Поли- стирол	Стекло ДТС	Стекло ИС-7	Сталь 12Х18Н10Т	Кремний	Герма- ний
Для реакторных спектров (основной формат)											
1	0,05	0,20	0,5495	0,5027	0,4745	0,5077	0,8507	0,6658	3,4692	0,8431	6,0422
2	0,20	0,40	1,5314	1,3725	1,3767	1,4815	1,4015	1,3401	1,6087	1,4081	1,9520
3	0,40	0,50	2,3802	2,1413	2,1422	2,3029	2,1375	2,0688	2,1487	2,1519	2,2023
4	0,50	0,60	2,9065	2,6174	2,6116	2,8061	2,6030	2,5281	2,5344	2,6178	2,5397
5	0,60	0,70	3,3954	3,0488	3,0479	3,2835	3,0311	2,9430	2,9283	3,0490	2,8666
6	0,70	0,80	3,8621	3,4715	3,4731	3,7437	3,4368	3,3483	3,3002	3,4649	3,2001
7	0,80	1,00	4,5242	4,0701	4,0785	4,3977	4,0189	3,9204	3,8302	4,0516	3,6765
8	1,00	1,25	5,4475	4,8950	4,9175	5,2620	4,8253	4,7072	4,5770	4,8629	4,3564
9	1,25	1,50	6,3759	5,7179	5,7542	6,1494	5,6420	5,4953	5,3500	5,6876	5,0759
10	1,50	1,75	7,2116	6,4608	6,4990	6,9634	6,3949	6,2182	6,0724	6,4576	5,7638
11	1,75	2,00	7,9717	7,1493	7,1690	7,7148	7,1035	6,9060	6,7539	7,1948	6,4252
12	2,00	2,50	9,0085	8,1245	8,0770	8,7401	8,1035	7,9129	7,7276	8,2492	7,3929
13	2,50	3,00	10,306	9,2977	9,2219	9,9767	9,3298	9,1446	9,0741	9,5152	8,7469
14	3,00	4,00	12,152	10,923	10,817	11,625	11,119	10,756	11,288	11,321	11,000
15	4,00	5,00	14,328	12,962	12,776	13,632	13,441	12,964	14,322	13,826	14,249
16	5,00	6,00	16,393	14,929	14,642	15,530	15,792	15,177	17,543	16,415	17,805
17	6,00	8,00	19,418	17,790	17,265	18,267	19,356	18,512	22,814	20,388	23,452
18	8,00	10,0	23,439	21,575	20,631	21,760	24,177	23,021	30,277	25,804	31,340
Для спектра ЛИУ-30 (дополнительный формат)											
17	6	7	18,423	16,874	16,434	17,365	18,166	17,250	21,016	19,048	21,536
18	7	8	20,410	18,759	18,147	19,119	20,563	19,409	24,609	21,704	25,352
19	8	9	22,407	20,629	19,823	20,865	22,986	21,563	28,332	24,433	29,351
20	9	10	24,422	22,505	21,489	22,610	25,442	23,684	32,168	27,229	33,506
21	10	11	26,451	24,400	23,160	24,352	27,929	25,742	36,092	30,074	37,782
22	11	12	28,477	26,317	24,844	26,079	30,442	27,718	40,081	32,950	42,143
23	12	13	30,480	28,253	26,539	27,775	32,974	29,596	44,112	35,837	46,554
24	13	14	32,441	30,203	28,245	29,427	35,517	31,368	48,165	38,719	50,985
25	14	15	34,345	32,158	29,954	31,028	38,065	33,023	52,221	41,588	55,413
26	15	16	36,183	34,110	31,659	32,575	40,616	38,335	56,270	44,452	59,823
27	16	17	37,953	36,050	33,355	34,075	43,166	40,717	60,303	47,335	64,209
28	17	18	39,664	37,973	35,035	35,542	45,718	43,100	64,315	50,226	68,575
29	18	19	41,333	39,874	36,697	37,001	48,273	45,485	68,309	53,127	72,931

<i>i</i>	E_{i-1} , МэВ	E_i , МэВ	$d_i \cdot 10^{-12}$ Гр·см ² /квант									
			Вода	Воздух	Графит	Поли- стирол	Стекло ДТС	Стекло ИС-7	Сталь 12X18H10T	Кремний	Герма- ний	
Для спектра ЛИУ-30 (дополнительный формат)												
30	19	20	42,986	41,755	38,339	38,478	50,834	47,874	72,285	56,037	77,293	
31	20	21	44,655	43,616	39,963	40,008	53,402	50,266	76,250	58,957	81,173	
32	21	22	46,375	45,465	41,575	41,620	55,973	52,663	80,211	61,887	85,479	
33	22	23	48,183	47,312	43,182	43,343	58,549	55,066	84,173	64,825	89,771	
34	23	24	50,110	49,168	44,797	45,194	61,130	57,473	88,143	67,772	94,044	
35	24	25	52,182	51,050	46,430	47,170	63,716	59,886	92,124	70,727	98,297	
36	25	26	54,405	52,972	48,097	49,248	66,307	62,304	96,118	73,689	102,53	
37	26	27	56,766	54,951	49,813	51,368	68,902	64,727	100,12	76,657	106,73	
38	27	28	59,222	57,002	51,591	53,429	71,501	67,154	104,13	79,629	110,91	
39	28	29	61,690	59,137	53,442	55,277	74,102	69,585	108,14	82,605	115,06	
40	29	30	64,040	61,363	55,376	56,693	76,705	72,018	112,14	85,582	119,18	

Таблица 4

Избранные спектры флюенса реакторных γ -квантов

<i>i</i>	E_{i-1} , МэВ	E_i , МэВ	Флюенс в группе, отн.ед. (суммарно 1,00000)					
			КГЗ-П	КГЗ-СФ	КГЗ-НГК	$R = 3,3$ м	$R = 5,5$ м	$R = 7,7$ м
Спектры мгновенных γ -квантов деления и нейтронных взаимодействий								
1	0,05	0,20	0,09382	0,02431	0,07811	0,23871	0,028366	0,029932
2	0,20	0,40	0,14335	0,05611	0,14493	0,16152	0,17455	0,17675
3	0,40	0,50	0,07937	0,03675	0,05681	0,04623	0,04259	0,04128
4	0,50	0,60	0,07511	0,14181	0,09674	0,05836	0,05429	0,05377
5	0,60	0,70	0,05665	0,04830	0,06796	0,03351	0,02528	0,02229
6	0,70	0,80	0,05316	0,05384	0,04113	0,03004	0,02072	0,01763
7	0,80	1,00	0,12355	0,17525	0,03455	0,06665	0,04626	0,03782
8	1,00	1,25	0,08548	0,08845	0,02813	0,04710	0,03330	0,02775
9	1,25	1,50	0,07649	0,07370	0,03996	0,04432	0,03252	0,02758
10	1,50	1,75	0,04594	0,06308	0,02054	0,03065	0,02531	0,02351
11	1,75	2,00	0,03814	0,04662	0,02652	0,03299	0,02948	0,02766
12	2,00	2,50	0,05168	0,06244	0,08572	0,04601	0,04324	0,04275
13	2,50	3,00	0,03094	0,07300	0,08181	0,02147	0,01834	0,01726
14	3,00	4,00	0,02850	0,03338	0,09539	0,03697	0,03931	0,04068
15	4,00	5,00	0,01020	0,01434	0,04892	0,02804	0,03327	0,03589
16	5,00	6,00	0,00458	0,00524	0,03786	0,01424	0,01711	0,01861
17	6,00	8,00	0,00234	0,00243	0,01309	0,05916	0,07585	0,08395
18	8,00	10,0	0,00070	0,00085	0,00183	0,00403	0,00492	0,00550
Спектры запаздывающих γ -квантов деления								
1	0,05	0,20	0,09500	0,01297	0,09529	0,22520	0,32907	0,39215
2	0,20	0,40	0,14838	0,02795	0,19720	0,16145	0,19062	0,20564
3	0,40	0,50	0,08468	0,02357	0,09325	0,07086	0,05854	0,05498
4	0,50	0,60	0,09691	0,05294	0,09475	0,07742	0,06148	0,05374
5	0,60	0,70	0,09589	0,05688	0,08763	0,07492	0,05799	0,04832
6	0,70	0,80	0,09750	0,06440	0,08417	0,07378	0,05758	0,04697
7	0,80	1,00	0,12117	0,15737	0,10507	0,09495	0,07355	0,05934
8	1,00	1,25	0,05594	0,14065	0,05423	0,04920	0,03810	0,03104
9	1,25	1,50	0,05800	0,13814	0,05449	0,04955	0,03827	0,03105
10	1,50	1,75	0,05861	0,12719	0,05335	0,04909	0,03790	0,03075
11	1,75	2,00	0,03886	0,08689	0,03556	0,032505	0,02524	0,02033
12	2,00	2,50	0,04178	0,09391	0,03815	0,03490	0,02689	0,02180
13	2,50	3,00	0,00532	0,01192	0,00493	0,00447	0,00345	0,00277
14	3,00	4,00	0,00088	0,00250	0,00085	0,00077	0,00060	0,00050
15	4,00	5,00	0,00078	0,00198	0,00079	0,00068	0,00053	0,00046
16	5,00	6,00	0,00030	0,00074	0,00029	0,00026	0,00019	0,00016
17	6,00	8,00	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
18	8,00	10,0	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000

Для запаздывающих γ -квантов в КГЗ-П и КГЗ-НГК наблюдается согласование спектральных представлений, что, очевидно, обусловлено слабым деформирующим влиянием материалов n - γ -трансформера (преимущественно водород и углерод) на спектр выходящих из АЗ БР-К1 запаздывающих γ -квантов.

Наблюдаемое увеличение жесткости спектров как мгновенных, так и запаздывающих γ -квантов относительно аналогичных спектров в КГЗ-П свидетельствует о приоритетности вклада в мгновенную компоненту γ -квантов нейтронных взаимодействий с ядрами свинца и преимущественном поглощении низкоэнергетических γ -квантов (как мгновенных, так и запаздывающих, образующихся в АЗ реактора) при прохождении стенок фильтра.

Явно выраженное смягчение спектров запаздывающих γ -квантов на всех рассмотренных позициях в зале БР-1 обусловлено включением в рассчитываемый спектр как прямо прошедшей компоненты излучения, так и обусловленной ею рассеянной компоненты на материалах защитной оболочки зала.

Преимущественное внимание при анализе спектральной вариативности поглощенной дозы уделялось спектрам мгновенных γ -квантов с использованием в отдельных случаях спектров запаздывающих γ -квантов с акцентом на γ -спектр в КГЗ-П.

Спектр единичного флюенса γ -квантов ускорителя ЛИУ-30 на расстоянии 18 см от мишени в энергетическом формате работы [14] представлен в табл. 5.

Спектральная вариативность поглощенной дозы

Методически целесообразно рассматривать спектральную вариативность как в абсолютной, так и в относительной формах.

Методическую содержательность абсолютной формы отображения вариативности иллюстрируют данные табл. 6 для изотопных источников. Единичный флюенс γ -квантов ^{60}Co в среднем в 1,69 раза эффективнее единичного флюенса γ -квантов ^{137}Cs . Отсутствие спектральной информации при ориентации на флюенс (количество) γ -квантов обусловит повышенный отклик измерительных дозиметров в поле источника ^{60}Co при их калибровке в поле источника ^{137}Cs и наоборот, что необходимо учитывать в практике сопоставительных измерений.

Абсолютную спектральную вариативность поглощенных доз для реакторных спектров γ -квантов иллюстрируют данные табл. 7. Влияние любого из использованных трансформеров, включая защитную оболочку реакторного зала, выражается в возрастании эффективности мгновенных γ -квантов, что, очевидно, связано с выходом более жестких, чем при делении, γ -квантов нейтронных взаимодействий с материалами трансформеров.

Таблица 5

Спектр флюенса γ -квантов ускорителя ЛИУ-30 ($\sum F_i = 1,00000$)

i	E_{i-1} , МэВ	E_i , МэВ	F_i , отн.ед.	i	E_{i-1} , МэВ	E_i , МэВ	F_i , отн.ед.	i	E_{i-1} , МэВ	E_i , МэВ	F_i , отн.ед.
1	0	1	0,33910	11	10	11	0,01781	21	20	21	0,00288
2	1	2	0,20706	12	11	12	0,01470	22	21	22	0,00255
3	2	3	0,11104	13	12	13	0,01220	23	22	23	0,00200
4	3	4	0,07682	14	13	14	0,01090	24	23	24	0,00147
5	4	5	0,05092	15	14	15	0,00975	25	24	25	0,00097
6	5	6	0,01361	16	15	16	0,00847	26	25	26	0,00075
7	6	7	0,02231	17	16	17	0,00718	27	26	27	0,00037
8	7	8	0,01921	18	17	18	0,00580	28	27	28	0,00020
9	8	9	0,01811	19	18	19	0,00453	29	28	29	0,00012
10	9	10	0,01781	20	19	20	0,00330	30	29	30	0,00006

Таблица 6

Поглощенные дозы для единичного флюенса γ -квантов изотопных источников

Материал	Доза, 10^{-12} Гр·см ²		Материал	Доза, 10^{-12} Гр·см ²	
	^{60}Co	^{137}Cs		^{60}Co	^{137}Cs
Вода	5,9401	3,4490	Стекло ИС-7	5,1320	2,9912
Воздух	5,3481	3,0970	Сталь 12Х18Н10Т	4,9630	2,9750
Графит	5,1589	3,0526	Кремний	5,3326	3,0979
Полистирол	5,7463	3,5824	Германий	4,7418	2,9060
Стекло ДТС	5,2922	3,0830			

Для запаздывающих γ -квантов возрастание эффективности имеет место только в случае трансформера (фильтра) из свинца, обусловленное преимущественным ослаблением γ -квантов малых энергий. Во всех остальных случаях эффективность запаздывающих γ -квантов уменьшается ввиду превалирования процессов рассеяния γ -квантов над процессами их поглощения, что особенно явно проявляется на компоненте запаздывающих γ -квантов в зале БР-1, при расчете которой учитываются рассеянные запаздывающие γ -кванты на элементах конструкции реакторного стенда и материалах защитной оболочки зала.

Данные табл. 8 отображают согласованность численных значений поглощенных доз для реакторных спектров в вариантах базового и вспомогательного (с использованием 18-групповых удельных поглощенных доз) расчетов. Полученный уровень согласованности, в целом, можно рассматривать как практически удовлетворительный при ориентации на использование расчетов во вспомогательном формате как на средство получения добротной количественной оценки при наличии информации о спектральной характеристике γ -излучения и отсутствии выраженной целесообразности организации полномасштабного расчета в базовом формате.

