

621.039.5

ISSN 0205-4671

В74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР  
"КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК

2008

1

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР  
Центральная научно-техническая  
библиотека  
"КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР “КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ФГУП “РФЯЦ-ВНИИЭФ”

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ

# И

# ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

**ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 1

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ  
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

Москва, Саров – 2008

33388kp

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР  
Центральная научно-техническая  
библиотека  
«РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

### Редакционная коллегия серии

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

### Редакционная коллегия выпуска

В. Ф. Колесов (главный редактор), Е. В. Куличкова (отв. секретарь),  
А. М. Воинов (зам. главного редактора), М. И. Кувшинов,  
И. С. Погребов, В. М. Талызин, В. А. Терехин, В. И. Юферев

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 аperiодического 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 простыхборок 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 aperiодic 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.

## ОПЫТ СОЗДАНИЯ И ЭКСПЛУАТАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ И КРИТИЧЕСКИХ СТЕНДОВ РФЯЦ-ВНИИЭФ

А. М. Воинов, М. А. Воинов, С. В. Воронцов, А. А. Девяткин, В. Ф. Колесов,  
М. И. Кувшинов, А. С. Кошелев, А. Т. Нарожный, И. Г. Смирнов

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Приведено описание импульсных реакторов и критических стендов, разработанных во ВНИИЭФ. Даны рекомендации по повышению безопасности их эксплуатации. Представлены основные результаты работ, направленных на совершенствование парка ядерно-физических установок.

THE EXPERIENCE OF CREATION AND MAINTENANCE OF RFNC-VNIEF PULSING REACTORS AND CRITICAL STANDS / A. M. VOINOV, M. A. VOINOV, S. V. VORONTSOV, A. A. DEVJATKIN, V. F. KOLESOV, M. I. KUVSHINOV, A. S. KOSHELEV, A. T. NAROZHNYJ, I. G. SMIRNOV // The description of pulsing reactors and critical stands developed in VNIEF are given. the recommendations on their operation safety raise are given. the basic results of the works directed to the perfection of the nuclear-physical installations stock are presented.

### 1. Разработка импульсных ядерных реакторов

Эксплуатация импульсных ядерных реакторов во ВНИИЭФ была начата в 1965 г. с момента запуска реактора ВИР-1, использующего в качестве топлива раствор соли высокообогащенного урана в воде. Практически в то же время был введен в эксплуатацию ИЯР с металлической АЗ – БИР-1. Обе установки постоянно совершенствовались. Кроме них, во ВНИИЭФ были созданы реакторы БИГР, ТИБР, РИР, БР-1, БР-К1, ГИР. Основные характеристики установок приведены в табл. 1 [1, 2].

Импульсные реакторы являются разновидностью исследовательских реакторов и представляют собой устройства, обеспечивающие получение контролируемых и повторяемых вспышек деления атомных ядер. Общей чертой всех ИЯР является создание на короткое время условий для развития цепной реакции делений на мгновенных нейтронах.

Согласно принятой классификации [3], ИЯР можно разделить на три основных класса: импульсные реакторы аperiодического (самогасящегося) действия (ИРСД), или аperiодические импульсные реакторы (АИР); импульсные реакторы периодического действия (ИРПД), или пульсирующие реакторы; бустеры-реакторы. Во ВНИИЭФ разрабатывались ИЯР первого типа (ИРСД), в которых вспышка делений инициируется быстрым вводом избыточной реактивности, а гасится за счет отрицательной обратной связи "температура – реактивность". В этих реакторах цепная реакция на мгновенных нейтронах во время вспышки контролируется только

внутренним механизмом самогашения. Длительность импульса и его энергия определяется уровнем исходной надкритичности, который устанавливается оператором после предварительной калибровки.

Основными показателями импульсного реактора, как источника ионизирующего излучения, являются уровень флюенса нейтронов за импульс  $\Phi$ , длительность импульса на половине высоты  $\tau_{1/2}$  и объем пространства  $V$  с высоким флюенсом, доступного для облучения образцов. Для сравнения различных ИЯР во ВНИИЭФ используется параметр  $K$ , получивший название "качество" [1] и определяемый выражением

$$K = \frac{\Phi V}{\tau_{1/2}}$$

Входящие в приведенную формулу величины являются взаимозависимыми (нельзя изменить одну из них, не изменяя значения других). Кроме того, данные величины ограничены предельными значениями, связанными с допустимой температурой топлива и допустимыми значениями напряжений в топливных элементах. Поэтому при создании конкретного ИЯР, с учетом поставленных задач, его параметры оптимизируются таким образом, чтобы получить максимальное значение качества.

При генерировании импульса в ИЯР с металлической АЗ возникают значительные динамические напряжения, обусловленные "тепловым ударом" [1, 3], которые могут привести к разрушению топливных элементов. Разогрев АЗ до высокой температуры может вызвать фазовые изменения в топливе или его частичное

Характеристики импульсных реакторов, разработанных во ВНИИЭФ

Характеристики	Реакторы							
	ВИР-2М	БИР-2М	ТИБР	БИГР	БР-1	РИР	ГИР-2	БР-К1
Начало эксплуатации								
1-й модификации, последней	1965 1979	1965 1991	1970	1977	1978 1990	1981 1984	1984 1993	1995
Состояние на 2007 г.	действует	временно остановлен	передан в НИИП	действует	действует	2 опыта	действует	действует
Материал АЗ	UO <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> + H <sub>2</sub> O (раствор)	U + %Mo (сплав)	U + Mo, ZrH <sub>1,9</sub> составная	UO <sub>2</sub> + C (керамика)	U + Mo (сплав)	U	U + Mo (сплав)	U + Mo (сплав)
Масса топлива, кг	7,1 (104 л)	121	124	833	176	- 25	178	1511
Размеры АЗ, см	Ø55 × 63	Ø22 × 22	Ø27,5	Ø76 × 67	Ø27 × 27	~ Ø24	Ø30	Ø62 × 75
Полость для облучения, мм	Ø142, Ø300	Ø40	Ø28	Ø100	Ø100	-	-	Ø308 × 360
Энерговыделение, МДж	60	3	7	280	11	450	7	30
Удельное энерговыделение, Дж/г	600	25	56	336	63	18000	39	20
Максимальная температура, °С	250	300	700	900	700	взрыв	400	200
Полуширина импульса, мкс	2650	55	480	2000	53	- 2,5	300	1000

плавление. Для ИЯР с растворной АЗ, а также для ИЯР с разрушающейся АЗ параметры максимального импульса ограничиваются прочностью корпуса. Поэтому получение заданных параметров ИЯР достигается за счет разработки соответствующей конструкции АЗ, выбора топлива с нужными свойствами, либо за счет обеспечения требуемых прочностных характеристик корпуса АЗ.

