

621.039.5
В74

Б-ка 15828

ISSN 0205-4671

**РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”**

Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК 1–2

2003

621.0325

Б74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

И/Ф.

38373

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 1-2

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
Центральный научно-исследовательский институт
«КУРЧАТОВСКИЙ АТОМНЫЙ ИНСТИТУТ»

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

Москва - 2003

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор),
С.М. Зарицкий (зам. главного редактора),
В.Ф. Колесов, С.Д. Малкин, Т.П. Федосеева (отв. секретарь)

Редакционная коллегия выпуска:

В.Ф. Колесов (главный редактор), Е.В. Куличкова (отв. секретарь),
А.М. Воинов (зам. главного редактора), В.Г. Заграфов, М.И. Кувшинов.
С.А. Новиков, И.С. Погребов, В.М. Талызин, В.А. Терехин,
С.К. Штарев, В.И. Юфев

В серии «Физика ядерных реакторов» публикуются материалы по следующим вопросам:

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

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 критическихборок.

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

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

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 В ИНСТИТУТЕ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Э. П. Магда, В. П. Кошмяков, Ф. П. Крупин, Н. П. Кураков, В. А. Крыжановский,
Б. Г. Леваков, В. Н. Марков, И. С. Погребов, М. Г. Попов, А. А. Снопков,
В. Б. Таскин, В. И. Черашев

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

Дан краткий очерк начального периода истории создания импульсных ядерных реакторов в РФЯЦ-ВНИИТФ.

PULSE REACTORS IN THE INSTITUTE OF TECHNICAL PHYSICS / E. P. MAGDA, V. P. KOSHMYAKOV, F. P. KRUPIN, N. P. KURAKOV, V. A. KRYZHANOVSKI, B. G. LEVAKOV, V. N. MARKOV, I. S. POGREBOV, M. G. POPOV, A. A. SNOPOKOV, V. B. TASKIN, V. I. CHERASHEV // The paper gives a brief review of the initial period of pulse nuclear reactors creation in RFNC-VNIITF.

Работы по созданию импульсных ядерных реакторов (ИЯР) были начаты в РФЯЦ-ВНИИТФ в октябре 1960 года по предложению руководителя физического отделения института профессора, доктора физ.-мат. наук Юрия Ароновича Зысина. Было предложено разработать два типа ИЯР: с активной зоной (АЗ) из высокообогащенного металлического урана и с АЗ в виде раствора соли урана в обычной воде. Реактор с металлической АЗ получил название БАРС (быстрый атомный реактор самогасящийся). В дальнейшем этот тип реакторов постоянно совершенствовался, и была создана серия импульсных реакторов БАРС-1 – БАРС-6. В то же время Н. Н. Неводничий предложил разработать реактор на замороженном растворе. Предложение было принято, и будущий реактор получил название ЭЛИР (экспериментальный ледяной импульсный реактор). Этот вид реактора должен был иметь большее удельное энерговыделение по сравнению с обычным реактором на топливе в виде раствора, что вызвало к нему значительный интерес. Работы по созданию реактора БАРС-1 возглавил И. С. Погребов, а по созданию реактора ЭЛИР – Н. Н. Неводничий.

Проектированию реакторов предшествовали крит-массовые расчеты, расчеты по кинетике реакторов, по ядерной безопасности при изготовлении и работе с АЗ. На макетах отработывалась работоспособность механизмов реакторов и систем управления. В январе 1964 года реактор БАРС-1 был предъявлен комиссии по физическому пуску, а 28 апреля 1964 года был получен первый импульс делений в реакторе. Параметры БАРС-1 были близки к параметрам американских реакторов 2-го поколения [1, 2]. Детали АЗ были изготовлены из высокопрочного уран-молибденового сплава и имели термостойкое антикоррозионное покрытие.

Первые импульсы делений в нашем институте были получены в январе 1964 года на стенде для критических сборок (СКС) Ю. П. Миловановым и Л. Б. По-

рецьким. Для генерации импульсов использовалась сферическая сборка с полостью из урана-235 90 %-ного обогащения массой 48 кг и с отражателем из меди. Импульсы делений генерировались с мощности 1 Вт, и их параметры зависели от скорости ввода реактивности. Полученные импульсы имели энерговыделение за импульс $\sim 10^{16}$ дел. и полуширину ~ 200 мкс. Во время импульса можно было наблюдать с помощью системы зеркал, установленных в реакторном зале и коридоре, световые вспышки, возникавшие вокруг АЗ за счет ионизации воздуха. Эта сборка явилась моделью реакторов типа ЭБР. Реактор ЭБР-107 эксплуатировался начиная с 1965 года. В 1967 году реактор ЭБР-107 использовался для изучения прохождения нейтронного и гамма-излучения в приземном слое воздуха. Для этого реактор устанавливался на специальной подставке высотой 6 м. Пульт управления и операторы размещались в отдельном здании. Реактор работал на мощности ~ 1 кВт. Кроме исследований прохождения излучения в воздухе с помощью реактора проверялись защитные свойства имеющейся тогда бронетанковой техники. В дальнейшем был разработан работающий вне помещения специализированный реактор РУС. Он был введен в эксплуатацию в 1978 году.

Реактор ЭБР-200 был разработан Ю. Б. Миловановым и В. Н. Конновым. В 1976 году реактор был модернизирован и введен в эксплуатацию как реактор ЭБР-200М. Характерной особенностью реактора являлось наличие большой внутренней полости объемом ~ 6 л и медного отражателя толщиной 11 см. В дальнейшем реактор был еще раз модернизирован и с 1981 года используется для исследований по ядерной накачке лазеров. Реактор имеет сквозной горизонтальный канал диаметром 125 мм, где могут размещаться лазерные кюветы, и носит название ЭБР-Л [3].

Реактор ЭЛИР с растворной АЗ был введен в эксплуатацию в 1966 году. Исследования реактора с час-

тично (2/3) замороженной АЗ были выполнены позднее, в 1972 году. В результате исследований были подтверждены основные представления о процессах, происходящих в ледяной АЗ в момент импульса, и расчетные параметры импульса. Однако из-за трудностей в сборке однородной по объему ледяной АЗ и больших затрат времени на ее создание (намораживание приходилось проводить постепенно, небольшими слоями) в дальнейшем в этом режиме реактор не эксплуатировался.

В 1976 году Н. Н. Неводничим и А. И. Ткаченко был запущен более мощный растворный ИЯР ИГРИК [4]. Реактор имеет большую полость в АЗ для облучения исследуемых образцов и сегодня может работать в нескольких режимах: импульсном, квазиимпульсном, с варьированием длительности импульса от 2 мс до 0,1 с; последовательных импульсов, с интервалом между импульсами ≈ 1 с; статическом на мощности до 20 кВт. Реактор оснащен конверторами, позволяющими изменять спектральный состав нейтронного излучения и соотношение гамма- и нейтронной компонент в импульсе от 10 до 1000 раз.

В 1990 году введен в эксплуатацию ИЯР ЯГУАР [5]. Реактор был разработан под руководством Б. Г. Левакова. В этом реакторе за счет введения в корпус АЗ специальной вставки, позволяющей раствору расширяться не только вдоль оси, но и по радиусу, удалось существенно сократить длительность импульса — до 800 мкс. АЗ реактора имеет сквозной экспериментальный канал, что удобно для проведения экспериментов.

Особенностью растворных ИЯР РФЯЦ-ВНИИТФ является то, что раствор после генерации импульса сливается в ядерно-безопасные баллоны-хранилища, расположенные под полом за биологической защитой. Это улучшает безопасность проведения экспериментов и позволяет использовать для экспериментов выходящее во время импульса из АЗ гамма-нейтронное излучение.

ИЯР самогасящегося действия в основном используются для изучения действия импульсных полей гамма-нейтронного излучения на различные объекты. Поэтому основными параметрами, характеризующими качества ИЯР, являются флюенс и объем, в котором проводятся эксперименты. В однозонных ИЯР с металлической АЗ и длительностью импульса 50–100 мкс эти параметры практически исчерпаны. Однако очень часто возникает необходимость в однородном облучении протяженных и крупногабаритных объектов. Расширение возможностей ИЯР в этом направлении виделось в создании многозонных систем. Поэтому по предложению И. С. Погребова в 1974 году было начато создание двухзонных ИЯР БАРС-4 и БАРС-5 с АЗ из сплава высокообогащенного урана с молибденом и переменным расстоянием между АЗ. Работы были начаты с разработки моделей кинетики многозонных систем и постановки экспериментальных исследований с двумя импульсными ядерными реакторами ЭБР-200 и РУС. Эксперименты, выполненные нами в 1978 году, показали возможность создания двухзонных систем и определи-

ли основные принципы управления ими [6]. Результаты разработки моделей нашли свое отражение в работах [7, 8].

В процессе создания реакторов БАРС-4 и БАРС-5 [9], которое проводилось под руководством А. А. Снопкова, были решены основные вопросы по управлению связанными ИЯР, был предложен и внедрен безопасный метод генерирования импульса одновременно в двух АЗ с сильным внутренним источником нейтронов с помощью скоростных (до 300 β /с) регуляторов реактивности, разработано управление двухзонным реактором с помощью IBM на базе математической модели для двухкомпонентной системы. Реактор БАРС-4 введен в эксплуатацию в НИИ приборов в 1982 году, БАРС-5 — в РФЯЦ-ВНИИТФ в 1986 году и БАРС-6 — в ФЭИ в 1994 году.

За время эксплуатации ИЯР в РФЯЦ-ВНИИТФ были получены многие тысячи импульсов и проведены многочисленные пуски в статических режимах. При этом в среднем выдавался один импульс в смену. В настоящее время созданные в РФЯЦ-ВНИИТФ ИЯР БАРС-1, 2, 3, 4 и 6 эксплуатируются в других институтах Российской Федерации, в РФЯЦ-ВНИИТФ работают ИЯР БАРС-5, ИГРИК, ЯГУАР и ЭБР-Л. Характеристики реакторов, разработанных в Институте технической физики, приведены в табл. 1 и 2.

На ИЯР в основном исследовалось влияние мощных нейтронных и гамма- потоков на полупроводники (германий и кремний), полупроводниковые приборы, диэлектрики, промежутки, конденсаторы, электро- и радиоизделия, микросхемы. На основе экспериментальных данных были созданы модели поведения конкретных элементов радиоэлектронной аппаратуры в полях ионизирующего излучения, разработаны физические модели радиационно-наведенной электропроводности твердых диэлектриков и воздуха, создана теоретическая модель радиационно-наведенных потенциалов в структурах металл — диэлектрик и многое другое.

На растворных реакторах проводились разнообразные биологические исследования. В частности, изучалось воздействие больших доз радиации на живые организмы (крысы, кролики, собаки). Результаты исследований нашли свое отражение в клинической практике.

В последние годы ИЯР РФЯЦ-ВНИИТФ в основном используются для решения чисто научных и конверсионных задач. Это испытания макетов и топлива тепловыделяющих макетов ядерных электростанций при моделировании аварийных ситуаций. Работы проводятся на ИЯР ИГРИК, который с установленным в канале конвертором позволяет разогревать низкообогащенные образцы топлива до 5000 °С.

На реакторах БАРС-5 и ЭБР-Л ведутся исследования по лазерам с ядерной накачкой. Результаты исследований можно найти в обзорах [11–13].

Таким образом, к настоящему времени РФЯЦ-ВНИИТФ имеет самые современные ИЯР, которые широко используются для научных исследований.

Характеристики реакторов, разработанных в РФЯЦ-ВНИИТФ и снятых с эксплуатации

Параметр	Тип реактора						
	БАРС-1 [10]	БАРС-2 [10]	БАРС-3 [10]	ЭБР-107	ЭЛИР	ЭБР-200М	БАРС-4 [9]
Год ввода в эксплуатацию	1964	1969	1972	1965	1966	1976	1982
Масса или объем АЗ, кг, л	88,5	116	124	46	23	75	2·125
Размер АЗ, мм							
диаметр	185	210	230	183*	420	183*	227
высота	168	227	203		900		217
Размер экспериментального канала, мм							
диаметр	30	60	60	107	80	200	60
высота						180	
Число делений в импульсе	$7 \cdot 10^{16}$	$1,8 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{17}$	$2,5 \cdot 10^{16}$	$5,6 \cdot 10^{17}$	$1,8 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 2,3 \cdot 10^{17}$
Максимальная температура АЗ, °С	260	400	440	145	200	470	600
Флюенс нейтронов в экспериментальном канале	$5 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{14}$	$7 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$	$1,1 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$
Флюенс нейтронов у АЗ, $1/\text{см}^2$	$1 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$	$2,4 \cdot 10^{14}$		$1,6 \cdot 10^{14}$		$3 \cdot 10^{14}$
Мин. полуширина импульса, мкс	48	60	50	120	1600	50	50
Время жизни нейтронов в АЗ, с	10^{-8}	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$
Коэффициент гашения реактивности, абс. ед./дел. $\times 10^{20}$	4,6	1,8	1,2	5,6		3,0	1,5

* Размер отражателя из меди ~ 400 мм.

Таблица 2

Характеристики действующих в РФЯЦ-ВНИИТФ импульсных ядерных реакторов

Параметр	Тип реактора			
	ИГРИК [4]	ЭБР-Л [3]	БАРС-5 [9]	ЯГУАР
Год ввода в эксплуатацию	1976	1981	1986	1990
Масса или объем АЗ, кг, л	53	75,4	2·123	32
Размер АЗ, мм				
диаметр	610	183, две полусферы	227	380
высота	1100		217	400
Размер экспериментального канала, мм				
диаметр	310	125	60 (90)	120
высота	500	400	180	сквозной
Число делений в импульсе	$18 \cdot 10^{17}$	$1,5 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$	$9 \cdot 10^{16}$
Максимальная температура АЗ, °С	250	430	610	120
Флюенс нейтронов в экспериментальном канале	$2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$	$1,2 \cdot 10^{15}$
Флюенс нейтронов у АЗ, $1/\text{см}^2$	$2,5 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$
Мин. полуширина импульса, мкс	2300	60	40	800
Время жизни нейтронов в АЗ, с	$23 \cdot 10^{-6}$	$5(2,1) \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$4,7 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент гашения реактивности, абс. ед./дел.	-	$2,8(2,5) \cdot 10^{-20}$	$1,5 \cdot 10^{-20}$	-

Некоторые идеи, заложенные в наших ИЯР, являются весьма перспективными для будущего ИЯР. В частности, идея двухзонных (многозонных) ИЯР находит свое применение в разработке лазерных систем с накачкой от импульсных реакторов [14]. Идея свободного разлета раствора по нескольким направлениям (ЯГУАР), возможно, позволит создать растворный реактор с длительностью импульса делений, сравнимой с длительно-

стью импульса в реакторах с металлической АЗ. И наконец, растворные реакторы с большой полостью (ИГРИК), оснащенные различными конверторами для изменения спектра нейтронов и соотношения нейтронной и гамма-компонент при возможности вариации формы импульса делений и генерации нескольких последовательных импульсов, могут найти широкое применение для решения научных и прикладных задач.

Авторы выражают свою глубокую признательность научному руководителю института академику Е. Н. Аврорину, академику Б. В. Литвинову и профессору В. З. Нечаю за научное руководство и поддержку работ по развитию и становлению импульсных реакторов в институте. Также выражают свою благодарность всему коллективу реакторного отдела и физического отделения, отдавшему много сил разработке и эксплуатации ИЯР, и сожалеют о том, что не могут перечислить в кратком обзоре всех, кто участвовал в работах по созданию ИЯР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wood D. F., O'Brien D. D., Wimett T. F. In Proceeding's of the National Topical Meeting on Fast Burst Reactors held at the University of New Mexico. Albuquerque, January 28-30, 1969, p. 81.

2. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1976, с. 24.

3. Крыжановский В. А., Магда Э. П. – Труды конференции "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы. Проблемы лазеров с ядерной накачкой". Обнинск, 1992, т. 3, с. 136–145.

4. Кедров А. В., Ляпин П. С., Солонцов Л. Л. и др. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 4, с. 3–6.

5. Леваков Б. Г., Кураков Н. П., Горин Н. В. и др. – Труды конференции "Физика, безопасность и применение импульсных реакторов". Вашингтон, 1994, с. 67–71.

6. Магда Э. П. – Труды конференции "Физика, безопасность и применение импульсных реакторов". Вашингтон, 1994, с. 316–329.

7. Лукин А. В. – Атомная энергия, 1983, т. 54, вып. 2, с. 125–127.

8. Лукин А. В. – Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 3, с. 205–207.

9. Снопков А. А., Горин Н. В., Горновой Г. А. и др. – Труды конференции "Физика, безопасность и применение импульсных реакторов". Вашингтон, 1994, с. 300–315.

10. Горновой Г. А., Горин В. П., Кошмяков В. П. и др. Опыт эксплуатации быстрых импульсных ядерных реакторов БАРС-1, 2, 3 во ВНИИТФ. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 2, с. 3–12.

11. Снопков А. А., Черашев В. И., Литвин В. И. и др. – Труды конференции "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы. Проблемы лазеров с ядерной накачкой". Обнинск, 1992, т. 1, с. 144–156.

12. Magda E. P., Grebyonkin K. F., Kryzhanovsky V. A. In proceeding's of the International conference Laser'90. McLEAN, VA, 1991, p. 827–834.

13. Magda E. P. Laser and Particle Beams, 1993, vol. 11, № 3, p. 469–476.

14. Зродников А. В. – Труды конференции "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы. Проблемы лазеров с ядерной накачкой". Обнинск, 1992, т. 1, с. 122–143.

Статья поступила в редакцию 26.02.2003 г.

ОЦЕНКА КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РЕАКТОРА НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ С АКТИВНОЙ ЗОНОЙ ИЗ НАНОСТРУКТУРНОГО МАТЕРИАЛА

В. А. Артемьев

Государственное научное учреждение
"Научно-исследовательский институт технологии материалов",
140083, Московская обл., г. Лыткарино-3, а/я-14

Рассмотрена модель реактора на тепловых нейтронах, активная зона которого имеет замедлителем наноструктурный материал. Обсуждаются особенности кинетики нейтронов в активной зоне. Критические параметры такого реактора (критический размер и масса делящегося вещества) при низких температурах зависят от характерных размеров структурных единиц материала замедлителя и имеют существенно меньшие (в $10-10^2$ раз) величины по сравнению с критическими параметрами реактора с активной зоной из обычных сплошного или мелкодисперсного материалов. В диффузионном приближении вычислены относительные зависимости критических параметров от температуры замедлителя и приведены численные оценки величин.

ESTIMATION OF CRITICAL PARAMETERS FOR THERMAL REACTOR WITH ACTIVE ZONE MADE OF NANOSTRUCTURED MATERIALS / V. A. ARTEM'EV // Model of thermal reactor with active zone made of NanoStructured Materials (NSM) is presented. Characteristic features of neutron kinetics in active zone are discussed. Critical parameters of such thermal reactor (critical size and critical mass of fission material) at low temperatures depend of structure parameters of NSM-moderator and have significantly less (in $\sim 10-10^2$ times) quantities than of thermal reactor with active zone made of ordinary materials. Relative dependences of critical parameters as function of moderator temperature in diffusion approximation are evaluated.

В настоящее время обсуждаются проекты реакторов с топливом на основе микротвзлов – частиц двуокиси и дикарида урана диаметром 60–300 мкм, диспергированных в графитовой матрице [1]. В представленной работе рассматривается возможность использования наноструктурного материала в виде насыпного ультрадисперсного порошка с размером частиц ~ 10 нм в качестве материала активной зоны реактора на тепловых нейтронах. Тепловыми будем называть нейтроны, энергия которых в среднем не изменяется при движении в среде и равна энергии теплового движения атомов (молекул) замедлителя. Дополнительное эффективное когерентное рассеяние нейтронов частицами ультрадисперсного порошка, обусловленное сопоставимостью размеров частиц порошка и длины волны тепловых нейтронов, приводит к уменьшению коэффициента диффузии нейтронов и, как следствие, к уменьшению критического размера и массы делящегося вещества активной зоны по сравнению с критическими параметрами реактора из обычных сплошного (поликристаллического аморфного) или мелкодисперсного (характерный размер неоднородностей $10-10^2$ мкм) материалов.

УРАВНЕНИЕ ДИФФУЗИИ НЕЙТРОНОВ В НАНОСТРУКТУРНОМ МАТЕРИАЛЕ

Рассмотрим следующую модель. Материалом активной зоны является ультрадисперсный порошок –

монодисперсная однородная твердая смесь двух веществ: урана ^{235}U и углерода С, каждое из которых представлено в виде круглых частиц радиусом a . Концентрация ядер ^{235}U и С в объеме активной зоны будет: $\rho_U = \gamma(1-\alpha)n_U$ и $\rho_C = \gamma\alpha n_C$, где γ – доля общего объема активной зоны, занятого веществом ультрадисперсного порошка, $\gamma \leq 0,74$, значение $\gamma = 0,74$ соответствует плотной упаковке порошка [2] и используется далее в численных оценках; α – удельное количество ультрадисперсных частиц углерода, $(1-\alpha)$ – доля ультрадисперсных частиц урана; n_U и n_C – плотности ядер ^{235}U и С в веществе ультрадисперсных частиц. Ограничимся приближением моноэнергетического реактора. Основные качественные результаты работы будут справедливы и для более сложных процессов размножения и замедления нейтронов [3]. Плотность потока нейтронов $\varphi(\mathbf{r}, \Omega, t)$ в наноструктурном материале удовлетворяет уравнению переноса [4]:

$$\begin{aligned} v^{-1}(\partial\varphi/\partial t) = & -\Omega\nabla\varphi - \sum_l \varphi + \\ & + \int d\Omega' \varphi(\mathbf{r}, \Omega', t) \left[\sum_s^{(U)} W_s^{(U)}(\Omega' \rightarrow \Omega) + \right. \\ & + \sum_s^{(C)} W_s^{(C)}(\Omega' \rightarrow \Omega) + \sum_k^{(U)} W_k^{(U)}(\Omega' \rightarrow \Omega) + \\ & \left. + \sum_k^{(C)} W_k^{(C)}(\Omega' \rightarrow \Omega) \right] + q(\mathbf{r}, \Omega, t). \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь v и Ω – скорость и единичный вектор в направлении движения нейтрона; $\Sigma_t = \rho_U \sigma_c^{(U)} + \rho_C \sigma_c^{(C)} + \rho_U \sigma_s^{(U)} + \rho_C \sigma_s^{(C)} + N_0^{(U)} \sigma_k^{(U)} + N_0^{(C)} \sigma_k^{(C)}$; $\sigma_c^{(U)}$, $\sigma_c^{(C)}$, $\sigma_s^{(U)}$, $\sigma_s^{(C)}$ – сечения поглощения (c) и рассеяния (s) нейтрона ядрами ^{235}U и C соответственно; $N_0^{(U)} = (1-\alpha)N_0$, $N_0^{(C)} = \alpha N_0$, $N_0 = 3\gamma/4\pi a^3$ – количество ультрадисперсных частиц в единице объема активной зоны; $\sigma_k^{(U)}$ и $\sigma_k^{(C)}$ – сечения упругого когерентного рассеяния нейтронов на отдельных ультрадисперсных частицах из урана-235 и углерода соответственно; $\Sigma_s^{(U)} = \rho_U \sigma_s^{(U)}$, $\Sigma_s^{(C)} = \rho_C \sigma_s^{(C)}$, $\Sigma_k^{(U)} = N_0^{(U)} \sigma_k^{(U)}$, $\Sigma_k^{(C)} = N_0^{(C)} \sigma_k^{(C)}$, $W_s^{(U)}(\Omega' \rightarrow \Omega)$ и $W_s^{(C)}(\Omega' \rightarrow \Omega)$ – вероятности рассеяния нейтрона, двигавшегося до рассеяния в направлении Ω' , в элемент телесного угла $d\Omega$ около направления Ω на ядрах ^{235}U и C соответственно и аналогично $W_k^{(U)}(\Omega' \rightarrow \Omega)$ и $W_k^{(C)}(\Omega' \rightarrow \Omega)$ – вероятности когерентного рассеяния нейтрона на ультрадисперсных частицах из урана-235 и углерода соответственно; q – функция распределения внешнего источника нейтронов. Используя обычное разложение $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, t) = \Phi(\mathbf{r}, t)/4\pi + 3i(\mathbf{r}, t)\Omega/4\pi$, предполагая внешний источник нейтронов изотропным $q(\mathbf{r}, \Omega, t) = q(\mathbf{r}, t)/4\pi$, получим из выражения (1) уравнение диффузии нейтронов [3, 4] в наноструктурном материале

$$v^{-1}(\partial\Phi/\partial t) = D\Delta\Phi - \Sigma_c\Phi + q(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

Здесь $\Sigma_c = \Sigma_c^{(U)} + \Sigma_c^{(C)}$; $\Sigma_c^{(U)} = \rho_U \sigma_c^{(U)}$; $\Sigma_c^{(C)} = \rho_C \sigma_c^{(C)}$; $D = (3\Sigma_{tr})^{-1}$ – коэффициент диффузии нейтронов в наноструктурном материале. Транспортное макроскопическое сечение имеет вид

$$\begin{aligned} \Sigma_{tr} &= \Sigma_c + \Sigma_s^{(U)}(1-\mu^{(U)}) + \Sigma_s^{(C)}(1-\mu^{(C)}) + \\ &= \Sigma_k^{(U)}(1-\mu_k^{(U)}) + \Sigma_k^{(C)}(1-\mu_k^{(C)}), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\mu^{(U)}$ и $\mu^{(C)}$ – средние косинусы угла рассеяния нейтрона при одном столкновении с ядрами ^{235}U и C соответственно; $\mu_k^{(U)}$ и $\mu_k^{(C)}$ – средние косинусы угла рассеяния нейтрона при когерентном рассеянии на ультрадисперсных частицах из урана и углерода соответственно.

ВЫЧИСЛЕНИЕ Σ_{tr}

К моноэнергетическому случаю близок реактор на тепловых нейтронах, поэтому уравнение (2) с хорошей точностью описывает процессы распространения нейтронов в таком реакторе. В реакторе на тепловых ней-

тронах делящийся материал сильно разбавлен замедлителем [1, 3]: $(1-\alpha) \sim 10^{-5}-10^{-4}$. Сделаем оценки слагаемых в правой части формулы (3). Учитывая значения $\sigma_s^{(U)} = 14$ барн [5], $\sigma_s^{(C)} = 5,5$ барн [6], получаем $\Sigma_s^{(U)}/\Sigma_s^{(C)} - (1-\alpha) \ll 1$ и $\Sigma_k^{(U)}(1-\mu_k^{(U)})/\Sigma_k^{(C)}(1-\mu_k^{(C)}) \sim (1-\alpha) \ll 1$, поскольку $(1-\mu_k^{(U)}) = (-\mu_k^{(C)})$. Принимая во внимание $\sigma_c^{(U)} = 681$ барн [5], $\sigma_c^{(C)} = 0,003$ барн [6], получаем $\Sigma_c^{(U)}/\Sigma_c^{(C)} = (1-\alpha)n_U\sigma_c^{(U)}/\alpha n_C\sigma_c^{(C)} \sim -1$ и $\Sigma_c/\Sigma_s^{(C)} = (1-\mu^{(C)}) - \Sigma_s^{(U)}/\Sigma_s^{(C)} = (1-\alpha) \times n_U\sigma_c^{(U)}/\alpha n_C\sigma_s^{(C)} \sim 10^2(1-\alpha) \ll 1$ для $n_U = 4,80 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и плотности ядер углерода со структурой алмаза $n_C^{(\text{алм})} = 17,6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [2] или со структурой графита $n_C^{(\text{r})} = 8,37 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [5]. С учетом выполненных оценок вместо выражения (3) получим

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_s^{(C)}(1-\mu^{(C)}) + \Sigma_k^{(C)}(1-\mu_k^{(C)}). \quad (4)$$

Вычислим величины, входящие в формулу (4): $\Sigma_s^{(C)}(1-\mu^{(C)}) = \gamma\alpha n_C \sigma_s^{(C)}(1-2/3A)$, где $A = 12$ – атомное число углерода. $\Sigma_k^{(C)} = \alpha N_0 \sigma_k^{(C)}$; $\sigma_k^{(C)} = \int d\sigma_k^{(C)}$; $\mu_k^{(C)} = \int \cos\theta d\sigma_k^{(C)}/\sigma_k^{(C)}$, где θ – угол рассеяния нейтрона на ультрадисперсной частице углерода. Сечение когерентного рассеяния нейтрона на отдельной ультрадисперсной частице $d\sigma_k^{(C)}$ вычислим, используя эффективный потенциал $V(R) = \{V_0, \text{ при } R \leq a | 0, \text{ при } R > a\}$, где $V_0 = (2\pi\hbar^2/m)n_C b_k \sim 10^{-7}$ эВ; m – масса нейтрона; b_k – когерентная амплитуда рассеяния нейтрона на связанном ядре углерода [7]. Для характерных значений $\lambda \sim 0,1-1$ нм (длина волны нейтрона), $a \sim 1,5-10$ нм, $E \sim 10^{-3}-10^{-2}$ эВ (энергия нейтрона) выполняется $V_0 a/\hbar v \leq 10^{-3}$, поэтому в борновском приближении [8], учитывая $ka \gg 1$ для всех рассматриваемых случаев, получаем $\sigma_k^{(C)} = 2\pi k^{-2}(mV_0 a^2/\hbar^2)$; $(1-\mu_k^{(C)}) = [\ln(4ka) - 0,42](ka)^{-2}$, где $k = 2\pi/\lambda$. Эффективный угол однократного когерентного упругого рассеяния нейтрона на ультрадисперсной частице $\theta_1 = \langle \theta_k^2 \rangle^{1/2} = (\lambda/\pi a) \times [0,5 \ln(8\pi a/\lambda)]^{1/2} \sim \lambda/a$. Подставляя в формулу (4) вычисленные значения, получаем окончательно

$$\begin{aligned} \Sigma_{tr} &= \gamma\alpha n_C \sigma_s^{(C)}(1-2/3A) + \\ &+ (3/2)\pi\gamma\alpha a^{-1}k^{-4}(n_C)^2 \sigma_s^{(C)}[\ln(4ka) - 0,42]. \end{aligned} \quad (5)$$

Сечение рассеяния нейтрона на ультрадисперсной частице может быть разбито на два слагаемых:

$\sigma = \sigma_k + \sigma_{нк}$, где σ_k и $\sigma_{нк}$ – сечения когерентного и некогерентного рассеяния соответственно [6]. Сечение некогерентного рассеяния на ультрадисперсной частице определяется сечением когерентного (и некогерентного) рассеяния нейтрона на отдельных ядрах атомов вещества ультрадисперсной частицы. Это рассеяние описывается первым слагаемым в формулах (4) и (5). Именно учет рассеяния нейтронов на отдельных ядрах вещества используется при исследованиях и расчетах кинетических характеристик взаимодействия нейтронов с обычными сплошным или мелкодисперсным материалами и предсказаниях свойств новых вариантов реакторов [1, 3–5]. Сечение когерентного рассеяния нейтрона на ультрадисперсной частице описывается вторым слагаемым в формулах (4) и (5). Оно определяется когерентным рассеянием нейтрона всем множеством ядер ультрадисперсной частицы в область углов $\sim \lambda/a$. Для обычного материала размер неоднородностей вещества $L \sim 10\text{--}10^2$ мкм, поэтому угол рассеяния нейтрона на таких неоднородностях $\sim \lambda/L \sim 10^{-6}\text{--}10^{-5}$ и почти не отличается от рассеяния на угол ноль. Поэтому использование в расчетах только первого слагаемого в формулах (4) и (5) для обычных материалов является вполне оправданным. Для наноструктурных материалов рассеяние излучения с длиной волны $\sim 0,1$ нм на ультрадисперсных частицах уже необходимо принимать во внимание [9, 10] и учитывать при расчетах кинетических коэффициентов. Из формул (4) и (5) следует, что коэффициент диффузии медленных нейтронов D уменьшается в наноструктурном материале по сравнению с обычными материалами.

ВЫЧИСЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА

Рассматривается модель моноэнергетического реактора на тепловых нейтронах (температура нейтронов равна температуре T замедлителя, энергия нейтронов равна $1,5k_B T$, k_B – постоянная Больцмана). Пусть активная зона реактора имеет форму шара (расчет других форм активной зоны будет аналогичным [3]), реактор без отражателя. Материальный параметр размножающей среды $k = [(k_\infty - 1)\Sigma_c/D]^{1/2}$, где k_∞ – коэффициент размножения для неограниченной размножающей среды. Критический радиус реактора $R_c = \pi/k$ [3]. Критическая масса делящегося вещества $M = (4\pi/3)\rho R_c^3$, где ρ – плотность делящегося вещества. Проведем сравнение критических параметров четырех типов реакторов, активная зона которых имеет замедлителем углерод с различной структурой материала: тип 1 – плотноупакованный ультрадисперсный порошок графита из одинаковых круглых частиц радиусом a ; тип 2 – обычный сплошной графит; тип 3 – плотноупакованный мелкодисперсный порошок графита из одинаковых круглых частиц радиусом $a_\mu \sim 10\text{--}10^2$ мкм; тип 4 – плотноупакованный ультра-

дисперсный порошок алмаза из одинаковых круглых частиц радиусом a . Для всех четырех типов реакторов полагаем коэффициент разбавления постоянным, т. е. на одно ядро ^{235}U (уран однородно диспергирован в активной зоне) приходится одинаковое количество ядер углерода, что может быть записано в виде условия $(1 - \alpha_\Gamma)/\alpha_\Gamma n_C^{(r)} = (1 - \alpha_{алм})/\alpha_{алм} n_C^{(алм)}$, где α_Γ и $\alpha_{алм}$ – удельные количества ультрадисперсных частиц из графита и алмаза в общем количестве ультрадисперсных частиц активной зоны реакторов типа 1 и типа 4 соответственно.

Вычислим критические размеры активной зоны. Обозначим критические радиусы активной зоны четырех типов реакторов: тип 1 – R_c ; тип 2 – $R_c^{(0)}$; тип 3 – $R_c^{(\mu)}$; тип 4 – $R_c^{(алм)}$. Везде далее индекс "0" будет соответствовать величинам, относящимся к реактору типа 2, а индекс "μ" – к реактору типа 3. Для обычного сплошного графита $\Sigma_{ir}^{(0)} = \alpha n_C^{(r)} \sigma_s^{(C)} (1 - 2/3A)$ и $D_0 = (3 \Sigma_{ir}^{(0)})^{-1}$. Введем обозначение:

$$r = R_c / R_c^{(0)} = \gamma^{-1} (1 - 2/3A)^{1/2} \left\{ (1 - 2/3A) + (3/2) \pi a^{-1} n_C^{(r)} \lambda^4 (2\pi)^{-4} [\ln(8\pi a/\lambda) - 0,42] \right\}^{-1/2}. \quad (6)$$

Можно показать, что $R_c^{(\mu)} = R_c^{(0)} \gamma^{-1}$, $r_\mu = R_c / R_c^{(\mu)} = \gamma r$. Обозначим $r^{(алм)} = R_c^{(алм)} / R_c^{(0)}$.

Вычислим критические массы делящегося вещества. Критическая масса делящегося вещества активной зоны реактора типа 2 будет $M_0 = (4\pi/3) n_U m_U (1 - \alpha_\Gamma) [R_c^{(0)}]^3$, где m_U – масса ядра ^{235}U . Для активной зоны реактора типа 1 критическая масса $M = (4\pi/3) \gamma n_U m_U (1 - \alpha_\Gamma) R_c^3$. Можно показать, что $r_M = M / M_0 = \gamma r^3$, $M_\mu = M_0 \gamma^{-2}$, $r_M^{(\mu)} = M / M_\mu = \gamma^3 r^3$, где M_μ – критическая масса урана-235 для активной зоны реактора типа 3. Обозначим $M^{(алм)} = (4\pi/3) \gamma n_U m_U (1 - \alpha_{алм}) [R_c^{(алм)}]^3$ – критическая масса урана-235 реактора типа 4. Можно показать, что $r_M^{(алм)} = M^{(алм)} / M_0 = [r^{(алм)}]^3 \gamma n_C^{(алм)} / n_C^{(r)} = 1,56 [r^{(алм)}]^3$.

На рис. 1 изображены расчетные зависимости величин r , r_M , $r^{(алм)}$ и $r_M^{(алм)}$ от температуры T замедлителя для различных размеров частиц ультрадисперсных порошков графита и алмаза. Порошки плотно упакованы. Дополнительно показана шкала значений длин волн тепловых нейтронов λ . T измеряется в градусах К; λ измеряется в нм. Кривые 1, 2, 3 – значения r_M , кривые 4, 5, 6 – значения r для частиц графита диаметром 10 нм, 6 нм

и 3 нм соответственно. Кривые 7, 8, 9 – значения $r^{(алм)}$, кривые 10, 11, 12 – значения $r_M^{(алм)}$ для частиц алмаза диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно.

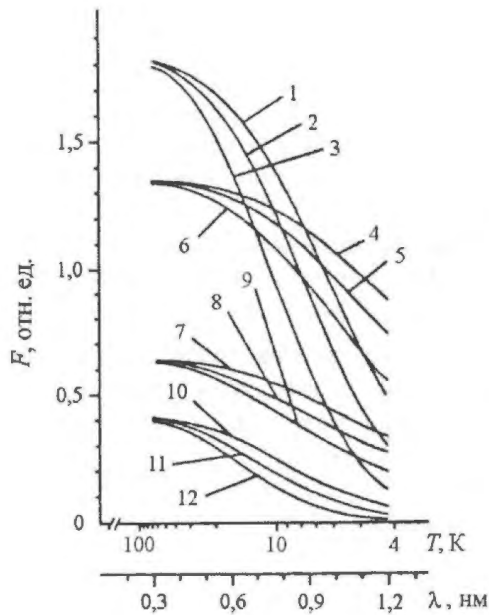


Рис. 1. Расчетные зависимости величин $\{F\} = r, r_M, r^{(алм)}$, $r_M^{(алм)}$ от температуры T замедлителя для различных размеров частиц ультрадисперсных порошков графита и алмаза

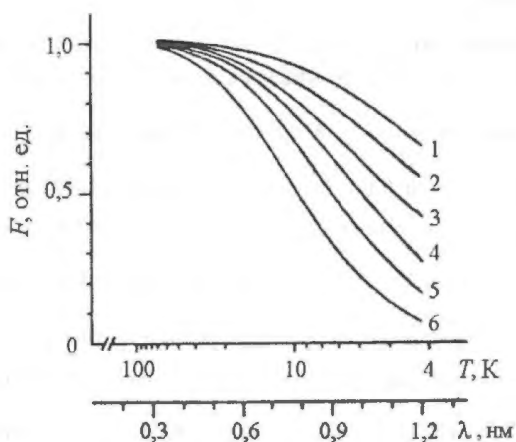


Рис. 2. Расчетные зависимости величин $\{F\} = r_\mu, r_M^{(\mu)}$ от температуры T замедлителя для различных размеров частиц ультрадисперсного порошка графита

На рис. 2 изображены расчетные зависимости величин r_μ и $r_M^{(\mu)}$ от температуры T замедлителя для различных размеров частиц ультрадисперсного порошка графита. Порошки плотно упакованы. Дополнительно показана шкала значений длин волн тепловых нейтронов λ . T измеряется в градусах К; λ измеряется в нм. Кривые 1, 2, 3 – значения r_μ , кривые 4, 5, 6 – значения $r_M^{(\mu)}$ для частиц графита диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно.

ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

В моноэнергетическом реакторе коэффициент размножения $k_\infty = \nu\theta$ [3], где $\nu = 2,075$ [5]; коэффициент использования тепловых нейтронов $\theta = \Sigma_c^{(U)} / (\Sigma_c^{(U)} + \Sigma_c^{(C)}) = (1+f)^{-1}$ и $f = [\alpha / (1-\alpha)] \times (n_C/n_U) (\sigma_c^{(C)} / \sigma_c^{(U)})$; $\sigma_c^{(C)}, \sigma_c^{(U)} \propto v^{-1}$.

Сделаем численные оценки для материала активной зоны с коэффициентом разбавления $0,5 \cdot 10^{-6}$, что соответствует $(1-\alpha_{алм}) = 1,8 \cdot 10^{-5}$ и $(1-\alpha_r) = 8,56 \cdot 10^{-6}$. Тогда $k_\infty = 1,075 > 1$. В сплошном графите для используемой модели коэффициент диффузии нейтронов $D_0 = 0,77$ см. Плотность урана $n_{U235} = 19,05$ г/см³ [2].

При температуре замедлителя $T = 67,2$ К длина волны тепловых нейтронов $\lambda = 0,3$ нм. Вычисленные критические радиусы для четырех типов рассматриваемых реакторов будут: тип 1 – $R_c = 407$ см, 407 см и 406 см для активной зоны с ультрадисперсными частицами графита диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно; тип 2 – $R_c^{(0)} = 302$ см; тип 3 – $R_c^{(\mu)} = 408$ см; тип 4 – $R_c^{(алм)} = 193$ см, 192 см и 191 см для активной зоны с ультрадисперсными частицами алмаза диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно. Вычисленные критические массы урана-235 для четырех типов рассматриваемых реакторов будут: тип 1 – $M = 34,1$ кг, 34,1 кг и 33,8 кг для активной зоны с частицами графита диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно; тип 2 – $M_0 = 18,8$ кг; тип 3 – $M_\mu = 34,4$ кг; тип 4 – $M^{(алм)} = 7,58$ кг, 7,53 кг и 7,39 кг для активной зоны с частицами алмаза диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно.

При температуре замедлителя $T = 4,2$ К длина волны тепловых нейтронов $\lambda = 1,2$ нм. Вычисленные критические радиусы для четырех типов реакторов: тип 1 – $R_c = 132$ см, 111 см и 84 см для частиц графита диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно; тип 2 – $R_c^{(0)} = 151$ см; тип 3 – $R_c^{(\mu)} = 204$ см; тип 4 – $R_c^{(алм)} = 48,7$ см, 39,4 см и 28,6 см для частиц алмаза диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно. Вычисленные критические массы урана-235 для четырех типов реакторов будут: тип 1 – $M = 1,15$ кг, 0,69 кг и 0,30 кг для частиц графита диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно; тип 2 – $M_0 = 2,35$ кг; тип 3 – $M_\mu = 4,30$ кг; тип 4 – $M^{(алм)} = 123$ г, 65 г и 25 г для частиц алмаза диаметром 10 нм, 6 нм и 3 нм соответственно. Из приведенных численных оценок видно, что критическая масса урана-235 для реактора типа 4 в $\sim 10^2$ раз меньше по сравнению с критическими массами реакторов типа 2 и 3.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выполненные численные оценки основывались на уравнении диффузии моноэнергетических нейтронов (2).

Это приближение справедливо, если длина замедления нейтронов L_s меньше критического диаметра активной зоны реактора. Замедление нейтронов деления (средняя энергия $E_f \sim 2$ МэВ) до энергий E потребует количество соударений [3, 5] $N = \xi^{-1} \ln(E_f/E)$, где $\xi = 1 - \left[(A-1)^2 / 2A \right] \ln \left[(A+1)/(A-1) \right]$. Учитывая случайный характер рассеяния нейтронов на ядрах, оценим длину замедления нейтронов как $L_s = 3^{-1/2} l_s N^{1/2}$, где $l_s = \left[n_C \sigma_s^{(C)} \right]^{-1}$. Длины замедления нейтронов деления до температуры 4 К будут: в сплошном графите $L_s^{(0)} = 15$ см, в порошковом графите $L_s = 21$ см, в порошковом алмазе $L_s^{(\text{алм})} = 10$ см. Исходя из полученных значений можно сделать вывод, что приведенные в работе численные оценки являются достоверными.

Из выражения (4) видно, что транспортное макроскопическое сечение Σ_{tr} не содержит параметров делящегося материала. Длины пробега тепловых нейтронов в уране-235 до рассеяния: $l_s^{(U)} = \left[n_U \sigma_s^{(U)} \right]^{-1} = 1,5$ см и до поглощения: $l_c^{(U)} = \left[n_U \sigma_c^{(U)} \right]^{-1} = 300$ мкм (при $T = 300$ К). Обозначим a_U как характерный размер частицы из урана-235. При $a_U < l_c^{(U)}$ материал активной зоны является однородным (бесструктурным) относительно поглощения нейтронов ураном. Поэтому все результаты и оценки настоящей работы справедливы и для реакторов, активная зона которых содержит уран-235 в виде мелкодисперсного порошка с размером частиц менее 300 мкм (микротвэлы). Использование топливных частиц в виде мелкодисперсного порошка позволит избежать технологических трудностей [11, 12], связанных с получением и хранением ультрадисперсного порошка урана. Таким образом, материал активной зоны реактора на тепловых нейтронах может иметь следующую структуру: мелкодисперсный порошок урана-235 однородно диспергирован в матрице из ультрадисперсного порошка материала замедлителя. Именно параметры ультрадисперсного порошка замедлителя оказывают решающее влияние на изменение кинетики нейтронов в активной зоне реактора.

Полученные в работе относительные величины r (6), $r^{(\text{алм})}$, r_μ , r_M , $r_M^{(\text{алм})}$ и $r_M^{(\mu)}$ для рассмотренной модели взаимодействия нейтронов с веществом активной зоны зависят только от структуры материала замедлителя и не зависят от параметров делящегося материала и коэффициента разбавления, т. е. являются универсальными коэффициентами для реакторов с различными значениями k_∞ .

При низких температурах замедлителя T (менее 60 К) критические параметры активной зоны реактора на тепловых нейтронах существенным образом зависят от характерных размеров структурных единиц наноструктурного материала и имеют значительно меньшие

величины (в $\sim 10-10^2$ раз) по сравнению с критическими параметрами активной зоны из обычных сплошного или мелкодисперсного материалов.

Предложенная модель реактора на тепловых нейтронах с активной зоной из наноструктурного материала характеризуется большим отрицательным температурным коэффициентом реактивности, обусловленным не только уменьшением сечения деления урана ($\propto T^{-1/2}$) при увеличении температуры нейтронного газа в активной зоне, но и уменьшением рассеяния нейтронов на ультрадисперсных частицах замедлителя ($\propto T^{-2}$, см. формулу (5)), что отличает предложенный тип реактора от обычных реакторов на тепловых нейтронах [1, 3, 5].

Следует отметить значительную пассивную безопасность реактора с активной зоной из ультрадисперсного порошка: при низких температурах теплоемкость материала будет $\propto T^\omega$ ($2 < \omega < 3$, так как наряду с объемом вещества существенный вклад в теплоемкость активной зоны будет вносить развитая внутренняя поверхность наноструктурного материала, достигающая значений $\sim 10^2$ м²/г), поэтому нагрев замедлителя и соответственно нейтронного газа будет происходить достаточно быстро, что приведет к резкому возрастанию значений критических параметров активной зоны и прекращению цепной реакции. Отвод тепловой энергии возможно осуществить посредством прокачивания газа (например, гелия) через реактор, благодаря пористой структуре порошковой композиции активной зоны.

Для γ -квантов заметное изменение характеристик взаимодействия с наноструктурным материалом по сравнению с обычными материалами проявляется уже при длине волны излучения $\lambda_\gamma = 0,1$ нм [9, 10, 13], а для нейтронов только при больших длинах волн — $\lambda \geq 0,5$ нм (см. рис. 1, 2). Такое различие обусловлено следующим. Рассеяние γ -квантов сильно анизотропно — амплитуда рассеяния γ -квантов на отдельных атомах в конус углов $\theta \leq 0,1\lambda_\gamma$ постоянна (значение λ_γ измеряется в нм), а вне этого конуса быстро убывает [14]. Поэтому упругое когерентное рассеяние γ -квантов на ультрадисперсных частицах в конус углов $\theta \leq \lambda_\gamma/a \sim 0,1\lambda_\gamma \ll 1$ (для характерных размеров $a \sim 10$ нм) превосходит суммарное сечение рассеяния на отдельных атомах материала в $\sim N$ раз ($N \sim 10^4-10^5$ — количество атомов в ультрадисперсной частице). Для медленных нейтронов, напротив, сечение упругого рассеяния на отдельном ядре изотропно. Поэтому вклад упругого когерентного рассеяния нейтронов на ультрадисперсных частицах в транспортное сечение рассеяния нейтронов в материале незначителен при малых λ ($\lambda/a \ll 1$) и быстро возрастает при увеличении λ ($\propto \lambda^4$) и уменьшении размера a частиц ($\propto a^{-1}$). Влияние составляющей когерентного рассеяния нейтронов на ультрадисперсных частицах на кинетические коэффициенты нейтронов в наноструктурном материале становится заметным только при $\lambda/a \leq 1$ (температура нейтронов менее 60 К) в отличие от случая рассеяния γ -квантов.

Рассмотренный в работе эффект уменьшения критических параметров реактора значим только при низких температурах ($T < 60$ К), что не позволяет в настоящее время однозначно указать на область практического использования в энергетике. Однако отмеченный эффект может иметь самостоятельное, важное значение для создания новых импульсных источников нейтронов, для экспериментов с использованием холодных нейтронов и импульсных реакторов.

Автор благодарит Алёхина В. П. и Лушикова В. И. за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
3. Фейнберг С. М., Шихов С. Б., Троянский В. Б. Теория ядерных реакторов. Т.1. Элементарная теория реакторов. М.: Атомиздат, 1978.
4. Илиева К. Д., Казарновский М. В. Нестационарный перенос нейтронов. Теория и приложения. София: Изд-во БАН, 1984.
5. Галанин А. Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1990.

6. Гуревич И. И., Тарасов Л. В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.

7. Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.

8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974.

9. Артемьев В. А., Соколовский Н. И. Оценка ослабления рентгеновского излучения ультрадисперсными средами. – Атомная энергия, 1996, т. 81, вып. 6, с. 448–455.

10. Артемьев В. А. Об ослаблении рентгеновского излучения ультрадисперсными средами. – Письма в ЖТФ, 1997, т. 23, № 6, с. 5–9.

11. Морохов И. Д., Трусов Л. И., Чижик С. П. Ультрадисперсные металлические среды. М.: Атомиздат, 1979.

12. Морохов И. Д., Трусов Л. И., Лаповок В. Н. Физические явления в ультрадисперсных средах. М.: Энергоатомиздат, 1984.

13. Артемьев В. А. Оценка ослабления γ -излучения наноструктурными материалами. – Атомная энергия, 2002, т. 93, вып. 2, с. 120–128.

14. Аркадьев В. А., Кумахов М. А., Огнев Л. И. О полном внешнем отражении γ -квантов от поверхности. – Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, вып. 21, с. 1307–1311.

Статья поступила в редакцию 14.01.2003 г.

ВАРИАНТЫ АПЕРИОДИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ С ФОРСИРОВАННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ИМПУЛЬСОВ

В. Ф. Колесов, В. Х. Хоружий

РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрены одинарные (односекционные) реакторы с активной зоной из нептуний-галлиевого или уран-молибденового сплава, а также связанные двухсекционные системы, составленные одинарным импульсным реактором и ведомой подкритической сборкой из уран-молибденового сплава или дисперсного уран-графитового материала.

VERSIONS OF APERIODIC PULSE REACTORS WITH FORCED PULSE PARAMETERS / V. F. KOLESOV, V. Kh. KHORUZHII // The paper considers single (one-sectional) reactors with the core of neptunium-gallium or uranium-molybdenum alloy as well as coupled two-sectional systems composed of single-pulse reactor and driven sub-critical assembly made of uranium-molybdenum alloy or disperse uranium-graphite material.

ВВЕДЕНИЕ

Ранее (см. статью [1]) были рассмотрены варианты импульсного реактора в форме кругового цилиндра с осевой полостью. В роли материала активных зон (АЗ) предполагали использовать уран-молибденовый сплав и композитное уран-графитовое топливо – материалы, замечательные свойства которых надежно засвидетельствованы их практическим применением в действующих импульсных реакторах. Поиск приемлемых конфигураций реактора с коротким импульсом n -, γ -излучения осуществлялся на базе систем с АЗ из уран-молибденового сплава, а мощного реактора с большой внутренней полостью – на базе систем с уран-графитовой АЗ.

Предполагали, что конструкция АЗ уран-графитового реактора – разбиение АЗ на кольца и свободная подвеска колец на уступах – аналогична таковой в реакторе БИГР. В роли структурных элементов реактора с уран-молибденовой АЗ принимали осесимметричные диски с центральными отверстиями, свободно подвешенные на уступах центральной трубы. В ряде случаев предполагали также, что в целях уменьшения внешних размеров АЗ и упрощения задачи конструирования органов управления реактором, а также в целях смягчения динамического теплового удара в дисках уран-молибденовой АЗ тот и другой реакторы оснащены отражателями с ограниченной толщиной.

Варианты импульсного реактора, рассмотренные в работе [1], отличаются большими полостями для облучения испытываемых образцов и высокими уровнями флюенса нейтронов и дозы γ -излучения за импульс. Однако длительность генерируемых в них импульсов (150–200 мкс в реакторе с уран-молибденовой АЗ и 2 мс в уран-графитовом реакторе) не вполне удовлетворительна. В ряде случаев импульсные реакторы, несмотря на большие объемы их полостей, должны обес-

печивать возможность генерирования импульсов с шириной на половине высоты от 20 до 100 мкс.

Как продолжение поиска вариантов реактора, по возможности полно удовлетворяющих указанному требованию, в настоящей статье рассмотрены одинарные (односекционные) реакторы с АЗ из нептуний-галлиевого или уран-молибденового сплава, а также связанные двухсекционные системы, составленные одинарным импульсным реактором и ведомой им подкритической сборкой. По параметрам импульсов n -, γ -излучения наиболее удовлетворяющими указанному требованию признаны одинарный импульсный реактор из нептуний-галлиевого сплава (порогового делящегося вещества) и связанная система каскадного типа из этого одинарного ведущего реактора и ведомой подкритической сборки из уран-графитового материала. Предполагали, что во второй системе будут активно использованы устройства конвертирования и отражения n -, γ -излучения. Принципы действия и характеристики конверторов и рефлекторов n -, γ -излучения были детально исследованы ранее в работах [2–6].

ВАРИАНТЫ ОДИНАРНЫХ (ОДНОСЕКЦИОННЫХ) АИР

В статье [1] были исследованы модели одинарных аperiodических импульсных реакторов (АИР) с АЗ из уран-молибденового или уран-графитового материала при нескольких вариантах структурного разбиения АЗ на элементы. Было показано, что наиболее реалистичная конструкция АЗ с металлическим топливом представляет собой комбинацию дисков, подвешенных на уступах внутренней трубы корпуса (рис. 1).

Таковую же конструкцию имеют представленные здесь реакторы. В целях сокращения длительности импульса делений предполагали, что в качестве материала

А3 новых вариантов АИР будет использовано пороговое делящееся вещество ^{237}Np в виде сплава нептуния с 9% галлия (содержание галлия в сплаве – массовое). Этот вполне конструкционный сплав планировали ранее использовать в качестве материала внутренней секции бустер-реактора БР-К [7, 8].

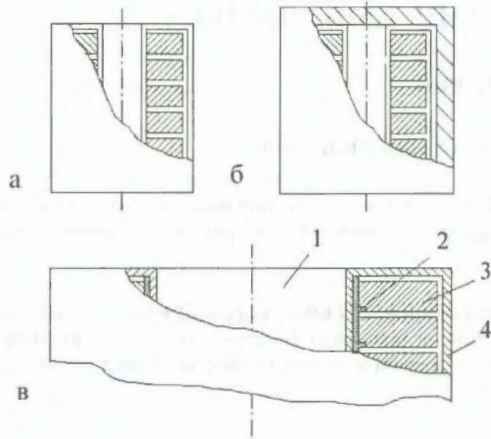


Рис. 1. Вид моделей реактора с АЗ, составленной из дисков: а – осевой разрез реактора с дисковой АЗ без отражателя; б – осевой разрез реактора с дисковой АЗ с отражателем; в – схема подвески дисков на уступах корпуса; 1 – осевая полость; 2 – гильзы-уступы внутренней трубы корпуса; 3 – диски АЗ; 4 – корпус АЗ

Статические нейтронные характеристики реакторов (критические размеры, время жизни мгновенных нейтронов, флюенс нейтронов и доза γ -излучения, отнесенные к 1-му делению в АЗ) рассчитывали с помощью программы С-95 метода Монте-Карло [9]. При расчете динамических коэффициентов гашения реактивности использовали теорию возмущений реактивности и аналитическое решение динамической задачи термоупругости для диска [10, 11]. Функция возмущений реактивности, определяемая как изменение коэффициента размножения нейтронов $k_{эф}$ при внесении в точку (r, z) небольшого образца из материала реактора в этой точке, отнесенное к объему образца, находилась с помощью известных аналитических решений и одногруппового расчета по двумерной программе "Лома-3" [12]. Решение задачи термоупругости для диска с внутренним и внешним радиусами a и b , с пространственно-временным распределением температуры

$$\theta(r, t) = \theta^0(r)q(t) \quad (1)$$

использовалось в виде [10, 11]

$$u(r, t) = K_0 \sum_{i=1}^{\infty} D^{(i)} E_1(\lambda_i r) \phi(\omega_i, t); \quad (2)$$

$$\phi(r, t) =$$

$$= \frac{EK_0}{1-\nu^2} \sum_{i=1}^{\infty} \lambda_i D^{(i)} \left[\nu E_0(\lambda_i r) + \frac{1-\nu}{\lambda_i r} E_1(\lambda_i r) \right] \phi(\omega_i, t) - \frac{EK_0}{1-\nu} \theta^0(r)q(t), \quad (3)$$

где введены обозначения: $u(r, t)$ – радиальное смещение диска в точке r ; $\phi(r, t)$ – окружное напряжение в точке r диска; $q(t)$ – энерговыделение в импульсе делений к моменту t ;

$$\phi(\omega_i, t) = \omega_i \int_0^t q(\xi) \sin \omega_i(t - \xi) d\xi;$$

$$D_i = \frac{1}{b-a} \left[\frac{ab(1+\nu)}{\nu} (\theta_1^0 - \theta_2^0) L_1^{(i)} - (a\theta_1^0 - b\theta_2^0) L_2^{(i)} \right] - \frac{1+\nu}{\lambda_i^2} \left[\frac{ab(\theta_2^0 - \theta_1^0) L_{-1}^{(i)}}{\nu(a-b)} + M^{(i)} \right];$$

$$L_k^{(i)} = \int_a^b r^k E_1(\lambda_i r) dr \Big/ \int_a^b r E_1^2(\lambda_i r) dr;$$

$$M^{(i)} = \int_a^b r \frac{d\theta^0}{dr} E_1(\lambda_i r) dr \Big/ \int_a^b r E_1^2(\lambda_i r) dr;$$

$$\omega_i = \lambda_i \sqrt{\frac{E}{(1-\nu^2)\rho}}; \quad \theta_1^0 = \theta^0(a); \quad \theta_2^0 = \theta^0(b);$$

E, ν, ρ, K_0 – соответственно модуль Юнга, коэффициент Пуассона, плотность и коэффициент линейного термического расширения для материала диска; E_0, E_1 – комбинации функций Бесселя

$$E_0(\lambda_i r) = J_0(\lambda_i r) + \alpha_i Y_0(\lambda_i r);$$

$$E_1(\lambda_i r) = J_1(\lambda_i r) + \alpha_i Y_1(\lambda_i r);$$

$$\alpha_i = \frac{(1-\nu)J_1(\lambda_i b) - \lambda_i b J_0(\lambda_i b)}{\lambda_i b Y_0(\lambda_i b) - (1-\nu)Y_1(\lambda_i b)};$$

λ_i – корни уравнения

$$\frac{(1-\nu)J_1(\lambda a) - \lambda a J_0(\lambda a)}{\lambda a Y_0(\lambda a) - (1-\nu)Y_1(\lambda a)} = \frac{(1-\nu)J_1(\lambda b) - \lambda b J_0(\lambda b)}{\lambda b Y_0(\lambda b) - (1-\nu)Y_1(\lambda b)}.$$

Решение этой же задачи для диска в квазистатических условиях дается выражениями

$$u(r, t) = K_0 \left\{ \frac{1+\nu}{r} \int_a^r r \theta^0(r) dr + \frac{a^2(1+\nu)}{b^2-a^2} \frac{1}{r} \int_a^b r \theta^0(r) dr + \frac{(1-\nu)}{b^2-a^2} r \int_a^b r \theta^0(r) dr \right\} q(t); \quad (4)$$

$$\varphi(r, t) = EK_0 \left\{ \frac{1}{b^2 - a^2} \int_a^b r \theta^0(r) dr + \frac{1}{r^2} \int_a^r r \theta^0(r) dr + \frac{a^2}{b^2 - a^2} \frac{1}{r^2} \int_a^b r \theta^0(r) dr - \theta^0(r) \right\} q(t). \quad (5)$$

Решения (1)–(5) были включены в общую систему уравнений для нейтронных переходных процессов в АИР, и на основе полной системы уравнений создана более широкая, чем раньше, математическая программа расчета кинетики и динамики реакторов [13]. Эта программа использует извне лишь указанные выше статические нейтронные характеристики АИР и двумерную функцию анизотропии потока $g(r, z)$, рассчитываемую по программе "Лома-3".

Итак, геометрическая форма рассматриваемых здесь вариантов одинарного АИР – цилиндр с большой осевой полостью. Детали АЗ имеют форму строго осесимметричных дисков с единственным осевым отверстием, и крепятся диски на уступах внутренней трубы корпуса (см. рис. 1). В этой конструкции при условии создания достаточных зазоров между дисками и внешним боковым участком корпуса какие бы то ни было удары деталей АЗ по корпусу исключаются. Будет иметь место лишь слабое отталкивание в вертикальном направлении дисков от уступов – явление столь неопасное, что его можно полностью игнорировать, предусмотрев лишь зазор между уступами и верхними поверхностями расположенных ниже дисков, достаточный для свободного квазистатического расширения дисков по толщине.

Рассматривали варианты АИР без отражателя и с отражателем из железа толщиной 10 см. Расчеты АИР выполняли в следующих предположениях:

- толщина железного корпуса АЗ равна 0,5 см;
- внутренний радиус АЗ по сплаву равен 15,5 см;
- высота АЗ по сплаву в АИР без отражателя равна диаметру АЗ;
- высота АЗ по сплаву в АИР с отражателем такая же, как в АИР без отражателя;

– значения параметров E, v, ρ, K_0, c_p для нептуний-галлиевого сплава приняты равными 172,6 ГПа; 0,22, 14,5 г/см³; $25 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$; 0,190 Дж/(г·К).

Результаты расчета статических нейтронных параметров АИР и параметров импульсов делений в предположении, что максимальный разогрев топлива равен 520 °С (прирост температуры за импульс равен 500 °С), представлены в табл. 1, 2. Данные по флюенсам нейтронов и дозам γ -излучения, представленные в табл. 2, являются средними по экваториальной области высотой 10 см в полости или в сфере радиусом 2 см, воображаемо помещенной вблизи внешней границы реактора (на расстоянии 1 мм).

В целях сравнения в табл. 1, 2 приведены также ранее полученные данные для АИР с АЗ из уран-молибденового сплава [1].

Имеющиеся сведения о прочности нептуний-галлиевого и уран-молибденового сплавов дают основания для заключения о допустимости представленных в табл. 2 импульсов с максимальным разогревом 520 °С.