Таблица 7

Нормированные поглощенные дозы в формате базового расчета

Материал	Поглощенная доза, 10^{-12} Гр·см ² на квант					
	КГЗ-П	КГЗ-СФ	КГЗ-НГК	R = 3,3 м	R = 5,5 м	R = 7,7 м
Спектры мгновенных γ -квантов деления и нейтронных взаимодействий						
Вода	4,6978	5,6564	6,4647	5,2933	5,3987	5,5004
Воздух	4,2271	5,1035	5,8441	4,7933	4,8964	4,9979
Графит	4,2197	5,0933	5,8008	4,7288	4,8200	4,9070
Полистирол	4,5331	5,4827	6,2149	5,0506	5,1446	5,2312
Стекло ДТС	4,2646	5,1152	6,0169	5,0398	5,2118	5,3335
Стекло ИС-7	4,2219	5,0577	5,9411	4,9376	5,0894	5,2039
Сталь 12Х18Н10Т	4,3686	5,1163	6,4448	5,9330	6,3503	6,5771
Кремний	4,3086	5,1733	6,1417	5,1676	5,3650	5,5006
Германий	4,4475	5,0834	6,5898	6,4862	7,0612	7,3429
Спектры запаздывающих γ -квантов деления						
Вода	3,9192	5,7830	3,7172	3,3400	2,7737	2,4208
Воздух	3,5190	5,1827	3,3432	3,0013	2,4954	2,1814
Графит	3,5216	5,1564	3,3462	3,0032	2,4893	2,1745
Полистирол	3,7889	5,5382	3,5980	3,2350	2,6773	2,3374
Стекло ДТС	3,5324	5,1307	3,3760	3,0674	2,5895	2,3016
Стекло ИС-7	3,4966	5,0979	3,3361	3,0167	2,5241	2,2258
Сталь 12Х18Н10Т	3,5840	5,0030	3,5606	3,4514	3,2587	3,1596
Кремний	3,5515	5,2099	3,4031	3,1131	2,6021	2,3071
Германий	3,6726	4,8593	3,7245	3,8475	3,9287	4,0070

Таблица 8

Соотношение доз в базовом D_1 и вспомогательном D_2 форматах реакторных спектров

Материал	Соотношение доз D_2/D_1					
	КГЗ-Пм	КГЗ-СФ	КГЗ-НГК	R = 3,3 м	R = 5,5 м	R = 7,7 м
Спектры мгновенных γ -квантов деления и нейтронных взаимодействий						
Вода	0,9871	1,0095	0,9881	0,9779	0,9753	0,9740
Воздух	0,9870	0,9911	0,9861	0,9767	0,9741	0,9716
Графит	0,9870	0,9911	0,9853	0,9788	0,9756	0,9746
Полистирол	0,9874	0,9901	0,9872	0,9806	0,9769	0,9765
Стекло ДТС	0,9852	0,9895	0,9775	0,9701	0,9652	0,9639
Стекло ИС-7	0,9637	0,9730	0,9577	0,9495	0,9452	0,9438
Сталь 12Х18Н10Т	1,0006	0,9774	0,9597	0,9675	0,9595	0,9561
Кремний	0,9871	0,9915	0,9769	0,9690	0,9633	0,9614
Германий	1,0207	0,9687	0,9602	0,9813	0,9722	0,9687

Материал	Соотношение доз D_2/D_1					
	КГЗ-Пм	КГЗ-СФ	КГЗ-НГК	$R = 3,3$ м	$R = 5,5$ м	$R = 7,7$ м
Спектры запаздывающих γ -квантов деления						
Вода	0,9925	0,9874	0,9904	0,9923	0,9968	1,0007
Воздух	0,9935	0,9760	0,9897	0,9929	0,9966	0,9993
Графит	0,9934	0,9790	0,9895	0,9916	0,9967	0,9988
Полистирол	0,9929	0,9802	0,9895	0,9897	0,9963	0,9988
Стекло ДТС	0,9926	0,9865	0,9844	0,9915	1,0001	1,0030
Стекло ИС-7	0,9707	0,9653	0,9635	0,9678	0,9757	0,9786
Сталь 12Х18Н10Т	1,0194	0,9996	0,9814	1,0306	1,0458	1,0477
Кремний	0,9961	0,9845	0,9850	0,9848	1,0023	1,0068
Германий	1,0463	1,0134	0,9970	1,0672	1,0827	1,0822

Таблица 9

Избранные поглощенные дозы, нормализованные относительно дозы для воздуха

Отношение	КГЗ-Пм	КГЗ-Пз	КГЗ-СФ	КГЗ-НГК	$R = 3,3$ м	$R = 7,7$ м	ЛИУ-30	^{60}Co	^{137}Cs
$D(\text{вода})/D(\text{воздух})$	1,1114	1,1137	1,1083	1,1062	1,1043	1,1005	1,0989	1,1107	1,1137
$D(\text{графит})/D(\text{воздух})$	0,9982	1,0007	0,9980	0,9926	0,9865	0,9818	0,9820	0,9646	0,9857
$D(\text{полистирол})/D(\text{воздух})$	1,0724	1,0767	1,0743	1,0634	1,0537	1,0467	1,0458	1,0745	1,1567
$D(\text{ДТС})/D(\text{воздух})$	1,0089	1,0038	1,0023	1,0296	1,0514	1,0672	1,0514	0,9895	0,9955
$D(\text{ИС-7})/D(\text{воздух})$	0,9988	0,9936	0,9910	1,0166	1,0301	1,0412	1,0048	0,9596	0,9658
$D(12\text{Х18Н10Т})/D(\text{воздух})$	1,0335	1,0185	1,0025	1,1028	1,2378	1,3160	1,1879	0,9280	0,9606
$D(\text{кремний})/D(\text{воздух})$	1,0193	1,0092	1,0137	1,0509	1,0781	1,1006	1,0875	0,9971	1,0003
$D(\text{германий})/D(\text{воздух})$	1,0522	1,0436	0,9960	1,1276	1,3532	1,4692	1,2396	0,8866	0,9383

Методическую содержательность относительной формы отображения вариативности иллюстрируют данные табл. 9 для избранных поглощенных доз, нормализованных относительно дозы для воздуха. При комплектации табл. 9 ряд спектров (запаздывающих γ -квантов для КГЗ-СФ, КГЗ-НГК; мгновенных и запаздывающих γ -квантов для позиции $R = 7,7$ м в зале БР-1) был опущен ввиду их непринципиальной промежуточности в ряду спектров, включенных в таблицу.

При расчете поглощенных доз для спектра ЛИУ-30 использовали групповое представление флюенса согласно табл. 5 и комбинацию удельных доз для реакторных спектров (на интервале от 0,05 до 6 МэВ) и спектра ускорителя (на интервале от 6 до 30 МэВ) согласно табл. 3.

Как приоритетно значимое в прикладном аспекте отметим следующее:

- в рассмотренном спектральном множестве имеет место практически неизменное соотношение поглощенных доз в воде и в воздухе (интервал изменения от 9 % в спектре ЛИУ-30 до 10,2 % в спектрах КГЗ-Пз и ^{137}Cs);
- в рассмотренном спектральном множестве имеет место вариативность соотношений поглощенных доз для дозиметров практического использования (стекла ДТС и ИС-7) в пределах $\pm 3,7$ %;
- дозиметры ВЭД проявляют значительную спектральную вариативность при возрастании жесткости спектра γ -квантов, которая, однако, в среднем коррелирует с вариативностью кремния и германия, определяющих поведение облучаемых объектов РЭА.

В спектрометрической практике находит применение использование компактных средних параметров, опосредованно отображающих определенные обобщенные свойства рассматриваемых спектральных представлений. К таким параметрам относится, например, средняя энергия, для спектра флюенса γ -квантов определяемая по соотношению $\overline{E}_F = \frac{\sum_i E_i F_i}{\sum_i F_i}$ (\overline{E}_i , F_i -

средняя энергия и доля единичного флюенса для энергетического интервала i). По аналогии со средней энергией по флюенсу \overline{E}_F , из соображений методической целесообразности нами введена в рассмотрение средняя энергия по поглощенной дозе в избранном материале j , определяемая как $\overline{E}_{D_j} = \frac{\sum_i E_i D_{ij}}{\sum_i D_{ij}}$.

Численные значения средних энергий по флюенсу и по дозе для множества спектров из табл. 9 представлены в табл. 10.

Данные табл. 10 показывают совпадение численных значений средних энергий по флюенсу и по дозе для изотопных γ -источников и значительное их различие для развернутых спектральных представлений. Отношение средних энергий позволяет в определенной степени оценить уровень энергетической независимости дозовой чувствительности применяемого дозиметра и конкретизировать энергетическую область спектра, доминирующую в формировании поглощенной дозы.

Средние энергии избранных γ -спектров по флюенсу и по дозе

Параметр	КГЗ-Пм	КГЗ-Пз	КГЗ-СФ	КГЗ-НГК	R = 3,3 м	R = 7,7 м	ЛИУ-30	^{60}Co	^{137}Cs
\bar{E}_F , МэВ	1,062	0,820	1,311	1,696	1,408	1,547	3,594	1,253	0,662
$\bar{E}_D(\text{вода})$, МэВ	1,733	1,173	1,848	2,928	3,341	3,964	5,001	1,257	0,662
$\bar{E}_D(\text{воздух})$, МэВ	1,736	1,173	1,881	2,936	3,360	3,984	5,146	1,257	0,662
$\bar{E}_D(\text{графит})$, МэВ	1,729	1,173	1,873	2,922	3,330	3,955	4,953	1,257	0,662
$\bar{E}_D(\text{полистирол})$, МэВ	1,727	1,173	1,872	2,913	3,314	3,936	4,846	1,257	0,662
$\bar{E}_D(\text{стекло ДТС})$, МэВ	1,743	1,169	1,898	2,967	3,399	4,005	5,620	1,257	0,662
$\bar{E}_D(\text{стекло ИС-7})$, МэВ	1,747	1,169	1,897	2,966	3,409	4,026	5,512	1,257	0,662
$\bar{E}_D(\text{сталь 12Х18Н10Т})$, МэВ	1,683	1,081	1,917	2,961	3,221	3,700	6,441	1,257	0,662
$\bar{E}_D(\text{кремний})$, МэВ	1,754	1,166	1,909	2,990	3,449	4,059	5,856	1,257	0,662
$\bar{E}_D(\text{германий})$, МэВ	1,588	1,000	1,896	2,873	2,942	3,330	6,457	1,257	0,662

Заклучение

Результаты проведенного расчетного исследования спектральной вариативности поглощенной дозы могут быть использованы в практике дозиметрических измерений как непосредственно, так и в методическом контексте.

Для непосредственного использования, в первую очередь, имеют практическую перспективу результаты определения относительной сопоставимости поглощенных доз различных материалов в фиксированном спектре как в плане перерасчета опорных дозовых параметров для стандартных материалов метрологической ориентации (вода, графит, воздух и т. п.), так и в плане аддитивности передачи эталонного параметра рабочему полю (детекторы типа ДТС-0.01/1.0, ИС-7, ВЭД-2 и т. п.).

К методически ориентированным результатам, в первую очередь, следует отнести константно оснащенный формализм определения поглощенных доз в групповом формате (18-групповой для реакторных спектров, комбинированный 40-групповой для ускорителей).

В перспективе предполагаются расширение выборки исследованного расчетным образом множества спектров γ -квантов разнообразных ядерно-физических установок (реакторы, ускорители и т. п.) и апробация расчетных результатов в реальных полях γ -излучения действующих ЯФУ.

Список литературы

1. Машкович В. П., Панченко А. М. Основы радиационной безопасности. – Москва: Энергоатомиздат, 1990, 176 с.

2. Генералова В. В., Гурский М. Н. Дозиметрия в радиационной технологии. – Москва: Изд-во стандартов, 1981, 184 с.

3. Брискман Б. А., Генералова В. В., Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С. Внутрореакторная дозиметрия. Практическое руководство. – Москва: Энергоатомиздат, 1985, 200 с.

4. Мырова Л. О., Чепиженко А. З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. – Москва: Радио и связь, 1988, 296 с.

5. Гусев Н. Г., Климанов В. А., Машкович В. П., Суворов А. П. Защита от ионизирующих излучений. В 2 т. Т. 1. Физические основы защиты от излучений / Под ред. проф. Н. Г. Гусева. – Москва: Энергоатомиздат, 1989, 512 с.

6. Генералова В. В., Громов А. А., Гурский М. Н. и др. Обеспечение единства измерений в радиационных технологиях. – Менделеево: ВНИИФТРИ, 2007, 255 с.

7. Бочвар И. А., Гимадова Т. Н., Кеирим-Маркус И. Б. и др. Метод дозиметрии ИКС. – Москва: Энергоатомиздат, 1977, 224 с.

8. Чуляев С. В., Грудский М. Я., Артемьев В. А. Вторично-эмиссионные детекторы ионизирующих излучений. – Москва: Энергоатомиздат, 1995, 368 с.

9. Колесов В. Ф. Аперидические импульсные реакторы. Монография в 2 т. Т. 1. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007. Издание 2-е, переработанное и дополненное, 553 с.

10. Павловский А. И., Босамыкин В. С., Герасимов А. И. и др. Мощный линейный импульсный ускоритель пучка электронов на радиальных линиях ЛИУ-30 // Приборы и техника эксперимента, 1998, № 2, с. 13–25.

11. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Смирнов И. Г., Тарасова Е. Ю. Исследование детекторов ДТС-0.01/1.0 в полях n - γ -излучений импульсных реакторов // IX Сообщение по дозиметрии интенсивных потоков ионизи-

рующих излучений. Тезисы докладов. – Обнинск: НПО ВНИИФТРИ, 1992, с. 123–125.

12. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Одинцов Ю. М., Добринских А. Д. Особенности применения детекторов мощности дозы γ -излучения с диодом КД104А на импульсных ядерных реакторах // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 1993, вып. 1–2, с. 9–13.

13. 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 // Там же, 1997, вып. 2, с. 3–13.

14. Одинцов Ю. М., Крыжановский А. А., Маслов Г. Н., Кошелев А. С. и др. Определение спектра тормозного излучения ускорителя ЛИУ-30 активационным методом // Там же, 1999, вып. 3–4, с. 35–42.

15. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов (г. Саров, 14–20 октября 2002). – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2003, с. 100–104.

16. Абагян А. А., Гасников Н. К., Дубинин А. А. и др. Вторичное гамма-излучение в радиационной защите. – Москва: Атомиздат, 1973. 176 с.

17. Босамыкин В. С., Малинкин А. А., Колесов В. Ф. и др. Конструкция и физико-технические характеристики бустер-реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 1996, вып. 1, с. 3–12.

18. Девяткин А. А., Романов В. И., Каргина М. Ю. и др. Модернизированная конструкция активной зоны аperiodического импульсного реактора БР-1 // Там же, 2007, вып. 2, с. 13–18.

19. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Одинцов Ю. М. и др. Характеристики поля n - γ -излучений для определения нейтронной чувствительности малогабаритных γ -дозиметров // V Всесоюзное совещание по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Тезисы докладов (3–7 декабря 1990 г.). – М.: НПО ВНИИФТРИ, 1990, с. 194–196.

20. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Пространственные, спектральные и временные характеристики поля мгновенных гамма-квантов в рабочем зале реактора БР-1 // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2007, вып. 2, с. 34–46.

21. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий 0,001–100 МэВ и элементов с 1 по 100). Справочник / Перевод с англ. – Москва: Атомиздат, 1973.

22. Немец О. Ф., Гофман Ю. В. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова думка, 1975. 416 с.

23. Новый политехнический словарь. – Москва: Большая Российская Энциклопедия, 1998. 671 с.

24. Марочник сталей и сплавов / Под ред. В. Г. Сорокина. – Москва: Машиностроение, 1989. 640 с.

25. Физическая энциклопедия. Т. 1. – Москва: Советская энциклопедия, 1988, с. 133.

26. Гусев Н. Г., Дмитриев П. П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. Справочник. – Москва: Атомиздат, 1977. 400 с.

Контактная информация –
Хоружий Валентин Харлампиевич
тел.: (83130) 2-74-92, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 20.12.2008.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, с. 17–27.

ПРЕЦИЗИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ОТ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ГАММА-КВАНТОВ В ПОЛЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ГАММА-ИСТОЧНИКА РЕАКТОРА БР-К1

А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Сопоставлены экспериментальные и расчетные данные для мощности дозы γ -излучения в специализированной области внутри полости реактора БР-К1. Предложены варианты коррекции результатов расчета.

Ключевые слова: реактор БР-К1, специализированный γ -источник

PRECISION PECULIARITIES OF REALIZATION OF THE ABSORBED DOSE POWER FROM THE DELAYING GAMMA QUANTA IN THE REACTOR БР-К1 SPECIALIZED GAMMA SOURCE FIELD / A. S. KOSHELEV, V. Kh. KHORUZHYY // Experimental and calculated data on the γ -radiation dose power in the specialized area in the reactor БР-К1 cavity are compared. Correction variants of calculation results are offered.

Key words: reactor БР-К1, specialized γ -source

Введение

Планируемое создание на базе реактора БР-К1 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» опорного поля γ -излучения [1] воплотилось в создание специализированного источника гамма-излучения СГИ, пространственно совмещенного с моделирующим опорным полем нейтронов МОП-К2. Завершено конструктивное оформление области функционирования СГИ и проведена его аттестация Государственным поверителем ФГУП «ВНИИФТРИ» как по параметрам поглощенной дозы γ -излучения, так и по параметрам флюенса нейтронов.

Высокий метрологический статус СГИ и уникальная форма его реализации (просторная область внутри металлической активной зоны, широкий диапазон варьирования формы энергопуска реактора, совмещенность с аттестованным полем нейтронов, возможность трансформации n - γ -компонент поля излучений) создают благоприятные условия для научных исследований углубленного расчетно-экспериментального характера в интересах совершенствования методической составляющей процедуры калибровки разнообразных детекторов γ -излучения с использованием СГИ.