Разработанные во ВНИИЭФ ИЯР имеют свои специфические особенности, к которым следует отнести:

- "нулевое" энерговыделение (выгорание топлива за время эксплуатации не превышает нескольких граммов, либо даже долей грамма);
- отсутствие теплоносителя (охлаждение АЗ происходит, как правило, за счет естественной конвекции);
- малый размер АЗ (см. табл. 1);
- малое количество органов регулирования реактивности (ОРР), которые выполняют одновременно и функцию органов аварийной защиты;
- высокое обогащение топлива (как правило, ~ 90 % по изотопу <sup>235</sup>U);
- основной механизм отрицательной обратной связи "температура - реактивность" для ИЯР с металличе-

ской и керамической АЗ - тепловое расширение, для ИЯР с растворной АЗ - радиолитическое кипение;

- точное прогнозирование параметров импульса (погрешность ± 10 %);

- каждый импульс ИЯР является специально подготовленным экспериментом, а интервалы между импульсами определяются временем подготовки опыта.

Помимо генерирования импульсов все ИЯР могут работать в статическом режиме, а также в режиме генерирования импульсов на запаздывающих нейтронах (квазиимпульсов). Ниже приводится краткое описание реакторов.

**Реактор БИР-2М** (быстрый импульсный реактор, модернизированный) является типичным представителем ИЯР с металлической АЗ (рис. 1). Элементы АЗ изготовлены из сплава высокообогащенного (85 % по <sup>235</sup>U) урана с молибденом (массовая доля 6 %).

Основная часть АЗ собрана из шести дисков с наружным диаметром 220 мм и высотой 31 мм. Масса каждого диска ~ 17 кг. Диски имеют центральное отверстие и 4 отверстия, равномерно расположенных на окружности Ø148 мм. В центральное отверстие дисков вводится блок безопасности (ББ), имеющий форму по-

лого цилиндра. В боковые отверстия дисков вводятся два импульсных и два регулирующих стержня. Каждый диск, ББ и стержни заключены в индивидуальные герметичные чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием. Между каждой деталью и чехлом имеется гарантированный зазор, что обеспечивает безударное расширение деталей при генерировании импульса. Чехлы с дисками закреплены на стенде реактора 4 болтами.

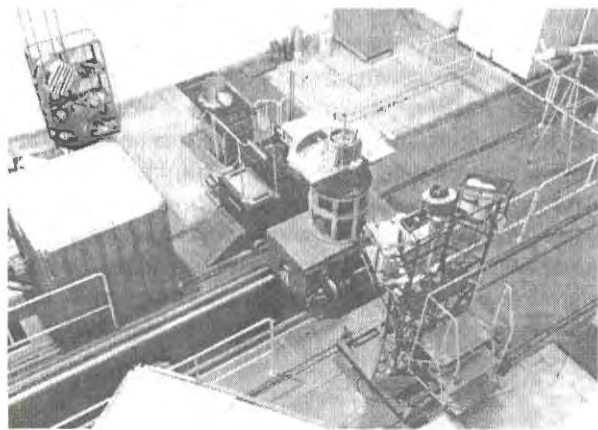


Рис. 1. Реактор БИР-2М

Максимальное энерговыделение в импульсе  $E_{\max} = 3$  МДж, полуширина импульса  $T_{1/2} = 60$  мкс. Возможно генерирование импульса с параметрами  $E_{\max} = 5$  МДж,  $T_{1/2} = 450$  мкс при использовании полиэтиленового отражателя, располагаемого на столе для образцов, при этом за счет затягивания импульса устраняется явление теплового удара. Реактор может также работать на статической мощности до 20 кВт.

Изначально реактор (БИР-1) введен в эксплуатацию в 1965 г. В 1970 г. реактор перебазирован в специализированное здание, при этом был модернизирован и получил название БИР-2. В 1986 г. реактор остановлен для оснащения автоматизированной системой управления и защиты (СУЗ) и информационно-измерительной системой (ИИС) на базе мини-ЭВМ. После модернизации реактор (БИР-2М) введен в эксплуатацию 12.07.91. В настоящее время эксплуатация реактора временно прекращена. Всего на реакторе генерировано ~ 2800 импульсов.

**БР-1** (бустер-реактор) – импульсный реактор с металлической активной зоной (рис. 2). Материал АЗ – сплав высокообогащенного (90 % по  $^{235}\text{U}$ ) урана с молибденом (массовая доля 9 %). АЗ имеет форму полого цилиндра и состоит из 4 блоков: верхнего блока (ВБ), нижнего блока (НБ), регулирующего блока (РБ) и импульсного блока (ИБ). Входящие в состав блоков топливные элементы (кольца) заключены в чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием.

Для снижения механических напряжений, обусловленных тепловым ударом, АЗ (ВБ и НБ) разбита на 4 ряда коаксиальных, свободно подвешенных, незакрепленных колец (2 ряда по 5 топливных элементов – в ВБ; ряд из 5 и ряд из 2 топливных элементов – в НБ). Толщина колец по радиусу составляет 1,5 см. Каждое из

колец своим уступом, выполненным на половине высоты, по всей окружности опирается на соседнее кольцо, или на наружный чехол. Между кольцами по высоте и по радиусу предусмотрены зазоры для радиальных и осевых смещений каждого кольца.