Данные табл. 1, 2 демонстрируют убедительные преимущества АИР с нептуний-галлиевой АЗ. В этих реакторах, несмотря на большой объем полости, можно генерировать импульсы с флюенсом быстрых нейтронов $\sim 1,3 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² при длительности ~ 50 мкс, недостижимой в реакторах с уран-молибденовой АЗ. К важным достоинствам реакторов с нептуний-галлиевой АЗ следует отнести также отсутствие необходимости в них экранирования полости нейтронопоглощающими материалами. Это преимущество реакторов с нептуний-галлиевой АЗ связано с пороговостью нептуния и принципиальным исключением фактора перегревов топлива в смежных с полостью областях при заполнении полости замедляющим нейтроны веществом. Указанная особенность реакторов с нептуний-галлиевой АЗ уменьшает также возможность проявления в них опасного эффекта автокатализа.

Другими преимуществами АИР с нептуний-галлиевой АЗ являются пониженный вследствие невысокого значения $\beta_{эф}$ уровень так называемого "хвоста" импульса и малая чувствительность к воздействию на реактор окружающих предметов и стен помещения.

Таблица 1

Статические параметры одинарных АИР (размеры АЗ указаны в см)

Материал АЗ	Толщина отражателя из Fe (без учета корпуса)	Внутренний и внешний радиусы АЗ	Высота АЗ и $k_{эф}$	Время жизни мгновенных нейтронов, мкс	$\beta_{эф} \cdot 10^3$ и масса сплава в АЗ, кг
1. Сплав нептуния с 9 % галлия	0	15,5–26,1	52,2 0,995	0,0079	1,62 940
2. То же	10	15,5–23,6	52,2	0,0105	1,61
1. Сплав урана 36 %-ного обогащения с 10 % молибдена	7	15,5–26,0	0,993 50 0,9920	0,0382	675 7 1061
2. Сплав урана 90 %-ного обогащения с 10 % молибдена	0	15,5–22,4	40 0,9995	0,0151	7 509

Примечание. Содержание галлия и молибдена в сплавах – массовое.

Параметры импульса делений в одинарных АИР (максимальный разогрев топлива 520 °С)

Материал АЗ	Толщина отражателя из Fe (без учета корпуса)	Энерговыведение за импульс, МДж	Ширина импульса на половине высоты, мкс	Флюенс нейтронов за импульс, 10^{15} нейтр./см ²		Доза γ -излучения за импульс, 10^3 Гр	
				в полости АЗ	около внешней границы реактора	в полости АЗ	около внешней границы реактора
1. Сплав нептуния с 9 % галлия	0	54,8	52	1,27	0,48	0,99	0,30
2. То же	10	46,7	66	1,38	0,21	1,38	0,06
3. Сплав урана 36 %-ного обогащения с 10 % молибдена	7	59,3	201	1,8	0,43	-	-
4. Сплав урана 90 %-ного обогащения с 10 % молибдена	0	27,8	123	0,76	-	-	-

Примечание. Содержание галлия и молибдена в сплавах – массовое.

ВАРИАНТЫ СВЯЗАННЫХ АИР

АИР с нептуний-галлиевой АЗ, особенно в варианте без отражателя нейтронов, в состоянии удовлетворить многие потребности испытательных экспериментов. Однако другие эксперименты требуют установок с еще большими объемами полостей, еще более высокими дозами и интенсивностями дозы γ -излучения при возможно малой длительности импульса. В контексте сказанного можно утверждать, что если бы в последнем случае не фигурировала необходимость обеспечения малой длительности импульса, то такой установкой вполне мог бы быть реактор с АЗ из уран-графитового материала, т. е. реактор типа БИГР [14], но с еще большей, чем в БИГР, осевой полостью.

В АИР типа БИГР самом по себе, однако, проблематично генерировать импульсы с длительностью меньше 1–2 мс. Поэтому он принципиально не в состоянии выдавать импульсы длительностью, скажем, порядка 100 мкс. Как было показано ранее, указанная ограниченность возможностей БИГР может быть преодолена в результате использования концепции связанных реакторов. Например, в комбинации с ведущим массивным АИР "Тайфун" ведомый БИГР был бы способен генерировать очень короткие импульсы [10].

На пути использования комбинаций указанного типа и осуществляется здесь поиск решения задачи конструирования мощного АИР с большой полостью. В настоящем и следующем разделах прослежены возможности реализации такой установки с помощью концепции не просто связанных реакторов, а связанных реакторов каскадного типа, осуществляемых в виде комбинации рассмотренного выше нептуний-галлиевого АИР без отражателя с уран-графитовой подкритической сборкой. Для сравнения рассчитаны также комбинации этого АИР с подкритическими сборками из уран-молибденового сплава и каждой из подкритическихборок с рассмотренными выше уран-молибденовыми АИР.

В целях повышения флюенса нейтронов и дозы γ -излучения в местах размещения испытываемых образцов рассмотрена также возможность оснащения установки конвертором и рефлектором n -, γ -излучения.

Ведущая секция – АИР с нептуний-галлиевой АЗ. В настоящем подразделе статьи приведены расчетные характеристики связанных систем каскадного типа, составленных ведущим импульсным реактором с нептуний-галлиевой АЗ без отражателя и вариантами ведомой подкритической сборки с АЗ из уран-графитового или уран-молибденового материала.

Геометрическая форма подкритическихборок – правильный цилиндр с осевой полостью или без полости, плоский параллелепипед с отражателем из железа или без отражателя. В каждом варианте подкритической сборки имеется корпус из железа толщиной 1 см. В целях создания заметного перепада в коэффициентах нейтронной связи k_{12} , k_{21} между первой и второй секциями помещали плоскую стенку из молибдена толщиной 20 см или вольфрама толщиной 10 см (рис. 2–4).

В расчетах определяли критические размеры секций; времена жизни мгновенных нейтронов τ_1 , τ_2 и коэффициенты нейтронной связи секций k_{12} , k_{21} ; значения коэффициента размножения нейтронов первой и второй секций $k_{эф1}$, $k_{эф2}$ в момент генерирования импульса в системе, повышающего максимальную температуру секций до 500 °С (или 270, 150 °С); энергосвечение в секциях за импульс; флюенс нейтронов и дозу γ -излучения в полости подкритической сборки и около ее внешней границы; ширину импульса на половине высоты в подкритическойборке. В расчетах импульсов делений в связанных системах предполагали, что температурный коэффициент реактивности в подкритическойборке равен нулю, т. е. самогашение импульса в системе осуществляется лишь за счет ведущей секции.

Результаты расчетов представлены в табл. 3 и 4.

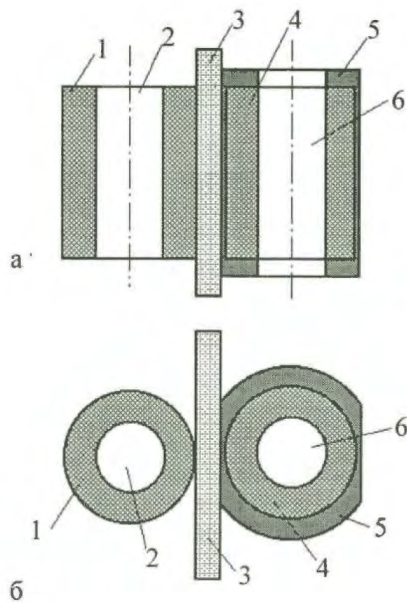


Рис. 2. Схематическое изображение двухсекционных систем № 5, 12: а – осевое сечение; б – горизонтальное сечение; 1 – нептуний-галлиевая АЗ ведущей секции; 2, 6 – осевые полости; 3 – стенка из молибдена; 4 – уран-молибденовая или уран-графитовая АЗ ведомой секции; 5 – скошенный с двух сторон отражатель из Fe

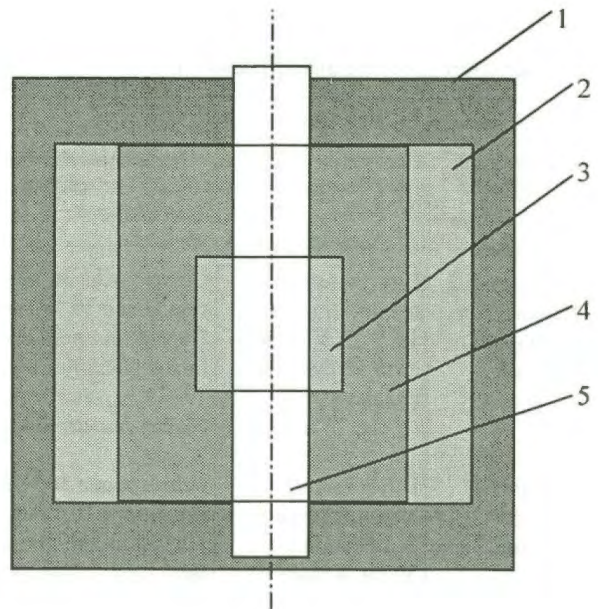


Рис. 3. Вид двухсекционных систем № 6, 8 в осевом сечении: 1 – скошенный с двух сторон отражатель из Fe; 2 – ведомая секция с уран-молибденовой АЗ; 3 – ведущая секция с нептуний-галлиевой АЗ; 4 – замедлитель нейтронов из Mo или W; 5 – осевая полость

38373
14/9.

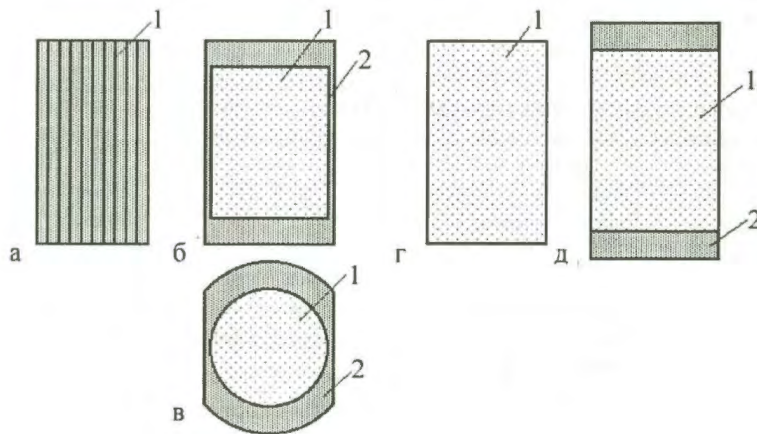


Рис. 4. Схематическое изображение подкритических сборок систем № 7, 9 – 11: а, г, д – вертикальное и горизонтальное сечение плоских подкритических сборок систем № 7, 10, 11 соответственно; б – вертикальное и в – горизонтальное сечение цилиндрической подкритической сборки системы 9; 1 – АЗ; 2 – отражатель нейтронов

Статические параметры связанных систем (ведущая секция – АИР с нептуний-галлиевой АЗ)

Номер системы	Геометрия системы	Параметры ведущей секции	Параметры подкритической сборки	Отражатель подкритической сборки из Fe	Слой замедлителя	k_{21}, k_{12}	Время жизни мгновенных нейтронов, τ_1, τ_2 , мкс
5 (рис. 2)	Секции 1, 2 на расстоянии одна от другой	Внутренний и внешний радиусы 15,5–25,5 см, высота 51 см. Масса сплава 854 кг	Сплав урана 36 %-ного обогащения с 10 % молибдена. Полый цилиндр с внутренним и внешним радиусами 15–25 см, высотой 50 см. Масса сплава 974 кг	Скошенный полый цилиндр толщиной 10 см	Стенка из Мо. Толщина 20 см; высота и ширина 80 см	0,0102 0,00191	0,00851 0,0459
6 (рис. 3)	Секция 1 внутри секции 2	Внутренний и внешний радиусы 5–14 см, высота 30 см. Масса сплава 210 кг	Сплав урана 36 %-ного обогащения с 10 % молибдена. Полый цилиндр с внутренним и внешним радиусами 34–42,5 см, высотой 86 см. Масса сплава 2723 кг	Боковой и торцевой, скошенный с двух сторон. Толщина 10 см	Боковой и торцевой слой из Мо. Толщина 20 см	0,157 0,00366	0,00911 0,0508
7 (рис. 4, а)	Секции 1, 2 на расстоянии одна от другой	Внутренний и внешний радиусы 15,5–25,5 см, высота 51 см. Масса сплава 854 кг	Сплав урана (10–36) %-ного обогащения с 10 % молибдена. 10 плоских слоев толщиной 3,5 см с возрастающим от 10 до 36 % обогащением. Образуют пластину размером 70x70x35 см. Масса сплава 2658 кг	Без отражателя	Стенка из Мо. Толщина 20 см; высота и ширина 80 см	0,012 0,00165	0,00859 0,0599
8 (рис. 3)	То же	Внутренний и внешний радиусы 5–14 см, высота 30 см. Масса сплава 210 кг	Сплав урана 36 %-ного обогащения с 10 % молибдена. Полый цилиндр с внутренним и внешним радиусами 24–33,5 см, высотой 66 см. Масса сплава 1756 кг	Боковой и торцевой, скошенный с двух сторон. Толщина 10 см	Боковой и торцевой слой из Мо. Толщина 20 см	0,237 0,0125	0,00765 0,0396
9 (рис. 4, б, в)	Секции 1, 2 на расстоянии одна от другой	Внутренний и внешний радиусы 15,5–25,5 см, высота 51 см. Масса сплава 854 кг	Уран-графитовый материал (материал реактора БИГР). Сплошной цилиндр радиусом 27 см, высотой 53 см. Масса топлива 373 кг	Скошенный полый цилиндр толщиной 20 см	Стенка из Мо. Толщина 30 см. Высота и ширина 80 см	0,00364 0,000328	0,00851 0,349
10 (рис. 4, г)	То же	То же	Уран-графитовый материал. Пластина размером 100x100x34 см. Масса топлива 1044 кг	Без отражателя	Стенка из Мо. Толщина 20 см. Высота и ширина 80 см	0,0241 0,00242	0,00851 0,261
11 (рис. 4, д)	– " –	– " –	Уран-графитовый материал. Пластина размером 60x60x40 см. Масса топлива 442 кг	Торцевой отражатель толщиной 20 см	То же	0,0156 0,00285	0,00851 0,314
12 (рис. 2)	– " –	– " –	Уран-графитовый материал. Полый цилиндр. Внутренний и внешний радиусы 15–36 см. Высота 72 см. Масса топлива 744 кг	Скошенный полый цилиндр толщиной 20 см	– " –	0,0144 0,00132	0,00851 0,397

Примечание. Содержание молибдена в сплавах урана – массовое.

Параметры импульса делений в связанных системах (ведущая секция – АИР с нептуний-галлиевой АЗ)

Номер системы	$k_{эф1}, k_{эф2}$	Повышение температуры в подкритической сборке, °С	Энерговыведение в АИР и подкритической сборке, МДж	Ширина импульса в подкритической сборке, мкс	Флюенс нейтронов в полости АИР и около внешней границы подкритической сборки, $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см ²	
					в полости АИР	около подкритической сборки
5	1,00245 0,998	500	53 60,3	85	1,4	0,43, доза 160 Гр. В полости 1,8, доза 1920 Гр
6	0,9655 0,9926	500	11,5 125	415	1,6	0,31
7	1,00144 1,0014	500	52,8 113	125	1,4	0,9
8	0,9115 0,976	500	11,7 88,2	189	1,6	0,4
9	1,00425 1,0046	500	49,1 74,6	189	1,4	0,54
10	0,9993 0,9975	500	50 127	397	1,4	0,77
11	1,0013 0,9966	500	52,8 79,6	257	1,4	0,64, доза 1180 Гр
	1,00276 0,986	270	26,4 39,8	116	1,4	0,32, доза 590 Гр
12	1,0015 1,0030	500	51 183	1140	1,4	0,71, в полости 4,5

Ведущая секция – АИР с уран-молибденовой АЗ. В этом подразделе приведены характеристики связанных систем, составленных ведущей уран-молибденовой АЗ без отражателя и несколькими вариантами ведомой подкритической сборки с АЗ из уран-графитового или уран-молибденового материала.

Геометрическая форма АИР – правильный цилиндр с осевой полостью, подкритических сборок – правильный цилиндр с полостью без отражателя или с отражателем из железа. В одном варианте между секциями помещали плоскую стенку из молибдена толщиной 20 см.

В расчетах определяли те же параметры систем и импульса в них, что и в предыдущем подразделе. Как и ранее, предполагали, что температурный коэффициент реактивности в подкритической сборке равен нулю. Представленные в настоящем подразделе связанные АИР не являются каскадными. Назначение их – демонстрация в результате сравнения преимуществ связанных АИР каскадного типа.

Результаты расчета рассмотренных здесь систем приведены в табл. 5 и 6.

Наиболее эффективные варианты рассмотренных связанных АИР. Информация о параметрах различных вариантов двухсекционных АИР, представлен-

ная в табл. 3–6, позволяет проводить отбор систем, достаточно эффективных в аспекте генерирования импульсов с малой длительностью и высокими уровнями флюенса нейтронов и доз γ -излучения. Прежде всего эта информация с очевидностью указывает на бесперспективность систем с ведущим уран-молибденовым АИР. Эти системы (табл. 5 и 6), как и ожидалось, полностью лишены признаков каскадности, и импульсы делений в них имеют очень большую длительность. В контексте целей настоящей статьи эти системы интереса не представляют и в дальнейшем рассматриваться не будут.

В отличие от этих устройств системы с ведущим нептуний-галлиевым АИР (см. табл. 3, 4) отличаются 5–40-кратным перепадом значений коэффициентов нейтронной связи секций и определенно выраженными признаками каскадности. Длительность импульса делений в подкритических сборках этих систем в несколько или даже во много раз короче, чем в тех же подкритических сборках, действующих в качестве одинарных (т. е. односекционных) АИР.

По мнению авторов статьи, среди представленных в табл. 3, 4 систем наибольшего внимания достойны системы под номерами 5 и 11. Подкритическая сборка системы № 5 – это полый цилиндр из уран-молибдено-

Таблица 5

Статические параметры связанных систем (ведущая секция – АИР с уран-молибденовой АЗ)

Номер системы	Геометрия системы	Параметры ведущей секции	Параметры подкритической сборки	Отражатель подкритической сборки из Fe	Слой замедлителя	k_{21}, k_{12}	Время жизни мгновенных нейтронов τ_1, τ_2 , мкс
13	Секции 1, 2 на расстоянии одна от другой	Сплав урана 90 %-ного обогащения с 10 % молибдена. Пóлый цилиндр. Внутренний и внешний радиусы 15,5–21,15 см. Высота 40 см. Масса сплава 403 кг	Уран-графитовый материал (материал реактора БИГР). Сплошной цилиндр радиусом 26,5 см, высотой 53 см. Масса топлива 359 кг	Без отражателя	Без замедлителя. Между секциями 1, 2 зазор 3 см	0,082 0,076	0,0192 0,319
14	То же	То же	Сплав урана 10-36 %-ного обогащения с 10 % молибдена. 10 плоских слоев толщиной 3,5 см с возрастающим от 10 до 36 % обогащением. Образуют пластину размером 70x70x35 см. Масса сплава 2658 кг	То же	То же	0,1188 0,0705	0,0171 0,0498
15	– " –	– " –	То же	– " –	Стенка из Мо. Толщина 20 см. Высота и ширина 80 см	0,0189 0,0102	0,0212 0,0598
16	– " –	Сплав урана 36 %-ного обогащения с 10 % молибдена. Пóлый цилиндр. Внутренний и внешний радиусы 15,5–28,5 см. Высота 55 см. Масса сплава 1532 кг	Уран-графитовый материал Сплошной цилиндр радиусом 29 см, высотой 58 см. Масса топлива 470 кг	Скошенный пóлый цилиндр толщиной 20 см	Без замедлителя. Расстояние между центрами секций 120 см	0,0102 0,0133	0,0321 0,327

Примечание. Содержание молибдена в сплавах урана – массовое.

Таблица 6

Параметры импульса делений в связанных системах (ведущая секция – АИР с уран-молибденовой АЗ)

Номер системы	$k_{эф1}, k_{эф2}$	Повышение температуры в подкритической сборке, °С	Энерговыведение в АИР и подкритической сборке, МДж	Ширина импульса в подкритической сборке, мкс	Флюенс нейтронов в полости АИР и около внешней границы подкритической сборки, $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см ²	
					в полости АИР	около подкритической сборки
13	0,7705 0,9730	500	24,4 74	$2,91 \cdot 10^9$ (импульс на запаздывающих нейтронах)	0,76	0,55
14	0,6803 0,8739	500	24,4 111	$4,08 \cdot 10^9$ (импульс на запаздывающих нейтронах)	0,76	0,9
15	0,9626 1,0028	500	24,9 111	2580	0,76	0,9
16	0,9939 0,9881	500	73,4 83,9	1030	-	0,6

вого сплава с 36 %-ным обогащением урана. Высота сборки равна 50 см, радиус полости в ней равен 15 см. Сборка имеет скошенный отражатель нейтронов из железа толщиной 10 см. При условии максимального разогрева топлива 500 °С длительность импульса делений в этой сборке, как в компоненте связанной системы № 5, равна 85 мкс. Как показал расчет, длительность импульса в этой же сборке, действующей в режиме односекционного АИР, равна 201 мкс.

Подкритическая сборка системы № 11 – это уран-графитовая пластина размером 60х60х40 см с торцевым отражателем из железа толщиной 20 см. При максимальном разогреве топлива 500 °С длительность импульса в этой сборке равна ~ 260 мкс, при 270 °С (в два раза меньшее энерговыделение) – 116 мкс. Длительность импульса в односекционном уран-графитовом АИР, как показали расчеты и опыт эксплуатации реактора БИГР, при разогревах 500, 270 °С превышает 2000 мкс.

Параметры поля излучения около уран-графитовой подкритической сборки в системе № 11 довольно значительны при разогреве не только до 500 °С, но и до 270 °С. Система № 11 превосходит систему № 5 по флюенсу нейтронов и еще более по дозе γ -излучения за импульс. Объектом дальнейшего рассмотрения в пределах данного раздела будет именно система № 11 или родственные ей системы.

Варианты каскадных АИР, родственных системы № 11. Рефлекторы и конверторы n -, γ -излучения. Очевидно, что параметры поля n -, γ -излучения в пространстве, окружающем подкритическую сборку системы № 11, могут быть существенно улучшены путем видоизменения конфигурации подкритической сборки и размещения вблизи нее рефлектора или конвертора ядерного излучения. Указанное видоизменение конфигурации плоской сборки в системе № 11 заключается в придании сборке искривленной, а именно сферической формы, в пределе переходящей в полусферу с открытой полостью диаметром 50 см.

О рефлекторах и конверторах n -, γ -излучения следует сказать подробнее.

В области источников излучения значительный интерес представляет возможность усиления потоков радиации в определенном направлении. Интересен этот вопрос и в применении к АИР, поскольку этого рода усилители потоков позволяют улучшать условия экспозиции на АИР большегабаритных узлов техники.

В работах [5, 6] было показано, что значительное усиление потоков быстрых нейтронов и γ -квантов может быть достигнуто с помощью рефлекторов в форме полусферы (квазипарабооида) открытой с одного или с обоих торцов цилиндрической трубы и т. п. Показано, что при помещении точечного источника излучения вблизи поверхности полусферического рефлектора из железа усиление потока нейтронов на расстояниях $(3-10)r_0$ от источника (r_0 – радиус рефлектора) равно ~ 5, а потока γ -квантов ~ 2.

Более значителен эффект в системах с рефлектором в виде закрытой с одного торца трубы. Коэффици-

енты усиления флюенсов в этом случае быстро растут с увеличением длины трубы до $L = (5-10)r_0$, после чего выходят на плато. Коэффициент усиления флюенса нейтронов в трубе из железа при точечном источнике нейтронов равен 39. В системе с рефлектором в форме трубы с объемным источником n -, γ -излучения в виде макета быстрого ядерного реактора коэффициенты усиления флюенса нейтронов и γ -квантов равны соответственно ~ 21 (труба из железа) и ~ 60 (труба из смеси полиэтилена с кадмием).

Указанная информация относится к точкам пространства, заметно удаленным от источника излучения и рефлектора. Было показано, однако, что усиление флюенсов наблюдается и в промежутке между рефлектором и источником излучения, так сказать в ближней пространственной зоне. Это как раз тот случай, который рассматривается в рамках настоящей статьи.

Ниже используются также устройства конвертирования нейтронов в γ -кванты, так называемые n -, γ -конверторы. Эти устройства предоставляют возможность значительного изменения соотношения доз от нейтронов и γ -квантов. Отношение доз от γ -квантов и нейтронов на быстрых АИР обычно равно ~ 0,1. n -, γ -конверторы усиливают дозу от γ -излучения, а дозу от нейтронов – ослабляют. Действие n -, γ -конверторов заключается в замедлении нейтронов реактора и в последующем их захвате в ядрах поглотителя, сопровождаемом излучением γ -квантов. Эффективность n -, γ -конверторов зависит от типа используемых материалов, от конструкции конвертора и формы его расположения относительно АЗ реактора.

Систематические эксперименты и анализ в целях определения возможностей изменения отношения n/γ применительно к конкретным испытаниям были выполнены в семидесятых годах на американских быстрых АИР FBR, SPR-II и APRFR [2, 3]. В восьмидесятых годах аналогичные опыты и анализ выполнены в России на реакторах БИР-2М, БР-1 и БИГР [4].

Возвращаясь к основной теме статьи, следует уточнить, что упомянутое выше видоизменение конфигурации подкритической сборки системы № 11 заключается прежде всего в удалении отражателя и придании сборке формы круга радиусом 35 см, толщиной 40 см, являющегося фрагментом сферического слоя с внутренним радиусом 201 см (система № 17, рис. 5), затем – формы круга радиусом 36 см, толщиной 40 см, являющегося фрагментом сферического слоя с внутренним радиусом 101 см (система № 18, рис. 5). После этого система № 18 оснащается железным полусферическим рефлектором с внутренним радиусом 100 см, толщиной стенки 20 см, размещаемым в позиции с расстоянием между поверхностями подкритической сборки и рефлектора по оси симметрии 50 см (система № 19, рис. 6) и с расстоянием 40 см (система № 20, рис. 6).

Дальнейшее видоизменение конфигурации подкритической сборки заключается в придании ей формы полусферы с полостью радиусом 25 см (система № 21, рис. 7), в оснащении этой системы конвертором n -, γ -из-

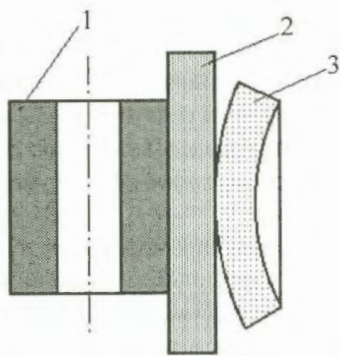


Рис. 5. Вид двухсекционных систем № 17, 18 в вертикальном сечении: 1 – нептуний-галлиевая АЗ ведущей секции; 2 – стенка из Мо; 3 – круглая, сферически изогнутая уран-графитовая АЗ ведомой секции

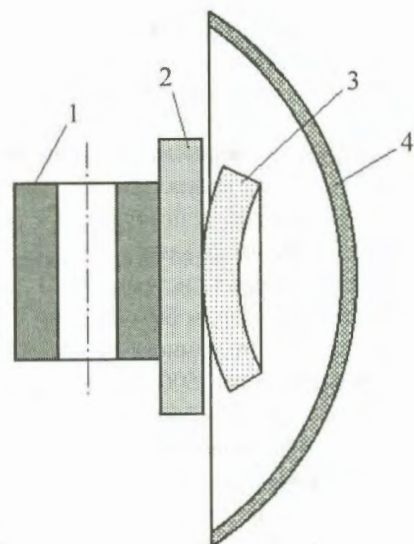


Рис. 6. Вид двухсекционных систем № 19, 20 в вертикальном сечении: 1 – нептуний-галлиевая АЗ ведущей секции; 2 – стенка из Мо; 3 – круглая, сферически изогнутая уран-графитовая АЗ ведомой секции; 4 – рефлектор из Fe

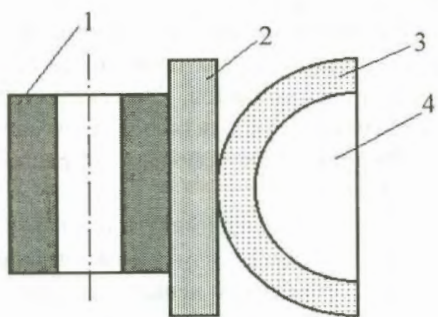


Рис. 7. Вид двухсекционной системы № 21 в вертикальном сечении: 1 – нептуний-галлиевая АЗ ведущей секции; 2 – стенка из Мо; 3 – полусферическая уран-графитовая АЗ ведомой секции; 4 – полусферическая полость

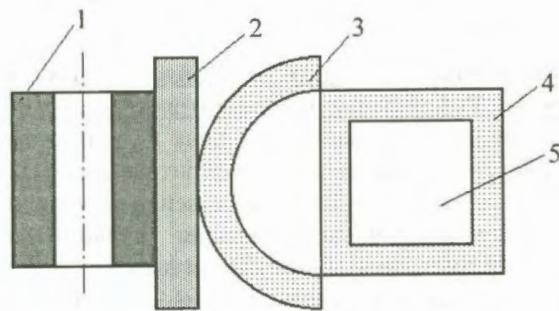


Рис. 8. Вид системы № 21 с прямоугольным внешним n - γ -конвертором (системы № 22, 23) в вертикальном сечении: 1 – нептуний-галлиевая АЗ ведущей секции; 2 – стенка из Мо; 3 – полусферическая уран-графитовая АЗ ведомой секции; 4 – n - γ -конвертор; 5 – полость в n - γ -конверторе

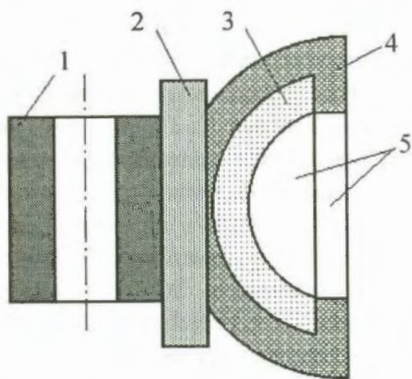


Рис. 9. Вид двухсекционной системы № 24 в вертикальном сечении: 1 – нептуний-галлиевая АЗ ведущей секции; 2 – стенка из Мо; 3 – полусферическая уран-графитовая АЗ ведомой секции; 4 – отражатель подкритической сборки из Fe; 5 – полость

лучения с кадмиевым экраном на грани конвертора, обращенной к подкритической сборке (система № 22, рис. 8), или конвертором с экраном из карбида бора (система № 23, рис. 8).

Система № 24 представляет собой результат видоизменения системы № 21, заключающегося в придании ее подкритической сборке скошенного радиального и торцевого отражателя нейтронов из железа толщиной 20 см (рис. 9). Заключительная система № 25 отличается от предшествующей системы наличием вставного n -, γ -конвертора толщиной 5 см, имеющего экран из карбида бора толщиной 5 мм.

Во всех этих системах (№ 17–25), как и в системе № 11, секции 1, 2 находятся на расстоянии одна от другой, ведущей секцией является АИР с нептуний-галлиевой АЗ, ведомой секцией – подкритическая сборка из уран-графитового материала, замедлителем нейтронов – стенка из молибдена толщиной 20 см, высотой и шириной 80 см. Результаты расчетов представлены в табл. 7, 8.

Более наглядная в сравнении с табл. 7, 8 демонстрация свойств главных из рассмотренных в настоящем подразделе систем в сопоставлении их со свойствами системы № 11 представлена в табл. 9.