В настоящей статье изложены избранные результаты исследований, полученные на этапе отработки процедуры калибровки вакуумно-эмиссионных детекторов типа ВЭД-2 и отображающие особенности реализации совокупной поглощенной дозы γ -излучения с акцентом на дозу от запаздывающих γ -квантов при работе реактора в квазистатическом режиме (так называемый режим ПЛАТО, характеризуемый быстрым выходом на

стационарный уровень, фиксацией его на время от 15 до 45 минут и резким обрывом по достижению запланированной длительности или энерговыделения) и в режиме генерирования квазиимпульса (импульса на запаздывающих нейтронах с резким обрывом по набору запланированного энерговыделения).

Специализированный гамма-источник реактора БР-К1

Конфигурационное взаиморасположение СГИ и структурных блоков активной зоны (АЗ) реактора иллюстрирует схема, представленная на рис. 1. Подвижные блоки АЗ АБ, ИБ, ПБ, РБ, СБ относятся к органам регулирования реактивности (ОРР) и на отдельных этапах реализации энергопуска занимают отличные от показанных на схеме положения. Положение ОРР на рис. 1 соответствует активной фазе энергопуска в любом осуществляемом режиме.

Затемнением на схеме выделены элементы из делящегося материала (сплав ^{235}U – 32,76 %, ^{238}U – 58,24 %, Мо – 9 % по массе). Герметизирующие чехлы структурных блоков изготовлены из нержавеющей стали. Блоки РБ – латунь. Блоки СБ и ИБ – бериллий в чехлах из нержавеющей стали. Прямая видимость СБ и ИБ с позиции СГИ отсутствует (блоки перемещаются вдоль поверхности НБ-1п вне отверстия в нем).

Рабочая область СГИ, выделенная на схеме (рис. 1) пунктиром, представляет собой воздушное пространство в форме параллелепипеда с размерами $100 \times 100 \times 50$ мм³,

плоскостью $100 \times 100 \text{ мм}^2$, ориентированное параллельно полу реакторного зала. Центр СГИ находится на центральной оси контейнера горизонтальной загрузки (КГЗ) в 6 см от внутренней торцевой поверхности формообразующего кожуха КГЗ. Постоянство пространственного расположения СГИ в КГЗ обеспечивается конструктивно, с помощью специальной, жестко фиксируемой установочной корзины (подставки) с минимизированным количеством материала в формообразующих элементах конструкции.

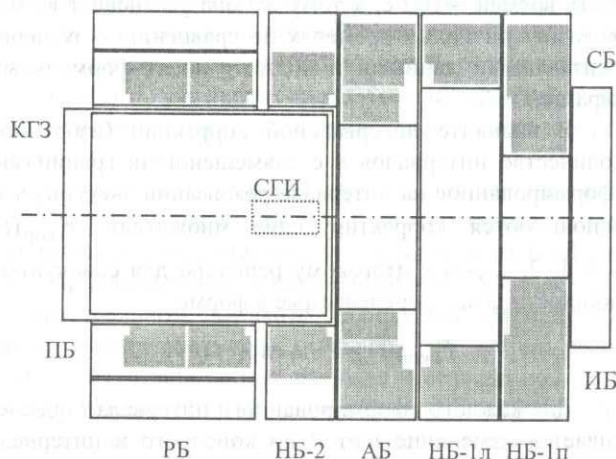


Рис. 1. Конфигурационная схема взаиморасположения СГИ и структурных блоков АЗ реактора БР-К1: ПБ – подвижный блок, РБ – регулирующие блоки, НБ-2 – неподвижный блок 2, АБ – аварийный блок, НБ-1л – неподвижный блок 1 левый, НБ-1п – неподвижный блок 1 правый, ИБ – импульсный блок, СБ – стоп-блок, КГЗ – контейнер горизонтальной загрузки, СГИ – специализированный гамма-источник

Аттестация СГИ осуществлена в квазистатических энергопусках реактора, реализуемых в форме ПЛАТО: выход на стационарный уровень мощности с периодом разгона $\sim 40 \text{ с}$, выдержка на стационарном уровне мощности (с отклонениями от среднего менее 1 %) от 1000 до 1500 с, резкое снижение (обрыв) мощности за счет эффективного поэтапного заглушения реактора (одновременный сброс ИБ и СБ с последующим через 50 с сбросом АБ и полным разведением остальных ОРР). На область стационарной мощности приходится от 94,8 % (1000 с) до 97,7 % (1500 с) полного энерговыделения в энергопуске. Доля энерговыделения после сброса мощности составляет от 0,49 % (1000 с) до 0,26 % (1500 с). Опосредованная связь между полным энерговыделением в энергопуске Y и поглощенной дозой D в опорной аттестационной позиции (ОАП) СГИ может быть представлена соотношением D (Гр, воздух) $= 5,680 \cdot 10^{-16} Y$ (делений в АЗ). Переход от аттестационных данных, полученных как связь поглощенной дозы в воде с показаниями специального никелевого монитора, осуществлен авторами настоящей статьи.

Неравномерность дозового поля в пределах рабочего пространства СГИ составляет не более минус 3 % при смещении от оси Z по ширине параллелепипеда, не

более минус 2,5 % при смещении от оси Z по высоте параллелепипеда и отображается аналитической зависимостью $H = 6 \cdot 10^{-7} Z^3 - 1 \cdot 10^{-4} Z^2 + 0,002Z + 1,0679$ при смещении по оси Z (Z в мм, H в отн. ед.).

Моделирующее опорное поле нейтронов МОП-К2 аттестовано в координате $Z = 6 \text{ см}$ от внутренней торцевой поверхности формообразующего кожуха КГЗ, совпадающей с центром рабочей области СГИ. Характеристики флюенса и спектра флюенса нейтронов представлены в комплекте аттестационной документации на МОП-К2 и в справочнике [2] (реактор БР-К1, с. 162). По аналогии с поглощенной дозой связь между флюенсом нейтронов F и энерговыделением в энергопуске Y может быть выражена соотношением $F(\text{нейтр./см}^2) = 4,50 \cdot 10^{-4} Y$ (делений в АЗ). Спектр единичного флюенса может быть представлен как $F(E) = 42,225 E e^{-15E} + 10,761 E e^{-4,5E} + 0,2173 \sqrt{E} e^{-0,803E}$ со средней энергией 0,764 МэВ.

Формализм базового расчета и коррекции расчетных данных

Расчет совокупной мощности дозы (воздух) в сферическом элементе радиусом $\sim 1 \text{ см}$ вокруг ОАП СГИ осуществлялся следующим образом. С помощью метода Монте-Карло [3] рассчитывались доза мгновенных γ -квантов D_p (мгновенные γ -кванты делений и γ -кванты от нейтронных взаимодействий суммарно) и доза запаздывающих γ -квантов деления D_d в расчете на одно деление в АЗ. Выходы и спектры мгновенных и запаздывающих γ -квантов деления принимались согласно рекомендациям [4]. Далее использовались следующие соотношения:

– для мощности дозы мгновенных γ -квантов

$$I_p(t) = D_p p(t), \quad (1)$$

$$p(t) = P_{\text{exp}}(t) / \int d\tau P_{\text{exp}}(\tau),$$

где $p(t)$ – нормированная на единицу экспериментальной скорости делений в реакторе;

– для мощности дозы запаздывающих γ -квантов

$$I_d(t) = D_d \int_0^t d\tau g(\tau) p(t-\tau), \quad (2)$$

$$g(t) = G(t) / \int d\tau G(\tau),$$

где $g(t)$ – нормированный на единицу временной выход энергии запаздывающих γ -квантов.

Реализованы два варианта представления $G(t)$:

– на основании анализа графиков с экспериментальными данными и формул, приведенных в книге Дж. Р. Кипина [5], представление $G(t)$ осуществлено в форме

$$G(t) = 1,271 E^{-5} t^{-1,558}, \quad 5E-8 < t < 1E-3,$$

$$G(t) = 0,6 \exp(-0,4839t), \quad 1E-3 < t < 1,$$

$$G(t) = 2,78t^{-1,23} - 2,41t^{-1,45}, \quad 1 < t < 1E4,$$

$$G(t) = 2,651t^{-1,238}, \quad 1E4 < t < 1E6, \quad (3)$$

$$\int_{5E-8}^{1E6} d\tau G(\tau) = 6,936 \text{ МэВ/дел.};$$

– на основании результатов, полученных Ю. И. Петровым [6] для временного интервала выхода запаздывающих γ -квантов $1 < t < 39600$ с, представление $G(t)$ осуществлено в форме

$$G(t) = 0,18(1,78 \exp(-3,14t) + 1,83 \exp(-0,545t) + \exp(-0,091t)), \quad 1 \leq t \leq 10,$$

$$G(t) = 0,0626(2,18 \exp(-0,159t) + \exp(-0,0239t)), \quad 10 \leq t \leq 60, \quad (4)$$

$$G(t) = 1,145t^{-1,05}, \quad 60 \leq t \leq 7200,$$

$$G(t) = 42,6t^{-1,45}, \quad 7200 \leq t \leq 39600.$$

При реализации второго варианта представления $G(t)$ расчет на интервале $t < 1$ с осуществляется по соответствующим интервальным соотношениям из (3).

На основе вышеприведенных формул был произведен расчет мощности парциальных компонент дозы $I_p(t)$, $I_d(t)$ и зависимости парциальных составляющих дозы от времени $\int_0^t d\tau I_p(\tau)$, $\int_0^t d\tau I_d(\tau)$.

Расчет учитывает быструю часть выхода энергии запаздывающих γ -квантов ($\sim 4\%$ для $t < 1$ мс), описываемую функцией $G(t)$ как долевой выход мгновенных γ -квантов с использованием нормировки $1E-3$

$$\int_{5E-8}^{1E-3} d\tau G(\tau) = 0,269.$$

При $t > 1$ мс интегрирование в выражении для $I_d(t)$ осуществляется численно. Для численного вычисления всех интегралов используются квадратурные формулы Гаусса [7]. При этом шаг счета по времени равен $\sim 0,1$ с, а вычисление $P_{\text{exp}}(t)$ в промежуточных точках проводится с помощью линейной интерполяции.

Прямое сравнение результатов расчета с использованием соотношений (1)–(4) выявило их определенное расхождение, побудившее к поиску возможных форм коррекции для повышения уровня их сходимости. Были выбраны два варианта организации корректирующего формализма.

В варианте сквозной коррекции (на всем интервале реализации энергопуска) используются корректирующие множители $F_{\text{кор}}(t)$ к функции $G(t)$ в форме

$$F_{\text{кор}}(t) = 1 + (a - 1) \exp(-\alpha t). \quad (5)$$

В скорректированном временном выходе энергии запаздывающих квантов $G_{\text{кор}}(t) = F_{\text{кор}}(t)G(t)$ поправка сосредоточена в основном в области времен от $t \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с до $t \sim a^{-1}$.

Для вариантов Кипина (3) и Петрова (4) параметры a и α оказываются разными. Для варианта Петрова как оптимальные установлены значения $a \approx 2$, $\alpha \approx 1$, т. е. функция G подправляется в области малых времен в сторону увеличения выхода энергии. Это согласуется с утверждением работы [5] о том, что экспериментальные данные по выходу энергии при малых временах могут содержать коэффициент, равный 2. Для варианта Кипина как оптимальные установлены значения $a \approx 0,51$, $\alpha \approx 0,0015$, т. е. корректировка затрагивает область времен ~ 100 с, к тому же она уменьшает выход энергии при малых временах по сравнению с экспериментальными данными и поэтому носит формальный характер.

В варианте интервальной коррекции (избранное количество интервалов n с совмещенными границами, сформированное на интервале реализации энергопуска) используются корректирующие множители $F_{i\text{кор}}(t)$ ($i = 1, 2, \dots, n$) к итоговому решению для совокупной мощности дозы, определяемые в форме

$$F_{i\text{кор}}(t) = 1 + a_i \exp(-\alpha_i t). \quad (6)$$

Для каждого сформированного интервала i обеспечивается изменение t от 0 до конечного в интервале значения.

При внешне формально математическом подходе к организации интервальной коррекции ее успешное использование (см. далее по тексту) позволяет говорить о целесообразности поиска вариантов описания спада активности запаздывающего γ -излучения в форме, аналогичной описанию выхода запаздывающих нейтронов деления (см., например, [5]).

Экспериментальная апробация расчетного формализма

Для организации сравнения результатов расчетного и экспериментального поведения совокупной мощности дозы в СГИ в процессе реализации энергопуска реактора были осуществлены два типизированных энергопуска:

– в форме ПЛАТО с периодом выхода на стационарную мощность ~ 40 с, длительностью стационарного уровня ~ 2400 с, энерговыделением $6,74 \cdot 10^{17}$ дел. АЗ (полная поглощенная доза для воздуха – 382,6 Гр);

– в форме импульса на запаздывающих нейтронах до выхода на пик мощности; период разгона 106,3 с, эффективная длительность (от начала регистрации на уровне $\sim 1 \cdot 10^{12}$ дел. АЗ/с до сброса мощности на уровне $\sim 1,3 \cdot 10^{15}$ дел. АЗ/с) ~ 830 с, энерговыделение $2,35 \cdot 10^{17}$ дел. АЗ (полная поглощенная доза для воздуха – 133,9 Гр).

Расчет совокупной мощности дозы по Кипину в базовом варианте (без коррекции) проводился с использованием численного алгоритма, ориентированного на представление $G(t)$ в форме (3); сквозная коррекция – с использованием соотношения (5) при фиксированных

параметрах $a = 0,51$, $\alpha = 0,0015$ для обоих реализованных энергопусков; интервальная коррекция – с использованием соотношения (6) с различными выборками интервалов и интервальных параметров a_n , α_n в зависимости от формы реализуемого энергопуска.

Расчет совокупной мощности дозы по Петрову в базовом варианте (без коррекции) проводился с использованием численного алгоритма, ориентированного на представление $G(t)$ в форме (4); сквозная коррекция – с использованием соотношения (5) при фиксированных параметрах $a = 1,95$, $\alpha = 1$ для обоих реализованных энергопусков; интервальная коррекция – с использованием соотношения (6) для 5 различающихся длительностью и параметрами a_i , α_i интервальных выборок в зависимости от формы реализуемого энергопуска.

В качестве экспериментальных данных использовались результаты измерения токового отклика вакуумно-эмиссионного детектора γ -излучения типа ВЭД-2-03 [8], предварительно откалиброванного в поле СГИ в интегральном варианте калибровки (методически обоснованное сравнение заряда ВЭД на момент реализации аттестационного значения поглощенной дозы в энергопуске ПЛАТО длительностью ~ 1200 с). Для регистрации тока ВЭД использовался компьютеризированный измерительный тракт с электрометрическим усилителем малых токов согласно [1].

Сравнительное изменение во времени мощности реактора и тока детектора γ -излучения ВЭД в энергопуске формы ПЛАТО иллюстрирует рис. 2. Для наглядности сравнения графические отображения мощности реактора и тока ВЭД нормированы из условия равенства среднего на интервале 10 с (10 отдельно измеренных величин при дискретизации регистрационного цикла

1 с) до сброса мощности числу 1,0. В целом такая нормировка достаточно корректна, но при этом следует иметь в виду, что расчетные оценки для модельных представлений энергопуска в режиме ПЛАТО длительностью 5400 с обозначили рост мощности совокупной дозы на интервале от 1400 до 5400 с по модели Кипина (3) в форме $0,860 + 0,018 \ln t$ ($\sim 1,4\%$ на интервале t от 2400 до 5400 с), а по модели Петрова (4) в форме $0,772 + 0,029 \ln t$ ($\sim 2,3\%$ на том же интервале t).

Из рис. 2 следует, что после выхода реактора на стационарный уровень мощности достаточно длительное время (сотни секунд) имеет место значимое отклонение тока ВЭД (иначе, мощности совокупной дозы) от квазистационарного уровня. В формате сравнения рис. 2 отклонение в 1% достигается только через ~ 1800 с после выхода реактора на плато мощности.