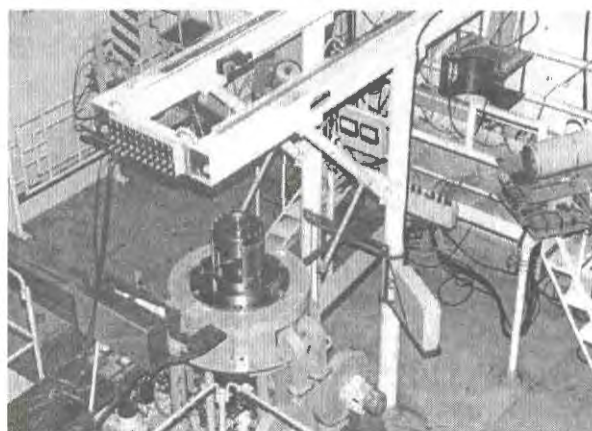


Рис. 2. Реактор БР-1

Оригинальная конструкция активной зоны БР-1 позволила достигнуть рекордных параметров импульса делений для быстрых ИЯР с металлической АЗ ( $E_{\max} = 11$  МДж,  $T_{1/2} = 51$  мкс), что, однако, связано с возникновением в топливных элементах значительных динамических напряжений. Реактор может работать на мощности до 200 кВт и в режиме квазиимпульса с энерговыделением до 11 МДж.

Реактор введен в эксплуатацию в 1978 г. После генерирования 608 импульсов было обнаружено, что часть топливных элементов активной зоны реактора разрушилась. С новой АЗ реактор введен в эксплуатацию в 1990 г. К настоящему времени на реакторе генерировано ~ 270 импульсов.

**Реактор БР-К1** (бустер-реактор "Каскад", вариант 1) – импульсный реактор с металлической АЗ (рис. 3). Материал АЗ – сплав обогащенного (36 % по  $^{235}\text{U}$ ) урана с молибденом (массовая доля 9 %). АЗ имеет форму полого цилиндра. По аналогии с реактором БР-1 АЗ БР-К1 имеет кольцевую структуру: она разбита на диски (блоки), а диски – на коаксиальные кольца. Блоки АЗ заключены в герметичные чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием. Отличительными особенностями реактора БР-К1 являются горизонтальная ориентация АЗ, что обеспечивает удобство загрузки образцов в центральную полость, и значительный размер полости для облучения. Для генерирования импульса используются импульсный и стоп-блок, изготовленные из бериллия.

Реактор введен в эксплуатацию в 1995 г. и представляет собой многоцелевую ядерно-физическую установку, предназначенную как для апробации элементов концептуального проекта двухсекционного бустер-реактора "Каскад" (БР-К), так и для проведения различных облучательных экспериментов. В настоящее время реактор эксплуатируется в статическом и квазиимпульсном режимах.

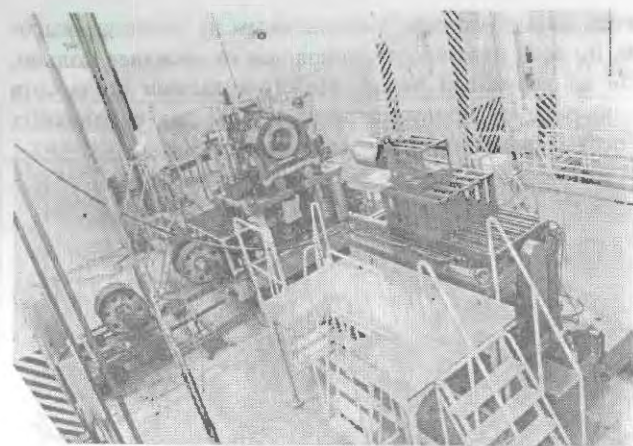


Рис. 3. Реактор БР-К1

**Реактор ГИР-2** (гамма-источник реакторный) – импульсный реактор с металлической АЗ и отражателем нейтронов (рис. 4). Материал АЗ – сплав обогащенного (от 36 % до 90 % по  $^{235}\text{U}$ ) урана с молибденом (массовая доля 9 %). Реактор ГИР-1 был введен в эксплуатацию в 1984 г. На нем было генерировано ~ 350 импульсов. Нынешняя модификация (ГИР-2) введена в эксплуатацию в 1993 г. К настоящему времени на установке генерировано ~ 490 импульсов.

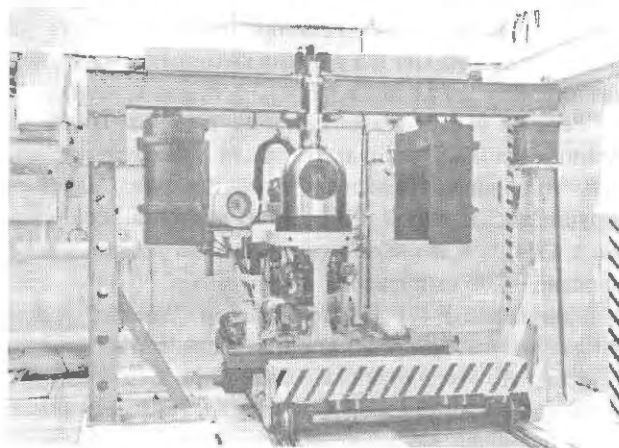


Рис. 4. Реактор ГИР-2

Сферическая АЗ состоит из двух полушарий, разделенных диафрагмой из нержавеющей стали. Неподвижная верхняя часть АЗ включает семь полусферических слоев, причем внутренние слои содержат  $^{235}\text{U}$  90 % обогащения, а внешний – 36 % обогащения. Нижняя часть АЗ состоит из двух подвижных блоков: блока грубой регулировки (БГР) и блока точной регулировки (БТР). БГР включает шесть слоев с ураном 90 % обогащения, БТР – 1 слой с ураном 36 % обогащения. Для генерирования импульса используется импульсный блок в виде алюминиевой трубы.

Отличительной особенностью ГИР-2 является использование в конструкции отражателя нейтронов, представляющего коляк с толщиной стенок 60 мм, окружающий АЗ. Материалом отражателя является гомогенная смесь полипропилена с оксидом кадмия, что

повышает выход гамма-излучения установки и снижает возмущения от внешних устройств. В отражателе имеется сферическое отверстие ("нейтронное окно"), предназначенное для облучений с максимальным нейтронным флюенсом.