Таблица 7

Статические параметры вариантов каскадных АИР, родственных системе № 11

Номер системы	Конфигурация подкритической сборки	Отражатель подкритической сборки	Параметры рефлектора и конвертора n -, γ -излучения	k_{21} , k_{12}	Время жизни мгновенных нейтронов, τ_1 , τ_2 , мкс
17 (рис. 5)	Круг радиусом 35 см, толщиной 40 см в виде фрагмента сферического слоя с внутренним радиусом 201 см. Масса топлива 476 кг	-	-	0,0148 0,00264	0,00851 0,303
18 (рис. 5)	Круг радиусом 36 см, толщиной 40 см в виде фрагмента сферического слоя с внутренним радиусом 101 см. Масса топлива 512 кг	-	-	0,0145 0,00243	0,00851 0,300
19 (рис. 6)	То же	-	Рефлектор из железа с внутренним радиусом 100 см, толщиной стенки 20 см. Расстояние между поверхностями 50 см	-	-
20 (рис. 6)	— " —	-	Тот же рефлектор. Расстояние между поверхностями 40 см	-	-
21 (рис. 7)	Полусфера с полостью радиусом 26 см, толщиной 33 см. Масса топлива 1180 кг	-	Без рефлектора и конвертора	0,0109 0,00133	0,00851 0,247
22 (рис. 8)	Полусфера с полостью радиусом 26 см, толщиной 33 см. Масса топлива 1180 кг	-	Конвертор в виде параллелепипеда с внешними и внутренними размерами 50x50x50 см и 25x25x25 см. Экран из Cd толщиной 1 мм	-	-
23 (рис. 8)	То же	-	Тот же конвертор. Экран из $^{10}\text{B}_4\text{C}$ толщиной 5 мм, плотностью 0,32 г/см ³	-	-
24 (рис. 9)	Полусфера с полостью радиусом 26 см, толщиной 25 см. Масса топлива 721 кг	Скошенный с одной стороны отражатель из Fe толщиной 20 см	Без рефлектора и конвертора	0,0128 0,00132	0,00851 0,382
25	То же	То же	Вставной конвертор толщиной 5 см. Экран из $^{10}\text{B}_4\text{C}$ толщиной 5 мм	-	-

Таблица 8

Параметры импульсов делений в каскадных АИР, родственной системе № 11

Номер системы	Повышение температуры АИР и подкритической сборки, °С	Энерговыведение в АИР и подкритической сборке, МДж	$k_{эф1}, k_{эф2}$	Ширина импульса в подкритической сборке, мкс	Флюенс нейтронов и доза γ -квантов на расстоянии l от поверхности подкритической сборки						
					l , см	флюенс нейтронов, $l \cdot 10^{15}$ нейтр./см ²	доза γ -квантов, Гр				
17 (рис. 5)	500	52	1,0013	273	2,1	0,72	1350				
	500	83	0,9976								
18 (рис. 5)	500	52	1,0014	289	2,1	0,82	1500				
	500	87	0,9983								
19 (рис. 6)	500	50,9	-	319	2,1	0,95	1600				
	500	85,1									
20 (рис. 6)	500	50,7	-	350	2,1	1,02	1650				
	500	84,7			20	0,61	870				
					37,9	0,51	540				
21 (рис. 7)	500	52	1,00165	606	2,1	2,02	3330				
	500	149	1,00324		9,6	1,68	2970				
					17,1	1,33	2370				
					25	0,98	1780				
					32,5	0,72	1310				
					40	0,54	970				
					47,5	0,40	750				
					500	52	1,0032	149	2,1	1,01	1665
	270	74,5	0,9993								
	22 (рис. 8)	500	52		1,00369	94	2,1	0,50	832		
150		37,2	0,9918								
23 (рис. 8)	500	52	1,00165	663	В конверторе около ближней стенки, в середине, около дальней стенки	4,57·10 ⁻² 3,16·10 ⁻² 2,42·10 ⁻²	5640 3220 2070				
	500	149	1,00324					154	около ближней стенки	2,33·10 ⁻²	2510
500	52	1,00323	96,2	То же	1,17·10 ⁻²	1255					
270	74,5	0,9993									
150	37,2	0,9918									
24 (рис. 9)	500	52	1,00183	736	2,1	2,65·10 ⁻²	4210				
	500	144	1,0024		9,6	2,40·10 ⁻²	3910				
					17,1	2,06·10 ⁻²	3250				
					25	1,69·10 ⁻²	2540				
					32,5	1,33·10 ⁻²	1910				
					40	1,01·10 ⁻²	1400				
					47,5	0,76·10 ⁻²	1000				
					270	72	0,9977	98	2,1	0,66·10 ⁻²	1052
	500	52	1,00377								
	150	36	0,9883								
25	500	52	-	-	В конверторе: 2,1	0,87	15800				
	500	144						19	0,61	752	
								39	0,23	336	

Параметры импульсов излучения в подкритических сборках систем, родственные системе № 11

Номер системы	Повышение температуры топлива, °С	Ширина импульса, мкс	Флюенс нейтронов и доза γ -квантов на расстоянии 2,1 см от поверхности сборки	
			флюенс нейтронов, $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см ²	доза γ -квантов, Гр
11 (плоская сборка)	500	257	0,64	1180
	270	116	0,32	590
18 (сборка в виде фрагмента сферического слоя радиусом 100 см)	500	289	0,82	1500
20 (сборка в виде фрагмента сферического слоя и рефлектор радиусами 100 см на расстоянии 40 см)	500	350	1,02	1650
21 (сборка в виде полусферы)	500	606	2,02	3330
	270	149	1,01	1665
	150	94	0,50	832
24 (сборка в виде полусферы с отражателем)	500	736	2,65	4210
	270	165	1,32	2105
	150	98	0,66	1052
25 (сборка в виде полусферы с отражателем и вставным n -, γ -конвертором)	500	-	0,87	15800
	270	-	0,44	7900
	150	-	0,22	3950

Из всех АИР, рассмотренных в настоящем подразделе, наиболее эффективны системы под номерами 21 и 24 – системы с подкритической сборкой из уран-графитового материала в виде полусферы без отражателя и с отражателем соответственно. Эти системы наиболее эффективны и среди всех двухсекционных устройств, рассмотренных в статье. По параметрам импульса излучения они существенно превосходят систему № 11.

Из систем № 21, 24 более оптимальной является вторая. Это заключение подтверждается объективными факторами. На рис. 10 приведены зависимости ширины импульса в системах № 11, 21, 24 от уровня флюенса нейтронов в полости соответствующей подкритической сборки. Как видно из рисунка, кривая этой зависимости для системы № 24 проходит ниже кривой для системы № 21, а обе последние проходят значительно ниже кривой для системы № 11. Такие же закономерности наблюдаются в зависимости ширины импульса от дозы γ -квантов. Указанная топология кривых означает, что при любом фиксированном уровне флюенса нейтронов или дозы γ -квантов система № 24 обеспечивает наиболее короткие импульсы излучения. Так, например, в системах № 11, 21, 24 импульсы с уровнем флюенса нейтронов в полости $2 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² имеют ширины 3000, 600, 330 мкс соответственно, с уровнем $1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² – 550, 148, 122 мкс и с уровнем $0,5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² – 179, 94, 90 мкс.

Другими важными преимуществами системы № 24 в сравнении с системой № 21 являются в 1,6 раза меньшая загрузка топлива и значительно более пологий спад

флюенса нейтронов и дозы γ -квантов с расстоянием от поверхности подкритической сборки.

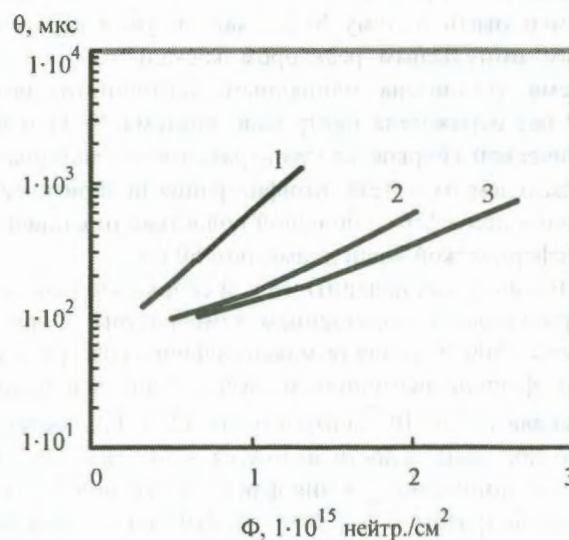


Рис. 10. Связь θ – ширины импульса на половине высоты с уровнем Φ – флюенса нейтронов за импульс в полости подкритических сборок систем 11, 21, 24: 1, 2, 3 – системы 11, 21, 24 соответственно

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задачей выполненного здесь расчетного анализа являлся поиск вариантов АИР, удовлетворяющих требованиям к реактору с коротким импульсом n -, γ -излу-

чения и к мощному импульсному реактору с большой полостью. По мнению авторов статьи, в широком наборе устройств, рассмотренных в предыдущих разделах, содержатся и такие АИР, которые в первом приближении удовлетворяют указанным требованиям.

В качестве варианта реактора с коротким импульсом, вне сомнения, следует рекомендовать систему № 1, т. е. АИР с нептуний-галлиевой АЗ без отражателя нейтронов, с осевой полостью диаметром 30 см. В этом АИР, несмотря на большой объем полости, можно генерировать импульсы с флюенсом быстрых нейтронов $\sim 1,3 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² и шириной на половине высоты ~ 50 мкс, недостижимой в реакторах с уран-молибденовой АЗ. К важным достоинствам реактора с нептуний-галлиевой АЗ следует отнести также отсутствие в нем необходимости экранирования полости нейтронопоглощающими материалами. Это преимущество реактора связано с пороговостью нептуния и принципиальным исключением фактора перегревов топлива в смежных с полостью областях при заполнении полости замедляющими нейтроны веществами. Последняя особенность реактора с нептуний-галлиевой АЗ, в свою очередь, уменьшает возможность проявления в нем опасного эффекта автокатализа.

Преимуществами АИР с нептуний-галлиевой АЗ являются также пониженный в нем вследствие невысокого значения $\beta_{\text{эф}}$ уровень так называемого хвоста импульса и малая чувствительность к воздействию на него окружающих предметов и стен помещения.

В качестве предварительного варианта мощного импульсного реактора с большой полостью следует рекомендовать систему № 24, являющуюся двухсекционным импульсным реактором каскадного типа. Эта система составлена одинарным нептуний-галлиевым АИР без отражателя нейтронов (система № 1) и подкритической сборкой из уран-графитового материала с отражателем из железа. Конфигурация подкритической сборки – полусфера с большой полостью, имеющей вид полусферической ниши диаметром 50 см.

В импульсах подкритической сборки этой системы, генерируемых с повышением температуры сборки за импульс 500 °С (в месте максимального разогрева топлива), флюенс нейтронов и доза γ -квантов в полости составляют $2,65 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² и 4210 Гр соответственно при длительности импульса ~ 740 мкс. При двукратном понижении уровня флюенса нейтронов и дозы γ -квантов (разогрев топлива до 270 °С) длительность импульса равна 165 мкс, при дальнейшем двукратном понижении уровня флюенса и дозы (до $0,66 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² и 1050 Гр, разогрев топлива 150 °С) – 98 мкс. С помощью применения *n*-, γ -конвертора, примыкающего к стенкам полости, дозу γ -квантов за импульс в полости можно поднять до $2 \cdot 10^4$ Гр, а интенсивность дозы до $0,7 \cdot 10^8$ Гр/с (интенсивность дозы максимальна в режиме с длительностью импульса 160 мкс). При разогреве топлива до 900 °С (режим реактора БИГР) флюенс нейтронов и доза γ -квантов в полости равны

$\sim 5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² и $0,8 \cdot 10^4$ Гр (с *n*-, γ -конвертором $\sim 4 \cdot 10^4$ Гр).

Пространственные распределения флюенса нейтронов и дозы γ -квантов в объеме полости системы № 24 и даже за пределами полости довольно пологие. При необходимости равномерность этих распределений может быть улучшена путем применения рефлектора.

Предполагается, что управление указанной двухсекционной системой может быть осуществлено посредством ведущего АИР. Подкритическая сборка может не иметь собственных органов регулирования реактивности, за исключением, скажем, перемещения одной половины или части сборки относительно неподвижной другой.

Выше сказано, что систему № 24 следует рекомендовать в качестве предварительного объекта проектирования мощного импульсного реактора с большой полостью. Предварительность выполненной в настоящем отчете разработки указанного объекта обусловлена недостаточной конструктивностью сферической геометрии подкритической сборки. Для такой конфигурации сборки трудно подобрать адекватный способ разбиения ее АЗ на элементы и крепления этих элементов.

Указанное затруднение в значительной степени снимается в случае перехода к цилиндрической геометрии подкритической сборки. По этой причине наиболее реалистичный вариант мощного импульсного реактора должен иметь цилиндрическую форму. Эта установка во всем подобна системе № 24 за исключением конфигурации подкритической сборки, которая принимает форму полого полуцилиндра с отражателем. Схема указанной системы в горизонтальном сечении указана на рис. 11.

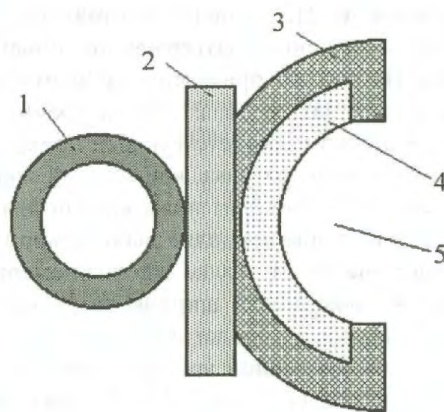


Рис. 11. Вид двухсекционной системы с полуцилиндрической подкритической сборкой в горизонтальном сечении: 1 – нептуний-галлиевая АЗ ведущей секции; 2 – стенка из Мо; 3 – отражатель подкритической сборки из Fe; 4 – полуцилиндрическая уран-графитовая АЗ ведомой секции; 5 – полость

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.

2. Steichen C. U., Retzler J. P., Apadaca L. Improved long pulse ionization simulation using pulsed reactors. – IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, vol. NS-20, № 6, p. 331–340.

3. Kazi A. H., Dunn T. A., Harrison R. C., Williams D. O. Characteristics of pulsed fast neutron-to-gamma-ray converters. – Nuclear Technology, 1975, vol. 25, № 3, p. 450–463.

4. Кувшинов М. И., Кошелев А. С., Смирнов И. Г. и др. Трансформация излучений быстрых импульсных реакторов БИР-2М, БР-1, БИГР с помощью n -, γ -конверторов. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 3–12.

5. Колесов В. Ф., Штарев С. К. О возможности усиления потоков быстрых нейтронов и γ -лучей с помощью вогнутых рефлекторов. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 16–28.

6. Колесов В. Ф., Штарев С. К., Петров Ю. В. Характеристики n -, γ -полей, формируемых вогнутыми рефлекторами. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 4, с. 9–17.

7. Конев В. Н. Нептуний-237. Свойства, структура сплавов и соединений. М.: ВНИИНМ, 1981.

8. Павловский А. И., Малинкин А. А., Колесов В. Ф. и др. Двухсекционный бустер-реактор "Каскад" (БР-К). – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 3, с. 3–11.

9. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Моделирование совместного переноса нейтронов и γ -квантов методом Монте-Карло. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2000, вып. 2, с. 49–52.

10. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.

11. Колесов В. Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 2. (Обзор). – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 41–78.

12. Никифорова А. В., Шумилин В. А. Программа ЛОМ для двумерных расчетов на определение критического параметра LAMBDA. – Там же. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1984, вып. 2 (16), с. 34–36.

13. Хоружий В. Х., Колесов В. Ф. Решение уравнений многозонной реакторной кинетики с автоматическим выбором шага счета. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1997, вып. 2, с. 22–24.

14. Кувшинов М. И., Колесов В. Ф., Воинов А. М., Смирнов И. Г. Аperiodический импульсный реактор БИГР. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3–12.

Статья поступила в редакцию 26.03.2003 г.

ЭБР-Л – ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАЗЕРОВ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

В. А. Крыжановский, Э. П. Магда, А. В. Бочков

РФЯЦ–ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

Дано описание специализированной экспериментальной установки, созданной на базе импульсного исследовательского реактора, позволяющей проводить исследования по физике ядерно-возбуждаемой плазмы парометаллических и газовых сред при энерговыкладах в активную среду до 4 кВт/см^3 .

EBR-L EXPERIMENTAL FACILITY AIMED AT STUDYING NUCLEAR PUMPED LASERS / V. A. KRYZHANOVSKI, E. P. MAGDA, A. V. BOCHKOV // The paper describes a specialized experimental facility based on research pulse reactor that makes it possible to check researches in nuclear-initiated plasma physics of vapor-metal and gas media at energy contributions to the core up to 4 kW/cm^3 .

Проблемами физики ядерно-возбуждаемой плазмы и лазеров с ядерной накачкой ВНИИТФ занимается с 1979 года. Для этих целей была создана экспериментальная установка ЭБР-Л, и в 1981 году на ней были проведены первые опыты по исследованию лазерно-активных сред. К настоящему времени на данной установке исследовано 11 лазерно-активных сред и получена генерация на 23 переходах. В частности, впервые получена генерация на переходах атомов кадмия, ртути, ионе азота при возбуждении лазерной среды осколками деления урана.

Экспериментальная установка ЭБР-Л для исследований лазера с ядерной накачкой состоит из следующих функциональных устройств:

- исследовательского импульсного ядерного реактора ЭБР-Л;
- лазерной кюветы;
- вакуумно-газового устройства;
- устройства вывода и регистрации светового излучения.

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР ЭБР-Л

Наиболее мощными лабораторными источниками возбуждения при изучении проблем физики ядерно-возбуждаемой плазмы и лазеров с ядерной накачкой являются импульсные ядерные реакторы, позволяющие получать одиночные импульсы деления урана. В настоящее время для этих целей используются, в основном эпизодически, известные специалистам ядерные реакторы SPR-III, TRIGA, АСРК, TREEN, ВІР-2, БІГР, ИГР и другие. Основные характеристики и описание этих реакторов приведены в литературе.

Во ВНИИТФ специально для изучения указанных проблем в 1979 году был модернизирован эксперимен-

тальный быстрый реактор ЭБР. Схема активной зоны реактора показана на рис. 1. Активная зона состоит из двух полусферических сборок делящегося материала (^{235}U 90% + Мо 3%), окруженных медным отражателем. Нижняя полусферическая сборка с частью отражателя (ББ) и размещенными здесь же стоп-блоком (СБ) и импульсным стержнем (ИС) – подвижная. Привод ББ – механический, привод СБ и ИС – пневматический. Между сборками имеется горизонтальный цилиндрический канал диаметром 125 мм, в котором располагается замедлитель длиной 600 мм с горизонтальным осевым каналом диаметром 60 мм. Основные характеристики реактора приведены в табл. 1.

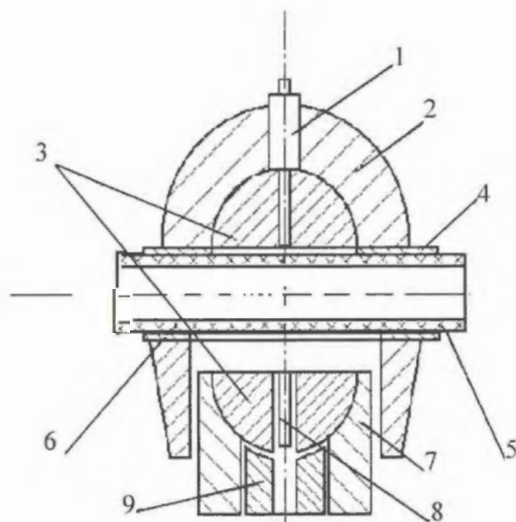


Рис. 1. Схема активной зоны: 1 – механизм тонкой регулировки реактивности; 2 – верхний отражатель; 3 – полусферическая сборка из ^{235}U ; 4 – средний отражатель; 5 – замедлитель; 6 – нижний отражатель; 7 – ББ; 8 – ИС; 9 – СБ

Таблица 1

Параметры реактора ЭБР-Л для номинального импульса

Параметр	Без замедлителя	С замедлителем (полиэтилен)
Полное энерговыделение, дел.	$1,25 \cdot 10^{17}$	$1,2 \cdot 10^{17}$
Число делений в быстрой части импульса, %	65	65
Полуширина импульса, мкс	60	170
Плотность потока нейтронов в центральной части канала в максимуме импульса, нейтр./(см ² ·с)	$3 \cdot 10^{18}$	$1,8 \cdot 10^{17}$

В осевом канале замедлителя из полиэтилена на длине ~ 48 см при номинальном импульсе реактора реализуется нейтронное поле со средней плотностью потока тепловых нейтронов $1,3 \cdot 10^{17}$ нейтр./(см²·с).

ЛАЗЕРНАЯ КЮВЕТА

Конструкция нагреваемой лазерной кюветы показана на рис. 2. Центральная часть кюветы – труба из нержавеющей стали диаметром 40,3 мм, длиной ~ 850 мм, на концах которой приварены соединительные фланцы. Снаружи трубы размещен трехсекционный нагреватель, позволяющий работать с лазерными средами, разогретыми до 600 °С. Внешний диаметр кюветы с нагревателем и соответствующим электротеплоизолятором ≤ 58 мм. Для контроля температуры разогрева кюветы между трубой и нагревателем расположены три термодары, каждая под определенной секцией нагревателя.

С обеих сторон к центральной части кюветы присоединяются охлаждаемые водой удлинители (длина 100–200 мм), имеющие штуцеры для откачки вакуума и наполнения кюветы газовой средой. К удлинителям присоединяются юстировочные устройства. Общая длина кюветы 1200–1400 мм.

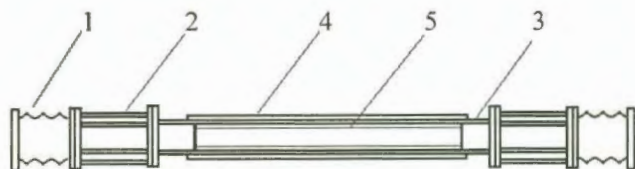


Рис. 2. Схема нагреваемой лазерной кюветы: 1 – юстировочное устройство; 2 – удлинитель; 3 – центральная часть; 4 – электронагреватель; 5 – слой урана

Внутри кюветы размещаются алюминиевые трубки с внутренним диаметром 28 мм. На внутреннюю по-

верхность трубок нанесен слой окиси-закиси урана-235 толщиной 2–3 мг/см². Общая длина слоя 600 мм, активный объем составляет 300 см³. Кювета в собранном виде установлена в горизонтальном канале реактора с кольцевым зазором более 1 мм между нагревателем и замедлителем. Кольцевой зазор, через который продувается воздух, служит для защиты замедлителя от нагрева. При толщине слоя окиси-закиси урана-235 ~ $3 \cdot 10^{-3}$ г/см² и номинальном импульсе реактора максимальный энерговыклад в газ составляет ~ 0,4 Дж/см³, мощность накачки ~ $2 \cdot 10^3$ Вт/см³ для кюветы с гелием при давлении последнего 5 атм. Энерговыделение в слое урана ~ 10³ Дж. Кроме указанной нагреваемой кюветы на установке имеются еще два типа ненагреваемой кюветы. Сравнительные характеристики кювет приведены в табл. 2.

Таблица 2

Характеристики лазерных кювет

Характеристика	Диаметр слоя кюветы, мм		
	12	28	48
Активный объем, см ³	50	290	500
Толщина слоя, мг/см ²	2–3	2–3	2–3
Максимальный энерговыклад в газ, Дж/см ³	0,9	0,4	0,2
Максимальная мощность накачки, Вт/см ³	$4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$

ВАКУУМНО-ГАЗОВОЕ УСТРОЙСТВО

Устройство предназначено для приготовления газовой смеси, наполнения, очистки газа и получения высокого вакуума в установке.

Вакуумный пост состоит из двух форвакуумных и одного паромасляного насосов и позволяет получать вакуум $1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. (в кювете $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.). В системе предусмотрена возможность очистки инертного газа от молекулярных примесей. Линия очистки состоит из перекачивающего насоса, набора фильтров и датчика степени очистки. Степень очистки газа контролируется по содержанию в ней азота.

УСТРОЙСТВО ВЫВОДА И РЕГИСТРАЦИИ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

На рис. 3 представлена схема устройства вывода и регистрации светового излучения. Устройство предусматривает возможность проведения измерений по изучению спектрального состава лазерно-активной среды и параметров ее генерации. Юстировка оптического тракта схемы регистрации осуществляется юстировочными гелий-неоновыми лазерами.

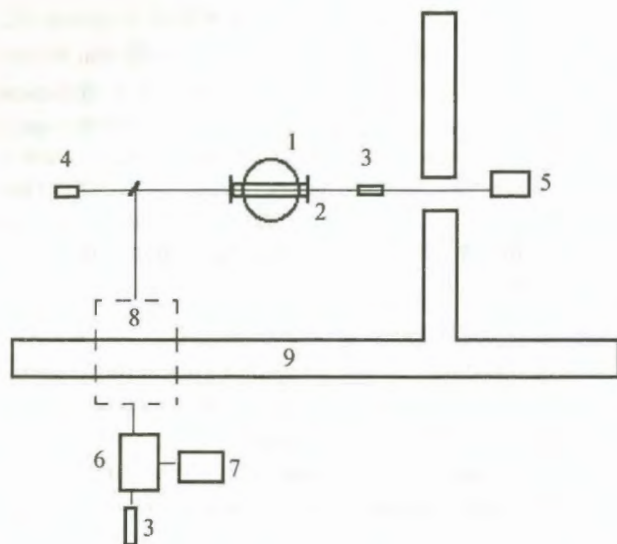


Рис. 3. Устройство вывода и регистрации светового излучения: 1 – ИЯР ЭБР-Л; 2 – лазерная кювета; 3 – юстировочный лазер; 4 – калориметр; 5 – спектрограф и интерферометр; 6 – стойка с фотоприемниками и монохроматор; 7 – регистрирующая аппаратура; 8 – перископ; 9 – биологическая защита

Для регистрации "временного" профиля импульсов генерации и люминесценции световое излучение с помощью поворотных зеркал выводится за биологичес-

кую защиту на фотоприемники и регистрируется запоминающими осциллографами и АЦП (в стандарте КАМАК). Тип фотоприемника зависит от спектрального состава излучения.

Для измерения параметров отдельных линий в спектре используются монохроматоры МДР-2, ДМР-4, перекрывающие область регистрации от 200 до 3000 нм. Для изучения спектрального состава используются спектрографы (ИСП и ДФС) и интерферометры. Спектральный диапазон измерений от 200 до 850 нм. Энергия лазерного излучения измеряется калориметрами ИМО-2Н, установленными вблизи лазерной кюветы.

Во ВНИИТФ создана и успешно эксплуатируется специализированная экспериментальная установка на базе импульсного исследовательского реактора, позволяющая проводить исследования физики ядерно-возбуждаемой плазмы парометаллических и газовых сред при энергивкладах до 4 кВт/см^3 в активную среду.

Специализация установки, ее простота и сочетание с установленной измерительной аппаратурой обеспечивают необходимые условия в работе и широту исследований.

Статья поступила в редакцию 26.02.2003 г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ КОНСТАНТ ПРИ РАСЧЕТАХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК БЕЗ ОТРАЖАТЕЛЯ ИЛИ С ОТРАЖАТЕЛЕМ ИЗ Be

В. П. Горелов, А. Н. Гребенников, В. И. Ильин, Г. Г. Фарафонов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Проведено сравнение результатов расчетов характеристик сферических критических сборок из металлических высокообогащенных делящихся материалов без отражателя или с отражателем из Be толщиной 1,36 см и 20 см по первичным и вторичным нейтронным константам.

USE OF SECONDARY NEUTRON CONSTANTS AT CALCULATIONS OF THE CRITICAL ASSEMBLIES CHARACTERISTICS WITHOUT THE REFLECTOR OR WITH THE REFLECTOR FROM Be / V. P. GORELOV, A. N. GREBENNIKOV, V. I. ILJIN, G. G. FARAFONTOV // The comparison of results of calculations of the spherical critical assemblies characteristics from metal of fission high-enriched materials without the reflector or with the reflector from Be by a thickness 1,36 cm and 20 cm on primary and secondary neutron constants is conducted.

ВВЕДЕНИЕ

Для проверки нейтронных данных их применяют при описании измерений характеристик лабораторных установок, например критическихборок. При этом нередко нейтронные данные заменяют аналогом — групповыми константами, мало- или многогрупповыми.

Расчет групповых констант требует знания весовой функции, энергетической зависимости потока нейтронов. В конкретной системе эти зависимости в различных ее областях заранее неизвестны. Поэтому в качестве весовой функции используют априорную зависимость, например следующую из общих физических соображений. Будем называть такие константы первичными. Примером первичных констант являются 26-групповые константы БНАБ-64 [1]. Они универсальны и предназначены для оценки характеристик реакторов на быстрых нейтронах.

Использование первичных констант при расчетах интегральных характеристик какой-либо конкретной системы сопровождается следующими погрешностями: погрешностью из-за ошибок в знании нейтронных данных; погрешностью используемого группового приближения; погрешностью, обусловленной применением при подготовке первичных констант априорной весовой функции. Понятно, что роль первой погрешности становится преобладающей лишь во многогрупповых приближениях. В других случаях каждая из перечисленных погрешностей вносит свой вклад в итоговую ошибку вычисляемой интегральной характеристики. Представляет практический интерес ответ на вопрос: каковы эти вклады?

Ответ на этот вопрос применительно к сферическим критическим сборкам с металлическими активны-

ми зонами из высокообогащенного урана или плутония без отражателя и с отражателем из Be толщиной 1,36 см или 20 см был получен при теоретико-расчетных исследованиях, результаты которых представлены в данной работе.

Влияние весовых функций было выяснено путем сравнения результатов расчетов характеристикборок по 8-групповым первичным и вторичным нейтронным константам. При подготовке вторичных констант использовались весовые функции, оцененные для каждой сборки (и для каждой области в ней, если сборка многообластная) методом из работы [2] с дополнением из раздела 1 настоящей статьи. Подчеркнем, что вторичные константы не являются универсальными и соответствуют конкретной сборке (и конкретной области в ней, если сборка многообластная).

Влияние группового приближения исследовалось путем сравнения результатов расчетов характеристикборок, полученных по 8-, 16- и 32-групповым вторичным константам. При получении этих констант фиксировалась версия нейтронных данных.

Было исследовано, выводит ли увеличение числа групп до 32 расчетные характеристики рассмотренныхборок на асимптотику. Если это так, то погрешность использовавшейся версии нейтронных данных при рассмотрении этихборок может быть оценена приближенно как разность между расчетными значениями, полученными в соответствующем этой версии 32-групповом приближении, и результатами измерений.

В 32-групповом приближении было проведено сравнение результатов расчетов по двум системам вторичных констант, соответствующим двум различным версиям нейтронных данных.

1. ДОПОЛНЕНИЕ К МЕТОДУ ОЦЕНКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Метод, предложенный в работе [2], позволяет по заданным значениям

$$\phi_i = (\Sigma_{tot,i} + \delta\Sigma)\phi_i$$

при нормировке

$$\sum_{i=1}^I \phi_i = 1, \quad (1)$$

где I – индекс последней группы, оценить функцию $\phi(u)$, положительную для всех летаргий $u = \ln(E_{00}/E)$, сохраняющую интегралы ϕ_i , обращаются в ноль при $u \rightarrow u_0 = \ln(E_{00}/E_0)$ и $u \rightarrow \infty$, непрерывную на границах раздела групп и, как правило, с непрерывной первой производной на этих границах. Здесь использованы обозначения: E – энергия нейтрона; E_{00} – выбираемое значение энергии, например $E_{00} = 10$ МэВ; E_0 – максимальная энергия нейтрона; $\Sigma_{tot,i}$ – групповые макроскопические полные сечения взаимодействия нейтронов в той области рассматриваемой системы, для которой проводится восстановление $\phi(u)$ (ядерные концентрации отдельных компонент соответствуют составу этой области, а микроскопические групповые сечения соответствуют ее средней температуре и блокированы по ее составу и размерам); $\delta\Sigma$ – добавка, которая эффективно учитывает конечность объема этой области; ϕ_i – средний по области многогрупповой спектр потока нейтронов. В работе [2] для оценки $\delta\Sigma$ предложено использовать простую формулу из работы [1]

$$\delta\Sigma = 1,5S/4V,$$

где S – площадь всей внешней поверхности рассматриваемой области, а V – ее объем.