Сравнительное изменение во времени мощности реактора и тока детектора γ -излучения ВЭД в импульсе на запаздывающих нейтронах (энергопуск в режиме ИЗН) иллюстрирует рис. 3. Нормировка графических отображений осуществлена из условия приравнивания интегралов мощности реактора и тока ВЭД на интервале их регистрации числу 1,0. Из рис. 3 следует подобие форм изменения мощности реактора и тока ВЭД (иначе, мощности совокупной дозы) на активном участке развития ИЗН при их существенном расхождении (в пользу мощности дозы) после сброса мощности реактора.

Вариативность соотношений расчетной и экспериментальной мощностей доз для различных вариантов расчета на основе базовых формализмов Кипина (3) и Петрова (4) в энергопусках ПЛАТО и ИЗН иллюстрируют рис. 4–7.

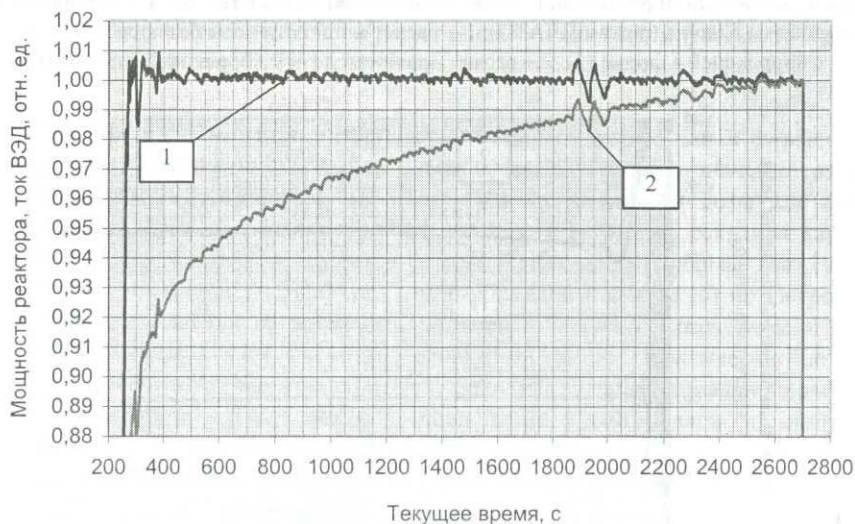


Рис. 2. Сравнительное изменение во времени мощности реактора и тока детектора γ -излучения ВЭД в энергопуске формы ПЛАТО: 1 – мощность реактора, 2 – ток ВЭД

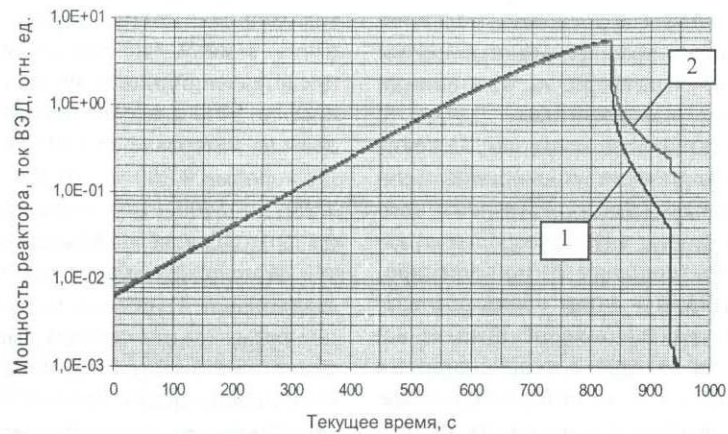


Рис. 3. Сравнительное изменение во времени мощности реактора и тока детектора γ -излучения ВЭД в импульсе на запаздывающих нейтронах: 1 – мощность реактора, 2 – ток ВЭД

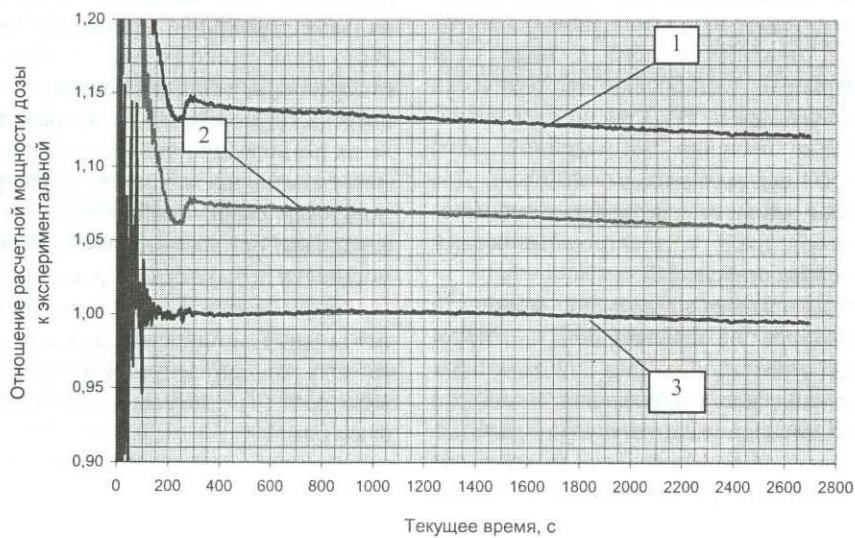


Рис. 4. Вариативность соотношений расчетной и экспериментальной мощностей доз для различных вариантов расчета на основе базового формализма Кипина (режим ПЛАТО): 1 – расчет мощности дозы без коррекции, 2 – расчет мощности дозы с коррекцией в форме (5), 3 – расчет мощности дозы с коррекцией в форме (6)

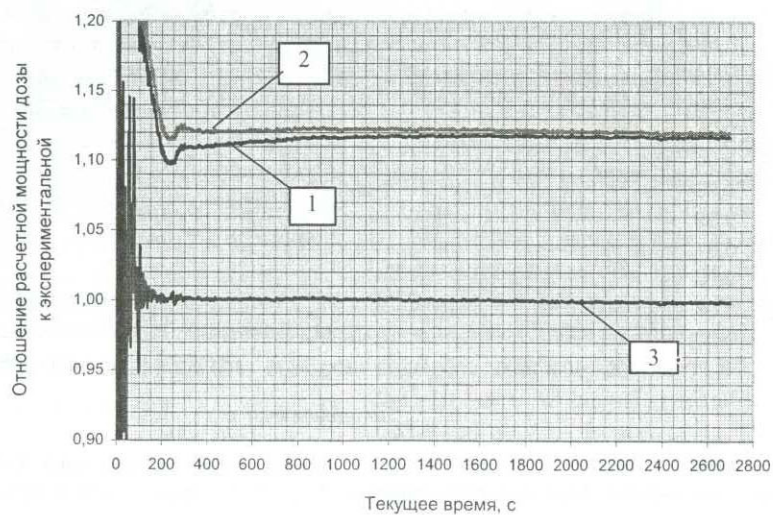


Рис. 5. Вариативность соотношений расчетной и экспериментальной мощностей доз для различных вариантов расчета на основе базового формализма Петрова (режим ПЛАТО): 1 – расчет мощности дозы без коррекции, 2 – расчет мощности дозы с коррекцией в форме (5), 3 – расчет мощности дозы с коррекцией в форме (6)

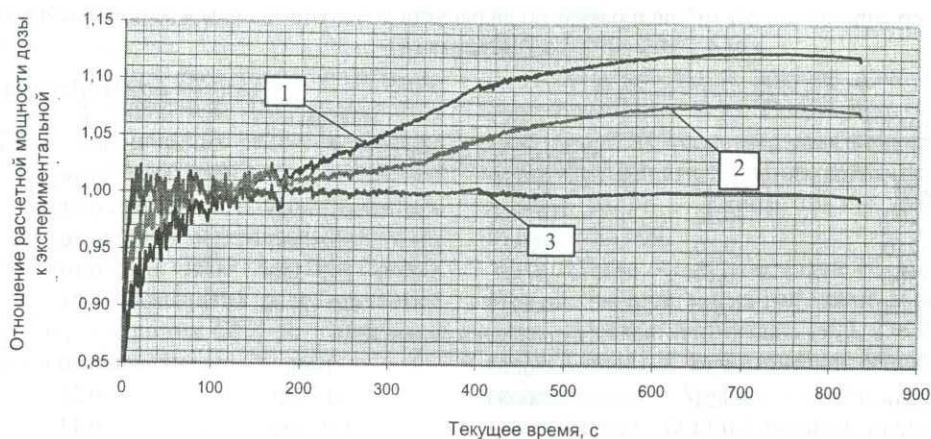


Рис. 6. Вариативность соотношений расчетной и экспериментальной мощностей доз для различных вариантов расчета на основе базового формализма Кипина (режим ИЗН): 1 – расчет мощности дозы без коррекции, 2 – расчет мощности дозы с коррекцией в форме (5), 3 – расчет мощности дозы с коррекцией в форме (6)

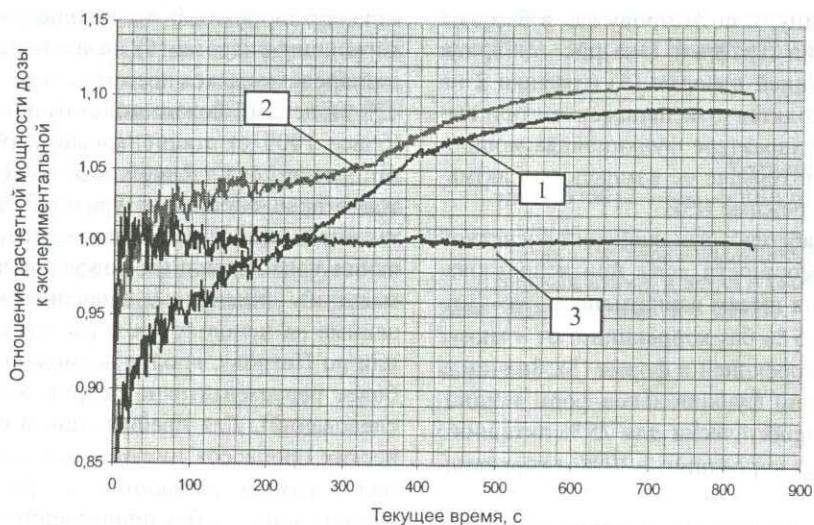


Рис. 7. Вариативность соотношений расчетной и экспериментальной мощностей доз для различных вариантов расчета на основе базового формализма Петрова (режим ИЗН): 1 – расчет мощности дозы без коррекции, 2 – расчет мощности дозы с коррекцией в форме (5), 3 – расчет мощности дозы с коррекцией в форме (6)

В таблицу сведены использованные при интервальной коррекции итоговых результатов базовых расчетов параметры a и α с указанием интервала их применения t .

Расчеты по Кипину и по Петрову даже в базовых вариантах без коррекции (графики 1 на рис. 4, 5) вполне удовлетворительно отображают изменение во времени (форму функционала) мощности дозы при выраженном стационарном характере (неизменности во времени) функционала мощности реактора практически с момента выхода реактора на плато мощности (см. рис. 2). Имеющее место монотонное изменение отношения расчетных и экспериментальных величин не превышает 2,5 % для базового расчета по Кипину и 1 % по Петрову. Абсолютные значения расчетной мощности (масштаб функционала) заметно превышают соответствующие экспериментальные. При расчете по Кипину расхождение составляет в среднем 13,4 %, при расчете по Петрову – 11,4 %.

Введение коррекции в форме (5) уменьшает расхождение абсолютных значений расчетной и экспериментальной мощности дозы для формализма Кипина (до 6,8 % в среднем), сохраняя характер монотонного спада функционала формы (на 1,8 %). Для расчетов с коррекцией в форме (5) по Петрову расхождение абсолютных значений расчетной и экспериментальной мощности дозы практически не меняется (12,2 % в среднем), но принципиально значительно улучшается совпадение функционалов формы (имеет место совпадение практически с выхода реактора на плато мощности на уровне 0,4 %). Полученный результат позволяет рассматривать формализм расчетов по Петрову как более приоритетный при расчетном анализе энергопусков реактора в режиме ПЛАТО в плане отображения мощности дозы в рабочем пространстве СГИ.

Параметры интервальной корректировки результатов расчета совокупной дозы в базовых форматах Кипина (3) и Петрова (4)

i	Базовый формат Кипина (3)			Базовый формат Петрова (4)		
	Интервал t, с	a	α, c^{-1}	Интервал t, с	a	α, c^{-1}
Энергопуск в форме ПЛАТО						
1	1-100	-0,38	0,005	1-100	-0,38	0,005
2	101-200	-0,32	0,002	101-200	-0,32	0,002
3	201-250	-0,10	0,002	201-250	-0,10	0,002
4	251-300	+0,10	0,002	251-300	+0,10	0,002
5	301-2700	-0,015	0,0015	301-2700	+0,01	0,002
Энергопуск в форме ИЗН						
1	1-60	+0,39	0,0063	1-60	+0,40	0,0063
2	61-180	+0,21	0,0033	61-180	+0,21	0,0033
3	181-280	+0,14	0,0033	181-280	+0,14	0,0033
4	281-360	+0,12	0,004	281-360	+0,12	0,004
5	361-834	+0,045	0,01	361-834	+0,045	0,01

Расчеты и по Кипину, и по Петрову как в базовых вариантах без коррекции (графики 1 на рис. 6, 7), так и в вариантах с коррекцией в форме (5) (графики 2 на рис. 6, 7) значительно расходятся с экспериментом при выраженном динамичном характере функционала мощности реактора на всем интервале ее изменения в активной фазе энергопуска в режиме ИЗН.

Для расхождения абсолютных значений расчетной и экспериментальной мощности дозы при использовании формализма Кипина имеем вариативность от ~ минус 10 % до ~ плюс 11,5 % без коррекции и от ~ минус 7 % до ~ плюс 7 % с коррекцией в форме (5). Значимая вариативность отношений функционалов форм мощности дозы имеет место практически для 75 % активного участка ИЗН (~ 20 % без коррекции, ~ 12 % с коррекцией в форме (5)).

Для расхождения абсолютных значений расчетной и экспериментальной мощности дозы при использовании формализма Петрова имеем вариативность от ~ минус 10 % до ~ плюс 10 % без коррекции и от ~ минус 2 % до ~ плюс 11 % с коррекцией в форме (5). Значимая вариативность отношений функционалов форм мощности дозы имеет место практически для 75 % активного участка ИЗН (~ 20 % без коррекции, ~ 12 % с коррекцией в форме (5)).

Использование коррекции в форме (6) позволяет обеспечить практически полное совпадение результатов расчета и эксперимента во всех рассмотренных ситуациях (с исходными данными по Кипину и по Петрову; в вариантах энергопусков ПЛАТО и ИЗН). Графики 3 на рис. 4-7 показывают уровень математического согласования. Данные таблицы показывают практическую одинаковость интервальных параметров для коррекции исходных данных по Кипину и по Петрову в пределах однотипного энергопуска. Достигнутый результат показывает возможность математического сведения расчетного и экспериментального функционалов мощности дозы в энергопуске любой конфигурации по форме и масштабу при наличии экспериментально установленных нормалей (ток ВЭД, поглощенная доза в интер-

вале нормировки). В отсутствие таковых использование коррекции в форме (6) на настоящем этапе исследований представляется невозможным.

В целом, можно констатировать, что длительные (более 1000 с) стационарные формы реализации поля мощности поглощенной дозы в СГИ могут быть достаточно прецизионно (на уровне 2 % и менее) отображены имеющимися расчетными средствами при использовании фиксированных коэффициентов нормировки по масштабу (численные значения которых, ориентированные на использование расчетных версий по Кипину или по Петрову, вполне возможно установить в рамках более репрезентативной серии экспериментальных исследований). Для прецизионного отображения динамических процессов имеющегося константного обеспечения в рамках разработанных расчетных версий явно недостаточно, и без привлечения нормализующих экспериментальных данных проведение расчетов мощности дозы в СГИ при работе реактора в режиме ИЗН пока не имеет практической перспективы.

Заключение

Комплексное использование специализированного источника γ -излучения на базе реактора БР-К1, вакуумно-эмиссионного детектора γ -излучения типа ВЭД-2-03 и численного алгоритма позволило изучить и проанализировать прецизионные особенности формирования поля мощности поглощенной дозы в СГИ в различных вариантах осуществления энергопусков реактора в интересах задачи организации калибровок различных детекторов мощности γ -излучения на реакторе БР-К1 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ».