**Реактор ВИР-2М** (водный импульсный реактор) – импульсный реактор с растворной АЗ (рис. 5), в котором в качестве топлива используется раствор соли (уранилсульфата) высокообогащенного (90 % по  $^{235}\text{U}$ ) урана в воде. Топливный раствор заливается в прочный цилиндрический герметичный корпус из нержавеющей стали (высота 2 м, диаметр 0,68 м, толщина стенок 65 мм). В днище корпуса выполнен полусферический канал (ПСК) внутренним радиусом 300 мм. К крышке корпуса приварен центральный канал (ЦК) с внутренним диаметром 142 мм и шесть каналов для стержней управления (поглощающие стержни из гидрида лития), расположенных равномерно по окружности диаметром 360 мм.

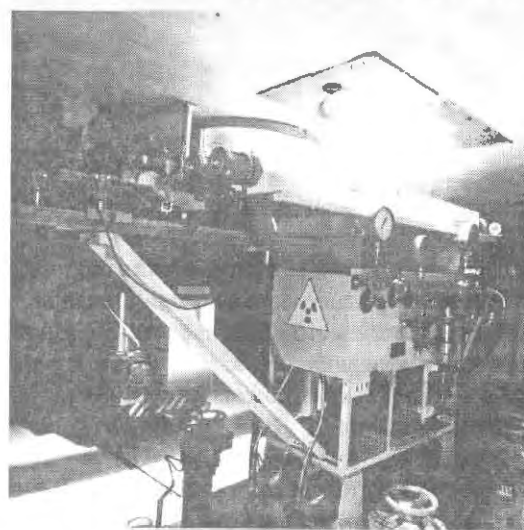


Рис. 5. Нижний зал реактора ВИР-2М

Корпус АЗ реактора размещен в перекрытии между двумя находящимися друг над другом реакторными залами, так что нижний торец корпуса (с ПСК) находится на уровне потолка нижнего зала. Со всех сторон, кроме нижнего торца, реактор окружен блоком биологической защиты (ББЗ) с минимальной толщиной по бетону 1,5 м. В ББЗ вблизи поверхности АЗ имеется еще 3 экспериментальных канала: боковой, пролетный каналы диаметром по 100 мм и так называемая "шахта" сечением  $560 \times 620 \text{ мм}^2$ .

Реактор ВИР-2М является последней модификацией установок серии ВИР, первая из которых была введена в эксплуатацию в 1965 г. Модернизация реактора была связана с усовершенствованием конструкции корпуса АЗ. Реактор ВИР-2М эксплуатируется с 1979 г. Максимальное энерговыделение в импульсе в начале было ограничено величиной 80 МДж. Затем в связи с возникновением пластических деформаций корпуса АЗ максимальное энерговыделение было снижено до 60 МДж. В 1996 г. работы на реакторе были приостановлены для плановой замены корпуса, отработавшего установлен-

ный срок. К тому времени на реакторе было генерировано > 2600 импульсов. Эксплуатация реактора с новым корпусом была возобновлена в 2001 г., и на нем уже проведено 560 импульсов. На трех предыдущих модификациях реактора ВИР было произведено 2407 импульсов.

**Реактор БИГР** (быстрый импульсный графитовый реактор) является самым мощным в мире импульсным реактором на быстрых нейтронах (рис. 6). Материал АЗ – однородная смесь высокообогащенного (90 % по  $^{235}\text{U}$ ) диоксида урана с графитом. Отношение числа ядер углерода к числу ядер урана равно 16, что позволяет с одной стороны получить в АЗ значительное энерговыделение за импульс, а с другой – сохранить достаточно жесткий спектр нейтронов. Это уникальное высокотемпературное керамическое топливо было специально разработано для реактора БИГР и изготовлено на Новосибирском заводе химических концентратов.

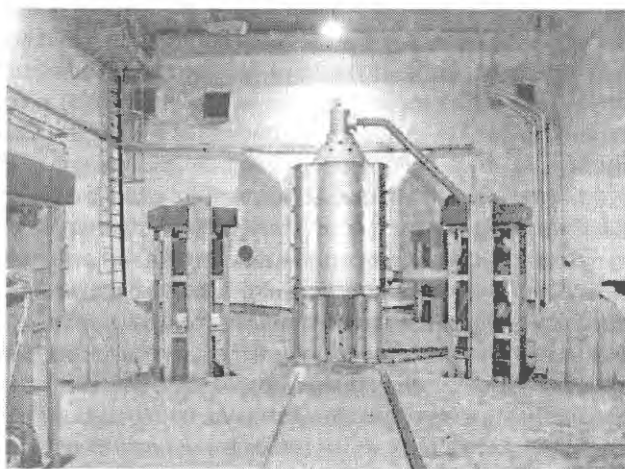


Рис. 6. Реактор БИГР

Реактор введен в эксплуатацию в 1977 г. С тех пор на нем было генерировано ~ 990 импульсов и квазиимпульсов. АЗ имеет форму полого цилиндра и состоит из элементов, форма которых аналогична топливным кольцам реактора БР-1. Зона разбита на 3 блока: неподвижный блок, блок грубой регулировки реактивности и блок тонкой регулировки. В качестве импульсного блока используется стальная труба. АЗ заключена в герметичный кожух, заполненный гелием. Ввиду высокого уровня остаточного гамма-излучения вход в реакторный зал запрещен, поэтому облучаемые объекты доставляются к АЗ (с противоположных сторон) дистанционно на двух специальных тележках.

СУЗ установки обеспечивает возможность генерации в автоматизированном режиме импульсов на западывающих нейтронах различной формы, в том числе и прямоугольной. Мощность при этом может меняться от 0,5 до 500 МВт, длительность – от 0,5 до 100 с. Максимальное энерговыделение – 300 МДж. Реактор может работать также на статической мощности до 0,5 МВт.

**Реактор ТИБР** (транспортгабельный импульсный быстрый реактор) – импульсный реактор с металлической АЗ, в состав которой для устранения теплового

удара за счет затягивания импульса введен слой гидрида циркония ( $\text{ZrH}_{1,9}$ ). АЗ состоит из двух блоков, неподвижного верхнего и подвижного нижнего, которые в сомкнутом состоянии образуют шар. В полюсные отверстия ВБ и НБ вводятся, соответственно, регулирующий и импульсный стержни. В АЗ имеется горизонтальный сквозной канал для облучения образцов (рис. 7).