Значения $\Sigma_{tot,i}$ соответствуют первичным константам, с помощью которых рассчитаны значения ϕ_i в различных областях рассматриваемой системы.

Размерность $\Sigma_{tot,i}$ и $\delta\Sigma$ равна см^{-1} . При использовании нормировки (1) ϕ_i и функция $\phi(u)$ безразмерны, размерность ϕ_i равна см . Энергию нейтрона E будем выражать в мегаэлектронвольтах.

После оценки $\phi(u)$ расчет энергетической зависимости потока нейтронов $\phi(E)$ может быть проведен по формуле

$$\phi(E) = \frac{\phi(\ln(E_{00}/E))}{E[\Sigma_{tot}(E) + \delta\Sigma]},$$

где $\Sigma_{tot}(E)$ – зависимость от энергии макроскопического полного сечения взаимодействия нейтронов в той области рассматриваемой системы, для которой проводится восстановление $\phi(E)$ (ядерные концентрации отдельных компонент соответствуют составу этой области, а

микроскопические сечения соответствуют ее средней температуре). Функция $\phi(E)$ и используется как весовая при получении вторичных констант. Размерность $\Sigma_{tot}(E)$ равна см^{-1} . Тогда при использовании нормировки (1) размерность $\phi(E)$ равна $\text{см}\cdot\text{МэВ}^{-1}$.

При оценке энергетической зависимости потока нейтронов ограничимся рассмотрением 8-группового приближения, которое следует считать малогрупповым. Поэтому по терминологии из работы [2] далее речь идет только о восстановлении слева направо – от наименьшей летаргии (наибольшей энергии) к большим летаргиям (к меньшим энергиям). Границы групп на оси летаргий при $E_{00} = 10$ МэВ равны: $u_0 = -0,35$; $u_1 = 0,5$; $u_2 = 1$; $u_3 = 2$; $u_4 = 3$; $u_5 = 4$; $u_6 = 6$; $u_7 = 8$; $u_8 \rightarrow \infty$.

При температуре среды $T = 300$ К = $0,026 \cdot 10^{-6}$ МэВ энергия сшивки энергетических зависимостей потоков замедляющихся и тепловых нейтронов E_F равна $0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ, так что $u_F = \ln(E_{00}/E_F) = 17,82$. Для расчета энергии сшивки E_F использовалась приближенная формула из работы [3]

$$E_F = 7T.$$

Как видим, для выбранного 8-группового разбиения характерно, что при указанной температуре верхняя энергия последней группы $E_{I-1} = 0,003355$ МэВ $\gg E_F$. Это сильное неравенство вынуждает до перехода к описанию весовых функций в рассматриваемых сборках остановиться на дополнении к предложенному в работе [2] методу.

Для гарантии положительности восстанавливаемой функции в широком интервале $[u_{I-1}, u_F]$ предлагаем поступать следующим образом. В предпоследней группе следует использовать линейное приближение

$$\phi(u) = \phi_{I-1,1} + (u - u_{I-1})\phi_{I-1,1}^{(1)}.$$

Формулы для расчета безразмерных коэффициентов имеют вид

$$\phi_{I-1,1} = 2 \frac{\phi_{I-1} - \phi_{I-2,1}}{\Delta u_{I-1}};$$

$$\phi_{I-1,1}^{(1)} = \frac{\phi_{I-1,1} - \phi_{I-2,1}}{\Delta u_{I-1}}.$$

Использование этих формул гарантирует непрерывность восстанавливаемой функции на границе раздела групп с номерами $(I-2)$ и $(I-1)$ и сохранение группового интеграла ϕ_{I-1} . Здесь $\Delta u_i = (u_i - u_{i-1})$ – ширина группы с номером i на оси летаргий, а значение $\phi_{I-2,1}$ может быть вычислено по формуле из работы [2].

Если имеет место неравенство

$$\frac{\phi_{I-2}}{\Delta E_{I-2}} > \frac{\phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}},$$

то при определении параметра, гарантирующего положительность восстанавливаемой функции, необходимо потребовать выполнения условия

$$\frac{\phi_{I-2,1}}{E_{I-2}} > \frac{\phi_{I-1,1}}{E_{I-1}}$$

Здесь $\Delta E_i = (E_{i-1} - E_i)$, E_i – границы групп на оси энергий.

Рассмотрим теперь последнюю группу. Пусть выполняется неравенство

$$\frac{\phi_I}{E_{I-1}} < \frac{\phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}} \quad (2)$$

В интервале (u_{I-1}, ∞) предлагаем использовать следующее линейно-комбинированное приближение:

$$а) u_{I-1} \leq u \leq u_{I-1} + \Delta u_F$$

$$\phi(u) = \phi_{F,1} + (u - u_{I-1}) \phi_{F,1}^{(1)}; \quad (3)$$

$$б) u \geq u_F$$

$$\phi(u) = f_{I,1}^{(1)} E_{00}^2 \exp(-2u), \quad (4)$$

где $\Delta u_F = (u_F - u_{I-1})$. Потребовав непрерывности искомой функции в точках u_{I-1} и u_F и сохранения интеграла ϕ_I , получим следующие выражения для вычисления коэффициентов:

$$\phi_{F,1} = \frac{2\phi_I - \Delta u_F \phi_{I-1,1}}{\Delta u_F + 1};$$

$$\phi_{F,1}^{(1)} = \frac{\phi_{F,1} - \phi_{I-1,1}}{\Delta u_F};$$

$$f_{I,1}^{(1)} = \frac{\phi_{F,1}}{E_F^2}.$$

При этом при определении параметра необходимо добиваться выполнения условия

$$\frac{\phi_{I-1,1}}{E_{I-1}} > \frac{\phi_{F,1}}{E_F}.$$

Использование приближений (3), (4) совместно с последним условием позволит избежать нефизического всплеска функции $\phi(\ln(E_{00}/E))/E$ в точке E_F .

Пусть теперь вместо (2) имеет место неравенство

$$\frac{\phi_I}{E_{I-1}} > \frac{\phi_{I-1}}{\Delta E_{I-1}}.$$

Тогда в интервале $[u_{I-1}, \infty)$ предлагаем использовать другое линейно-комбинированное приближение:

$$а) u_{I-1} \leq u \leq u_{I-1} + \Delta u_F / 2$$

$$\phi(u) = \phi_{F,1} + (u - u_{I-1} - \Delta u_F / 2) \phi_{F,1}^{(1)};$$

$$б) u_{I-1} + \Delta u_F / 2 \leq u \leq u_F$$

$$\phi(u) = \phi_{F,1};$$

$$в) u \geq u_F$$

$$\phi(u) = f_{I,1}^{(1)} E_{00}^2 \exp(-2u - E_{00} \exp(-u)/T).$$

Потребовав непрерывности искомой функции в точках u_{I-1} и u_F и сохранения интеграла ϕ_I , получим следующие выражения для вычисления коэффициентов:

$$\phi_{F,1} = \frac{\phi_I - \Delta u_F \phi_{I-1,1} / 4}{3\Delta u_F / 4 + \Delta F};$$

$$\phi_{F,1}^{(1)} = 2 \frac{\phi_{F,1} - \phi_{I-1,1}}{\Delta u_F};$$

$$f_{I,1}^{(1)} = \frac{\phi_{F,1}}{E_F^2 \exp(-E_F/T)},$$

где

$$\Delta F = \left(\frac{T}{E_F}\right)^2 \frac{1 - (1 + E_F/T) \exp(-E_F/T)}{\exp(-E_F/T)},$$

T – средняя температура сборки.

Перейдем к описанию весовых функций.

2. ОПИСАНИЕ ВЕСОВЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ВТОРИЧНЫХ КОНСТАНТ

Рассмотренные критические сборки перечислены в табл. 1. Названия сборок соответствуют названиям, приведенным в международном сборнике [4], там же приведены полные описания их характеристик. Среднюю температуру сборок T можно считать равной 300 К.

Таблица 1

Общие характеристики критических сборок

Название сборки [4]	Основной материал активной зоны	Толщина отражателя из Ве, см
Hmf1/2	^{235}U	0
Pmf1	^{239}Pu	0
mmf7/1	$^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}^*$	20,0
mmf7/6	$^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}^*$	1,36

* Внутренний слой из ^{239}Pu , внешний слой из ^{235}U .

Сборки hmf1/2 и pmf1 являются однообластными, сборки mmf7/1 и mmf7/6 – трехобластными.

2.1. Сборка hmf1/2. При расчете вторичных констант для ядер $^{234}\text{U}(l=1)$, $^{235}\text{U}(l=2)$, $^{238}\text{U}(l=3)$,

$^{233}\text{U}(l=4)$, $^{239}\text{Pu}(l=5)$ и $^{237}\text{Np}(l=6)$ использовались спектры потока нейтронов

$$\varphi_l(E) = \frac{\varphi(E)}{\sigma_{tot,l}(E) + 10^{10}} \quad (5)$$

Здесь $\varphi(E)$ дано выражением

$$\varphi(E) = \frac{\phi(E)}{\sum_{k=1}^3 \rho_k \sigma_{tot,k}(E) + 0,128708} \quad (6)$$

Ядерные концентрации ρ_k , соответствующие составу активной зоны сборки hmf1/2, равны [4]: $\rho_1(^{234}\text{U}) = 4,9184 \cdot 10^{-4}$ ядер/(барн·см), $\rho_2(^{235}\text{U}) = 4,4994 \cdot 10^{-2}$ ядер/(барн·см), $\rho_3(^{238}\text{U}) = 2,4984 \cdot 10^{-3}$ ядер/(барн·см). Полные микроскопические сечения $\sigma_{tot,k}(E)$ выражены в барнах. Размерность числового слагаемого в знаменателях выражения (5), выражения (6) и в знаменателях далее приводимых ему подобных выражений равна см^{-1} .

При $E \geq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ функция $\phi(E)$ в выражении (6) имеет вид

$$\phi(E) = \frac{A_l + B_l \ln\left(\frac{E_l}{E}\right) + \frac{1}{2} C_l \left[\ln\left(\frac{E_l}{E}\right)\right]^2 + \frac{1}{6} D_l \left[\ln\left(\frac{E_l}{E}\right)\right]^3}{E} \quad (7)$$

Значения безразмерных коэффициентов из этого выражения, найденные согласно методу из работы [2] с дополнением из предыдущего раздела, приведены в табл. 2.

При $E \leq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ функция $\phi(E)$ в (6) имеет вид

$$\phi(E) = 7,239 \cdot 10^4 E.$$

Подчеркнем, что, несмотря на внешние различия, функции (5) для любого l соответствуют практически одной и той же зависимости от E . Выбранная форма записи обусловлена особенностями программы RMK архива BEND [5], с помощью которой проводился расчет вторичных констант.

Энергетические интервалы с индексами $l = 3 - 7$ из табл. 2 соответствуют группам 3-7 разбиения, исполь-

зуемого для первичных констант. Границе групп 1 и 2 соответствует энергия 6,065 МэВ.

2.2. Сборка pmf1. При расчете вторичных констант для ядер $^{239}\text{Pu}(l=1)$, $^{240}\text{Pu}(l=2)$, $^{241}\text{Pu}(l=3)$, $\text{Ga}(l=4)$, $^{233}\text{U}(l=5)$, $^{235}\text{U}(l=6)$, $^{238}\text{U}(l=7)$ и $^{237}\text{Np}(l=8)$ использовались спектры потока нейтронов (5). Для расчетов зависимости $\varphi(E)$ использовалась формула

$$\varphi(E) = \frac{\phi(E)}{\sum_{k=1}^4 \rho_k \sigma_{tot,k}(E) + 0,176197} \quad (8)$$

Концентрации ρ_k , соответствующие составу активной зоны сборки pmf1, равны [4]: $\rho_1(^{239}\text{Pu}) = 3,7047 \cdot 10^{-2}$ ядер/(барн·см), $\rho_2(^{240}\text{Pu}) = 1,7512 \cdot 10^{-3}$ ядер/(барн·см), $\rho_3(^{241}\text{Pu}) = 1,1674 \cdot 10^{-4}$ ядер/(барн·см), $\rho_4(\text{Ga}) = 1,3752 \cdot 10^{-3}$ ядер/(барн·см).

В выражении (7) при $E \geq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ следует использовать коэффициенты из табл. 3.

При $E \leq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ в качестве функции $\phi(E)$ в формуле (8) следует использовать функцию

$$\phi(E) = 4,5779 \cdot 10^4 E.$$

2.3. Сборка mmf7/1. При расчете вторичных констант для ядер $^{239}\text{Pu}(l=1)$, $^{240}\text{Pu}(l=2)$, $^{241}\text{Pu}(l=3)$ в (5) использовалась функция

$$\varphi(E) = \frac{\phi(E)}{\sum_{k=1}^3 \rho_k \sigma_{tot,k}(E) + 0,359448} \quad (9)$$

Ядерные концентрации ρ_k , соответствующие составу плутониевой части активной зоны сборки mmf7/1, равны [4]: $\rho_1(^{239}\text{Pu}) = 4,5536 \cdot 10^{-2}$ ядер/(барн·см), $\rho_2(^{240}\text{Pu}) = 2,7719 \cdot 10^{-3}$ ядер/(барн·см), $\rho_3(^{241}\text{Pu}) = 1,7313 \cdot 10^{-4}$ ядер/(барн·см).

Коэффициенты из выражения (7) для использования в формуле (9) представлены в табл. 4.

Таблица 2

Значения коэффициентов в (7) для использования в (6)

l	Интервал E , МэВ	E_l , МэВ	A_l	B_l	C_l	D_l
1-2	14,19-3,679	3,679	0,174253743	0,25863665	0,192656	0,00158999
3	3,679-1,353	1,353	0,312658684	0,01817323	-0,2404634	0
4	1,353-0,4979	0,4979	0,314063052	-0,0153645	-0,0335377	0
5	0,4979-0,1832	0,1832	0,095938559	-0,4208845	-0,40552	0
6	0,1832-0,02479	0,02479	0,003469858	-0,0462344	0	0
7	0,02479-0,003355	0,003355	$4,42019 \cdot 10^{-5}$	-0,0017128	0	0
8	0,003355- $0,182 \cdot 10^{-6}$	$0,182 \cdot 10^{-6}$	$2,39783 \cdot 10^{-9}$	$-4,5010 \cdot 10^{-6}$	0	0

Таблица 3

Значения коэффициентов в (7) для использования в (8)

I	Интервал E , МэВ	E_I , МэВ	A_I	B_I	C_I	D_I
1	14,19–6,065	6,065	0,09457179	0,31945477	0,7179453	0,80497922
2	6,065–3,679	3,679	0,24858314	0,29659066	-0,0457282	0
3	3,679–1,353	1,353	0,34808668	-0,0975836	-0,3941742	0
4	1,353–0,4979	0,4979	0,24978498	-0,0990198	-0,0014362	0
5	0,4979–0,1832	0,1832	0,07777293	-0,2450043	-0,1459844	0
6	0,1832–0,02479	0,02479	0,0043275	-0,0367227	0	0
7	0,02479–0,003355	0,003355	$2,7953 \cdot 10^{-5}$	-0,0021498	0	0
8	$0,003355-0,182 \cdot 10^{-6}$	$0,182 \cdot 10^{-6}$	$1,5164 \cdot 10^{-9}$	$-2,8464 \cdot 10^{-6}$	0	0

Таблица 4

Значения коэффициентов в (7) для использования в (9)

I	Интервал E , МэВ	E_I , МэВ	A_I	B_I	C_I	D_I
1	14,19–6,065	6,065	0,06763645	0,22503314	0,4972927	0,54717145
2	6,065–3,679	3,679	0,18505786	0,2446525	0,0392387	0
3	3,679–1,353	1,353	0,28474085	-0,0452865	-0,289939	0
4	1,353–0,4979	0,4979	0,21415943	-0,0958763	-0,0505898	0
5	0,4979–0,1832	0,1832	0,1491691	-0,0341044	0,061772	0
6	0,1832–0,02479	0,02479	0,02166695	-0,0933978	-0,0296467	0
7	0,02479–0,003355	0,003355	0,00024834	-0,0107093	0	0
8	$0,003355-2,473 \cdot 10^{-5}$	$2,473 \cdot 10^{-5}$	0,00066492	$8,4842 \cdot 10^{-5}$	0	0
9	$2,473 \cdot 10^{-5}-0,182 \cdot 10^{-6}$	$0,182 \cdot 10^{-6}$	0,00066492	0	0	0

Таблица 5

Значения коэффициентов в (7) для использования в (10)

I	Интервал E , МэВ	E_I , МэВ	A_I	B_I	C_I	D_I
1	14,19–6,065	6,065	0,05090314	0,16383995	0,3482865	0,3659614
2	6,065–3,679	3,679	0,14652397	0,21864337	0,1096068	0
3	3,679–1,353	1,353	0,25662221	0,0015531	-0,2170903	0
4	1,353–0,4979	0,4979	0,20640701	-0,1019835	-0,1035366	0
5	0,4979–0,1832	0,1832	0,15793488	0,00503925	0,1070228	0
6	0,1832–0,02479	0,02479	0,0273882	-0,1355859	-0,0703126	0
7	0,02479–0,003355	0,003355	0,0037066	-0,0118408	0	0
8	$0,003355-2,473 \cdot 10^{-5}$	$2,473 \cdot 10^{-5}$	0,00116841	$-5,1695 \cdot 10^{-4}$	0	0
9	$2,473 \cdot 10^{-5}-0,182 \cdot 10^{-6}$	$0,182 \cdot 10^{-6}$	0,00116841	0	0	0

При $E \leq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ функция $\phi(E)$ в (9) имеет вид

$$\phi(E) = 2,2013 \cdot 10^{13} E \exp(-E/T).$$

При расчете вторичных констант для ядер $^{235}\text{U}(I=1)$, $^{238}\text{U}(I=2)$ в (5) использовалась функция

$$\phi(E) = \frac{\phi(E)}{\sum_{k=1}^2 \rho_k \sigma_{tot,k}(E) + 1,01589}. \quad (10)$$

Ядерные концентрации ρ_k , соответствующие уравновой части активной зоны сборки mmf7/1, равны [4]: $\rho_1(^{235}\text{U}) = 4,4401 \cdot 10^{-2}$ ядер/(барн·см), $\rho_2(^{238}\text{U}) = 3,2137 \cdot 10^{-3}$ ядер/(барн·см).

Коэффициенты из выражения (7) для использования в формуле (10) представлены в табл. 5.

При $E \leq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ функция $\phi(E)$ в (10) имеет вид

$$\phi(E) = 3,8682 \cdot 10^{13} E \exp(-E/T).$$

При расчете вторичных констант для Be использовался спектр потока нейтронов

$$\varphi(E) = \frac{\phi(E)}{\rho_{\text{Be}} \sigma_{\text{tot,Be}}(E) + 0,048571} \quad (11)$$

Ядерная концентрация равна $\rho_{\text{Be}} = 0,12295$ ядер/(барн·см) [4] и соответствует составу отражателя сборки mmf7/1.

Коэффициенты из выражения (7) для использования в формуле (11) представлены в табл. 6.

При $E \leq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ функция $\phi(E)$ в (11) имеет вид

$$\phi(E) = 4,1560 \cdot 10^{14} E \exp(-E/T).$$

2.4. Сборка mmf7/6. При расчете вторичных констант для ядер $^{239}\text{Pu}(l=1)$, $^{240}\text{Pu}(l=2)$, $^{241}\text{Pu}(l=3)$ в спектрах потока нейтронов (5) изменились только коэффициенты в (7). Они приведены в табл. 7.

При $E \leq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ функция $\phi(E)$ в (9) для сборки mmf7/6 имеет вид

$$\phi(E) = 7,0158 \cdot 10^{-1} E.$$

При расчете вторичных констант для ядер $^{235}\text{U}(l=1)$, $^{238}\text{U}(l=2)$ в (5) использовалась функция

$$\varphi(E) = \frac{\phi(E)}{\sum_{k=1}^2 \rho_k \sigma_{\text{tot},k}(E) + 0,237755} \quad (12)$$

Ядерные концентрации ρ_k ядер ^{235}U и ^{238}U те же, что в (10).

Коэффициенты из выражения (7) для использования в формуле (12) представлены в табл. 8.

При $E \leq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ функция $\phi(E)$ в (12) имеет вид

$$\phi(E) = 2,9953 \cdot 10^{-1} E.$$

При расчете вторичных констант для Be использовался спектр потока нейтронов

$$\varphi(E) = \frac{\phi(E)}{\rho_{\text{Be}} \sigma_{\text{tot,Be}}(E) + 0,554727} \quad (13)$$

Концентрация Be такая же, как и в сборке mmf7/1.

Коэффициенты из выражения (7) для использования в формуле (13) представлены в табл. 9.

При $E \leq 0,182 \cdot 10^{-6}$ МэВ функция $\phi(E)$ в (13) имеет вид

$$\phi(E) = 5,6354 \cdot 10^5 E.$$

Таблица 6

Значения коэффициентов в (7) для использования в (11)

l	Интервал E , МэВ	E_l , МэВ	A_l	B_l	C_l	D_l
1	14,19–6,065	6,065	0,00222182	0,00606822	0,0101052	0,0069792
2	6,065–3,679	3,679	0,00829433	0,0182218	0,0243072	0
3	3,679–1,353	1,353	0,04006911	0,04532775	0,0271059	0
4	1,353–0,4979	0,4979	0,02998799	-0,06549	-0,1108177	0
5	0,4979–0,1832	0,1832	0,13803858	0,28159114	0,3470811	0
6	0,1832–0,02479	0,02479	0,07958353	-0,3400462	-0,3108187	0
7	0,02479–0,003355	0,003355	$5,0725 \cdot 10^{-13}$	-0,0397918	0	0
8	$0,003355-2,473 \cdot 10^{-5}$	$2,473 \cdot 10^{-5}$	0,01255328	$2,5567 \cdot 10^{-3}$	0	0
9	$2,473 \cdot 10^{-5}-0,182 \cdot 10^{-6}$	$0,182 \cdot 10^{-6}$	0,01255328	0	0	0

Таблица 7

Значения коэффициентов в (7) для использования в (9) для сборки mmf7/6

l	Интервал E , МэВ	E_l , МэВ	A_l	B_l	C_l	D_l
1	14,19–6,065	6,065	0,08243773	0,27906416	0,6286391	0,70665499
2	6,065–3,679	3,679	0,21845223	0,26499386	-0,0281406	0
3	3,679–1,353	1,353	0,33377045	-0,0343574	-0,2993513	0
4	1,353–0,4979	0,4979	0,26186795	-0,1094476	-0,0750902	0
5	0,4979–0,1832	0,1832	0,13766183	-0,1389647	-0,0295171	0
6	0,1832–0,02479	0,02479	0,00467547	0,00597829	0,0724715	0
7	0,02479–0,003355	0,003355	$3,26996 \cdot 10^{-5}$	-0,0023214	0	0
8	$0,003355-0,182 \cdot 10^{-6}$	$0,182 \cdot 10^{-6}$	$2,3239 \cdot 10^{-14}$	$-3,3299 \cdot 10^{-6}$	0	0

Значения коэффициентов в (7) для использования в (12)

<i>I</i>	Интервал <i>E</i> , МэВ	<i>E_I</i> , МэВ	<i>A_I</i>	<i>B_I</i>	<i>C_I</i>	<i>D_I</i>
1	14,19–6,065	6,065	0,06675085	0,23415326	0,5475654	0,6402140
2	6,065–3,679	3,679	0,18240642	0,22846901	-0,0113685	0
3	3,679–1,353	1,353	0,31278151	0,03228117	-0,1961878	0
4	1,353–0,4979	0,4979	0,28529911	-0,087246	-0,1195271	0
5	0,4979–0,1832	0,1832	0,16137198	-0,1606083	-0,0733624	0
6	0,1832–0,02479	0,02479	0,00735045	0,00658679	0,0835976	0
7	0,02479–0,003355	0,003355	$9,9327 \cdot 10^{-5}$	-0,0036256	0	0
8	$0,003355-0,182 \cdot 10^{-6}$	$0,182 \cdot 10^{-6}$	$9,9218 \cdot 10^{-15}$	$-1,0115 \cdot 10^{-5}$	0	0

Таблица 9

Значения коэффициентов в (7) для использования в (13)

<i>I</i>	Интервал <i>E</i> , МэВ	<i>E_I</i> , МэВ	<i>A_I</i>	<i>B_I</i>	<i>C_I</i>	<i>D_I</i>
1	14,19–6,065	6,065	0,04494616	0,14371298	0,3030411	0,3152165
2	6,065–3,679	3,679	1,32E-01	0,20354194	0,1196579	0
3	3,679–1,353	1,353	0,30212726	0,13719282	-0,0663491	0
4	1,353–0,4979	0,4979	0,30668867	-0,12807	-0,2652628	0
5	0,4979–0,1832	0,1832	0,16974376	-0,1458198	-0,0177498	0
6	0,1832–0,02479	0,02479	$1,6076 \cdot 10^{-2}$	-0,0078477	0,0689861	0
7	0,02479–0,003355	0,003355	$3,4410 \cdot 10^{-4}$	-0,0078661	0	0
8	$0,003355-0,182 \cdot 10^{-6}$	$0,182 \cdot 10^{-6}$	$1,8667 \cdot 10^{-8}$	$-3,5039 \cdot 10^{-5}$	0	0

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ХАРАКТЕРИСТИК СБОРОК

В качестве первичных использовались 8-групповые константы, подготовленные по данным из ENDL-78 с помощью программы RMC архива BEND [5]. Границы групп на оси логарифмов приведены в разделе 1. Заметим, что характеристики взаимодействия нейтронов для делющихся ядер из составов рассматриваемых сборок и для Ga, а также сечения деления для ^{233}U и ^{237}Np из ENDL-78 и ENDL-82 совпадают. Исключение составляет сечение реакции (*n*, 2*n*) на ^{239}Pu , но различия между данными из ENDL-78 и ENDL-82 проявляются лишь при $E > 12$ МэВ.

Для вторичных групповых констант в одном из вариантов использовалось то же разбиение на группы, что и для первичных, а также 16- и 32-групповые приближения. Границы групп 16- или 32-группового приближения на оси энергий получали делением групп 8-группового приближения на две равные или на четыре равные части. В каждом из этих случаев привлекались нейтронные данные ENDL-82 (для Be нейтронные данные ENDL-78, так как в ENDL-82 данные для Be отсутствуют), а в 32-групповом приближении и нейтронные данные ENDF/B-6. Привлекавшиеся нейтронные данные предварительно приводились к средней температуре сборки.

Решение группового уравнения переноса нейтронов проводилось в S_{32} -приближении S_{P} -метода [6] на равномерной внутри каждой области сборки радиальной сетке с шагом $\Delta r \approx 0,1$ см по программе MNRSN из архива BEND [5].

Для всех рассмотренных сборок были проведены расчеты k_{eff} – эффективного коэффициента размножения с учетом и мгновенных, и запаздывающих нейтронов деления. Эффективный коэффициент размножения нейтронов определялся с методической погрешностью 10^{-5} с помощью прямой процедуры последовательных приближений с поправками [7].

Для двух сборок без отражателя были проведены вычисления β – эффективной доли запаздывающих нейтронов, λ_0 – временной постоянной мгновенных нейтронов в нижнем критическом состоянии, L – времени жизни мгновенных нейтронов. Эти характеристики вычислялись по следующим формулам из работы [8]:

$$\beta = (k_{\text{eff}} - k_{\text{p}}) / k_{\text{eff}};$$

$$\lambda_0 = \frac{\lambda}{1 - (k_{\text{eff}} - 1) / (\beta k_{\text{eff}})};$$

$$L = \beta / |\lambda_0|.$$

Здесь k_p – эффективный коэффициент размножения без учета запаздывающих нейтронов; λ – временная постоянная мгновенных нейтронов деления, которая вычислялась с методической погрешностью 10^{-5} с использованием процедуры последовательных приближений Келлога с поправками [9].

Для сборок без отражателя были проведены и расчеты центральных спектральных индексов. Центральными спектральными индексами были названы отно-

шения сечений деления различных ядер. Каждое из сечений является средним по спектру потока нейтронов в центральной области сборки. Радиус центральной области сборки полагался равным 0,5 см.

Результаты расчетов характеристик перечисленных в табл. 1 критических сборок представлены в табл. 10–12. В скобках поставлены модули отклонений от измеренных значений.

Таблица 10

Значения k_{eff}

Сборка	Результаты расчетов					Эксперимент [4]
	Первичные константы	Вторичные константы, ENDL-82			Вторичные константы	
		8-групповые, ENDL-78	8-групповые	16-групповые		
Hmf1/2	1,00567(0,00567)	0,99825(0,00175)	1,00287(0,00287)	1,00197(0,00197)	0,99654(0,00346)	$1 \pm 0,0010$
Pmf1	0,99758(0,00242)	1,00129(0,00129)	1,00177(0,00177)	1,00176(0,00176)	1,00543(0,00543)	$1 \pm 0,0020$
Mmf7/1	0,98884(0,01116)	1,00580(0,00580)	1,00472(0,00472)	1,00444(0,00444)	1,01144(0,01144)	$1 \pm 0,0045$
Mmf7/6	1,00501(0,00501)	1,00429(0,00429)	1,00260(0,00260)	1,00228(0,00228)	0,99669(0,00331)	$1 \pm 0,0035$

Таблица 11

Значения β , $|\lambda_0|$ (10^7 с^{-1}), L (10^{-9} с)

Сборка	Величина	Результаты расчетов					Эксперимент
		Первичные константы	Вторичные константы, ENDL-82			Вторичные константы	
			8-групповые, ENDL-78	8-групповые	16-групповые		
Hmf1/2	β	0,00647	0,00652	0,00650	0,00651	0,00645	0,0065 ₉ [8]
	$ \lambda_0 $	0,1185(0,0075)	0,1179(0,0069)	0,1192(0,0082)	0,1201(0,0091)	0,1135(0,0025)	$0,111 \pm 0,002$ [4], 0,110 [8]
	L	5,46	5,53	5,45	5,41	5,68	6,04 [8]
Pmf1	β	0,00186	0,00200	0,00193	0,00192	0,00187	0,0019 ₄ [8]
	$ \lambda_0 $	0,0583(0,0057)	0,0640(0)	0,0631(0,0009)	0,0631(0,0009)	0,0630(0,001)	$0,064 \pm 0,001$ [4], 0,065 [8]
	L	3,19	3,13	3,06	3,04	2,97	3,0 [8]

Таблица 12

Значения центральных спектральных индексов

Сборка	Величина	Результаты расчетов					Эксперимент [4]
		Первичные константы	Вторичные константы, ENDL-82			Вторичные константы	
			8-групповые, ENDL-78	8-групповые	16-групповые		
Hmf1/2	$\sigma_f(^{237}\text{Np}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$	0,788(0,049)	0,804(0,033)	0,800(0,037)	0,801(0,036)	0,821(0,016)	$0,837 \pm 0,013$
	$\sigma_f(^{238}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$	0,1538(0,0109)	0,1540(0,0107)	0,1545(0,0102)	0,1550(0,0097)	0,1599(0,0048)	$0,1647 \pm 0,0018$
	$\sigma_f(^{239}\text{Pu}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$	1,368(0,034)	1,379(0,023)	1,380(0,022)	1,381(0,021)	1,385(0,017)	$1,402 \pm 0,025$
	$\sigma_f(^{233}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$	1,585(0,005)	1,589(0,001)	1,591(0,001)	1,591(0,001)	1,593(0,003)	$1,59 \pm 0,03$
Pmf1	$\sigma_f(^{238}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$	0,1957(0,0216)	0,1961(0,0212)	0,1961(0,0212)	0,1964(0,0209)	0,2066(0,0107)	$0,2173 \pm 0,0023$
	$\sigma_f(^{233}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$	1,564(0,014)	1,564(0,014)	1,564(0,014)	1,564(0,014)	1,579(0,001)	$1,578 \pm 0,027$
	$\sigma_f(^{237}\text{Np}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$	0,887(0,075)	0,902(0,060)	0,900(0,062)	0,901(0,061)	0,949(0,013)	$0,962 \pm 0,016$
	$\sigma_f(^{239}\text{Pu}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$	1,392(0,056)	1,398(0,050)	1,398(0,050)	1,398(0,050)	1,423(0,025)	$1,448 \pm 0,029$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Обсудим сначала результаты, полученные в рамках применения нейтронных данных ENDL-82.