В целом, можно констатировать, что в условиях длительного (более 1000 с) энергопуска реактора в режиме ПЛАТО (преимущественно на стационарном уровне мощности с короткими интервалами выхода и ухода со стационара) практически осуществимо прецизионное расчетное отображение формы функционала мощности поглощенной дозы и имеется практическая

перспектива выработки рекомендаций по его количественному масштабированию.

Выявленные особенности расчетного и экспериментального облика функционала мощности дозы γ -излучения в СГИ в динамических режимах реализации энергопуска реактора показывают наличие значимых расхождений между расчетом и экспериментом, препятствующих эффективному использованию энергопусков реактора в режиме ИЗН для калибровки γ -детекторов прикладного назначения с привлечением только паспортных характеристик СГИ до усовершенствования расчетного обеспечения.

Список литературы

1. Кошелев А. А., Хоружий В. Х., Майорников В. С. и др. Методические аспекты определения мощности γ -дозы в полях излучений импульсных ядерных реакторов ВНИИЭФ // VIII Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов (г. Саров, 16–19 октября 2007). – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2008, с. 315–322.

2. 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. Справоч-

ник / Под ред. В. Д. Севастьянова. – Менделеево: ВНИИФТРИ, 2007, 654 с.

3. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов (г. Саров, 14–20 октября 2002). – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2003, с. 100–104.

4. Абагян А. А., Гасников Н. К., Дубинин А. А. и др. Вторичное гамма-излучение в радиационной защите. – Москва: Атомиздат, 1973, 176 с.

5. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – Москва: Атомиздат, 1967, 428 с.

6. Петров Ю. И. Гамма-излучение осколков U^{235} и Pu^{239} // Атомная энергия, 1959, т. 7, вып. 2, с. 168–171.

7. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов. – Москва: Наука, 1967, 500 с.

8. Чуляев С. В., Грудский М. Я., Артемьев В. А. Вторично-эмиссионные детекторы ионизирующих излучений. – Москва: Энергоатомиздат, 1995, 368 с.

Контактная информация –

Хоружий Валентин Харлампиевич

тел.: (83130) 2-74-92, e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 20.12.2008.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, с. 28–35.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНОЙ ЗАЩИТНОЙ КОНСТРУКЦИИ ДЛЯ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ, СОДЕРЖАЩИХ ДЕЛЯЩИЕСЯ ЭЛЕМЕНТЫ

М. В. Аленина, В. П. Колотов

Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского РАН
119991, Россия, ГСП-1, Москва, В-334, ул. Косыгина, 19

Л. И. Иванов

Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН

Предложена многослойная конструкция контейнера для хранения/транспортировки радиоактивных отходов, которая имеет следующее строение: наружный корпус и внутренняя вкладка изготавливаются из чугуна (или стали), а между ними находятся слои бора и полиэтилена. Проведена оценка ослабления нейтронов предлагаемой конструкцией как с использованием метода сечений выведения, так и с помощью анализа динамики уменьшения плотности потока нейтронов при прохождении слоев различных веществ. Коэффициент ослабления нейтронов спектра деления составляет не менее 10^4 .

MODELING OF A MULTILAYER SHIELDING CONSTRUCTION FOR STORAGE/TRANSPORTATION OF RADIOACTIVE WASTES CONTAINING FISSION ELEMENTS / M. V. ALENINA, V. P. KOLOTOV, L. I. IVANOV // A multilayer construction of container for storage/transportation of radioactive wastes has been suggested. The construction consists of body and internal enclosure both made from cast iron (or steel). The space between body and enclosure is filled by layers of polyethylene and boron. Estimation of neutron flux attenuation by means both method of removal cross-sections and analysis of dynamics of flux density decreasing while passing of different materials layers has been carried out. The coefficient of neutron attenuation is no less than 10^4 .

Введение

В результате производства оружейных ядерных материалов, работы атомных электростанций, деятельности предприятий ядерного топливного цикла, эксплуатации атомных подводных лодок, надводных кораблей и судов с ядерными энергетическими установками на территории Российской Федерации накоплено значительное количество радиоактивных отходов и отработавшего ядерного топлива, обращение с которыми и их утилизация представляют серьезную задачу.

Актуальные задачи ядерной и радиационной безопасности сформулированы в федеральной целевой программе «Ядерная и радиационная безопасность России» (2000–2006 годы) [1], которая состоит из ряда подпрограмм. Подпрограмма «Обращение с радиоактивными отходами и отработавшими ядерными материалами, их утилизация и захоронение» является одной из центральных. Программа направлена на развитие научных основ и новых способов утилизации отработавшего ядерного топлива, включая инкорпорирование концентрированных отходов в подходящие матрицы (такие, как стекло и стеклокерамические композиции, граниты, бентонитовая глина [2] и др.), а также развитие технологии их дальнейшего долговременного и безопасного

хранения. Отсюда очевидна актуальность темы по разработке новых эффективных моделей защитных конструкций (контейнеров, упаковок и т. п.) для безопасной транспортировки и/или долговременного хранения радиоактивных отходов. При проектировании таких контейнеров приходится учитывать разнонаправленные требования. Так, например, для защиты от источников рентгеновского и γ -излучений эффективны материалы, основу которых составляют элементы с большой атомной массой: свинец, барий, железо и др. [3, 4]. С другой стороны, для защиты от нейтронов деления используют элементы малой массы или элементы с высоким сечением поглощения нейтронов (для тепловых нейтронов это кадмий или бор). Если позволяет объем и нет конструктивных затруднений, самой дешевой и удобной защитой от γ -излучения и нейтронов служит обычная вода [4]. Композиционные материалы на основе ударопрочного полистирола, наполненного высокодисперсным органоматериалом свинца, предложено применять для защиты от высокоэнергетического γ -излучения и нейтронов [5].

Имея в виду необходимость сочетания противоречивых требований к защитным конструкциям универсального назначения для транспортировки или хранения радиоактивных отходов, в ряде случаев предложено

использовать многослойные контейнеры. К примеру, на Первоуральском заводе горного оборудования была изготовлена опытная партия контейнеров для отработанного ядерного топлива. Контейнер состоит из камнебетона и металлической оболочки [6]. Тем не менее проблема поиска эффективных комбинаций разных материалов при моделировании защитной конструкции остается открытой.

1. Методы оценки ослабления нейтронов при прохождении вещества

Оценка эффективности защиты той или иной конструкции опирается на соответствующие расчеты. Для расчета защиты от нейтронов обычно используют следующие методы:

- метод сечений выведения;
- метод моментов;
- метод сферических гармоник.

Последние два метода подразумевают проведение достаточно сложных численных расчетов, требующих использования специальных компьютерных программ. В данной работе был использован более простой в применении метод сечений выведения [7, 8].

Смысл метода состоит в том, что слой исследуемого вещества помещается в однородную водородсодержащую среду (например, воду) вблизи источника (рис. 1). За источником возможно размещение нескольких слоев различных материалов. Тогда закон ослабления нейтронов спектра деления многослойным набором различных материалов можно представить в виде уравнения

$$D = D_0 e^{-\sum_{i=1}^m (\Sigma_{\text{выв}_i} t_i)}, \quad (1)$$

где D – доза нейтронов на расстоянии z от источника; D_0 – доза от нейтронов в чистой водородсодержащей среде (например, воде) толщиной $(z - \sum t_i)$ без набора материалов; m – число слоев различных материалов; $\Sigma_{\text{выв}_i}$ – сечение выведения i -го материала, см^{-1} ; t_i – толщина слоя i -го материала, см.

Сечения выведения нейтронов деления для различных химических элементов можно найти в справочнике [8], а сечения выведения для многоэлементных материалов рассчитывали по формуле

$$\Sigma_{\text{выв}} = \frac{\rho}{100} \sum_{i=1}^n (\Sigma_{\text{выв}_i} \eta_i); \quad (2)$$

ρ – плотность многоэлементного материала; n – число химических элементов в материале; $\Sigma_{\text{выв}_i}$ – сечение выведения ($\text{см}^2/\text{г}$) i -го элемента; η_i – содержание (вес. %) i -го элемента.

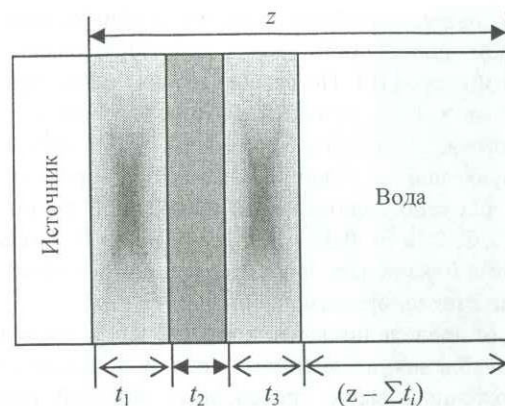


Рис. 1. Модель защиты: t_i – толщина слоя вещества; z – расстояние от источника до детектора (или до точки определения значения дозы от нейтронов)

Имея в виду, что ослабление узкого коллимированного пучка нейтронов слоем вещества происходит по экспоненциальному закону [9], можно записать как

$$\phi = \phi_0 \exp(-N\sigma x), \quad (3)$$

где ϕ и ϕ_0 – плотность потока нейтронов до и после прохождения ими слоя вещества толщиной x ; N – число ядер в 1 см^3 вещества; σ – суммарное атомное эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами, представляющее собой сумму сечений всех возможных видов взаимодействия (упругого и неупругого рассеяния, радиационного захвата). $N = (\rho N_A)/A$, где ρ – плотность вещества, $\text{г}/\text{см}^3$; A – атомный вес; $N_A = 6,03 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро, атомов/моль.

Таким образом, в данной работе оценка ослабления нейтронов защитой была проведена как с помощью метода сечений выведения, так и с использованием анализа динамики уменьшения плотности потока нейтронов при прохождении слоев различных веществ.

2. Многослойные конструкции контейнеров

2.1. Чугун–боросодержащий материал–чугун

На первом этапе нашей работы была предложена многослойная модель контейнера для отработанного ядерного топлива, которая в основном предназначена для защиты от нейтронов деления. Контейнер представляет собой конструкцию, состоящую из двух коробов разного размера, изготовленных из чугуна (или железа) и помещенных друг в друга. Между коробами размещен слой боросодержащего материала (бор или оксид бора). Чугун и бор доступны и сравнительно недороги. Бор – стабилен, термостоек и неядовит. Предложено использовать высокопрочный чугун с шаровидным графитом. Такой чугун имеет более высокие механические свойства (по сравнению с чугунами, где графит в процессе кристаллизации принимает пластинчатую форму), не уступающие литой углеродистой стали, сохраняя при

этом хорошие литейные свойства и обрабатываемость резанием, способность гасить вибрацию, высокую износостойкость [10]. По сравнению со сталью чугун обладает на 8–10 % меньшей плотностью, что позволяет снизить массу изделия. Кроме того, чугун превосходит обычную сталь по своей устойчивости к коррозии.

В расчетах использовали следующий состав чугуна: 3 % С, 2 % Si, 0,3 % Mn, 0,1 % S, 0,1 % P и железо (баланс). В качестве боросодержащего материала взят бор или стеклообразный оксид бора (B_2O_3).

Для проведения качественной оценки эффективности ослабления нейтронного поля при использовании предложенных выше трехслойных моделей («сэндвичей») примем, что доза нейтронов на расстоянии $(z - \Sigma t_i)$ от источника при отсутствии многослойного набора материалов равна единице (т. е. $D_0 = 1$). Результаты расчетов приведены на рис. 2, 3. Из приведенных данных видно, что кривая, характеризующая изменение дозы нейтронов от толщины боросодержащего слоя, для трехслойной модели Fe–B–Fe расположена ниже зависимости, рассчитанной для «сэндвича» состава чугун– B_2O_3 –чугун. В то же время при равной толщине слоев металла ($t_{Fe} = t_{чугун}$) и одинаковой толщине боросодержащего слоя значения дозы нейтронов за пределами защитной конструкции имеют одинаковый порядок, при этом не важно, какой боросодержащий материал выбирается (бор или оксид бора). На рис. 4 представлено изменение дозы нейтронов в зависимости от толщины защитного материала. Видно, что для уменьшения дозы нейтронов в 10 раз от первоначального значения необходимо иметь защитный слой из рассмотренных материалов толщиной 20 см (40 см в случае оксида бора), а для уменьшения дозы нейтронов в 100 раз толщина защитного слоя из железа или чугуна должна быть не менее 30 см, а бора или кадмия – около 40 см.

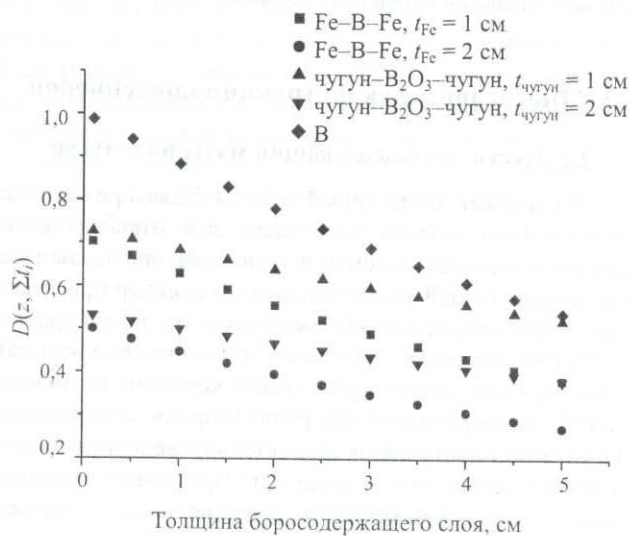


Рис. 2. Трехслойный «сэндвич»: железо–бор–железо и чугун–оксид бора–чугун. Слой железа $t_1 = t_3 = 1, 2$ см; слой чугуна $t_1 = t_3 = 1, 2$ см

Анализ литературы показывает, что очень часто в качестве радиационно-защитных материалов используют тяжелый бетон [11, 12]. Нами проведена качественная оценка ослабления нейтронов обычным бетоном (рис. 4). В расчетах использовалось сечение выведения для бетонных блоков ($0,08 \text{ см}^{-1}$). Как видно, бетон не имеет заметных преимуществ перед предлагаемыми защитными «сэндвичами»: Fe–B–Fe и чугун– B_2O_3 –чугун.

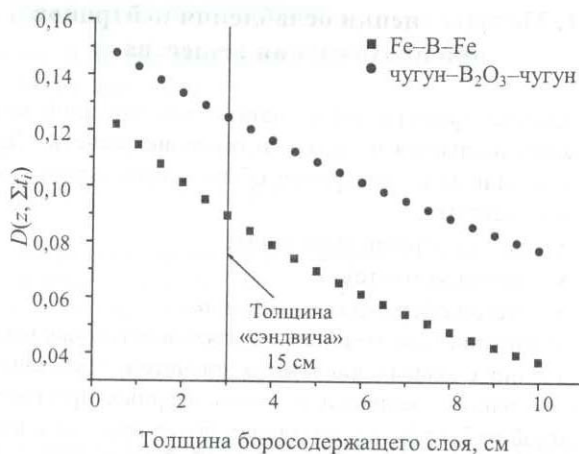


Рис. 3. Трехслойный «сэндвич»: железо–бор–железо с толщиной слоя железа $t_1 = 8$ см, $t_3 = 4$ см; чугун–оксид бора–чугун с толщиной слоя чугуна $t_1 = 8$ см, $t_3 = 4$ см

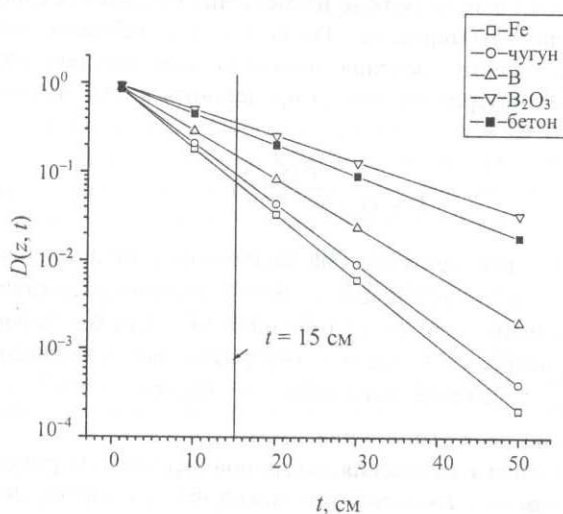


Рис. 4. Изменение дозы нейтронов $D(z, t)$ в зависимости от толщины защитного материала t

Увеличение толщины защитного материала может привести к увеличению веса разрабатываемого контейнера. Очевидно, рост толщины стенок контейнера не может быть бесконечным, так как это приведет к конструкции неприемлемо больших размеров. Толщина стенок контейнера для хранения радиоактивных отходов средней и низкой активности [11], выпускаемого на ОАО «345 механический завод», составляет 15 см (га-

баритные размеры контейнера: $1650 \times 1650 \times 1375$ мм). Примем это значение и для многослойной модели, рассматриваемой в нашем случае. Результаты расчета показывают (см. рис. 3, 4), что «сэндвичи» состава Fe-B-Fe и чугун-B₂O₃-чугун в 3 раза эффективнее ослабляют нейтроны спектра деления, чем слой бетона.