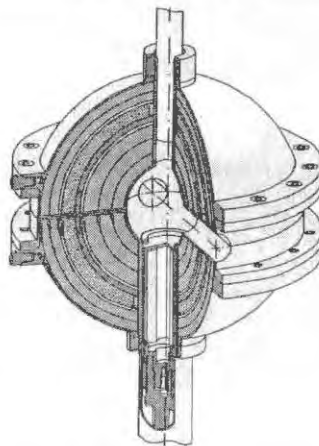


Рис. 7. Схема реактора ТИБР

ВБ и НБ имеют в своем составе 5 полусферических слоев из сплава высокообогащенного (90 % по  $^{235}\text{U}$ ) урана с молибденом (массовая доля 9 %), слой гидрида циркония и два примыкающих к нему тонких слоя из уран-молибденового сплава с низким (15 % по  $^{235}\text{U}$ ) обогащением для сглаживания скачка температуры на границе топлива и замедлителя. Блоки АЗ и ОРР заключены в чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием. Размещение замедлителя в массиве топлива позволяет сохранить спектр нейтронов в полости и на границе АЗ таким же, как и в АЗ без замедлителя.

Реактор был введен в эксплуатацию в 1970 г. Затем был передан в НИИП (г. Лыткарино).

**Реактор РИР** (разрушающийся импульсный реактор) – импульсный реактор, в котором удельное энерговыделение настолько велико (см. табл. 1), что происходит сублимация делящегося материала и взрывное разрушение АЗ.

Активная зона реактора представляет собой шар из высокообогащенного урана, окруженный бериллиевым отражателем. АЗ имеет центральный канал для импульсного стержня и боковые каналы для вкладышей, с помощью которых производится предварительная калибровка реактивности. Для лабораторных реакторов с металлической АЗ переход выше мгновенной критичности при генерации импульса составляет  $\leq 0,1\beta_{эф}$ . При подготовке экспериментов с реактором РИР был разработан расчетно-экспериментальный способ калибровки реактивности, позволяющий получить запланированные параметры импульса при переходе выше мгновенной критичности на  $\sim 3\beta_{эф}$ .

Для обеспечения надежной защиты персонала и окружающей среды от воздействия ударной волны и разлетающихся радиоактивных материалов при проведении таких опытов была разработана специальная

взрывозащитная камера (рис. 8). Специалистами ВНИИЭФ были подготовлены и проведены 2 эксперимента с реактором РИР, которые позволили оценить последствия возможной аварии на ИЯР.



Рис. 8. Взрывозащитная камера для реактора РИР

## 2. Обеспечение безопасной эксплуатации импульсных реакторов

Для генерации импульса ИЯР из подкритического по запаздывающим нейтронам состояния (либо из состояния разгона с большим периодом) должен "скачком" переводиться в состояние выше мгновенной критичности, т. е. в нем специально создаются условия, которые в обычной реакторной технике классифицируются как реактивная ядерная авария.

Для обеспечения безопасности необходимо точно определить реактивность, вносимую импульсным блоком, а также обеспечить неизменность геометрии АЗ и размещения облучаемых объектов после проведенной калибровки. Это особенно важно для реакторов с металлической АЗ, где переход выше мгновенной критичности для генерации номинального импульса составляет всего  $\sim 0,1\beta_{эф}$  ( $10\%$ ).

Важным для обеспечения безопасности ИЯР является использование режима генерирования импульса, когда реактор находится в надкритическом состоянии ("стрельба с мощности"). В этом случае обеспечивается постоянный контроль стартовой (перед вводом импульсного блока) реактивности. Тем самым устраняется опасность непредвиденного изменения реактивности АЗ в процессе высвечивания запаздывающих нейтронов при использовании классического способа генерирования импульса (из подкритического состояния). Режим производства импульса с мощности применяется на ИЯР БИГР и ГИР-2.

Для реактора БР-1, конструкция которого не позволяет использовать указанный режим, наибольшую опасность представляет разрушение тепловыделяющих элементов (ТЭ) с возможным неконтролируемым смещением их частей. Для обеспечения контроля целост-

ности ТЭ разработана специальная методика [4], позволяющая на основании анализа колебаний мощности на "хвосте" импульса определить момент образования дефектов в ТЭ.

Во время импульса делений каждый ТЭ приходит в колебательное движение со своей собственной частотой и в процессе смещений вносит свой вклад в изменение реактивности системы. Это, в свою очередь, приводит к изменению плотности потока нейтронов утечки. Основу методики в физическом плане составляют следующие положения:

– спектр колебаний мощности реактора на "хвосте" импульса делений непосредственно связан со спектром механических колебаний топливных элементов активной зоны;

– спектр механических колебаний изменяется при появлении в топливных элементах дефектов (трещин).

Методика заключается в регистрации зависимости мощности реактора от времени, определении спектральных характеристик колебаний мощности на "хвосте" импульса и последующем их сравнении с соответствующими величинами, зарегистрированными для исходного (все ТЭ не имеют дефектов) состояния АЗ. Критерием целостности ТЭ является совпадение эксплуатационных спектральных характеристик со спектральными характеристиками исходного состояния АЗ.

Экспериментальная отработка методики проведена на двух реакторах, БР-1 и БИР-2М, отличающихся конструкцией АЗ. При проведении экспериментов в АЗ данных реакторов бездефектные ТЭ заменялись на ТЭ, имеющие дефект (трещину). Результаты опытов подтвердили основную идею, заложенную в разработку методики: спектры колебаний бездефектных и дефектных ТЭ имеют четкие различия.

Осуществление предложенного способа диагностики позволяет постоянно (после каждого импульса) контролировать состояние ТЭ в АЗ импульсного реактора с металлической АЗ и тем самым существенно повышает ядерную безопасность при эксплуатации реактора.