Эти результаты показывают, что при использовании 8-группового приближения переход от первичных констант ко вторичным приводит практически во всех случаях к сближению расчетных характеристик рассмотренных критических сборок с экспериментальными данными. Исключением является расчет отношения сечений деления ^{233}U и ^{235}U в центре сборки Pmf1, когда смена констант не изменила результат.

Из табл. 10 видно, что для всехборок, кроме сборки mmf7/6, модуль смещения k_{eff} из-за перехода от 8-групповых первичных констант к 8-групповым вторичным больше модулей смещений из-за переходов от 8-групповых вторичных к 16- и 32-групповым вторичным же константам. Такие переходы в рамках использования нейтронных данных ENDL-82 приводят к сближению с результатами измерений вплоть до согласия с ними в пределах их погрешностей только при описании измерений k_{eff} на сборке pmf1 и на сборках с отражателем из Be.

Не удается достигнуть согласия с результатом измерения k_{eff} на сборке hmf1/2, хотя при переходе от 8-групповых первичных констант к 32-групповым вторичным произошло сближение с результатом измерений на 0,0037. Для сборки pmf1 согласие с результатами измерений k_{eff} достигается уже при переходе к 8-групповым вторичным константам, а при увеличении числа групп модули смещения от результата измерения увеличиваются, но остаются меньше погрешности измерения.

При увеличении числа групп не удается достигнуть согласия с результатом измерения $|\lambda_0|$ на сборке hmf1/2. Согласие с результатом измерения $|\lambda_0|$ на сборке pmf1 достигается уже при переходе к 8-групповым вторичным константам. При увеличении числа групп модули отклонений от измеренного значения несколько увеличиваются, оставаясь меньше ее погрешности.

По-разному изменяется при увеличении числа групп значение L . Для сборки pmf1 происходит сближение с результатом измерения и можно говорить о близости значения, полученного по 32-групповым вторичным константам, к оцененному значению из работы [8]. Для сборки hmf1/2 увеличение числа групп ведет к удалению расчетного значения L от оцененного.

В рамках использования нейтронных данных ENDL-82 модули смещений всех вычислявшихся характеристик кроме спектральных индексов из-за перехода от 8-групповых вторичных к 16-групповым вторичным константам больше аналогичных значений из-за перехода от 16-групповых вторичных констант к 32-групповым вторичным. По этой причине можно считать приближенно, что полученные для рассмотренныхборок в 32-групповом приближении расчетные значения вышли на асимптотику и их отклонения от результатов

измерений характеризуют погрешности использованных нейтронных данных. Что касается центральных спектральных индексов, то увеличение числа групп при использовании вторичных констант ведет к малым изменениям по сравнению с погрешностью измерений.

Сравнение двух систем 32-групповых вторичных констант, одна из которых основана на нейтронных данных ENDL-82, а другая на ENDF/B-6, показывает:

– для всех рассмотренныхборок ближе к результатам измерений расположены значения k_{eff} , соответствующие использованию нейтронных данных ENDL-82; при использовании ENDL-82 согласие с результатами измерений имеет место дляборок pmf1, mmf7/1 и mmf7/6, а при использовании ENDF/B-6 только для сборки mmf7/6;

– при описании измерений $|\lambda_0|$ и L на сборке hmf1/2 предпочтительнее использование нейтронных данных ENDF/B-6; при описании таких же величин на сборке pmf1 обе системы нейтронных данных приводят к результатам, согласующимся с результатами измерений или близкими к ним;

– при описании результатов измерений центральных спектральных индексов на сборках hmf1/2 и pmf1 предпочтительнее использовать нейтронные данные ENDF/B-6; при использовании ENDF/B-6 не описываются только результаты измерений отношения $\sigma_f(^{238}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$ на обеихбороках и результат измерения $\sigma_f(^{237}\text{Np}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$ на сборке hmf1/2; использование нейтронных данных ENDL-82 позволяет описывать только результаты измерений $\sigma_f(^{233}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$ на обеихбороках и результат измерения $\sigma_f(^{239}\text{Pu}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$ на сборке hmf1/2.

Сделанные выводы могут быть учтены при проведении уточнения характеристик взаимодействия нейтронов с ^{235}U , ^{239}Pu и ^9Be , а также сечений деления ^{233}U , ^{238}U и ^{237}Np из ENDL-82 (из ENDL-78 для ^9Be) или из ENDF/B-6.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Бондаренко И. И., Николаев М. Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
2. Горелов В. П., Гребенников А. Н., Ильин В. И., Фарафонов Г. Г. Воспроизведение энергетической зависимости потока нейтронов в процедуре многогрупповых вычислений. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 2001, вып. 1/2, с. 108–120.
3. Горелов В. П., Гребенников А. Н., Ильин В. И. и др. Численное моделирование энергетической зависимости потока нейтронов в блоке полиэтилена с источником быстрых нейтронов. – ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1998, № 2, с. 39–51.
4. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. Nuclear Energy Agency;

Organization for Economic Co-Operation and Development, Paris; NEA/NSC/DOC(95)03; September 1999 Edition.

5. Гребенников А. Н., Фарафонов Г. Г. Архив оцененных нейтронных данных BEND. Принципы организации архива и комплекса программ для работы с данными архива. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1994, № 2, с. 65–70.

6. Карлсон Б., Белл Дж. Решение транспортного уравнения S_n -методом. – В сборнике "Физика ядерных реакторов. Избранные доклады иностранных ученых" / Под ред. А. И. Лейпунского и В. С. Фурсова. М.: Изд-во ГУ по использованию атомной энергии при СМ СССР, 1959, с. 408.

7. Горелов В. П., Гребенников А. Н., Фарафонов Г. Г., Юдинцев В. Ф. Ускорение сходимости итераций в прямой процедуре определения собственных чисел уравнения переноса нейтронов последовательными приближениями. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 1992, № 3, с. 81–85.

8. Robert Keepin G. Physics of Nuclear Kinetics. Massachusetts · PaloAlto · London: Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1965.

9. Трошиев В. Е., Юдинцев В. Ф., Федянин В. И. Об ускорении сходимости итераций при решении кинетического уравнения. – Журнал вычисл. мат. и мат. физики, 1968, т. 8, № 2, с. 452–458.

Статья поступила в редакцию 02.04.2002 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ ДТ-НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ АКТИВАЦИИ СЦИНТИЛЛЯТОРА NaI(Tl)

**В. Е. Аблесимов, В. М. Ульянов, В. А. Бояринцев, Н. А. Уваров, А. К. Житник,
И. Л. Сумкин, И. А. Горшкова, Е. А. Мамаева, В. С. Майорников, М. А. Овчинников**

РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г. Саров Нижегородской обл.

Описан метод и результаты дистанционных измерений выхода нейтронов импульсного источника ДТ-нейтронов типа "плазменный фокус" на основе регистрации наведенной активности в сцинтилляционном кристалле NaI(Tl).

MESUREMENT OF PULSE DT-NEUTRON SOURCES YIELD USING NaI(Tl) SCINTILLATOR ACTIVATION METHOD / V. E. ABLESIMOV, V. M. ULJANOV, V. A. BOJARINTZEV, N. A. UVAROV, A. K. ZITNIK, I. L. SUMKIN, I. A. GORSHKOVA, E. A. MAMAEVA, V. S. MAJORNIKOV, M. A. OVCHINNIKOV // There are described the method and results of distance measurements of pulse DT-neutron sources yield ("plasma focus") by registering of induced activity in NaI(Tl) scintillator.

Нейтронно-активационный метод широко применяется в практике измерения различных характеристик полей нейтронного излучения ядерно-физических установок. Ниже описывается метод измерения выхода ДТ-нейтронов источника типа "плазменный фокус" (ПФ) [1], позволяющий проводить измерения в произвольных полях излучения в широком диапазоне изменения выхода нейтронов (4–5 порядков). Метод может быть использован также для экспрессной оценки влияния режима функционирования ПФ на выход нейтронного излучения. Детектор на основе регистрации наведенной активности изотопа ^{128}I в сцинтилляционном кристалле NaI(Tl) отличается высокой чувствительностью к нейтронам за счет совмещения в сцинтилляционном кристалле функций активируемого индикатора и регистратора наведенной активности и удобен в эксплуатации, позволяя проводить дистанционные измерения без извлечения индикатора после облучения. Один из вариантов применения сцинтиллятора NaI(Tl) для регистрации выхода нейтронов импульсного источника с использованием активации йода описан в работе [2]. Сцинтиллятор в этой работе отделен от регистрирующего блока, что требует извлечения его после каждого облучения. Разработанный нами детектор состоит из сцинтиблока БДЭГ 4-43-02А (сцинтиллятор NaI(Tl) диаметром 63 мм и высотой 63 мм и фотоумножитель ФЭУ-139), помещенного в замедлитель из полиэтилена диаметром 24 см и длиной 28 см для преобразования быстрых нейтронов в тепловые, и электронной схемы, обеспечивающей на выходе сформированный импульс постоянной амплитуды -4 В и длительности $\sim 0,4$ мкс. Сцинтиллятор детектора защищен от внешнего гамма-излучения свинцовым экраном толщиной ≈ 2 см. Габаритные размеры детектора: диаметр 24,5 см, длина 68 см. Импульсы с детектора по линии связи из коаксиального

кабеля поступают на регистратор – временной анализатор. Такая конструкция детектора позволяет проводить дистанционные измерения выхода нейтронов.

Абсолютизация выхода производится методом сравнения с эталонным источником (методом замещения), суть которого сводится к предварительной градуировке детектора в рабочих условиях на эталонном источнике нейтронного излучения. В наших измерениях использовался источник из ^{252}Cf (поток с поверхности $1,2 \cdot 10^7$ нейтр./с $\pm 4\%$ на 1.07.2001 г.).

Измеряемый выход нейтронов $Y_{\text{ни}}$ измеряемого мгновенного источника определяется согласно выражению

$$Y_{\text{ни}} = Y_{\text{г}} (N_{\text{ни}}/N_{\text{г}}) (\text{ЧР}_{\text{г}}/\text{ЧР}_{\text{ни}}). \quad (1)$$

Здесь $Y_{\text{г}}$ – выход нейтронов градуировочного источника, эквивалентный выходу мгновенного источника; $N_{\text{г}}$ и $N_{\text{ни}}$ – интегральное число отсчетов детектора после облучения при градуировке и в измерениях.

Различие спектрального состава источников учитывается отношением $\text{ЧР}_{\text{г}}/\text{ЧР}_{\text{ни}}$, где $\text{ЧР}_{\text{г}}$ и $\text{ЧР}_{\text{ни}}$ – результат расчета Монте-Карло (МК) [3] числа реакций в детекторе от градуировочного и измеряемого источника. Величина этого отношения составляет для ДТ-нейтронов $\approx 1,6$.

Выход нейтронов $Y_{\text{г}}$ градуировочного источника, эквивалентный выходу мгновенного источника, определяется выражением

$$Y = Q \left(1 - e^{-\lambda T_{\text{exp}}} \right) / \lambda, \quad (2)$$

где Q – средний поток нейтронов источника за время облучения (нейтр./с), приведенный к дате облучения

(для источника из Cf); T_{exp} – время облучения (с); λ – постоянная распада изотопа ^{128}I , $\lambda = 4,62 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

Данные, полученные при измерениях, обрабатываются методом наименьших квадратов, начиная с момента 600–700 с от конца облучения для исключения возможного влияния короткоживущих активностей (с $T_{1/2} < 2,5$ мин). При этом экспериментальная зависимость числа отсчетов детектора от времени представляется выражением

$$y(t) = y_0 + A1e^{-\lambda(t-t_0)}, \quad (3)$$

где y_0 – постоянный фон; $A1$ – скорость счета импульсов с детектора на момент окончания облучения (отсч./с); t – текущее время (с), отсчитываемое от момента пуска регистратора, t_0 – время окончания облучения (с).

Результатом обработки являются значения $A1$, y_0 и их среднеквадратичные отклонения с.к.о. По полученному значению $A1$ определяется число отсчетов N детектора, связанных с активацией ^{127}I , в соответствии с выражением

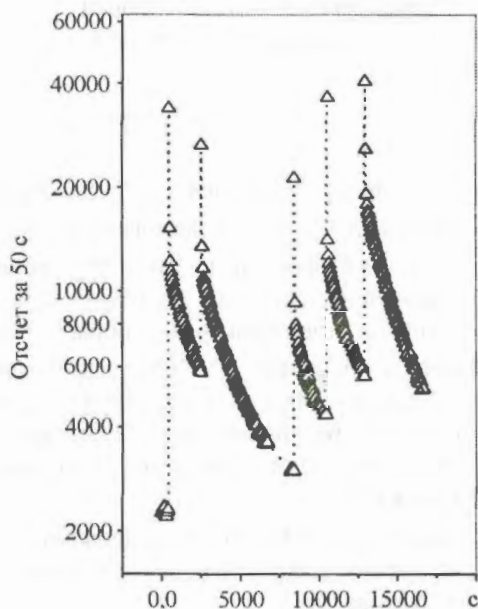
$$N = A1/\lambda. \quad (4)$$

Долговременная стабильность измерительного канала, определенная в специальных измерениях, характеризуется менее 0,8%. Максимальная скорость счета измерительного канала, при которой просчеты составляют менее 1%, равна $5 \cdot 10^4$ отсч./с. Чувствительность детектора в коллимированном потоке ДТ-нейтронов, определенная в измерениях на генераторе НГ-150, составляет $\approx 3 \text{ см}^2$. Верхняя граница измерения выхода нейтронов в импульсе для характерного расстояния ис-

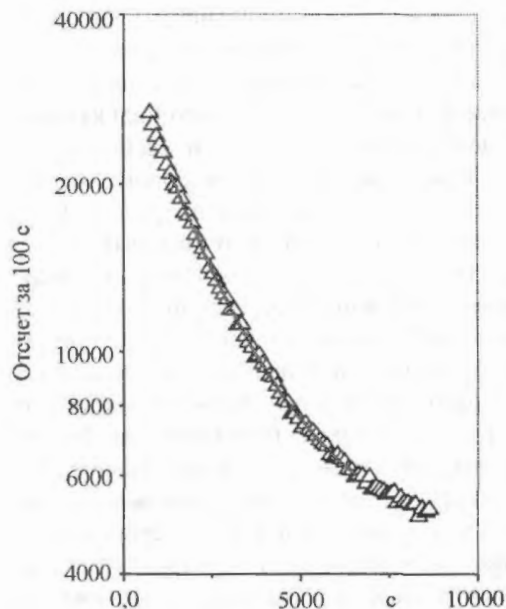
точник-детектор $\approx 1 \text{ м}$, определяемая максимальной скоростью счета и чувствительностью измерительного канала, оценивается $\approx 5 \cdot 10^{12}$ нейтр./имп. При контролируемом временном сдвиге начала регистрации эта граница может быть расширена вверх на 1–2 порядка. Нижняя граница определяется фоновыми условиями (для уровня фона 10 отсч./с она оценивается $\approx 4 \cdot 10^8$ при 10%-ной статистической погрешности числа отсчетов).

Измерения выхода импульсного источника ДТ-нейтронов типа "плазменный фокус" были проведены для расстояния источник-детектор от 0,6 до 2 м. Расчетный вклад рассеянных нейтронов в активацию детектора составлял от 4 до 40% в зависимости от расстояния детектора до источника и стен помещения. Регистрируемая зависимость числа отсчетов детектора от времени для одной из серий импульсов и активация от градуировочного источника приведены на рисунке. Измерения были проведены в 18 импульсах. Измеренное значение выхода нейтронов составило от $1,5 \cdot 10^9$ до $2,9 \cdot 10^{11}$ нейтронов в импульсе.

Случайная составляющая погрешности выхода ДТ-нейтронов в проведенных измерениях определяется погрешностью определения начальной скорости счета на момент окончания облучения (при градуировке и в рабочем импульсе) и статистикой расчетов МК. Она оценивается от 4 до 7%. Систематическая погрешность градуировочного источника составляет 4%. Влияние неопределенности условий измерений (неабсолютная адекватность геометрии измерений и расчета, неопределенность состава окружающей среды – стены, пол, потолок), оцененное в расчетах МК, не превышает 2–3%. В целом погрешность проведенных измерений оценивается 10–15%.



а



б

Зависимость числа отсчетов от времени: а – измерения; б – градуировка; Δ – эксперимент; — — — расчет методом наименьших квадратов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Достоверность измерений описываемым методом подтверждается результатами аналогичных тестовых измерений на коллимированном пучке ДТ-нейтронов генератора НГ-150. Штатная методика мониторинга выхода ДТ-нейтронов на этой установке производится с помощью двух счетчиков сопутствующих альфа-частиц. Флюенс нейтронов определяется по показаниям альфа-счетчиков с погрешностью менее 3% [4]. Для двух проведенных облучений отношение измеренного значения к результату, даваемому штатной методикой, составило 1,03 и 0,94.

Анализ полученных результатов указывает на возможные пути улучшения характеристик детектора. В частности, экранирование замедлителя внешним слоем борсодержащей защиты позволит снизить влияние нейтронов, рассеянных окружающей детектор средой, на результат измерений.

Высокая чувствительность метода в сочетании с широким диапазоном регистрации, градуировка измерительного канала в рабочей геометрии с помощью эталонного источника позволяют применять метод в произвольных полях излучения для дистанционной оценки выхода низкоинтенсивных источников нейтронного излучения: импульсных ДТ-генераторов, установок термоядерного синтеза, а также в экспериментах с другими импульсными и статическими источниками нейтронного излучения.

1. Макеев Н. Г., Румянцев В. Г., Бармасов В. А. Плазменный фокус с питанием от индуктивно-емкостного накопителя энергии. В сб.: Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстропротекающих процессов / Под ред. Макеева Н. Г. Саров, 1996, с. 304–310.

2. Антропов С. Ю., Ермилов А. П. Высокочувствительный активационный детектор нейтронов. – Измерительная техника, 1995, № 2, с. 56.

3. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Моделирование совместного переноса нейтронов и гамма-квантов методом Монте-Карло // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2000, вып. 2, с. 49–52.

4. Свидетельство № 43080.84673 о государственной поверке эталонного средства измерений. Государственный метрологический центр ВНИИФТРИ Госстандарта России, 2.12.1998.

Статья поступила в редакцию 08.04.2003 г.

СПИН-ЗАВИСИМАЯ УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ АЛЬФА-РАСПАДА И СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ТРАНСУРАНОВЫХ ЯДЕР (ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТА)

В. Н. Вячин¹, П. Герцог², Г. М. Гуревич³, А. Л. Ерзинкян⁴, А. А. Луханин⁵, В. П. Парфенова⁴,
Н. Северийнс⁶, Ю. Г. Топоров⁷, В. Т. Филимонов⁷

¹РФЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, г. Саров, Россия

²Боннский университет, D-53115, Бонн, Германия

³Институт ядерных исследований РАН, 119312, Москва, Россия

⁴НИИЯФ МГУ, 119992, Москва, Россия

⁵Харьковский физико-технический институт, 310108, Харьков, Украина

⁶Лейвенский университет, В-3001 Лейвен, Бельгия

⁷НИИАР, 433510, Димитровград-10, Россия

Целями рассматриваемого проекта являются: а) исследование соотношения между угловой анизотропией альфа-излучения и ядерной деформацией и б) получение первых точных данных о квантовых числах каналов деления, которые необходимы для развития микроскопической теории деления. Для реализации этих целей предлагается развить методику приготовления чистых образцов на основе деформированных тяжелых трансурановых ядер ($^{241, 243}\text{Am}$, $^{253, 255}\text{Es}$, $^{255, 257}\text{Fm}$) с использованием ионной имплантации соответствующих изотопов в ферромагнитные фольги.

SPIN-DEPENDENT ANGULAR ANISOTROPY OF ALPHA-DECAY AND SPONTANEOUS FISSION OF ORIENTED TRANSURANIUM NUCLEI (EXPERIMENT PROJECT) / V. N. VYACHIN, P. GERTSOG, G. M. GUREVICH, A. L. ERZINKYAN, A. A. LUKHANIN, V. P. PARFENOVA, N. SEVERIJNS, Yu. G. TOPOROV, V. T. FILIMONOV // The goals of the considered project are as follows: a) investigation of relation between angular anisotropy of alpha-radiation and nuclear deformation and b) getting of first accurate data on quantum numbers of fission channels that are needed to develop microscopic theory of fission. To realize these purposes it is proposed to develop a technique of pure samples production based on deformed heavy transuranium nuclei ($^{241, 243}\text{Am}$, $^{253, 255}\text{Es}$, $^{255, 257}\text{Fm}$) with the use of ion implantation of the corresponding isotopes to ferromagnetic foils.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы группа исследователей из университетов Лейвена (Бельгия) и Бонна (Германия) выполнила измерения угловой анизотропии альфа-излучения на ориентированных ядрах в районе свинца и на октупольно деформированных ядрах вблизи Ра [1–3]. Группа ИЯИ РАН в Москве проводила аналогичные измерения на ядрах трансурановой области [4]. В перечисленных экспериментах использовались установки для низкотемпературной ядерной ориентации (ЯО), работающие как в режиме on-line, так и в режиме off-line в Лейвене, Москве и на изотоп-сепараторе ISOLDE в ЦЕРНе, в сочетании с детекторами частиц, работающими при температуре жидкого гелия. Существующие установки и рабочий опыт этих групп в комбинации с уникальными возможностями получения очень тяжелых нуклидов в Научно-исследовательском институте ядерных реакторов (НИИАР) в Димитровграде и приготовления образцов этих нуклидов, пригодных для ЯО экспериментов, методом ионной имплантации в Российском федеральном ядерном центре-ВНИИЭФ в Сарове и в Боннском университете

позволяют реализовать новое поколение экспериментов по угловым распределениям альфа-частиц и осколков спонтанного деления от ориентированных сверхтяжелых ядер.

Хотя альфа-распад был первой известной формой радиоактивности, механизмы, определяющие значения наблюдаемых альфа-распада, все еще недостаточно ясны. В самом деле, до сих пор не удалось сделать четкого выбора среди различных теоретических моделей [5–7], предложенных для описания как полной вероятности альфа-распада, так и углового распределения альфа-частиц, испускаемых ориентированными ядрами. Новые данные по угловым распределениям альфа-частиц, испускаемых ориентированными квазисферическими ядрами At, Rn, Fr и Bi [2] и статически деформированными ядрами Fr и Ra [3], полученные недавно группой Лейвенского и Боннского университетов, несколько улучшили эту ситуацию.

Сравнение полученных данных для почти сферических ядер At, Rn и Bi с различными моделями показало, что теоретическое предположение о существовании альфа-кластера в материнском ядре [5] является, вероятно, слишком упрощенным для квазисферических

ядер. Интерпретация этих данных в рамках моделей более микроскопического характера [7, 8] показала, что наблюдаемые угловые распределения не создаются туннелированием альфа-частицы через (слабо) деформированный кулоновский барьер, а скорее определяются эффектами ядерной структуры, которые можно описать через вероятность образования альфа-частицы на ядерной поверхности. В самом деле, описание наблюдаемых анизотропий для At, Rn, Fg и Vi в рамках простой оболочечной модели, использующей амплитуду вероятности образования альфа-частицы, показало, что эта модель работает довольно хорошо [2]. С другой стороны, для деформированных изотопов Fg и Pa сравнение с теорией показало, что наиболее важным фактором в моделировании альфа-анизотропии [3] является вероятность туннелирования альфа-частицы через деформированный барьер, т. е. угловое распределение альфа-частиц для этих ядер определяется в основном формой ядра. Был сделан вывод, что угловое распределение альфа-частиц, испускаемых тяжелыми ориентированными ядрами, определяется комбинированным эффектом ядерной деформации (туннелирование) и ядерной структуры (вероятность образования), причем относительный вклад последнего фактора возрастает с уменьшением деформации и доминирует для почти сферических ядер.

В этих экспериментах были получены данные примерно для двадцати почти сферических ядер, которые позволили улучшить наше понимание зависимости альфа-анизотропии от ядерной структуры. Однако для ядер с выраженной статической деформацией данные, пригодные для количественной интерпретации, существуют только для трех случаев: ^{221}Fr (параметр деформации $\beta_2 = 0,120$), ^{227}Pa ($\beta_2 = 0,173$) и ^{229}Pa ($\beta_2 = 0,190$). Сравнение этих данных с теоретическими моделями осложнено присутствием в этих ядрах значительной октупольной деформации. С другой стороны, детальной интерпретации недавних результатов для ^{241}Am [4] и старых результатов групп из Ок-Риджа и Беркли [9] препятствует большая толщина образцов, а в последнем случае также плохое качество имевшихся в то время детекторов. Таким образом, хотя еще самая первая полупеноменологическая модель анизотропного альфа-излучения [10] связывала это явление с ядерной деформацией, эта связь до сих пор понята очень недостаточно из-за отсутствия экспериментальных данных. Чтобы более детально исследовать это явление и продвинуть наше понимание происхождения анизотропии в угловом распределении альфа-частиц, предлагается расширить имеющийся набор данных за счет тяжелых трансурановых ядер. Особый интерес в этом отношении представляют изотопы ^{241}Am ($\beta_2 = 0,223$), ^{243}Am ($\beta_2 = 0,224$), ^{253}Es ($\beta_2 = 0,236$), ^{255}Es ($\beta_2 = 0,226$). Выбраны пары ядер с одинаковыми конфигурациями основного состояния, чтобы исследовать влияние эффектов ядерной структуры, вызываемых добавлением двух нейтронов, на анизотропный альфа-распад деформированных ядер. Кроме того, предложенные ядра не имеют окту-

польной деформации, что облегчает сравнение теоретических моделей с экспериментальными данными. Наконец, ^{241}Am представляет особый интерес как стандартное пробное ядро во всех теоретических моделях анизотропного альфа-распада деформированных ядер. В дополнение к вышеупомянутым ядрам может быть получена информация по альфа-анизотропии ^{255}Fm ($\beta_2 = 0,227$) и ^{257}Fm ($\beta_2 = 0,227$) в процессе измерений анизотропии деления ^{255}Es и ^{257}Fm (см. ниже). Можно отметить, что изотопы ^{253}Es и ^{255}Fm имеют самую большую деформацию основного состояния из всех альфа-излучающих ядер.

Ядерное деление изучается уже более 60 лет, но все еще служит объектом большого интереса. Причинами этого являются исключительное практическое значение деления для производства энергии и большая сложность этого явления. Хотя деление было и продолжает оставаться объектом огромного количества прикладных исследований, до сих пор не существует теоретической модели, дающей точное количественное решение сложной многочастичной проблемы, которую представляет собой явление ядерного деления с его многими степенями свободы. Пожалуй, наиболее успешной до настоящего времени является модель, которая предсказывает существование различных делительных каналов, соответствующих различным модам деления [11, 12]. Для развития микроскопической теории ядерного деления требуется знание полного набора квантовых чисел, описывающих состояние делящегося ядра (спин, четность, проекция K спина на ось симметрии ядра). Для получения такой информации необходимы эксперименты с ориентированными делящимися ядрами. Ожидается, что наиболее однозначные и непротиворечивые данные можно получить, исследуя угловое распределение осколков спонтанного деления от ориентированных сверхтяжелых ядер, поскольку в этом случае делящееся ядро находится в основном состоянии.

Такие эксперименты со спонтанно делящимися ядрами еще не проводились. До сих пор угловые распределения осколков измерялись только для индуцированного нейтронами деления нескольких ориентированных (выстроенных) ядер области актиноидов [13, 14]. Главный результат этих работ состоял в том, что измеренные угловые распределения соответствуют в основном делению через каналы с $K = 1, 2$. Этот результат противоречит данным экспериментов по фотоделению для тех же самых компаунд-ядер при таких же энергиях возбуждения, которые убедительно показали, что низшие каналы деления соответствуют $K = 0$. Такие противоречия имеют достаточно общий характер. Они возникают, например, при попытках описать идентичной структурой каналов деления сечения и угловые распределения осколков для одних и тех же компаунд-ядер, получаемых в реакциях (γ, f) и (t, pf) на бесспиновых мишенях и в реакциях (n, f) и (d, pf) с ядрами, имеющими ненулевой спин.

Пионерские эксперименты по анизотропии спонтанного деления ^{255}Es и ^{257}Fm позволили бы снять про-

тиворечия в интерпретации существующих экспериментальных данных, вызванные главным образом их неполнотой. В дополнение к этому можно ожидать получения новой информации о "переходных эффектах", предсказанных для этой области ядер (переход от двугорбой к одnogорбой форме барьера деления, от асимметричного к симметричному делению, рост вклада оболочечных эффектов). В самом деле для ядра ^{257}Fm , которое как раз соответствует переходу от асимметричного к симметричному делению, экспериментально измеренное отношение пик – долина в асимметричном распределении осколков по массам составляет 1,5, тогда как для ^{256}Fm оно равно 12, а ^{258}Fm делится симметрично [15]. Для ^{255}Es это отношение лежит в пределах от 5 до 30, а для ^{253}Es оно уже равно 326 [15], так что ^{255}Es соответствует промежуточному случаю.

Кроме этого эксперименты по анизотропии спонтанного деления необходимы для анализа возможностей экспериментальной проверки гипотезы несохранения четности в спонтанном делении. Изучение эффектов несохранения четности в угловом распределении осколков спонтанного деления существенно для проверки теоретических предсказаний о сильной зависимости высоты барьера деления от четности и о наличии резонансного эффекта, связанного с существованием квазиуровней во второй потенциальной яме [16].

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Для приготовления источников, пригодных для ЯО экспериментов с альфа-излучающими и спонтанно делящимися трансурановыми ядрами, необходимо использовать специальные методики. Во-первых, эти изотопы получают только в малых количествах и всегда в смеси с другими изотопами, что требует специальных методов разделения и очистки. Во-вторых, следует по возможности исключить рассеяние альфа-частиц и осколков в образце, так как оно приводит к серьезному искажению измеряемого углового распределения. Поэтому следует использовать очень тонкие источники, в которых активность расположена на глубине 50–100 Å от поверхности фольги. С другой стороны, нежелательно, чтобы активность располагалась слишком близко к поверхности, поскольку в приповерхностной области кристаллическая структура образца может быть искажена, а это приведет к уменьшению степени ядерной ориентации. Такие источники могут быть изготовлены только ионной имплантацией при ускоряющем напряжении от 50 до 100 кэВ, например на электромагнитных изотоп-сепараторах в Российском федеральном ядерном центре–ВНИИЭФ в Сарове и в Боннском университете (Германия).