Для оценки ослабления коллимированного пучка нейтронов многослойной защитой по уравнению (3) примем плотность потока нейтронов, падающих на поверхность защитного материала, равным единице. Нами были рассчитаны интегральные сечения ядерных реакций для спектра деления с помощью программы АСТИВА [13]. Подставив полученные данные в формулу (3), построили зависимости изменения плотности потока нейтронов при прохождении слоев из железа, чугуна, бора и оксида бора (рис. 5). Как видно, железо и чугун показывают одинаковую динамику спада плотности потока нейтронов, которая практически не зависит от толщины защиты (в интервале от 0,1 до 8 см). Поэтому при сборке «сэндвича» толщина слоев из железа или чугуна может быть задана минимально возможной (для обеспечения достаточной жесткости конструкции), в то время как слой бора выбирается максимально большим. Так, например, для «сэндвича» состава Fe-B-Fe толщина бора в 9 см обеспечивает уменьшение плотности потока нейтронов в 100 раз (рис. 6). Такой результат объясняется тем, что в области энергий $\sim 10^4$ – 10^5 эВ (максимум на энергетическом спектре нейтронов деления) значения дифференциальных сечений ядерных реакций, протекающих в боре, заметно выше соответствующих значений сечений на железе. В спектре деления преобладают, в основном, быстрые нейтроны. Если их замедлить до тепловых энергий ($\sim 0,025$ эВ), то эффективность поглощения нейтронов слоем бора значительно возрастет из-за резкого увеличения сечения реакции ($n, n\alpha$) в этой области. В результате можно значительно уменьшить толщину слоя боросодержащего материала.

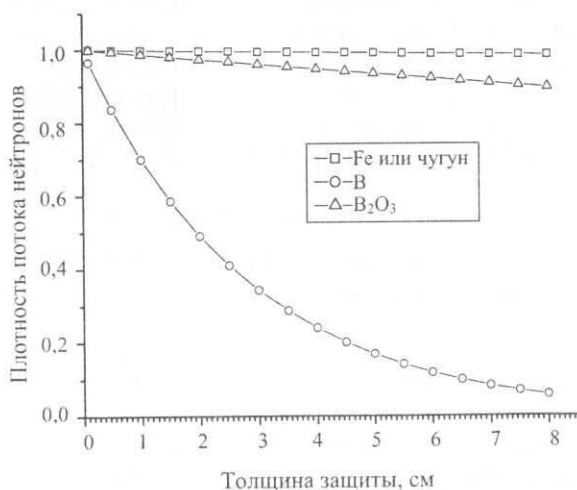


Рис. 5. Изменение плотности потока нейтронов от толщины защитного материала

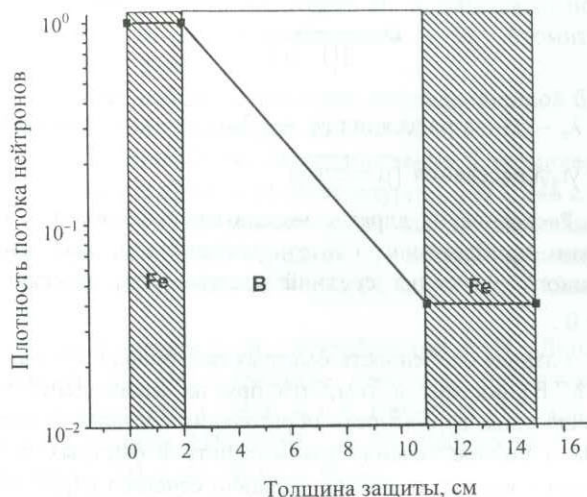


Рис. 6. Трехслойный «сэндвич»: железо-бор-железо с толщиной слоя железа $t_1 = 2$ см, $t_3 = 4$ см и слоем бора $t_2 = 9$ см

2.2. Железо-полиэтилен-боросодержащий материал-железо

Для замедления нейтронов спектра деления предложено ввести между слоями железа и бора дополнительный слой вещества, например, полиэтилена — $(\text{CH}_2)_n$. Для оценки толщины полиэтилена, необходимой для термализации нейтронов, можно использовать уравнение [14] (если сечение рассеяния среды слабо зависит от энергии нейтронов)

$$L_s^2 = \frac{D}{\xi \Sigma_s} u_T, \quad (4)$$

где D — коэффициент диффузии нейтронов; $\xi \Sigma_s$ — замедляющая способность вещества; $u_T = 18,2$ — логарифмическая энергия или летаргия (в области тепловых нейтронов принимает постоянное значение).

Замедляющая способность химических соединений является аддитивной функцией элементов

$$\xi \Sigma_s = \xi_1 \Sigma_{s,1} + \xi_2 \Sigma_{s,2} + \dots + \xi_n \Sigma_{s,n}. \quad (5)$$

Индексы $i = 1, 2, \dots, n$ соответствуют различным химическим элементам, входящим в состав вещества; $\xi_i \Sigma_{s,i}$ — их замедляющие способности; ξ — параметр замедления; Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния.

Макроскопическое сечение рассеяния рассчитывали по следующему уравнению:

$$\Sigma_s = \sigma_s N, \quad (6)$$

где σ_s — микроскопическое сечение рассеяния; N — число ядер в 1 см^3 вещества.

Коэффициент диффузии нейтронов можно определить по формуле

$$D = \frac{\lambda_s}{3(1-\bar{\mu})}, \quad (7)$$

где λ_s – длина рассеяния ($\lambda_s = 1/\Sigma_s$); $\bar{\mu}$ – средний косинус угла рассеяния ($\bar{\mu} = \overline{\cos\theta}$).

Рассеяние на ядрах с массовыми числами $A > 10$ можно приближенно считать изотропным. Для изотропного рассеяния средний косинус угла рассеяния $\bar{\mu} = 0$.

Главная особенность быстрых нейтронов (100 кэВ – 14 МэВ) состоит в том, что при их взаимодействии с веществом вероятность образования составного ядра мала и полное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами σ_t примерно равно сечению рассеяния σ_s [15], которое равно сумме сечений упругого σ_{el} и неупругого рассеяния σ_{nel}

$$\sigma_t \approx \sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_{nel}. \quad (8)$$

С учетом этого для определения макроскопического сечения рассеяния нейтронов использованы зависимости по полному сечению взаимодействия нейтронов с ядрами водорода и углерода от энергии нейтронов [16]. Полученные нами расчетные значения макроскопического сечения рассеяния нейтронов в полиэтилене для энергий нейтронов 4 МэВ и 14 МэВ совпадают с данными, приведенными в литературе [17, 18]. Опираясь на результаты расчетов макроскопических сечений и $N_H = 7,9$ ядро/(м·барн), $N_C = 4$ ядро/(м·барн), а также на табличные данные по параметру замедления ($\xi_H = 1$ и $\xi_C = 0,158$), замедляющая способность полиэтилена для энергий нейтронов 4 МэВ составила $0,17 \text{ см}^{-1}$. Рассчитанное значение коэффициента диффузии быстрых нейтронов ($E_n = 4$ МэВ) в полиэтилене составило 1,8 см. Таким образом, для термализации нейтронов с энергией 4 МэВ достаточно слоя полиэтилена толщиной 14 см.

Согласно теории диффузии тепловых нейтронов [19], в случае «плоской задачи» распределение нейтронов в среде описывается экспоненциальным законом. Плотность нейтронов убывает с увеличением слоя материала

$$n = n_0 e^{-x/L}, \quad (9)$$

где n_0 – плотность нейтронов до слоя материала; x – толщина слоя, см; L – «диффузионная длина» тепловых нейтронов, см.

Для оценки по формуле (9) изменения плотности тепловых нейтронов в зависимости от толщины защиты, примем $n_0 = 1$. Ввиду отсутствия данных о длине диффузии тепловых нейтронов в чугуне и оксиде бора, было решено рассмотреть распределение нейтронов в боре, железе, бетоне и углероде. Данные по длинам диффузии тепловых нейтронов в этих материалах взяты из справочника [20]. Результаты расчета плотности тепловых нейтронов в зависимости от толщины защитного материала приведены в таблице. Из таблицы видно, что

бор, как и ожидалось, показывает наилучшую динамику спада плотности тепловых нейтронов. Примерно одинаковую эффективность показывает защита из бетона или углерода толщиной до 1 см. С увеличением толщины защитного слоя бетон более предпочтителен, чем углерод. Плотность тепловых нейтронов при прохождении трехслойной защиты состава Fe–B–Fe, где толщина каждого слоя равна 1 см, уменьшается на пять порядков (рис. 7).

Изменение плотности тепловых нейтронов в зависимости от толщины защитного материала

Толщина слоя защитного материала, см	Плотность тепловых нейтронов после защитного материала			
	углерод	бор	железо	бетон
0,1	0,998	$4,0 \cdot 10^{-1}$	0,92	0,99
0,5	0,990	$1,1 \cdot 10^{-2}$	0,67	0,95
1	0,981	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,46	0,91
5	0,912	$1,8 \cdot 10^{-20}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	0,62
10	0,832	0	$3,8 \cdot 10^{-4}$	0,38
15	0,759	0	$7,4 \cdot 10^{-6}$	0,23
20	0,692	0	$1,5 \cdot 10^{-7}$	0,14
30	0,576	0	$5,5 \cdot 10^{-11}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$
40	0,479	0	$2,1 \cdot 10^{-14}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$
50	0,398	0	$8 \cdot 10^{-18}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$
60	0,331	0	0	$3 \cdot 10^{-3}$

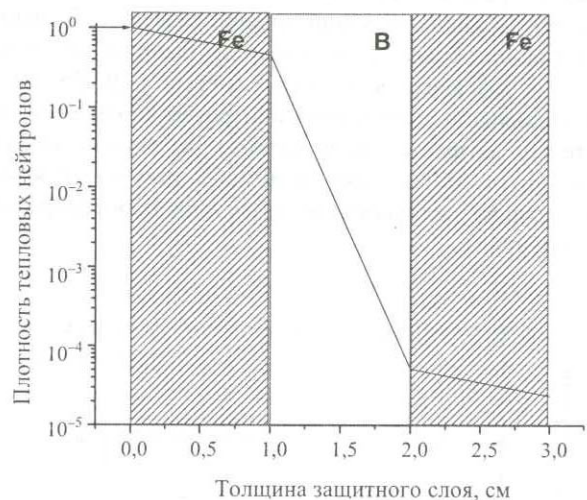


Рис. 7. Трехслойный «сэндвич», железо–бор–железо, с толщиной слоя железа $t_1 = t_3 = 1$ см и слоем бора $t_2 = 1$ см

Выполненные расчеты корректны для других материалов на основе железа (например, стали и чугуна) при содержании в них железа $> 90\%$. Таким образом, модель контейнера для хранения/транспортировки радиоактивных отходов может представлять собой следующую многослойную конструкцию: снаружи это оболочка из чугуна (или стали), далее следуют слои бора и полиэтилена, а внутренняя вкладка также изготовлена из чугуна. Толщина слоев из чугуна (стали) определяет-

ся прочностными требованиями, предъявляемыми к готовым изделиям, а также скоростью коррозии при хранении в определенных условиях. Слой полиэтилена должен составлять 11–14 см для обеспечения термализации нейтронов спектра деления. Возможна замена полиэтилена на графит. В этом случае для замедления нейтронов понадобится слой графита толщиной ≥ 18 см, что в итоге приведет к увеличению толщины стенок контейнера примерно в 1,5 раза. Слой бора в один сантиметр достаточно, чтобы уменьшить поток тепловых нейтронов на четыре порядка. Слой бора может быть заменен оксидом бора. Хотя такая замена несколько ухудшает защитные свойства разрабатываемой конструкции (сечение поглощения тепловых нейтронов в B_2O_3 в 4 раза меньше, чем в боре).

Список литературы

1. Федеральная целевая программа «Ядерная и радиационная безопасность России» на 2000–2006 годы. <http://www.minatom.ru/News/Main/view?id=4323>
2. Саенко С. Ю. Капсулирование отработанного ядерного топлива в защитные стеклокерамические формы: технологический подход и оценка применения // Тезисы Международной конференции «Обращение с отработанным ядерным топливом». – Киев, 19–20 сентября, 2000.
3. Павленко В. И., Орехов К. А., Шевцов И. П. Модифицирование барий- и железосодержащих материалов для получения радиационно-защитных композитов // Труды IX Межнационального совещания «Радиационная физика твердого тела» (Украина, Севастополь, 28 июня – 3 июля 1999 г.). – М.: НИИ ПМТ при МГИЭМ (ТУ), 1999, с. 957–959.
4. Джекобс А., Клайн Д., Ремик Ф. Основы ядерной науки и реакторы. – М.: Госатомиздат, 1962, 280 с.
5. Павленко В. И., Епифановский И. С., Маракин О. А., Шевцов И. П. Воздействие высокоэнергетического гамма-излучения на полимерные радиационно-защитные композиционные материалы // Перспективные материалы, 1999, № 5, с. 37–40.
6. Первоуральский завод горного оборудования. Контейнер для отработанного ядерного топлива. http://www.pzgo.ru/p_ra.html
7. Синицын Б. И., Цыпин С. Г. Применение эмпирических констант для расчета защиты // Атомная энергия, 1962, т. 12, вып. 4, с. 306–314.
8. Кимель Л. Р., Машкович В. П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. – М.: Атомиздат, 1972, изд. 2, 312 с.
9. Козлов В. Ф. Справочник по радиационной безопасности. – М.: Атомиздат, 1977, с. 384.
10. Лахтин Ю. М. Металловедение и термическая обработка металлов. – М.: Металлургия, 1993, 448 с.
11. ОАО «345 механический завод». Контейнеры для хранения РАО средней и низкой активности НЗК-150-1,5П и НЗК-150-1,5П(С). <http://www.345mz.ru/kont.html>
12. Павленко В. И., Ястребинский Р. Н., Липканский В. М. Моделирование процессов прохождения гамма-излучения в защитных контейнерах для радиоактивных отходов // Известия высших учебных заведений. Физика. 2003, т. 46, № 10, с. 93–95.
13. Иванов В. В., Колотов В. П., Атрашкевич В. В., Платов Ю. М. Программное обеспечение для расчета активации материалов при нейтронном облучении и некоторые аспекты его применения. Препринт ГЕОХИ № 134. – Москва, 1991, 33 с.
14. Левин В. Е. Ядерная физика и ядерные реакторы. – М.: Атомиздат, 1975, 284 с.
15. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968, 456 с.
16. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
17. Прилуцкий О., Родионов С. Дальность поражения при ядерном взрыве в космосе // Наука и всеобщая безопасность, 2003, т. 10, № 3, с. 5.
18. Василенко О. И., Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Селиверстова Ж. М., Шумаков А. В. Радиация. Учебное пособие. – М.: МГУ, 1996. Электронная версия пособия: http://nuclphys.npi.msu.ru/radiation/rad_3.htm
19. Прайс Б., Хортон К., Спинни К. Защита от ядерных излучений / Пер. с англ. / Под ред. С. Г. Цыпина. – М.: Изд-во иностран. лит-ры, 1959, 490 с.
20. Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций (справочник) / Под ред. Н. А. Сидорова, В. К. Князева. – М.: Сов. радио, 1976, 568 с.