Проведен комплекс работ по расчетному моделированию поведения ТЭ реактора АЗ БР-1 при генерировании импульсов с различным энерговыделением [5]. Определено влияние геометрии ТЭ на величину возникающих в них напряжений. Определено предельное энерговыделение ( $\sim 3 \cdot 10^{17}$  делений), соответствующее началу пластического деформирования топливных элементов. По результатам проведенных исследований выбрана конструкция новой АЗ реактора БР-1, при этом размеры АЗ и масса делящегося материала (ДМ) практически не изменились. Основное отличие новой конструкции – уменьшение в два раза высоты основной части ТЭ. В качестве материала АЗ выбран сплав высокообогащенного урана с молибденом (массовая доля 10 %) типа НБ-135 разработки ВНИИНМ. По оценкам, ресурс новой конструкции АЗ будет увеличен в  $\sim 8$  раз. Кроме того, герметизация ТЭ в верхнем и нижнем блоках АЗ будет обеспечена сварным швом, что позволит исключить их коррозию. Детали для новой АЗ БР-1 уже изго-

товлены на Сибирском химическом комбинате. Проведение физического пуска намечено на конец 2007 г.

Растворный реактор ВИР-2М является наименее опасной установкой. Это обусловлено малым количеством делящегося материала в АЗ и значительным температурным коэффициентом гашения реактивности ( $\sim 0,07\beta_{эф}/^{\circ}\text{C}$ ). Однако при генерации импульса происходит вскипание и разлет топливного раствора, что приводит к возникновению в защитном корпусе АЗ механических напряжений, сравнимых с пределом текучести. Поэтому для обеспечения безопасной эксплуатации реактора проводится контроль состояния корпуса и его периодическая замена. В настоящее время во ВНИИЭФ проводятся работы по созданию модели вскипания топливного раствора и расчетному определению механических нагрузок на защитный корпус, возникающих при генерировании импульса.

Выбор оптимальной конструкции АЗ ИЯР, специальная процедура калибровки ОРР перед каждым импульсом, дистанционная система управления и мощная биологическая защита, а также высокая квалификация персонала, постоянная работа по техническому совершенствованию и контролю состояния установок обеспечили безопасность работ. На ИЯР за 40 с лишним лет их эксплуатации при генерировании  $> 11000$  импульсов не было ни одной ядерной аварии, т. е. ситуации, связанной с переоблучением участников работ или загрязнением окружающей среды.

Все установки размещены в специально построенных зданиях с защитными железобетонными стенами и потолком. Проведенный анализ безопасности показал, что ни при одной из возможных аварий на ИЯР и СКС не потребуются отселение населения из жилой зоны, а критерии приемлемого риска могут нарушаться только в зоне ветровой тени соответствующих зданий [2].

### 3. Проведение исследований с использованием реакторных установок

Большая часть импульсов на ИЯР была проведена в интересах испытания на радиационную стойкость различных материалов, узлов, приборов и т. д. [2]. Однако импульсные ядерные реакторы являются уникальными установками для проведения самых разнообразных экспериментов, представляющих исключительный интерес.

На базе реактора БИГР создан комплекс для проведения испытаний образцов тепловыделяющих элементов энергетических реакторов в условиях реактивной аварии (типа RIA) [6], проведены эксперименты по получению ультрахолодных нейтронов [2].

Большой объем исследований с использованием ИЯР ВИР, БИР, БР-1, ТИБР, БИГР ГИР-2 был выполнен по проблеме лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) и ядерно-оптических преобразователей (ЯОП) [2]. Впервые в мире генерация импульсного газового лазера, возбуждаемого осколками деления, была получена во ВНИИЭФ на реакторе ВИР-2 в 1972 г. В 90-х гг. со-

стоялась демонстрация работы газового лазера, возбуждаемого осколками деления, в непрерывном режиме на экспериментальном комплексе ЛМ-4/БИГР. Показана экспериментально применимость устройств на базе ЯОП для обеспечения контроля потока нейтронов в ИЯР и в АЗ ядерных энергетических установок и их быстродействующей аварийной защиты.

Совместно с ВНИИФТРИ на реакторах БР-1, ГИР-2, БР-К1 созданы комплексы моделирующих опорных нейтронных полей (МОП-К, МОП-К1, МОП-К2). На реакторе ГИР-2 был организован и проведен цикл лабораторных работ для студентов СарФТИ.

В настоящее время совместно с ВНИИФТРИ проводятся работы, направленные на создание на базе реактора БР-К1 образцового специализированного источника реакторных гамма-квантов (ОСИ-Г).

### 4. Стенды для критических сборок

Первый критмассовый эксперимент был проведен группой Г. Н. Флерова в Челябинске-40 в 1949 г. [2]. В дальнейшем во ВНИИЭФ для проведения опытов с размножающими системами были разработаны специальные стенды для критических сборок, конструкция которых совершенствовалась по мере накопления опыта: ФКБН (1950 г.), ФКБН-1 (1955), МСКС (1959 г.), ФКБН-2 (1963 г.), ФКБН-2М. Общим для всех стендов являлось разделение размножающей системы (РС) на две части (верхнюю и нижнюю), при этом верхняя часть собиралась на неподвижной (либо перемещающейся только в горизонтальной плоскости) подставке, а нижняя часть – на столе, который затем дистанционно поднимался, обеспечивая сближение частей РС. Аварийная защита обеспечивалась за счет сброса стола под действием силы тяжести.

Критмассовые эксперименты [2, 7] проводятся на СКС ФКБН-2М (рис. 9). Сборка производится с использованием унифицированных комплектов полусферических деталей из делящихся (ДМ) и инертных материалов. Исследуемая размножающая система (РС) разделяется на две части: верхнюю и нижнюю. Сначала на столе стенда, который может перемещаться по вертикали, собирается нижняя часть РС. Затем на каретке, которая может перемещаться в горизонтальной плоскости, собирается верхняя часть. Эти подготовительные работы выполняются персоналом вручную. Сближение частей РС (перемещение каретки в рабочую позицию и подъем стола) производится дистанционно из пультной. Аварийная защита обеспечивалась за счет сброса стола под действием силы тяжести. За прошедшее время были изучены параметры  $\sim 1000$  различных размножающих систем. Из них около половины практически доводились до критического состояния.

После аварии на установке ФКБН-2М в 1997 г. [8] и разборки аварийной размножающей системы проведение критмассовых экспериментов было временно приостановлено. Были проанализированы причины аварии и проведен вероятностный анализ безопасности

выполняемых работ. В конструкцию ФКБН-2М, а также в регламент проведения экспериментов были внесены усовершенствования, направленные на повышение безопасности работ [7].