Для приготовления чистых препаратов Am во ВНИИЭФ успешно использовалась комбинация радиохимических методов и электромагнитной масс-сепарации [17, 18], которая позволила получить изотопическое

обогащение 99,6 % для ^{241}Am и 99,2–99,94 % для ^{243}Am . Электромагнитный масс-сепаратор С-2 был специально сконструирован для разделения альфа-активных изотопов. Мы предполагаем использовать его для приготовления имплантированных образцов ^{241}Am и ^{243}Am для ЯО экспериментов. Для этого активность в форме безводного трихлорида Am помещают в тигель ионного источника изотоп-сепаратора, а на место приемника помещают специально подготовленную железную фольгу, в которую имплантируется исследуемый изотоп. Чтобы не вызвать разрушения структуры кристаллической решетки железа, имплантационная доза в экспериментах такого типа не должна, как правило, превышать 10^{14} ион/см². Это требует понижения рабочего тока масс-сепаратора С-2, который достигает 1 мА, на несколько порядков. Так, при токе 1 мкА указанная имплантационная доза набирается всего за 1 с. Поэтому необходима некоторая модернизация масс-сепаратора, которая позволит использовать его для получения образцов с требуемыми характеристиками. Основные распадные свойства изотопов Am и расчетные характеристики образцов для ЯО экспериментов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Свойства изотопов Am и характеристики образцов для ЯО экспериментов

Параметр	^{241}Am	^{243}Am
$T_{1/2}$	432,2 л	7370 л
Γ^π	5/2 ⁻	5/2 ⁻
% α	100	100
% SF	$4,3 \cdot 10^{-10}$	$3,7 \cdot 10^{-9}$
% β^-	0	0
Исследуемый α -переход: Γ^π	5/2 ⁻	5/2 ⁻
энергия	5485,60(12) кэВ	5275,3(10) кэВ
брэнчинг	85,2(8) %	87,4(4) %
Требуемая активность источника:	15 нКи	1 нКи
число α -частиц в секунду	555	37

Что касается образцов Es и Fm, то получение соответствующих активностей в достаточно чистой форме предполагается проводить в НИИАР (Димитровград), а масс-сепарацию и имплантацию этих активностей с целью получения образцов для ЯО измерений – в Боннском университете.

Изотопы ^{253}Es , ^{255}Es и ^{257}Fm можно получить нейтронным облучением ^{252}Cf в ядерном реакторе с последующим радиохимическим разделением накопленных Es и Fm и, возможно, с повторным облучением полученной активности для изменения ее изотопного состава. Все три изотопа можно получить, используя следующую схему накопления:

1-й этап – накопление Cf при облучении смеси тяжелых изотопов Cm;

2-й этап – радиохимическое выделение накопленного Cf, оно займет около 60 дней и обеспечит следующий изотопный состав: $^{249}\text{Cf}(0,49\%) - ^{250}\text{Cf}(14,63\%) - ^{251}\text{Cf}(5,65\%) - ^{252}\text{Cf}(78,92\%) - ^{253}\text{Cf}(0,08\%) - ^{254}\text{Cf}(0,23\%)$;

3-й этап – облучение 1 мг Cf с целью накопления Es и Fm, оно займет около 100 дней и даст 0,42 мкг Es;

4-й этап – радиохимическое выделение накопленных Es и Fm (около 60 дней), изотопный состав Es после химпереработки: $^{253}\text{Es}(84,9\%) - ^{254g}\text{Es}(5,5\%) - ^{255}\text{Es}(9,6\%)$;

5-й этап – облучение Es для увеличения доли ^{255}Es , активность с равным содержанием ^{253}Es и ^{255}Es (по 47 %) получается после 31 дня облучения, а активность с содержанием ^{255}Es выше 99 % – после 100 дней облучения.

Вся процедура или отдельные этапы будут повторены несколько раз в процессе подготовки и проведения экспериментов. Изменение изотопного состава Es и количества ^{255}Es в процессе облучения (5-й этап) представлены на рис. 1 и 2.

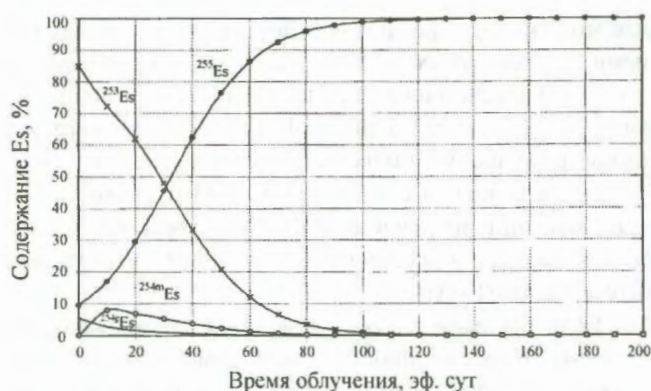


Рис. 1. Изменение изотопного состава Es в процессе нейтронного облучения

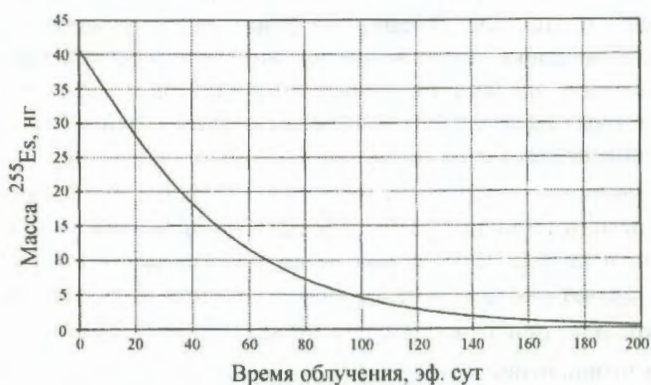


Рис. 2. Изменение массы ^{255}Es при облучении эйнштейния

Для приготовления образцов Es и Fm, пригодных для ЯО экспериментов, планируется использовать обширный опыт группы из Боннского университета в масс-сепарации и ионной имплантации изотопов тяжелых элементов с применением тория в качестве носителя. Активности Es и Fm в форме оксидов будут либо осаждены на ториевую фольгу, либо смешаны с порошком оксида тория и загружены в ионный источник (с поверхностной ионизацией) изотоп-сепаратора. Поскольку масса тория ($A = 232$) значительно отличается от массы изотопов Es и Fm, торий не будет присутствовать в качестве примеси в имплантированных образцах. Кроме того, в процессе имплантации можно мониторировать интенсивность пучка ионов тория для оптимизации транспортировки пучка выделяемых изотопов от ионного источника к имплантационной фольге. Интенсивность приготовленных источников Es и Fm можно контролировать, регистрируя альфа-частицы Es и Fm детекторами на основе кремниевых PIN-диодов, установленными около фольги. Пробные имплантации будут начаты с ^{257}Fm , поскольку этот изотоп имеет наибольшее время жизни, что обеспечит достаточное время для оптимизации процедуры разделения изотопов и, тем не менее, позволит получить еще достаточно сильный источник для ЯО экспериментов. Поскольку Fm и Es имеют аналогичные химические свойства, ожидается, что опыт, накопленный в процессе имплантации ^{257}Fm , можно будет использовать в ходе оптимизации имплантационной эффективности для Es, которая в результате потребует меньше времени. Тем не менее вначале будет проводиться работа с более долгоживущим ^{255}Es .

Как уже упоминалось, активности будут имплантированы в фольги из чистого железа, в котором ожидаются большие значения магнитного сверхтонкого поля, особенно для Es и Fm. Большое результирующее сверхтонкое взаимодействие обеспечит высокие степени ядерной ориентации. Для обеспечения хорошей кристаллической структуры этих фольг в приповерхностной зоне, где располагаются имплантируемые активности, используется специальная процедура их приготовления. После переплавления железа высокой чистоты полученную заготовку прокатывают до получения фольги требуемой толщины. Затем фольгу подвергают механической полировке и наконец отжигают в вакууме при высоких температурах.

В табл. 2 приведены основные распадные характеристики рассматриваемых изотопов Es и Fm, свойства изучаемых альфа-переходов, а также расчетные характеристики образцов для ЯО измерений и остаточные активности в изотоп-сепараторе (в предположении, что его полная эффективность составляет 0,1 %). Следует отметить, что до сих пор ни приготовление активностей Es и Fm в форме, пригодной для электромагнитной изотоп-сепарации, ни само разделение этих элементов не было реализовано.

Свойства изотопов Es и Fm и характеристики образцов для ЯО измерений

Параметр	^{253}Es	^{255}Es	^{255}Fm	^{257}Fm
$T_{1/2}$	20,47(3) дн	39,8(12) дн	20,07(7) ч	100,5(2) дн
I^π	$7/2^+$	$(7/2^+)$	$7/2^+$	$(9/2^+)$
% α	100	8,0(4)	100	99,790(5)
% SF	$8,9(3) \cdot 10^{-6}$	$4,5(3) \cdot 10^{-3}$	$2,3(14) \cdot 10^{-5}$	$2,10(5) \cdot 10^{-1}$
% β^-	0	92,0(4)	0	0
Исследуемый α -переход: I^π	$7/2^+$	$(7/2^+)$	$7/2^+$	$(9/2^+)$
энергия	6632,6 кэВ	6299,3 кэВ	7015,8 кэВ	6520(2) кэВ
брэнчинг	89,8(2) %	7,02(35) %	93,4(3) %	93,7(7) %
Требуемая активность источника:	10 нКи	100 нКи	дочерний	10 нКи
число α -частиц в секунду	370	296	изотоп	370
число осколков в секунду	$3,3 \cdot 10^{-4}$	0,152	^{255}Es	0,777
Остаточная активность в масс-сепараторе :				
изотоп	$^{249}\text{Cf}(351 \text{ л})$	$^{251}\text{Cf}(898 \text{ л})$		$^{249}\text{Cf}(351 \text{ л})$
число α -частиц в секунду	59	444		303
число осколков в секунду	$2,6 \cdot 10^{-7}$	0		$1,3 \cdot 10^{-6}$

ИЗМЕРЕНИЯ

Качество изготовленных образцов Am, Es и Fm определяется долей имплантированных атомов, которые располагаются в узлах кристаллической решетки в железной фольге. Эта доля должна быть максимальной, что соответствует максимальной величине ориентирующего магнитного сверхтонкого взаимодействия. Для проверки качества полученных образцов необходимо провести с ними ЯО эксперименты. При этом указанная доля имплантированных атомов определяется из измеряемой угловой анизотропии для хорошо известных α -, β - и γ -переходов в распаде имплантированных изотопов Am, Es и Fm или их дочерних изотопов. Для этих измерений образцы загружают в рефрижератор растворения ^3He - ^4He , в котором ядра ориентируют методом низкотемпературной ядерной ориентации. Этот метод основан на использовании температур в миллиградусном диапазоне в комбинации со сверхтонким взаимодействием между магнитными моментами ядер и сверхтонким магнитным полем, действующим на них в матрице железа, в которую они имплантированы. Для большинства элементов группы актиноидов ожидаются очень большие величины сверхтонкого поля, определяемые сильным магнетизмом их 5f-электронов, по аналогии с редкоземельными элементами (4f-электронные оболочки). Рефрижераторы растворения для ЯО экспериментов функционируют в ИЯИ РАН [19], в Лейденском и Боннском университетах. В таких экспериментах для регистрации γ -излучения используют Ge(Li) детекторы большого объема или детекторы на основе германия высокой чистоты. Для измерения анизотропии α - и β -частиц, испускаемых ориентированными ядрами, применяют кремниевые PIN-диоды, кото-

рые монтируют в рефрижераторе растворения под разными углами относительно оси ядерной ориентации внутри радиационного экрана, имеющего температуру жидкого гелия [20]. При этой температуре энергетическое разрешение таких детекторов составляет около 3 кэВ для β -частиц с энергией 1 МэВ и около 20 кэВ для α -частиц с энергией 6 МэВ. Детекторы такого типа использовались в экспериментах в Лейденском университете и в ИЯИ РАН.

Если предварительные измерения показывают, что качество образца хорошее, эксперимент можно продолжить, измеряя анизотропию альфа-частиц и осколков спонтанного деления. Вышеупомянутые кремниевые PIN-диоды идеально подходят также и для регистрации осколков, энергия которых обычно лежит в диапазоне от 50 до 100 МэВ. Записываемые энергетические спектры при энергиях, соответствующих регистрируемым альфа-частицам и осколкам деления, не содержат отсчетов, связанных с фоновым излучением, так что даже при малых скоростях счета можно обеспечить хорошие экспериментальные точности для измеряемых угловых распределений. В рефрижераторе Лейденского университета три детектора частиц установлены под углами $\theta = 0^\circ$, 55° и 90° относительно оси ядерной ориентации (совпадающей с направлением внешнего магнитного поля). Телесный угол каждого детектора составляет около 1 % от 4 π . Скорости счета $N(\theta)$ измеряют для ориентированных ($N(\theta)_{\text{cold}}$ при $T \leq 100$ мК) и неориентированных ($N(\theta)_{\text{warm}}$ при $T > 1$ К) ядер. Анизотропия при данной температуре T равна

$$\left[N(\theta)_{\text{cold}} / N(\theta)_{\text{warm}} \right] - 1 \equiv W(\theta) - 1, \quad (1)$$

где $W(\theta)$ – функция углового распределения [20], которая имеет вид

$$W(\theta) = 1 + f \sum_{k \neq 0} A_k B_k Q_k P_k(\cos \theta). \quad (2)$$

Здесь коэффициент f характеризует эффективную долю ядер, ориентированных сверхтонким взаимодействием (при этом предполагается, что остаток $(1-f)$ совсем не ориентирован); P_k – полиномы Лежандра, Q_k – поправки на конечные размеры источника и детектора; B_k – параметры ядерной ориентации и A_k – коэффициенты пространственного распределения, зависящие от схемы распада ядра.

Эксперимент состоит в измерении зависимости анизотропии излучения от температуры (т. е. от степени ядерной ориентации) для альфа-частиц и в некоторых случаях также для осколков спонтанного деления в распаде ориентированных ядер ^{241}Am , ^{243}Am , ^{253}Es , ^{255}Es , ^{255}Fm и ^{257}Fm . Следует отметить, что ^{255}Fm образуется как дочерний изотоп при распаде ^{255}Es .

Для ^{241}Am полная кривая зависимости α -анизотропии от температуры, т. е. анизотропии для примерно десяти различных температур с точностью $\cong 0,5\%$ для каждой точки, может быть получена за 10 суток измерений. Для ^{243}Am из-за несколько большего периода полураспада полная кривая, т. е. α -анизотропии для десяти температур с точностью $\cong 1\%$ для каждой точки, может быть получена примерно за 5 недель измерений. Эти оценки также включают время, необходимое для обслуживания рефрижератора растворения $^3\text{He} - ^4\text{He}$.

Для ^{257}Fm доля распада через спонтанное деление достаточно высока, так что для этого изотопа могут быть измерены угловые распределения как α -частиц, так и осколков спонтанного деления. Для α -частиц измерение полной кривой зависимости анизотропии от температуры, т. е. значений анизотропии для 10 температур с точностью $\cong 0,5\%$ для каждой точки, потребует около двух недель непрерывной работы. Для осколков деления при ожидаемой скорости счета около 2800 осколков в час потребуются около двух недель набора данных для получения значений анизотропии при 10 различных температурах с точностью около 2% для каждой точки (с учетом времени, требуемого для обслуживания рефрижератора растворения).

Для ^{255}Es также можно измерить угловые распределения как для α -частиц, так и для осколков спонтанного деления. Для α -частиц полную кривую анизотропии с точностью $\cong 0,5\%$ для каждой точки снова можно получить примерно за две недели набора данных. Доля распада через спонтанное деление в случае ^{255}Es меньше, чем для ^{257}Fm (см. табл. 2). При скорости счета около 50 осколков в час набор данных для 5 различных температур с точностью около 5% для каждой точки потребует около 4 недель измерений с учетом периода полураспада ^{255}Es (около 40 дней) и времени, необходимого для обслуживания рефрижератора растворения.

Поскольку ^{255}Es распадается с испусканием электрона в ^{255}Fm ($t_{1/2} = 20,1$ ч), который является чистым α -излучателем, то в процессе измерений кривой α -анизотропии для ^{255}Es автоматически с аналогичной точностью будут получаться данные по α -анизотропии для ^{255}Fm .

Измерения для изотопа ^{253}Es будут состоять в наборе точных данных о зависимости α -анизотропии от температуры. При скорости счета около 3 α -частиц в секунду полная кривая анизотропии для 10 различных температур с точностью $\cong 1\%$ для каждой точки получается приблизительно за 10 суток набора данных. Если к этому добавить время, требуемое для обслуживания рефрижератора и учесть период полураспада (около 20 дн), то длительность измерений составит около 3 недель.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными физическими задачами данного проекта являются исследование связи между анизотропией α -излучения и ядерной деформацией, которая до сих пор не вполне ясна, и получение первых точных данных о квантовых числах каналов деления, что необходимо для лучшего понимания ядерного деления и развития микроскопической теории этого явления. Понимание этих явлений все еще является очень неполным из-за отсутствия достаточно большого набора экспериментальных данных. Последнее обусловлено большой технической сложностью как методов приготовления образцов для исследования этих двух проблем, так и экспериментов, необходимых для получения требуемой физической информации.

Чтобы реализовать эти задачи, требуется изучить возможности приготовления чистых образцов деформированных сверхтяжелых трансурановых изотопов (^{241}Am , ^{243}Am , ^{253}Es , ^{255}Es , ^{255}Fm и ^{257}Fm) и изготовить такие образцы. При наличии таких образцов можно измерить угловые анизотропии α -частиц и осколков спонтанного деления, испускаемых указанными ядрами, используя метод низкотемпературной ядерной ориентации в комбинации с детекторами заряженных фрагментов, работающими при температуре 4,2 К.

Из измеренных анизотропий для облегченных α -переходов в распаде изотопов Am, Es и Fm можно получить коэффициенты смешивания δ_{02} между парциальными α -волнами с $L = 0$ и $L = 2$. Большой объем новой информации для ядер с параметрами деформации β_2 в диапазоне от 0,190 до 0,236 позволит расширить наше понимание происхождения анизотропии в угловом распределении α -частиц и, в частности, ее связи с деформацией.

Из измеренных анизотропий осколков спонтанного деления ориентированных ядер ^{255}Es и ^{257}Fm можно извлечь значения проекции K -спина на ось симметрии ядра. Вместе с известными спином и четностью делящегося основного состояния таких ядер это дает пол-

ный набор квантовых чисел, описывающих состояние делящегося ядра. Знание таких наборов квантовых чисел является необходимой предпосылкой для развития микроскопической теории ядерного деления. В дополнение можно ожидать получения новой информации о "переходных эффектах" в делении, предсказанных для рассматриваемой области ядер. Кроме того, будет изучена возможность экспериментальной проверки гипотезы несохранения четности в спонтанном делении.

Работа поддержана INTAS (грант № 00-00195) и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 00-02-16009 и 03-02-16175).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wouters J. et al. Anisotropic Alpha Emission from On-Line-Separated Isotopes. – Phys. Rev. Lett., 1986, vol. 56, № 18, p. 1901–1904.

2. Schuurmans P., Will B., Berkes I. et al. Alpha-particle angular distributions of At and Rn isotopes and their relation to nuclear structure. – Phys. Rev. Lett., 1996, vol. 77, p. 4720–4723.

3. Schuurmans P. et al. Angular Distributions of α -Particles Emitted by Deformed Oriented Nuclei. – Phys. Rev. Lett., 1999, vol. 82, № 24, p. 4787–4790.

4. Gurevich G. M., Topalov S. V., Shishkin D. L. Angular anisotropy of the alpha emission from ^{241}Am nuclei oriented by magnetic hyperfine interaction. – Hyperfine Interactions, 1990, vol. 59, p. 105–108.

5. Berggren T. Anisotropic alpha decay from oriented odd-mass isotopes of some light actinides. – Phys. Rev., 1994, vol. C50, p. 2494–2507.

6. Rasmussen J. O. Simplified Null-Model Calculations of Alpha Decay Rate Near Pb^{208} . – Nucl. Phys., 1963, vol. 44, № 1, p. 53–106.

7. Delion D. S., Insolia A., Liotta R. J. Anisotropy in alpha decay of odd-mass deformed nuclei. – Phys. Rev., 1992, vol. C46, p. 884–888.

8. Stewart T. L. et al. α -Decay of Deformed Actinide Nuclei. – Phys. Rev. Lett., 1996, vol. 77, № 1, p. 36–39.

9. Hananer S. H., Dabbs J. W. T., Roberts L. D., Parker G. W. Angular Distribution of Alpha Particles Emitted by Oriented ^{237}Np Nuclei. Phys. Rev., 1961, vol. 124, № 5, p. 1512–1517.

10. Hill D. L., Wheeler J. A. Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena. – Phys. Rev., 1953, vol. 89, № 5, p. 1102–1145.

11. Brosa U., Grossman S. In the exit channel of nuclear fission. – Zeitschrift f. Physik, 1983, vol. A310, p. 177–180.

Brosa U., Grossman S., Muller A. Nuclear scission. Phys. Rep., 1990, vol. 197, p. 167–185.

12. Pashkevitch V. V. On the Asymmetric Deformation of Fissioning Nuclei. – Nucl. Phys., 1971, vol. A169, № 2, p. 275–293.

13. Pattenden N. J. and Postma H. Fission of Aligned ^{235}U Nuclei Induced by Neutrons of 0,2 to 2000 eV. – Nucl. Phys., 1971, vol. A167, № 2, p. 225–246.

14. Kuiken R., Pattenden N. J., Postma H. Fission of Aligned ^{233}U Nuclei by Neutrons from 0,4 to 2000 eV. – Nucl. Phys., 1972, vol. A190, № 2, p. 401–418.

15. Hoffman D. C., Sommerville L. P. Particle Emission from Nuclei, CRC Press, Florida 3 1989, 1-15.

16. Budnik A. P., Rabotnov N. S. On the possibility to detect the spatial parity violation in nuclear fission through the two-hump barrier. – Phys. Lett. 1973, vol. 46B, p. 155–156.

17. Vesnovskii S. P., Polynov V. N. Highly enriched isotopes of uranium and transuranium elements for scientific investigations. – Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1992, vol. A12, p. 9–11.

18. Vesnovskii S. P., Polynov V. N., Nikitin E. A. and Vyachin V. N. Quality and availability of actinide isotopes from the All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics in Arzamas-16. – Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1993, vol. A334, p. 37–40.

19. Гуревич Г. М., Грибов А. С., Думеш Б. С., Топалов С. В. Установка для низкотемпературной спиновой ориентации ядер. – ПТЭ, 1998, тез. № 6, 46.

20. Krane K. S. Nuclear orientation formalism. Low Temperature Nuclear Orientation, North-Holland 1986, 31–112.

Статья поступила в редакцию 26.02.2003 г.

ГАММА-ОБЛУЧАТЕЛЬ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОБРАЗЦОВ НА ОСНОВЕ РАДИАЦИОННОГО КОНТУРА С ТОПЛИВНЫМ РАСТВОРОМ РЕАКТОРА ЯГУАР

А. Е. Лыжин, И. И. Костенко, А. Г. Кропотухин, Н. П. Кураков, Б. Г. Леваков,
В. М. Опарин, В. П. Пудов, Ю. А. Соколов

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

Рассмотрены концепция радиационного контура – гамма-облучателя с топливным раствором реактора ЯГУАР и его конструкция. Представлены экспериментальные пространственно-временные и энергетические характеристики гамма-излучения гамма-облучателя, а также распределения доз.

GAMMA-IRRADIATORS OF LARGE SAMPLES BASED ON RADIATION CONTOUR WITH FUEL SOLUTION OF YAGUAR reactor / A. E. LYZHIN, I. I. KOSTENKO, A. G. KROPOTUKHIN, N. P. KURAKOV, B. G. LEVAKOV, V. M. OPARIN, V. P. PUDOV, Yu. A. SOKOLOV // There are considered a concept of radiation contour – gamma-irradiator with fuel solution of YAGUAR reactor and its design. The experimental space-time and energy characteristics of gamma-radiation and dose distribution are presented in the paper.

ВВЕДЕНИЕ

После аварии на Чернобыльской АЭС возникла проблема создания техники, способной работать в условиях повышенного радиационного фона, обусловленного радиоактивным загрязнением. Ранее испытания радиационной защиты техники, предназначенной для работы в подобных условиях, проводились на стационарных гамма-установках, где в качестве точечных источников используются изотопы ^{60}Co и ^{137}Cs с энергией гамма-квантов 0,66 и 1,25 МэВ. Однако такие испытания не полностью моделируют реальные условия. Во ВНИИТФ было предложено использовать в качестве источника гамма-квантов запаздывающее гамма-излучение активированного топливного раствора импульсного реактора.

Известно, что доля запаздывающего гамма-излучения составляет ~ 50 % от полной гамма-дозы* в импульсе делений, а временной спад интенсивности можно представить в виде

$$I = I_0 \left(2,78 \cdot t^{-1,23} - 2,41 \cdot t^{-1,45} \right)$$

при $1,0 < t < 1,0 \cdot 10^4$ с. (1)

В то же время доля запаздывающих нейтронов составляет примерно 0,007, и распад ядер предшественников запаздывающих нейтронов происходит гораздо быстрее, чем спад интенсивности запаздывающих гамма-квантов после импульса делений.

Таким образом, если в течение 20–30 с после импульса делений в активной зоне (АЗ) реактора переместить топливный раствор в емкость с малым коэффициентом умножения (гамма-облучатель), то можно более чем на четыре порядка снизить нейтронный компонент, сохранив при этом долю гамма-квантов.

Целесообразность использования в радиационном контуре топливного раствора реактора объясняется следующим:

- низкая плотность топливного раствора ($\rho = 1,6 \text{ г/см}^3$) позволяет пренебрегать эффектом самоэкранировки;

- топливному раствору легко придать любую геометрическую форму;

- спектр гамма-излучения данного источника соответствует спектру осколков деления со средней энергией $\approx 0,8$ МэВ.

Данные обстоятельства были приняты во внимание при создании гамма-облучателя крупногабаритных образцов реактора ЯГУАР.

ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ

Конструктивно гамма-облучатель выполнен в виде четырех одинаковых емкостей – модулей, каждый из которых представляет собой полый параллелепипед с габаритными размерами $540 \times 540 \times 50$ мм и внутренним объемом 10 дм^3 . Толщина слоя топливного раствора в модуле 40 мм задана исходя из требований ядерной безопасности.

Модуль состоит из двух деталей, изготовленных с помощью фрезерования из цельной титановой плиты (сплав титана ВТ-20), имеет форму короба с дном тол-

* Дж. Р. Кипин. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.

щиной 0,5 см, боковыми стенками толщиной 10 мм и выполненными между ними ребрами жесткости. Два таких короба соединяются и свариваются вместе по периметру, образуя параллелепипед с внутренней полостью. Материал модулей (плотность 4,5 г/см³) и толщины выбраны исходя из условий наименьшего поглощения гамма-излучения при достаточной прочности его конструкции. Такая конструкция обладает необходимыми герметичностью и жесткостью, она гарантированно выдерживает внутреннее давление до 5 МПа. Каждый модуль имеет патрубки для подачи и слива рас-

твора. Модули объединены общей системой трубопроводов, а вход и выход этой системы подключается к технологической системе реактора.

Меняя взаимное расположение модулей, можно создавать различные геометрические конфигурации источника гамма-квантов. Наиболее характерными для исследований конфигурации гамма-облучателя (рис. 1, 2) являются вариант "колодец" (размеры полости для размещения образцов 50×50×50 см) и вариант "плоскость" (размеры облучаемой поверхности 100×100 см).

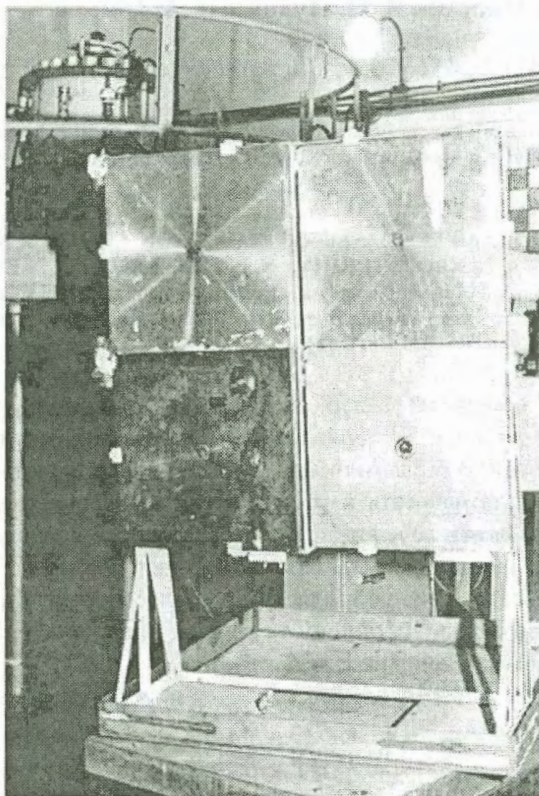


Рис. 1. Гамма-облучатель. Четыре модуля собраны в виде плоской облучаемой поверхности ("плоскость")

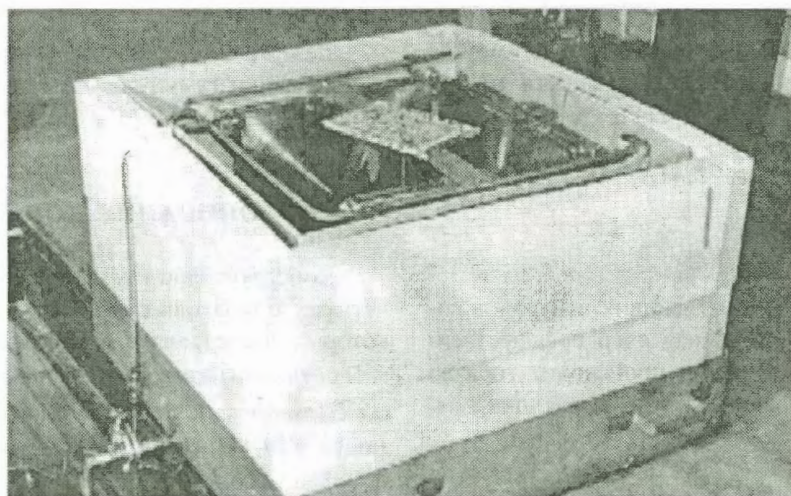


Рис. 2. Гамма-облучатель. Четыре модуля собраны в виде колодца ("колодец"). В верхней части виден облучаемый объект (плата РЭА в стандарте САМАС)

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ РАБОЧИЙ ЦИКЛ

Технологический цикл работы гамма-облучателя состоит из следующих основных операций:

- подготовительные операции на реакторе, необходимые для производства импульса делений;
- генерация импульса делений в корпусе АЗ реактора;
- слив активированного топливного раствора реактора в полость гамма-облучателя и облучение образцов запаздывающим гамма-излучением;
- слив топливного раствора из гамма-облучателя.

Подготовка к работе по облучению образцов начинается с генерирования импульса делений в АЗ реактора ЯГУАР, при котором в топливном растворе образуется $\sim 1,4 \cdot 10^{18}$ осколков делений. В момент генерации и после импульса делений происходит перемешивание топливного раствора и распределение осколков делений по его объему становится достаточно равномерным. Перемешивание топлива продолжается и в процессе слива раствора в полость гамма-облучателя или в баллон-хранилище, где оно может выдерживаться определенное время перед подачей в гамма-облучатель. Основной целью выдержки обычно является достижение соответствия спектра гамма-излучения осколков делений спектру, требуемому по условиям эксперимента.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При исследовании характеристик радиационного поля конструкции гамма-облучателя в виде колодца использовались детекторы типа СЕЛДИ-СДК-15. В зависимости от места расположения детектора экспозиционная доза, реализуемая за 2 ч, составляла $D \sim 0,5-0,9$ кГр, если слив раствора начинался через 15 с после импульса делений. Однако, поскольку в используемых точках измерений флюенс нейтронов составлял при этом $(0,7-1,4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, топливный раствор выдерживался обычно в корпусе реактора в течение 300 с для "высвечивания" источников запаздывающих нейтронов. Неравномерность облучения в полости гамма-облучателя данной конфигурации не более 40 %.