Контактная информация – Алена
Маргарита Валерьевна,
e-mail: alentina@geokhi.ru, (495) 137-04-86

Статья поступила в редакцию 20.12.2008.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, с. 36–41.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕСЧАНО-ГЕЛЕВОГО МАТЕРИАЛА КАК СОРБЦИОННОГО ЭКРАНА НА ПУТИ МИГРАЦИИ РАДИОНУКЛИДОВ

В. И. Сергеев, Н. Н. Данченко, М. Л. Кулешова, Т. Г. Шимко,
З. П. Малашенко, Н. Ю. Степанова

Лаборатория охраны геологической среды (ЛОГС) геологического ф-та МГУ им. М. В. Ломоносова
119992, г. Москва, ГСП-2, Ленинские горы, МГУ

Выполнен комплекс исследований по оценке эффективности работы песчано-гелевого материала (песок, пропитанный алюмосиликатным гелем) в качестве сорбционного экрана на пути миграции радионуклидов. Актуальность оценки такого материала основана на широких возможностях его применения при создании как горизонтальных, так и вертикальных защитных экранов на объектах размещения промышленных отходов.

Ключевые слова: миграция радионуклидов, сорбционный экран, песчано-гелевый материал, модельные растворы.

EVALUATION OF SANDY-GEL MATERIAL EFFICIENCY AS AN ABSORBING BARRIER IN THE MIGRATION PATHWAYS OF NUCLIDES / V. I. SERGEEV, N. N. DANCHENKO, M. L. KULESHOVA, T. G. SHIMKO, Z. P. MALASHENKO, N. YU. STEPANOVA // A complex research was carried out to estimate the efficiency of sandy-gel material as an absorbing barrier in the migration pathways of nuclides. The current importance of such evaluation is based on its broad application for building horizontal and vertical protection barriers at industrial waste disposal areas.

Key words: migration of nuclides, absorbing barrier, sandy-gel material, prototype chemical solutions.

Введение

Одной из главных экологических проблем ядерной энергетики и атомной промышленности на нынешнем этапе их развития становится проблема безопасного обращения с накопленными радиоактивными отходами (РАО) [1]. РАО, образующиеся при эксплуатации реакторов различного типа, а также в процессе переработки отработанного ядерного топлива, являются источниками долговременной опасности для окружающей среды и человека. Следовательно, непременным условием обеспечения экологической безопасности функционирования атомной отрасли и охраны окружающей среды в местах депонирования РАО является эффективная изоляция хранилищ РАО и локализация возникших очагов радиоактивного загрязнения.

Накопленный мировой опыт, и прежде всего опыт России и США, показывает, что основные задачи по обеспечению экологической безопасности участка захоронения РАО должны решаться еще на стадии проектирования соответствующих объектов. Прежде всего необходим научно обоснованный выбор участка под объекты депонирования, а в случае отсутствия подходящего участка – создание современных защитных сооружений (экранов, завес и т. п.), исключающих отрицательное воздействие на природу [2, 3].

Для создания защитных экранов могут быть использованы как природные материалы (глины, суглин-

ки), так и синтетические (например, алюмосиликатные гели, широко применяемые в технической мелиорации грунтов в качестве противодиффузионных барьеров). Выбор оптимального материала для создания защитного экрана должен осуществляться на базе количественной оценки эффективности работы того или иного материала в качестве геохимического барьера. Оценка может быть произведена согласно методике [4], разработанной в Лаборатории охраны геологической среды (ЛОГС) геологического факультета МГУ им. Ломоносова. В ее основе лежит изучение процесса миграции потенциального загрязнителя в материале экрана, определение поглощающей способности материала по отношению к нему, с последующим математическим моделированием миграции и распространения загрязнителя в толще экрана во времени.

В идеале для изучения процесса миграции радиоактивных загрязнителей в тех или иных материалах в лабораторных экспериментах нужно использовать реальные промышленные отходы. Однако РАО могут сильно отличаться по своему составу и свойствам. В них может присутствовать целый спектр радиоактивных элементов, различных по своим химическим свойствам и поведению в окружающей среде: щелочной и образующий в основном растворимые соли цезий, типичный щелочноземельный стронций, редкоземельные и трансплутониевые элементы, элементы группы палладия и др. Макрокомпонентный фон и pH жидких

радиоактивных отходов (ЖРО) также могут сильно различаться [5]. Кроме того, работа с радиоактивными веществами требует создания специализированных рабочих мест, использования специального оборудования и контейнеров.

В этой связи для проведения необходимых лабораторных исследований, особенно предварительных, целесообразно использовать модельные растворы, где в качестве загрязнителей присутствуют их нерадиоактивные или малоактивные аналоги. С этой целью был проведен анализ литературных материалов по их химическим и геохимическим свойствам и дано обоснование выбора моделей.

Обоснование выбора модельных элементов для предварительных исследований

Основными дозообразующими радионуклидами в ЖРО средней и низкой активности являются относительно долгоживущие изотопы следующих элементов: цезия, стронция, редкоземельных (РЗЭ) и некоторое количество трансурановых элементов. Поскольку цезий, стронций и РЗЭ имеют стабильные изотопы, для модельных экспериментов можно использовать непосредственно эти элементы в виде стабильных изотопов. Трансурановые элементы не имеют стабильных изотопов, а малоактивные их изотопы труднодоступны. Поэтому необходимо выбрать подходящие неактивные или малоактивные элементы с аналогичными химическими свойствами.

Как известно, для большинства актинидов (включая трансурановые элементы) характерно наличие нескольких степеней окисления с различными гидролитическими свойствами [6]. Вследствие этого их поведение в геологической среде сильно зависит от степени окисления, в которой находится элемент [7-9]. В табл. 1 приведены возможные окислительные состояния актинидов, наиболее устойчивые из них выделены жирным шрифтом.

За исключением тория и протактиния, все актинидные элементы могут существовать в водных растворах в трехвалентном состоянии, хотя оно и не является предпочтительным в обычных условиях для элементов до америция. Устойчивое четырехвалентное состояние наблюдается у элементов от тория до плутония. Пятивалентное состояние надежно установлено для элементов от протактиния до америция, а шестивалентное — от урана до америция. Семивалентное состояние окисления обнаружено в некоторых соединениях нептуния и плутония только в щелочных растворах [6].

Согласно обширным литературным данным, Th(IV), U(VI), Np(V), Am(III) и Cm(III) являются основными формами существования этих элементов во многих жидкофазных системах [8, 10-12]. Окислительно-восстановительное состояние урана и нептуния в природной среде может изменяться в зависимости от условий. Но наиболее сложная ситуация наблюдается с плутонием, который может существовать одновременно

в нескольких степенях окисления в равновесии друг с другом в сравнимых концентрациях [8, 13, 14]. Согласно диаграмме, при значениях pH от 6,5 до 8,5 и E_h около 0,8 В, характерных для многих природных окислительных вод, наиболее устойчивыми окислительными состояниями плутония являются Pu(V) и Pu(VI). При pH 6-9 и E_h 0,2-0,6 В, типичных для окислительных вод, доминирующими формами будут Pu(IV) и Pu(V). В трехвалентном состоянии плутоний может существовать в кислых восстановительных растворах [15].

Таблица 1

Состояния окисления элементов первой половины ряда актинидов [6]*

Атомный номер	89	90	91	92	93	94	95	96
Элемент	Ac**	Th**	Pa**	U	Np	Pu	Am	Cm
Состояния окисления							(2)*	
	3*	(3)	3	3	3	3	3	3
		4	4	4	4	4	4	4
			5	5	5	5	5	5?*
				6	6	6	6	6?
					7	7?	7?	

* Жирным шрифтом выделены наиболее устойчивые степени окисления; в скобках указаны неустойчивые; напротив знака отмечены те состояния, существование которых достоверно не установлено.

** Данные элементы включены в таблицу, чтобы сохранить картину закономерного изменения свойств в ряду актинидов.

Таким образом, в естественных условиях интересующие нас трансурановые элементы могут присутствовать в водном растворе в четырех основных степенях окисления: III (Am, Cm), IV (Pu, иногда Np), V (Np, Pu) и VI (Pu).

Указанным степеням окисления актинидов соответствуют следующие типы ионов [6, 8]:



То есть ионы актинидов в различных состояниях окисления имеют по существу разные структуры и вследствие этого характеризуются различным химическим поведением. Ионы M^{3+} и M^{4+} , как и другие катионы с высоким зарядом, проявляют большую склонность к гидратации, гидролизу и полимеризации. В высших степенях окисления эффективный заряд простого иона уменьшается путем образования оксигенированных форм: MO_2^+ и MO_2^{2+} . Такие ионы очень ус-

тойчивы и принимают участие в огромном количестве химических превращений.

Для проведения безопасных экспериментальных работ в задачу наших исследований входил подбор неактивных химических соединений, которые смогут смоделировать поведение основных трансурановых элементов. Совершенно адекватной моделью их трехвалентного состояния являются соответствующие ионы редкоземельных элементов, имеющие близкие ионные радиусы, химические и физические характеристики [6, 15]. Многочисленными исследованиями показано, что соли редкоземельных элементов обладают структурами, изоморфными аналогичным соединениям актинидов, характеризуются сходным гидролитическим, комплексобразующим и сорбционным поведением [6, 10, 15, 16]. Например, плутоний (III) во многом подобен неодиму [6]. В литературе описано использование в качестве моделей трехвалентного состояния актинидов следующих редкоземельных элементов: Eu, Nd, Sm, Gd, Ce [16–19]. Однако церий неудобен тем, что легко окисляется до четырехвалентного состояния, соли европия, самария и гадолиния достаточно дороги. Поэтому мы остановили свой выбор на неодиме, как относительно недорогом и наиболее близком плутонию.

Четырехвалентное состояние трансурановых элементов, как правило, моделируют с помощью Th(IV) [20]. Данный элемент принадлежит к тому же семейству актинидов, существует преимущественно в четырехвалентном состоянии, а его природный изотоп малоактивен. Это позволяет использовать его в качестве удовлетворительной модели, вводя при необходимости поправки на его более низкую склонность к комплексобразованию и более высокую к гидролизу.

Прекрасной моделью шестивалентного состояния являются соли уранила $^{238}\text{UO}_2^{2+}$, очень близкие по своим свойствам соединениям плутонила (PuO_2^{2+}) и устойчивые в водной среде [6, 20]. Благодаря низкой активности ^{238}U поведение урана в неспециализированных лабораториях можно изучать на соединениях этого изотопа.

Наибольшие проблемы имеются в подборе неактивного аналога для пятивалентного состояния трансурановых элементов. Соединения урана (V) в данном случае не подходят, так как очень легко окисляются до урана (VI). Однако в литературе имеются указания на то, что структуру, аналогичную NpO_2^+ и PuO_2^+ , имеет ион пятивалентного ванадия VO_2^+ , наиболее устойчивый в кислых растворах, как и PuO_2^+ [9, 21]. В зависимости от состава и ионной силы раствора область его существования, так же, как и у Pu, может простираться до значений pH, характерных для природных условий. Еще одной чертой, сближающей VO_2^+ с PuO_2^+ , является

склонность к полимеризации. Следовательно, V(V) может служить подходящей моделью для пятивалентного состояния трансурановых элементов.

Таким образом, в составленный нами набор модельных элементов для предварительных исследований вошли Cs(I), Sr(II), Nd(III), Th(IV), U(VI) и V(V). Такой набор достаточно представительен с точки зрения их химического различия: валентностей (от I и до VI), ионных радиусов и разной склонности к образованию координационных связей.

Оценка поглощающей способности песчано-гелевого материала

Исследования проводились по разработанной в ЛОГС методике оценки эффективности работы геохимических барьеров [3, 4]. Эта методика позволяет на базе данных лабораторных экспериментов оценить миграционные параметры изучаемых элементов и, используя математическое моделирование процесса массопереноса, определить предельное время эксплуатации экрана при заданной техногенной нагрузке.

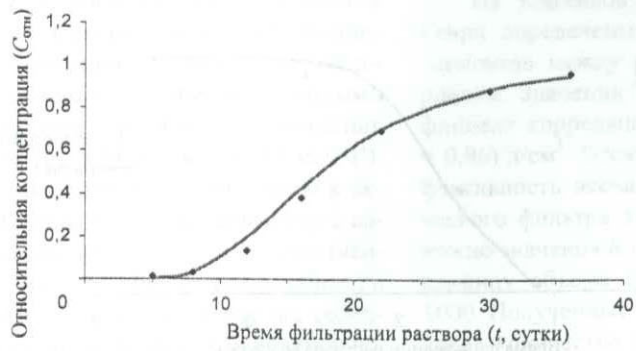
Процесс поглощения выбранных модельных элементов изучался на песчано-гелевом материале (песок, пропитанный алюмосиликатным гелем). Актуальность оценки такого материала основана на широких возможностях его применения при создании как горизонтальных, так и вертикальных экранов [22]. Кроме того, такой экран может иметь различные фильтрационные характеристики в зависимости от нарушенности или ненарушенности его структуры.

В лабораторных экспериментах использовались водные растворы солей со следующими концентрациями по элементам:

1. CsNO_3 – 78 мг/л (по Cs);
2. $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ – 112 мг/л (по Sr);
3. $\text{Nd}(\text{NO}_3)_3$ – 100 мг/л (по Nd);
4. NaVO_3 – 110 мг/л (по V);
5. $\text{UO}_2(\text{OAc})_2$ – 23,8 мг/л (по U);
6. $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$ – 96 мг/л (по Th).

Применение растворов с высоким содержанием модельных элементов определяется аналитическими возможностями традиционных физико-химических методов измерения концентраций.

Растворы фильтровались через опытные колонки с образцами песчано-гелевого материала, моделирующими экран. На выходе отбирались последовательные порции фильтрата, в которых определялось содержание элемента. По полученным значениям строились зависимости относительной концентрации от времени – «выходные кривые» (рис. 1).



а



б

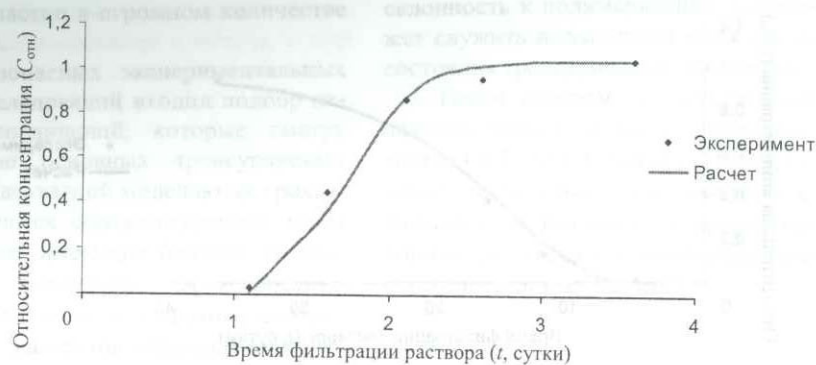


в



г

Рис. 1. «Выходные кривые» по Cs (а), Sr (б), Nd (в), V (г), U (д) и Th (е) на образце песчано-гелевого экрана.
Окончание рисунка см. на с. 46



Д



Е

Рис. 1. Окончание

Рис. 1,а–д (Sr, Cs, U, Nd, V) демонстрирует «выходные кривые», в целом характерные для сорбционных процессов. Различный вид кривых показывает, что динамика поглощения этих элементов сильно отличается, но механизмы в целом схожи. Поглощающая способность песчано-гелевого материала по отношению к ним также различна, что объясняется большим или меньшим сродством ионов этих элементов с матрицей геля. Полученные кривые являются информационной основой для расчета миграционных параметров элементов.

«Выходная кривая» по Th (рис. 1,е) показывает, что в исследуемых условиях его поглощение определяет не сорбция, а другие процессы. Это может быть связано с высокой склонностью Th к образованию гидроксо- и оксалатных комплексов (в свежеприготовленном щавелево-алюмосиликатном геле присутствует в достаточном количестве оксалат-ион, входящий в состав отвердителя, и среда высокощелочная). Точное объяснение полученных результатов требует более детальных исследований. Тем не менее около 85 % содержащегося в исходном растворе Th поглощается образцом в опытной колонке. Однако для расчета миграционных параметров Th, согласно выбранной модели, такая кривая не подходит. Поэтому для получения исходных данных для прогнозных расчетов был проведен еще один экс-

перимент – в статических условиях с материалом экрана нарушенной структуры. В результате этого эксперимента было установлено, что поглощающая способность песчано-гелевого материала по отношению к торию равна 4,5 мг/г, что является достаточно значительной величиной.