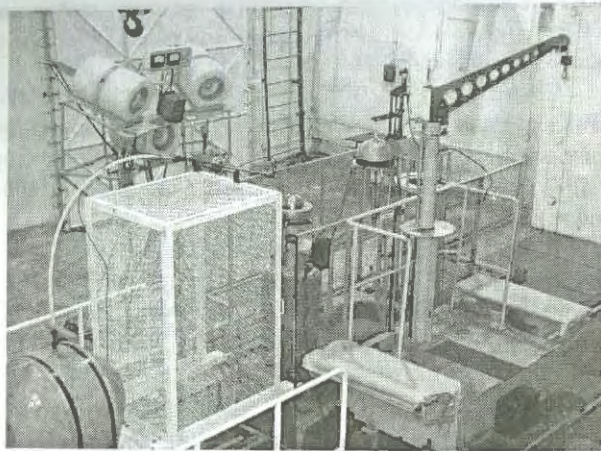


Рис. 9. Критический стенд ФКБН-2М

Перед началом работ проводится предварительный расчет, описывающий изменение  $K_{эф}$  в процессе сборки РС ("компьютерный эксперимент"). Это позволяет выбрать оптимальную конфигурацию РС. Сначала в работу выдаются детали из делящегося материала (ДМ) только для сборки нижнего блока (НБ). Система управления и защиты при этом обеспечивает автоматическую доставку нейтронного источника к месту сборки НБ. После завершения сборки НБ закрывается сеткой, предотвращающей приближение к нему посторонних предметов. Нейтронный источник при этом перемещается к месту сборки верхнего блока (ВБ). После этого выдаются детали из ДМ и производится сборка ВБ. Защитная сетка с НБ удаляется автоматически при дистанционном перемещении каретки с ВБ в рабочее положение.

В настоящее время установка ФКБН-2М интенсивно используется для проведения различных экспериментов, связанных, в частности, с развитием ядерной энергетики и уточнением нейтронных констант. За последние 5 лет на установке проведены исследования ядерно-физических характеристик моделей жидкосолевого бланкета, каскадного бланкета для электроядерной установки с пороговым делящимся веществом  $^{237}\text{Np}$ , размножающими системами, содержащими ванадий, свинец и др. [7].

В экспериментах на СКС также отрабатывается методика определения размножающих свойств глубоко подкритических систем, что позволяет повысить безопасность процесса сборки РС на СКС, АЗ реактора, а также проведения технологических операций с ДМ на производстве [7].

В частности, эта методика была использована при проведении физического пуска СКС ИКАР-С [9]. Данный стенд создан для экспериментального исследования ядерно-физических характеристик РС, моделирующих реактор-лазер непрерывного действия (рис. 10). АЗ

критического стенда представляет собой кубическую графитовую матрицу с размером ребра  $\sim 2,4$  м, в которой размещаются 9 модулей с ДМ. Каждый модуль состоит из 2 секций. Секции включают в себя набор чередующихся слоев графита и дисперсионных уран-графитовых твэлов. Критическое состояние РС на стенде ИКАР-С было достигнуто в июне 2006 г. В настоящее время стенд готовится к вводу в эксплуатацию.

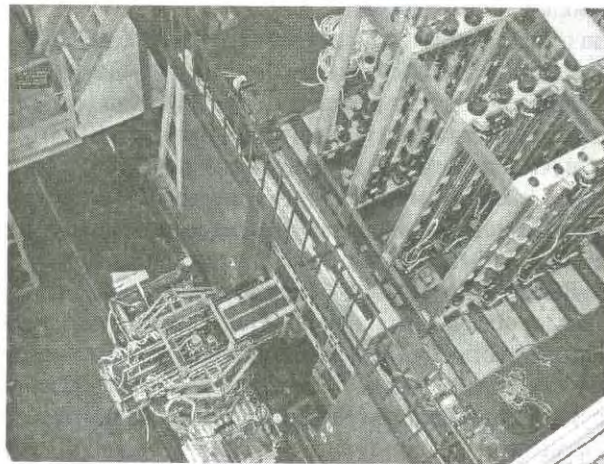


Рис. 10. Критический стенд ИКАР-С

## 5. Подготовка персонала

Анализ аварий, имевших место на реакторах и критических сборках [8] показывает, что из 38 аварий 23 обусловлены теми или иными ошибками персонала в процессе управления установкой или проведении технологических операций. 16 авариям можно присвоить 4 уровень по Международной шкале ядерных событий (шкале INES), при этом 11 из них явились следствием ошибок персонала. 8 аварий 4 уровня привели к гибели людей, при этом 7 произошли по вине персонала. Это еще раз подтверждает огромное влияние человеческого фактора на обеспечение безопасности при проведении работ на исследовательских реакторах и критических стендах.

Поэтому подготовке персонала ядерно-физических установок, в частности, персонала СКС, уделяется особое внимание. На базе установки ФКБН-2М разработан полномасштабный тренажер, позволяющий с использованием лишь деталей из стали полностью имитировать процесс сборки РС и вывода ее в критическое состояние, что обеспечивает полную безопасность при проведении работ. Работа в режиме тренажера сопровождается таким же, как при штатной работе, задействованием всех механизмов и органов регулирования установки. Изменение нейтронно-физических параметров модельной сборки, рассчитываемое компьютером, отображается в показаниях штатных приборов. Данный тренажер позволяет обеспечить подготовку кадров и поддержание квалификации работающих специалистов [7].

На реакторе ГИР-2 были подготовлены и проведены лабораторные работы для студентов Саровского

физико-технического института. Они включали снятие кривой обратных часов, определение "весов" органов регулирования реактивности, определение влияния отражателей на реактивность системы и др. На реакторе ГИР-2 проходили обучение и сотрудники органов государственного надзора за ядерной безопасностью.