Наиболее полные исследования проводились для плоского гамма-облучателя (конфигурация "плоскость") при испытании радиационной защиты робототехники, которая предназначена для работы на местности, зараженной радиоактивными веществами. Схема проведения одного из испытаний представлена на рис. 3.

Гамма-облучатель располагался в реакторном зале в проеме транспортных ворот. Проем в стене зала играл роль канала вывода излучения, формирующего угловое распределение выходящих γ -квантов.

Измерения спектров осколочного гамма-излучения облучателя проводились с помощью однокристалльного спектрометра. В качестве детектора использовался ФЭУ с кристаллом стильбена диаметром 1,0 см и высотой 1,0 см, установленный на высоте 1 м от уровня зем-

ли на расстоянии 5,6 м от плоскости гамма-облучателя. Измерения спектров проводились через 1,5; 2; 3; 6; 31 ч после генерирования в реакторе импульса делений и заливки раствора в полость облучателя. Также были выполнены измерения спектров после выдержки раствора в течение 4 месяцев с момента генерирования импульса.

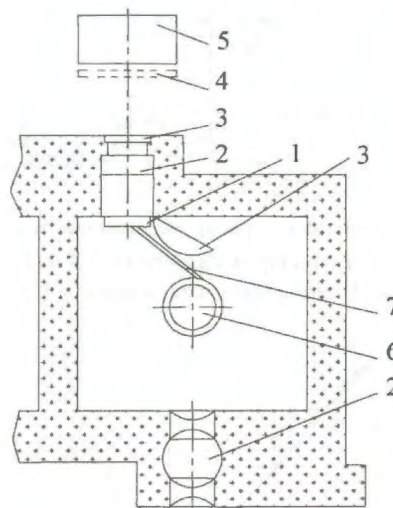


Рис. 3. Схема облучения кабины бульдозера ДЗ-132-1КЗ: 1 – гамма-облучатель; 2 – дверь биологической защиты реакторного зала; 3 – дверь герметичная; 4 – место расположения детекторов для измерения характеристик гамма-излучения; 5 – объект испытаний; 6 – реактор ЯГУАР; 7 – технологическая линия заполнения гамма-облучателя топливным раствором

Полученные после восстановления энергетические спектры гамма-квантов осколочного излучения гамма-облучателя приведены в табл. 1 и на рис. 4, нормировка потока гамма-квантов соответствует энерговыделению в реакторе 1 МДж. Восстановление спектров проводилось методом дифференцирования. Оказалось, что средняя энергия осколочного гамма-излучения слабо меняется со временем и составляет $\sim 0,8$ МэВ.

Таблица 1

Энергетические спектры гамма-источника при временах выдержки раствора, равных 1 ч ($\Delta\chi_1$), 3 ч ($\Delta\chi_2$) и 20 ч ($\Delta\chi_3$)

$\Delta\epsilon_i$, МэВ	0,1–0,5	0,5–1,0	1,0–1,5	1,5–2,0	2,0–2,5
$\Delta\chi_1$	0,085	0,171	0,684	0,043	0,017
$\Delta\chi_2$	0,105	0,422	0,368	0,084	0,021
$\Delta\chi_3$	0,109	0,652	0,239		

На рис. 5 представлена зависимость плотности потока запаздывающего гамма-излучения от времени t после генерации импульса в реакторе.

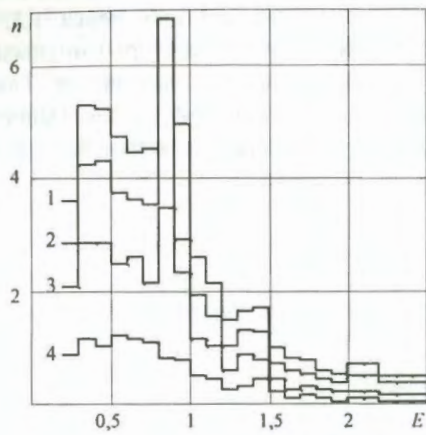


Рис. 4. Энергетические распределения потоков гамма-квантов n ($10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) от облучателя спустя 1,5 ч (1), 2 ч (2), 3 ч (3), 6 ч (4) после импульса делений с $E = 1$ МДж

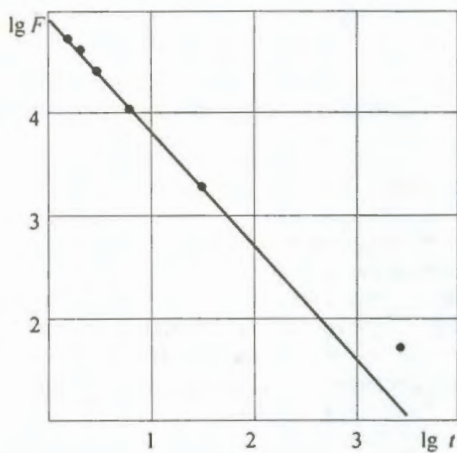


Рис. 5. Временная зависимость плотности потока F ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) гамма-квантов от облучателя после импульса делений с $E = 1$ МДж

Эта зависимость достаточно хорошо описывается степенной функцией $P(t) = \text{const} \cdot t^{-n}$, где $n \approx 1,2$ в области изменения $t = 1-31$ ч. Отклонение точки при $t = 2688$ ч (т. е. 4 месяца) обусловлено накоплением долгоживущих осколков деления от предыдущих импульсов реактора. Зависимость мощности дозы на поверхности одиночного модуля от времени приведена в табл. 2.

Таблица 2

Зависимость мощности экспозиционной дозы на расстоянии 2 см от центра поверхности единичного модуля при энерговыделении в реакторе $E = 30$ МДж

$t, \text{с}$	200	500	1000	2000	4000
$P(t), \text{P/c}$	49	18	9,3	5,3	2,3

Измерение неоднородности пространственного распределения излучения в плоскости, перпендикулярной оси пучка падающих гамма-квантов, проводилось с использованием термолюминесцентных дозиметров ИКС-А. Дозиметры устанавливались в узлах решетки с шагом $\Delta x = \Delta y = 15$ см на планшете, который находился на расстоянии 770 см от плоскости облучателя. В табл. 3 приведено распределение экспозиционной дозы гамма-излучения в пучке площадью 150×150 см, измеренное с помощью 100 дозиметров ИКС-А. Отклонение показаний каждого детектора от среднего по всему ансамблю значения дозы не превышает погрешности измерений (которая составляет для дозиметра ИКС-А $\sim 15\%$), что свидетельствует о достаточно равномерном поле гамма-излучения.

Таблица 3

Распределение экспозиционной дозы осколочного гамма излучения (отн. ед.) в плоскости, перпендикулярной оси пучка в месте расположения измерительного планшета

$N_{\text{дет}}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	1,2	1,4	1,6	1,35	1,35	1,4	1,4	1,3	1,35	1,15
2	1,4	1,35	1,4	1,4	1,3	1,4	1,37	1,3	1,2	1,2
3	1,2	1,3	1,3	1,45	1,35	1,35	1,2	1,2	1,1	1,25
4	1,47	1,27	1,35	1,3	1,5	1,35	1,25	1,37	1,2	1,05
5	1,3	1,2	1,47	1,4	1,3	1,55	1,2	1,35	1,0	1,2
6	1,1	1,42	1,35	1,2	1,45	1,42	1,47	1,55	1,2	1,3
7	1,07	1,3	1,55	1,55	1,4	1,45	1,45	1,45	1,2	1,25
8	1,4	1,2	-	1,45	1,32	1,55	1,4	1,4	1,2	1,25
9	1,4	1,35	1,35	1,35	1,5	1,45	1,52	1,3	1,22	1,22
10	1,05	1,35	1,35	1,52	1,5	1,35	1,45	1,4	1,4	1,15

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гамма-облучатель крупногабаритных образцов на основе радиационного контура с топливным раствором реактора ЯГУАР, разработанный во ВНИИТФ, обладает следующими особенностями:

- имеет высокую интенсивность гамма-излучения;
- имеет непрерывный спектр осколков делений ($E_{\text{ср}} \sim 0,8$ МэВ) и практически не меняет своих характе-

ристик при их воспроизведении после длительного хранения;

- включение источника осуществляется только на момент проведения испытаний;

- обеспечивает равномерное поле облучения размером $1,5 \times 1,5$ м при геометрии эксперимента, представленного на рис. 3.

Статья поступила в редакцию 26.02.2003 г.

ОБЗОР РАБОТ ПО ВОПРОСУ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЯДЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

С. Ю. Касьянов, И. И. Костенко, В. Д. Ларцев, Д. В. Пакулев, Ю. А. Соколов,
В. А. Терехин, Ю. И. Чернухин

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

Дан обзор работ ВНИИТФ в области контроля ядерных материалов. Разработка методик идентификации делящихся материалов без вскрытия контейнера диктуется необходимостью контроля изделий при их транспортировке, передаче другим предприятиям и при проведении инвентаризаций в хранилищах.

REVIEW OF ACTIVITIES ON NUCLEAR MATERIALS IDENTIFICATION / S. Yu. KASIANOV, I. I. KOSTENKO, V. D. LAR-TSEV, D. V. PAKULEV, Yu. A. SOKOLOV, V. A. TEREKHIN, Yu. I. CHERNUKHIN // The given paper reviews VNIITF activities performed in the sphere of nuclear materials monitoring. The development of fissile materials identification with no container opening are caused by the necessity monitoring items while transporting, passing them to other enterprises and when taking stock in the repositories.

Разработка методик контроля делящихся материалов (ДМ) без вскрытия контейнера обусловлена необходимостью применения технических средств при входном – выходном контроле изделий при их транспортировке и передаче между предприятиями, а также при проведении периодических инвентаризаций в хранилищах.

Существующие методы идентификации ядерных материалов (ЯМ) условно делятся на активные и пассивные, при этом измерения могут быть количественные (определение массы и изотопного состава образцов ЯМ) и подтверждающие (контроль неизменности образцов ЯМ в контейнерах без их вскрытия). Для нас наибольший интерес представляют подтверждающие (качественные) методы измерений, предназначенные для идентификации типа материала и подтверждения неизменности состава контролируемого объекта (контейнер, изделие, узел, деталь) по совокупности нескольких непосредственно измеряемых фоновых радиационных характеристик, например, аппаратного гамма-спектра, интегрального выхода нейтронов, отклика объекта на воздействие внешнего источника нейтронов. Эти методы не являются в прямом смысле измерительными, так как не дают прямой количественной информации, однако они могут служить объективной основой для подтверждения сохранности индивидуальных объектов с ДМ практически любой сложности. Выбранная контролируемая совокупность радиационных характеристик является радиационным паспортом объекта, который может сохраняться в учетной базе данных вместе с другими паспортными характеристиками объекта.

В РФЯЦ-ВНИИТФ в течение последних лет ведутся работы по идентификации (паспортизации) изделий (учетных единиц), содержащих делящиеся (ядерные)

материалы, а также ^{238}U . Физической основой разработки систем контроля служит регистрация собственно γ -, n -излучения ЯМ (пассивный метод).

Один из первых вариантов аппаратного комплекса для снятия радиационных паспортов контейнеров с ЯМ, выполненный на базе переносного отечественного (разработка РИАН) γ -спектрометра СПИН-6000 (детектор NaI(Tl) $\varnothing 63 \times 63$ мм, детектор Ge(Li)-ДГДК-63Б), а также нейтронного радиометра СРПС-2 (разработка НИИТ), был опробован в 1993 году.

К этому времени относятся и первые контакты нашего института с национальными лабораториями США в области совершенствования учета, контроля и физической защиты ЯМ. Важное место в этой работе занимает разработка и внедрение технических средств инвентаризации ЯМ с использованием передовых технологий и приборов разработки США. В рамках работ по этой тематике в лаборатории 59-1 была разработана система радиационной гамма-паспортизации. Эта система размещается на тележке и обладает усиленной защитой от гамма- и нейтронного излучения. Для фиксации положения контейнеров имеются посадочные места, рассчитанные на установку стандартных серийно выпускаемых контейнеров. В то же время не исключена работа с контейнерами, отличающимися от стандартных. Максимальные размеры контейнеров, инвентаризация содержимого которых может быть выполнена, составляют $0,5 \times 1$ м ($d \times h$). Максимальная масса контейнера ≈ 150 кг.

В данной конструкции блок детектирования в защите установлен на подвижной платформе, что позволяет регулировать его положение по высоте, обеспечивая оптимальные условия проведения измерений с различными по высоте контейнерами.

Измерительная система построена на базе портативного спектрометра InSpectog производства фирмы CANBERRA или спектрометров СКС-50Ge и СКС-50Sc производства российской фирмы "Грин Стар".

Алгоритм работы установки включает: выбор детектора (германиевый детектор HPGe или сцинтилляционный детектор NaI (Тl)); процедуру его калибровки по энергии и контроль качества спектрометрической аппаратуры; получение радиационного портрета контейнера с ЯМ и занесение его в память компьютера; сравнение измеренного радиационного портрета с первоначальным и выдачу предупредительного сигнала при их несоответствии; процедуру вычитания фона (при необходимости); процедуру формирования протокола измерений и при необходимости выдачу его на печать.

Установка является автономной и может работать от батарей в течение 6 часов. Возможна работа установки от сети (220 В/50 Гц).

В настоящее время ведутся работы по усовершенствованию существующей системы радиационной гамма-паспортизации. В частности, предполагается включить дополнительно в систему устройство для считывания бар-кодов, нейтронный канал на базе измерителя интенсивности нейтронного излучения "Шаман-01" (P52-Л1966) и систему ввода в компьютер информации о положении платформы с детектором.

В рамках работ по совершенствованию системы учета и контроля ЯМ были проведены испытания и оценка систем определения изотопного состава урана и плутония MGA (ЛЛНЛ) и FRAM (ЛАНЛ). Эти гамма-спектрометрические системы позволяют проводить неразрушающий анализ изотопного состава урана и плутония без предварительных калибровок по эффективности.

Дальнейшее развитие радиационные методики идентификации получили в рамках исследования проблемы транспарентного и неинтрузивного контроля сохранности ЯМ в контейнерах. Целью проводимых в

этом направлении работ являлись исследования с несекретными моделями для получения экспериментальной информации, необходимой для анализа ее чувствительности и оптимального построения информационного барьера (антиинтрузивного устройства).

В 1998 году во ВНИИТФ была проведена демонстрация таких радиационных технологий контроля с использованием несекретной модели и спектрометрического оборудования российского производства.

При проведении демонстрации для измерения характеристик n -, γ -излучения использовалось следующее спектрометрическое оборудование российского производства:

– γ -спектрометрия высокого разрешения на основе ОЧГ ($E_\gamma = 40\text{--}2900$ кеВ) – спектрометр СКС-50Ge производства "Грин Стар";

– γ -спектрометрия низкого разрешения на основе NaI(Tl) ($E_\gamma = 40\text{--}3000$ кеВ) – спектрометр СКС-50Sc производства "Грин Стар";

– спектрометр нейтронов и γ -квантов с кристаллом стильбена 40×40 мм ($E_\gamma = 150\text{--}3000$ кеВ, $E_n = 0,8\text{--}9$ МеВ) – разработка ВНИИТФ.

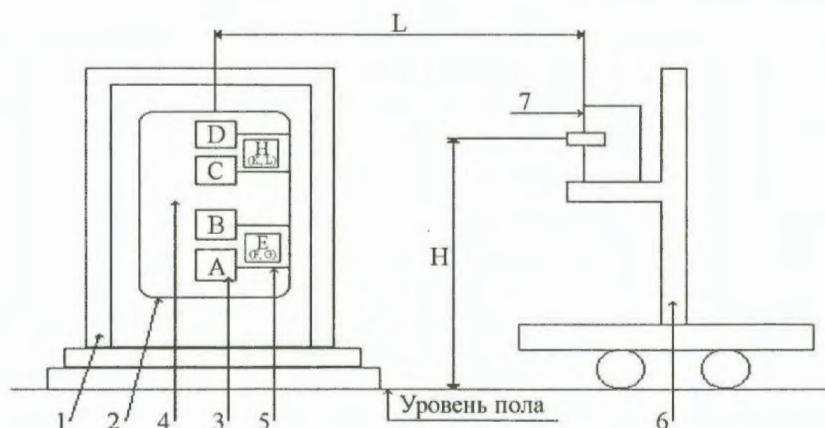
Радиационные измерения проводились в геометрии, изображенной на рисунке, при различных конфигурациях размещения узлов с ДМ в модельной сборке (МС).

Измерения проводились на высотах H , соответствующих положениям узлов A, B, C, D , на расстоянии L от оси МС: $L = 780$ мм – для ППД, $L = 783$ мм – для стильбена и $L = 785$ мм – для NaI(Tl).

Измерялись радиационные паспорта систем с ЯМ, которые заносились в базу данных с целью последующего сравнения. В измерениях использовались четыре сферических узла с деталями из ЯМ, являющихся компонентами активных зон стенда для критсборок*:

– узел 1 Al $\varnothing 0\text{--}93,2$ мм, Pu $\varnothing 93,2\text{--}107$ мм;

– узел 2 Al $\varnothing 0\text{--}107$ мм, HEU $\varnothing 107,2\text{--}134,8$ мм;



Геометрия измерений: 1 – транспортный контейнер АТ398; 2 – МС; 3 – ячейки дляборок с ЯМ; 4 – полиэтиленовая вставка; 5 – диафрагма для закрепленияборок с ЯМ; 6 – установка радиационной гамма-паспортизации; 7 – гамма-спектрометр

* Chung D. J., Briggs J. B., Scott L., Williams J. W. International Handwork of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. – Nuclear Energy Agency, Paris, 1995.

– узел 3 Al \varnothing 0–20 мм, Pu \varnothing 20–80,4 мм, Al \varnothing 80,4–135,2 мм, HEU \varnothing 135–150,8 мм;

– узел 4 Al \varnothing 0–20 мм, HEU \varnothing 20,2–106,8 мм.

Эти узлы, заключенные в стальные оболочки с наружным диаметром 167 мм и внутренним диаметром 151 мм и замаркированные цифрами 1–4, могут устанавливаться в ячейки А, В, С, D по оси модельной сборки. Кроме того, имеется возможность другого пространственного размещения сборок с ЯМ в МС (Е, F, G, H, K, L).

Кроме проведения измерений со сборками с ЯМ в составе МС в контейнере и вне контейнера были про-

ведены измерения спектров гамма-излучения одиночных "голых" узлов 1, 2, 3, 4 в стальных оболочках вне контейнера и МС. При измерениях с одиночными сборками 3 и 4 проводились измерения спектров гамма-излучения при извлечении из центровборок части ЯМ.

Результаты измерений радиационных паспортов систем МС выбранных конфигураций, образующих соответствующую базу данных, приведены в отчетах и требуют дальнейшего анализа.

Статья поступила в редакцию 26.02.2003 г.

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СИСТЕМЫ ФИЗИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ, УЧЕТА И КОНТРОЛЯ ЯДЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ПЛОЩАДКЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РЕАКТОРОВ ОТДЕЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ РФЯЦ-ВНИИТФ

В. Ф. Бокарев, В. И. Зуев, Н. П. Кураков, Н. И. Савин, В. А. Терехин, Г. С. Цыганков

РФЯЦ-ВНИИТФ, 456770, г. Снежинск Челябинской обл., а/я 245

Дано описание работ, выполненных во ВНИИТФ в рамках программы совершенствования физической защиты, учета и контроля ядерных материалов.

MODIFICATION OF THE SYSTEM OF NUCLEAR MATERIALS PHYSICS PROTECTION ACCOUNT AND CONTROL AT THE SITE OF RESEARCH REACTORS OF RFNC-VNIITF EXPERIMENTAL PHYSICS DEPARTMENT / V. F. BOKAREV, V. I. ZUEV, N. P. KURAKOV, N. I. SAVIN, V. A. TEREKHIN, G. S. TSYGANKOV // The paper describes the works carried out in VNIITF within the frames of the Program dealing with modification of nuclear materials physics protection, account and control.

Физическая защита против хищения или несанкционированного доступа и использования ядерных материалов (ЯМ), их учет и контроль были и остаются одной из наиболее важных задач государств, обладающих ядерными материалами. Изменение геополитического положения России потребовало новых подходов к проблемам физической защиты, учета и контроля ЯМ.

В 1993 году по решению Министра Российской Федерации по атомной энергии РФЯЦ-ВНИИТФ подключился к международной программе сотрудничества с национальными лабораториями США по вопросам физической защиты, учета и контроля ЯМ. Основной целью программы является повышение надежности защиты и ЯМ на основе внедрения в систему защиты современных передовых технологий охраны и компьютеризация учета ЯМ.

Первым объектом для работ по программе системы физической защиты, учета и контроля была выбрана площадка импульсных исследовательских реакторов отделения экспериментальной физики ВНИИТФ. При выборе объекта для первого этапа работ по совершенствованию системы учитывались следующие факторы:

- на реакторной площадке сосредоточено значительное количество ядерных материалов;
- здания ядерных реакторов вместе с охранными системами сооружены около 30 лет назад и их модернизация была острой необходимостью;
- ядерные материалы, используемые на площадке, имеют разную форму (металл, растворы, соли и смеси), что позволило проверить и внедрить широкий спектр методов неразрушающего контроля ЯМ.

Работы по совершенствованию системы защиты велись по четырем направлениям:

- совершенствование физической защиты;
- модернизация системы управления доступом;

– компьютеризация учета и внедрение новых современных технологий в систему учета;

– внедрение в систему контроля методов неразрушающего анализа ЯМ, освоение и внедрение процедур учета и контроля ЯМ, вытекающих из современных правил учета.

Система физической защиты. В соответствии с требованиями к системам физической защиты на площадке создана трехуровневая защита ядерных материалов, включающая в себя три зоны защиты:

- защищенную зону;
- внутреннюю зону;
- особо важную зону.

Границы защищенной зоны защищены сигнальным ограждением с транспортным проездом и КПП для прохода людей. КПП оснащен двумя кабинами доступа, позволяющими в автоматическом режиме организовать проход в защищенную зону сотрудников.

Внутренняя зона – это собственно здания ядерных реакторов, в которых расположена особо важная зона – зона, в которой находится защищаемый материал (реакторные залы и хранилища ЯМ). Внутренняя зона защищена двумя рубежами охраны:

- физическими средствами задержки доступа;
- электронными средствами сигнализации.

К физическим средствам задержки доступа относятся усиленные металлические двери основных и запасных выходов зданий, металлические решетки, установленные на оконных проемах. Электронные средства сигнализации это прежде всего вибрационные датчики "Дельфин", которыми оборудованы решетки оконных проемов, контактные датчики, фиксирующие положение дверей (открыто – закрыто), датчики обнаружения присутствия, интегрированные с системой видеонаблюдения и видеооценки для защиты подходов к особо важной зоне.

Особо важная зона оборудована тремя рубежами технических средств охраны:

- шлюзовыми кабинами организации доступа;
- физическими средствами задержки доступа;
- электронными средствами сигнализации.

Шлюзовые кабины размещены на входах в особо важные зоны и оснащены считывателями бар-кодов, весовыми устройствами и идентификаторами личности по геометрии руки, порталными мониторами для обнаружения ядерных материалов.

К физическим средствам задержки доступа относятся двери повышенной стойкости, которые оборудованы кодовыми замками повышенной криптостойкости. Выходы вентиляционных каналов защищены металлическими решетками.

К электронным средствам сигнализации относятся датчики объемного контроля помещений типа "Дон" и "Конус-3М", емкостные датчики "Ромб-5", которыми оборудованы металлические решетки, а также контактные датчики, контролирующие положение двери. Электронные средства сигнализации интегрированы с системой визуального наблюдения и видеооценки. Сигналы с электронных средств охраны обрабатываются системой сбора и обработки информации, расположенной на пункте охраны. Сюда же выведены системы управления доступом и системы визуального наблюдения и видеооценки.

Система управления доступом. Система управления доступом включает в себя шлюзовые кабины с установленными в них считывателями штрих-кодов, системой идентификации личности по геометрии кисти руки, порталными мониторами ядерных материалов.

В настоящее время система физической защиты реакторной площадки, а также система управления доступом полностью смонтированы и находятся в опытной эксплуатации.

Система контроля и учета ядерных материалов. Внедрение новых подходов в систему учета и контроля ядерных материалов проводилось без изменения существующей системы учета ядерных материалов, что обусловлено требованиями нормативных документов, действующих на предприятии. Основной задачей совершенствования учета и контроля ЯМ явилось создание интегрированной с системой доступа автоматизированной системы учета и контроля ЯМ, позволяющей решать следующие задачи:

- вести автоматизированный учет ЯМ на всех стадиях движения материала;

- идентифицировать ЯМ по радиационным, весовым характеристикам и с использованием бар-кодов;
- обеспечивать руководство оперативной информацией о количестве и местонахождении ЯМ;
- существенно ускорять процесс инвентаризации ЯМ;
- повышать безопасность персонала при учете и контроле ЯМ.

Компьютеризированная система учета и контроля ядерных материалов на реакторной площадке включает в себя диспетчерский пункт учета и контроля ядерных материалов и рабочие места, расположенные в реакторных зданиях. На диспетчерском пункте расположены:

- рабочая станция диспетчера по учету и контролю;
- рабочая станция оператора баланса материала реакторной площадки с принтером бар-кодов;
- сервер базы данных;
- маршрутизатор для связи диспетчерского пункта с рабочими местами, которые находятся в реакторных зданиях.

Рабочие места оснащены:

- компьютерами операторов зон баланса материалов;
- считывателями бар-кодов;
- электронными весами повышенной точности, интегрированными с системой штрихового кодирования;
- устройствами идентификации ЯМ по радиационному признаку (гамма-паспортизатор).

Связь между диспетчерским пунктом и рабочими местами системы учета и контроля осуществляется через модемы по оптоволоконным линиям связи. Система учета и контроля интегрирована с системой управления доступом. Она позволяет проводить как идентификацию ЯМ, так и идентификацию персонала, который работает с ЯМ, а также организовать доступ к работам с ядерными материалами и их контроль.

В настоящее время закончен монтаж системы учета и контроля ЯМ, ведется ее опытная эксплуатация.

В заключение отметим, что в рамках программы совершенствования физической защиты, учета и контроля ядерных материалов проделан большой объем работ, позволивший не только существенно улучшить защиту, учет и контроль ядерных материалов, но и поднять их на качественно новый уровень.

Статья поступила в редакцию 26.02.2003 г.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Магда Э. П., Кошмяков В. П., Крупин Ф. П., Кураков Н. П., Крыжановский В. А., Леваков Б. Г., Марков В. Н., Погребов И. С., Попов М. Г., Снопков А. А., Таскин В. Б., Черашев В. И.</i> Импульсные реакторы в Институте технической физики	3
<i>Артемьев В. А.</i> Оценка критических параметров реактора на тепловых нейтронах с активной зоной из наноструктурного материала	7
<i>Колесов В. Ф., Хоружий В. Х.</i> Варианты аperiodических импульсных реакторов с форсированными параметрами импульсов	13
<i>Крыжановский В. А., Магда Э. П., Бочков А. В.</i> ЭБР-Л – экспериментальная установка для исследования лазеров с ядерной накачкой	28
<i>Горелов В. П., Гребенников А. Н., Ильин В. И., Фарафонов Г. Г.</i> Использование вторичных нейтронных констант при расчетах характеристик критических сборок без отражателя или с отражателем из Be	31
<i>Аблесимов В. Е., Ульянов В. М., Бояринцев В. А., Уваров Н. А., Житник А. К., Сумкин И. Л., Горшкова И. А., Мамаева Е. А., Майорников В. С., Овчинников М. А.</i> Измерение выхода импульсных источников ДТ-нейтронов методом активации сцинтиллятора NaI(Tl)	41
<i>Вячин В. Н., Герцог П., Гуревич Г. М., Ерзинкян А. Л., Лукханин А. А., Парфенова В. П., Северийнс Н., Топоров Ю. Г., Филимонов В. Т.</i> Спин-зависимая угловая анизотропия альфа-распада и спонтанного деления ориентированных трансураниевых ядер (проект эксперимента)	44
<i>Лыжин А. Е., Костенко И. И., Кропотухин А. Г., Кураков Н. П., Леваков Б. Г., Опарин В. М., Пудов В. П., Соколов Ю. А.</i> Гамма-облучатель крупногабаритных образцов на основе радиационного контура с топливным раствором реактора ЯГУАР	51
<i>Касьянов С. Ю., Костенко И. И., Ларцев В. Д., Пакулев Д. В., Соколов Ю. А., Терехин В. А., Чернухин Ю. И.</i> Обзор работ по вопросу идентификации ядерных материалов	56
<i>Бокарев В. Ф., Зуев В. И., Кураков Н. П., Савин Н. И., Терехин В. А., Цыганков Г. С.</i> Усовершенствование системы физической защиты, учета и контроля ядерных материалов на площадке исследовательских реакторов отделения экспериментальной физики РФЯЦ-ВНИИТФ	59

CONTENTS

<i>Magda E. P., Koshmyakov V. P., Krupin F. P., Kurakov N. P., Kryzhanovski V. A., Levakov B. G., Markov V. N., Pogrebov I. S., Popov M. G., Snopkov A. A., Taskin V. B., Cherashev V. I.</i> Pulse reactors in the institute of technical physics	3
<i>Artem'ev V. A.</i> Estimation of critical parameters for thermal reactor with active zone made of nanostructured materials	7
<i>Kolesov V. F., Khoruzhi V. Kh.</i> Versions of aperiodic pulse reactors with forced pulse parameters	13
<i>Kryzhanovski V. A., Magda E. P., Bochkov A. V.</i> EBR-L experimental facility aimed at studying nuclear pumped lasers	28
<i>Gorelov V. P., Grebennikov A. N., Iljin V. I., Farafontov G. G.</i> Use of secondary neutron constants at calculations of the critical assemblies characteristics without the reflector or with the reflector from Be ...	31
<i>Ablesimov V. E., Uljanov V. M., Bojarintzev V. A., Uvarov N. A., Zitnik A. K., Sumkin I. L., Gorshkova I. A., Mamaeva E. A., Majornikov V. S., Ovchinnikov M. A.</i> Mesurement of pulse DT-neutron sources yield using NaI(Tl) scintillator activation method	41
<i>Vyachin V. N., Gertsog P., Gurevich G. M., Erzinkyan A. L., Lukhanin A. A., Parfenova V. P., Severijns N., Toporov Yu. G., Filimonov V. T.</i> Spin-dependent angular anisotropy of alph-decay and spontaneous fission of oriented transuranium nuclei (experiment project)	44
<i>Lyzhin A. E., Kostenko I. I., Kropotukhin A. G., Kurakov N. P., Levakov B. G., Oparin V. M., Pudov V. P., Sokolov Yu. A.</i> Gamma-irradiators of large samples based on radiation contour with fuel solution of yaguar reactor	51
<i>Kasianov S. Yu., Kostenko I. I., Lartsev V. D., Pakulev D. V., Sokolov Yu. A., Terekhin V. A., Chernukhin Yu. I.</i> Review of activities on nuclear materials identification	56
<i>Bokarev V. F., Zuev V. I., Kurakov N. P., Savin N. I., Terekhin V. A., Tsygankov G. S.</i> Modification of the system of nuclear materials physics protection account and control at the site of reasearch reactors of RFNC-VNIITF experimental physics department ...	59

Ответственный за выпуск В. Ф. Колесов

Редактор В. М. Тагирова Корректор Е. А. Коваленко
Компьютерная подготовка оригинала-макета М. С. Мещерякова

Подписано в печать 28.08.2003 Формат 60x84/8
Офсетн. печ. Усл. печ. л. 7,5 Уч.-изд. л. 9
Тираж 150 экз. Зак. тип. 707-2003 Индекс 3646 10 статей

Отпечатано в ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ ИПК
607190, г. Саров Нижегородской обл.
ПД № 00568 от 22.05.2000

Индекс 3646

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 2003, вып. 1-2, 1-61