Математическая обработка приведенных выше «выходных кривых» позволила рассчитать поглощающую способность материала песчано-гелевого экрана по отношению к исследуемым элементам, значения которых приведены в табл. 2.

Таблица 2

Поглощающая способность материала песчано-гелевого экрана по отношению к исследуемым элементам

Загрязнитель	Поглощающая способность экрана, мг/см ³
Cs	1,94
Sr	3,1
Nd	1,96
V	0,45
U	2,7
Th	4,5*

* Величина определена по данным экспериментов в статическом режиме.

Как видно из табл. 2, поглощающая способность песчано-гелевого материала по отношению к большинству из исследуемых элементов составила значительную величину. Она соизмерима с ранее полученными данными по поглощающей способности глинистых грунтов в отношении Sr (от 0,34 мг/см³ до 10 мг/см³). Наименее эффективен такой экран по отношению к актинидам в степени окисления V (по эксперименту с ванадием). Но из литературы известно, что в естественных условиях не более 17 % от общего содержания Pu находится в этой степени окисления, общее же содержание Np в отходах вообще не велико. Следовательно, песчано-гелевый экран может служить не только противофильтрационным, но и сорбционным барьером на пути миграции радионуклидов.

Однако для определения целесообразности сооружения такого экрана в местах депонирования радиоактивных отходов необходимо оценить его эффективность при концентрациях, характерных для реальных отходов, т. е. в 10⁵–10⁶ раз меньших, чем в наших экспериментах.

Такая оценка была осуществлена для моделей наиболее экологически опасных продуктов деления – Cs и Sr. Изотопы ¹³⁷Cs и ⁹⁰Sr содержатся в большинстве ЖРО, достаточно долгоживущи и подвижны в окружающей среде. Кроме того, в нашей стране водоемы, в которых радиоактивность этих нуклидов в сотни раз превышает допустимую, имеют громадные объемы.

Для оценки эффективности песчано-гелевого материала при малых концентрациях исследовали поглощающую способность песчано-гелевого материала в статических условиях. Эксперименты проводились по известной методике [23]. Изотерма для Cs строилась по 10 точкам в области от 0,69 мг/л до 238 мг/л; для Sr – по 8 точкам в области исходных концентраций от 2,79 мг/л до 304 мг/л (рис. 2).

Из полученных изотерм определена величина предельной поглощающей способности песчано-гелевого материала в статических условиях: для Cs – 3,8 мг/г (6,47 мг/см³); для Sr – 2,65 мг/г (4,45 мг/см³). Эти данные выше ранее полученных значений (табл. 2), что объясняется более полным достижением сорбционного равновесия в статических условиях. Мерой эффективности материала-сорбента может служить коэффициент распределения сорбата между раствором и сорбентом, который легко определяется из линейной порции изотермы (область Генри).

Как известно, в области малых концентраций поглощаемое сорбентом количество ионов растворенного вещества линейно зависит от его концентрации в растворе (изотерма Генри) [24]

$$\Gamma_M = K_d [M^{n+}], \quad (1)$$

где Γ_M – удельная сорбция ионов металла, K_d – коэффициент распределения ионов металла между раствором и сорбентом, а $[M^{n+}]$ – равновесная концентрация ионов металла в растворе.

Из тангенсов углов наклона изотерм в области Генри определены коэффициенты распределения (K_d) элементов между раствором и песчано-гелевым материалом. Значения K_d составили: для Cs – 0,515 (коэффициент корреляции $r^2 = 0,99$), а для Sr – 0,902 ($r^2 = 0,96$) л/см³. Отсюда можно приблизительно оценить эффективность песчано-гелевого материала как геохимического фильтра для очистки таких вод. С этой целью нужно значения K_d пересчитать на эквивалентную литру единицу объема сорбента (1 дм³), т. е. умножить на 1000. Полученные таким образом значения показывают, какое количество объемов загрязненной воды теоретически способен очистить один объем сорбирующего материала.

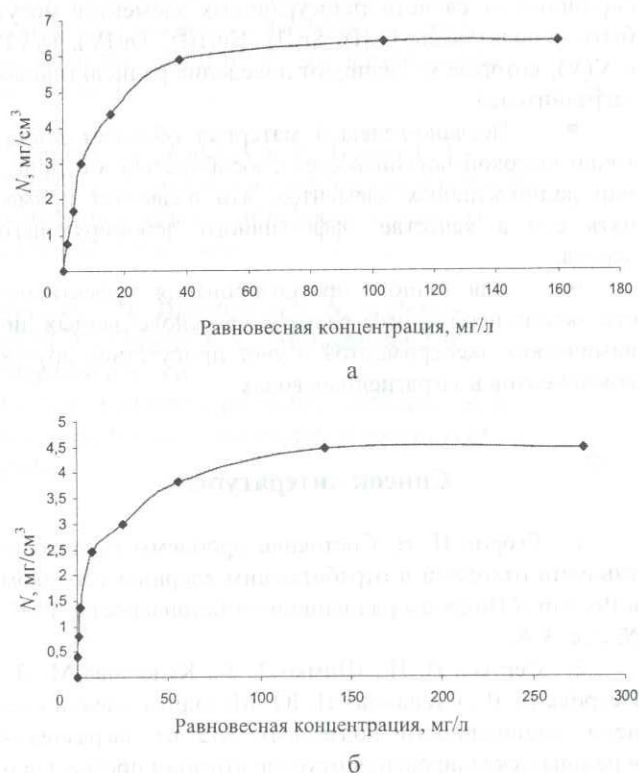


Рис. 2. Изотермы сорбции Cs (а) и Sr (б) на песчано-гелевом материале

Согласно полученным нами значениям K_d , 1 м³ песчано-гелевого материала при малых концентрациях может очистить 515 м³ вод, загрязненных Cs, или 902 м³ вод, загрязненных Sr. При совместном присутствии этих элементов эффективность очистки к отдельным компонентам будет меньше. Таким образом, если содержание радионуклидов Cs и Sr в водах выше допустимого не более чем в 500 раз, песчано-гелевый материал может оказаться эффективным для дезактивации таких вод. Однако для точного прогнозирования необходимы динамические расчеты, так как концентрация элемента в фильтрующейся жидкости на нижней границе экрана превысит допустимый уровень существенно раньше, чем будет исчерпана поглощающая способность экрана.

Есть и еще один фактор, снижающий эффективность сорбентов по отношению к Sr при переходе к реальным условиям: присутствие в водах стабильного стронция, а также близкого по свойствам кальция. Из-за конкурентной сорбции этих стабильных изотопов количество сорбированного ^{90}Sr значительно уменьшится. Так, проведенный нами эксперимент при концентрации Sr 0,6 мг/л в присутствии 200-кратного избытка Ca показал снижение поглощающей способности песчано-гелевого материала почти в 10 раз (с 0,09 до 0,013 мг/см³).

Выводы

■ При экспериментальных исследованиях сорбционных свойств трансурановых элементов могут быть использованы Cs(I), Sr(II), Nd(III), Th(IV), U(VI) и V(V), которые моделируют поведение радиоактивных загрязнителей.

■ Песчано-гелевый материал обладает достаточно высокой поглощающей способностью в отношении радиоактивных элементов, что позволяет применять его в качестве эффективного депонирующего экрана.

■ Для точного прогнозирования эффективности экрана необходимы расчеты на основе данных динамических экспериментов и учет присутствия других компонентов в загрязненных водах.

Список литературы

1. Егоров Н. Н. Состояние проблемы с радиоактивными отходами и отработавшим ядерным топливом в России // Вопросы радиационной безопасности, 1997, № 2, с. 3–8.
2. Сергеев В. И., Шимко Т. Г., Кулешова М. Л., Петрова Е. В., Степанова Н. Ю. Методика оценки степени защищенности подземных вод от загрязнения в районах складирования отходов атомной промышленности // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 1, с. 31–36.
3. Сергеев В. И., Данченко Н. Н., Степанова Н. Ю., Шимко Т. Г., Малашенко З. П. Способ защиты водных ресурсов от загрязнения в районах захоронения отходов атомной промышленности // Научные технологии, 2005, № 1, с. 57–64.
4. Пат. № 2337419. Способ защиты от загрязнения подземных вод в районе складирования и захоронения отходов, содержащих токсичные или радиоактивные вещества, и устройства для его реализации / В. И. Сергеев, Н. Ю. Степанова, Т. Г. Шимко, М. Л. Кулешова, З. П. Малашенко, Е. В. Петрова // Изобретения. Полезные знаки, 2008, № 30.
5. Чечеткин Ю. В., Грачев А. Ф. Обращение с радиоактивными отходами. – Самара: Самарский Дом печати, 2000. 248 с.
6. Кац Дж., Сиборг Г., Морсс Л. Химия актиноидов. – М.: Мир, 1999, т. 3, гл. 14.

7. Karalova Z. K., Lavrinovich E. A., Myasodov B. F. // J. Radioanal. Nucl. Chem., 1992, vol. 59, p. 259.
8. Чоппин Г. П., Бонд А. Х. // Ж. аналит. хим. 1996, т. 51, с. 1240.
9. Allard B., Kipatsi H., Lilyenzin J.O. // J. Inorg. Nucl., 1980, vol. 42, p. 1015.
10. Choppin G. R. // J. Less Common Met., 1986, vol. 126, p. 307.
11. Choppin G. R. // Radiochim. Acta, 1983, vol. 32, p. 43.
12. Nash K. L., Cleveland J. M., Rees T. F. // J. Environ. Radioact., 1988, vol. 7, p. 131.
13. Choppin G. R., Stout B. E. // Chem. Britain, 1991, p. 1126.
14. Choppin G. R., Bond A. H., Hromadka P. M. // J. Radioanal. Nucl. Chem., 1997, vol. 219, p. 203.
15. Choppin G. R., Allard B.: In Handbook on the Physics and Chemistry of the Actinides, A. M. Freeman and C. Keller (Eds.), North Holland Publishing, Amsterdam, 1984.
16. Choppin G. R., Rizkalla E. N.: In Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths. V. 18. Gachnider K. A., Eyring L., Choppin G. R. and Lander G. H., North Holland Publishing, Amsterdam, 1994, Chap. 128.
17. Xiangke W., Wenming D., Yingchun G., Changhui W., Zuyi T. // J. Radioanal. Nucl. Chem., 2001, vol. 250, p. 267.
18. Poinssot, C., Baeyens B., Bradbury M. H. (Waste Management Lab., Paul Scherrer Inst., Villigen CH-5232, Switz.). PSI-Ber., 99-06, p. 1–61, 1999. (Цит. По Chem. Abs.)
19. Matrin F., Ripert M. et al. // J. Nucl. Materials, 2003, vol. 312, p. 103.
20. Choppin G. R. // Radiochim. Acta, 1999, vol. 32, p. 43.
21. Химия водных растворов ванадия // Труды Института химии УО АН СССР, Екатеринбург, 1989, гл. 1.
22. Степанова Н. Ю., Сергеев В. И., Кулешова М. Л., Петрова Е. В., Кучеров В. В. Гель щавелево-алюмосиликатного раствора как геохимический барьер на пути миграции радиоактивных элементов // Материалы IV сессии школы-семинара «Промышленная безопасность и экология». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004, с. 365–373.
23. Защита подземных вод от загрязнения / Под ред. В. И. Сергеева. – МГУ, 1992, с. 31–47.
24. Фролов Ю. Г. Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы. – М.: Высшая школа, 1989, с. 135.

Контактная информация – Степанова Нонна Юрьевна,
тел.: (495)971-7106, e-mail: snonnay@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20.12.2008.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, с. 42–48.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

Колесов В. Ф., Воронцов С. В., Хоружий В. Х., Евдокимов В. В., Смоляков А. А. Импульсные реакторы из сплавов урана или непутия с центральными полостями диаметром 20–30 см	3
Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Влияние спектра гамма-квантов на величину поглощенной дозы в материалах различного элементного состава	17
Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Прецизионные особенности реализации поглощенной дозы от запаздывающих гамма-квантов в поле специализированного гамма-источника реактора БР-К1	28
Аленина М. В., Колотов В. П., Иванов Л. И. Моделирование многослойной защитной конструкции для радиоактивных отходов, содержащих делящиеся элементы	36
Сергеев В. И., Данченко Н. Н., Кулешова М. Л., Шимко Т. Г., Малашенко З. П., Степанова Н. Ю. Оценка эффективности песчано-гелевого материала как сорбционного экрана на пути миграции радионуклидов	42

Kolesov V. F., Vorontsov C. V., Khoruzhy V. Kh., Evdokimov V. V., Smolyakov A. A. Pulse reactors of uranium or neptunium alloys with central cavities 20–30 cm in diameter	3
Koshelev A. S., Khoruzhy V. Kh. Influence of the spectrum of gamma-quantums on size of the absorbed doze in materials of various element structure	17
Koshelev A. S., Khoruzhy V. Kh. Precision peculiarities of realization of the absorbed dose power from the delaying gamma quanta in the reactor БР-К1 specialized gamma source field.....	28
Alenina M. V., Kolotov V. P., Ivanov L. I. Modeling of a multilayer shielding construction for storage/transportation of radioactive wastes containing fission element	36
Sergeev V. I., Danchenko N. N., Kuleshova M. L., Shimko T. G., Malashenko Z. P., Stepanova N. Yu. Evaluation of sandy-gel material efficiency as an absorbing barrier in the migration pathways of nuclides	42

Редактор *Е. А. Мясоедова*. Корректор *Н. Ю. Костюничева*.
Компьютерная подготовка оригинала-макета *Н. А. Леитаева*

Подписано в печать 24.02.09. Формат 60 × 84/8.
Офсетн. печ. Усл. печ. л. ~ 6,2. Уч.-изд. л. ~ 7,3.
Тираж 200 экз. Зак. тип. 35-2008. 5 статей.

Отпечатано в ИПК ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, г. Саров Нижегородской области

Правила оформления статей

(уточненные в соответствии с требованиями ВАК 2008 г. – выделены п/ж шрифтом)

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом «Оригиналы авторские и текстовые издательские» (ОСТ 29.115–88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования:

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 шрифтом № 12 через 2 интервала. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); **ключевые слова – все вышеперечисленное на русском и английском языках**; текст; список литературы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться обязательно в виде электронной версии обычным шрифтом № 11 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры («...»).

3. Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных надписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α , β , γ , ϕ и т. д.) набираются прямо, а латинские (x , y , z , w и т. д.) – курсивом. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо. Формулы, включенные в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d , $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Таблицы печатаются в общем тексте после первой ссылки.

5. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть размечены и сразу расшифрованы. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении. Формулы выполняются в редакторе Equation 3.0 при невозможности набора на клавиатуре

(x_n^2 , y_m^n , \sqrt{x} , $\int_0^1 x$, $\frac{1}{y}$ и т. д.). Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры (x_3 , км^2

и т. д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. На обороте каждого рисунка указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначения верха и низа. Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 10. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подрисуночная подпись шрифтом № 10. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т. д. и расшифровывается.

В компьютерном виде рисунки представляются в отдельных файлах, выполненные в графических редакторах *Paint*, *PhotoShop*, *CorelDraw* в черно-белом цвете (фотографии в растровом формате *tif*, *dpi*-300). Рисунки в Word не вставлять кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в Word.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку арабскими цифрами в квадратных скобках. Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу. Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом «Библиографическая ссылка» (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы авторов (не менее трех первых), название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой ученой степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы авторов, название отчета, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста перед списком литературы указывается **контактная информация о всех авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail** и по желанию автора – домашний почтовый адрес.

**Вниманию читателей
научно-технического сборника
«Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов»!**

Редколлегия сборника «ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов» информирует авторов и читателей сборника об организации со II полугодия 2007 г. подписки на «ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов». Сборник включен в каталог «Издания органов научно-технической информации» Агентства «Роспечать» (индекс 66675, подписная цена 200 руб. за один экземпляр).

Напоминаем, что «ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов» по-прежнему издается в трех выпусках: «Физика и методы расчета ядерных реакторов», «Динамика и безопасность ядерных энергетических установок» и «Импульсные реакторы и простые критические сборки».

Призываем заинтересованных специалистов поддержать активной подпиской сборник «ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов».

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, 1-49