Анализ аварий [8] показывает также, что в ряде случаев (по крайней мере, в 11 из 38 рассмотренных) к аварии могло привести неадекватное психоэмоциональное состояние исполнителей, являющихся, в большинстве своем, высококвалифицированными специалистами. Существенное влияние психоэмоционального состояния персонала на его надежность (т. е. способность обеспечивать безопасное выполнение работ) отмечается и в других отраслях промышленности. Поэтому во ВНИИЭФ совместно со специалистами Сандийских национальных лабораторий и Санкт-Петербургского государственного университета разрабатывается методика оперативного контроля эмоционального состояния сотрудников перед проведением ядерно-опасных работ (предсменный контроль), внедрение которой позволит существенно повысить безопасность эксплуатации ядерно-физических установок.

Во ВНИИЭФ постоянно ведутся работы по созданию ядерно-физических установок (критических стенов и импульсных реакторов), а также проводятся разнообразные эксперименты с их использованием. В настоящее время во ВНИИЭФ эксплуатируются 5 ИЯР. Критмассовые эксперименты проводятся на стенде для критических сборок ФКБН-2М. В 2006 г. завершен физический пуск критического стенда для исследования ядерно-физических характеристик слоистых уран-графитовых РС, моделирующих АЗ реактора-лазера. Готовится физический пуск реактора БР-1 с новой усовершенствованной конструкцией АЗ. Высокая квалификация персонала, постоянная целенаправленная работа по обеспечению безопасных условий при эксплуатации импульсных реакторов и проведении критмассовых экспериментов позволяет поддерживать во ВНИИЭФ культуру ядерной безопасности на высоком уровне.

## Список литературы

1. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
2. Воинов А. М., Воронцов С. В., Демин Ю. П. и др. 50 лет отделу импульсных реакторов РФЯЦ-ВНИИЭФ: прошлое, настоящее, будущее. – Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы: Материалы 3-й Международной конференции. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003, с. 41–48.
3. Шабалин Е. П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1976.
4. Devyatkin A. A., Kolesov V. F., Khoruzhiy V. Kh. et al. A Diagnostics Technique of Fuel Elements within Aperiodic Pulse Reactors with the Metallic Core. – Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Conference on Nuclear Criticality Safety, St. Petersburg, Russia, May 28 – June 1, 2007, vol. II, p. 283–287.
5. Рябов А. А., Романов В. И., Девяткин А. А. и др. Численное моделирование динамического поведения топливных элементов активной зоны бустер-реактора БР-1. – Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы: Материалы 3-й Международной конференции. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003, с. 456–462.
6. Богданов В. Н., Ильин В. И., Колесов В. Ф. и др. Облучательный комплекс на реакторе БИГР для моделирования аварий типа RIA. – Там же, с. 571–574.
7. Voinov A. M., Voinov M. A., Vorontsov S. V. et al. Nuclear safety in pulse reactor and critical assembly operations at RFNC-VNIIEF. – Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Conference on Nuclear Criticality Safety, St. Petersburg, Russia, May 28 – June 1, 2007, vol. II, p. 348–353.
8. McLaughlin T. P., Monahan S. P., Pruvost N. L. et al. A Review of Criticality Accidents. 2000 Revision, LA-13638 (2000).
9. Voinov A. M., Vlokh G. V., Vorontsov S. V. et al.  $K_{eff}$  Calculation and Experimental Determination for Multiplying Systems Simulating Reactor-Laser Core. – Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Conference on Nuclear Criticality Safety, St. Petersburg, Russia, May 28 – June 1, 2007, vol. II, p. 345–347.

## МЕТОДИКА ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ АПЕРИОДИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

А. А. Девяткин, В. Ф. Колесов, В. Х. Хоружий, М. В. Мочкаев, А. В. Арапов,  
В. А. Борисенок, В. А. Брагунец, В. И. Романов, М. Ю. Каргина

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Разработана методика диагностики состояния тепловыделяющих элементов быстрого реактора, заключающаяся в тщательной регистрации мощности реактора во времени и последующем спектральном анализе колебаний мощности на хвосте импульса. Методика позволяет получать информацию о процессе трещинообразования в тепловыделяющих элементах на ранней стадии и своевременно прерывать эксплуатацию реактора.

**THE DIAGNOSTIC METODICS OF THE APERIODIC PULSING REACTORS WITH THE METAL CORE FUEL ELEMENTS CONDITION / A. A. DEVJATKIN, V. F. KOLESOV, V. KH. KHORUZHYY, M. V. MOCHKAEV, A. V. ARAPOV, V. A. BORISENOK, V. A. BRAGUNETS, V. I. ROMANOV, M. JU. KARGINA //** The diagnostic metodic of the fast reactor fuel elements condition consisting in careful registration of the reactor power in time and in the subsequent spectrum analysis of the power oscillations on the pulse tail is developed. metodic allow to gain information on the cracks formation process in fuel elements at the early stage and to interrupt the reactor's operation in good time.

Генерация импульсов в аperiodических импульсных реакторах (АИР) неразрывно связана с проблемой теплового удара. Термоупругие и механические напряжения в делящемся материале, возникающие в результате вспышки делений на мгновенных нейтронах, ограничивают возможность увеличения энерговыделения за импульс и реально снижают безопасность эксплуатации и ресурс этих реакторов. Повреждение топливных элементов (ТЭ) активной зоны (АЗ) АИР может стать исходным событием в развитии реактивной аварии или изменить характер прогнозируемых импульсов делений из-за изменения условий гашения вводимой избыточной реактивности. Разрушение топливных дисков типичных конструкций АЗ АИР может, в принципе, также явиться причиной пережатия каналов движения органов регулирования реактивности и снижения эффективности действия аварийной защиты.

Последствия тепловых ударов в АИР имеют целый ряд внешних проявлений. Прежде всего это растрескивание ТЭ в местах наибольших напряжений, удлинение болтов, стягивающих топливные диски, коробление стержней регулирования реактивности. Характерные примеры связаны с растрескиванием топливных дисков реакторов SPR-II, SPR-III, Godiva-IV, APRFR, БИР-2М, разрушением части ТЭ АЗ АИР БР-1 [1]. Причем эти факты не были выявлены при визуальном осмотре реакторов, а обнаружены только после разборки АЗ на отдельные ТЭ. Измерения смещений и деформаций ТЭ

в импульсах делений, выполненные на ряде АИР США: HPRR, MoLLY-G, APRFR, SPR-II, SPR-III, Godiva-IV, — свидетельствуют о том, что факт повреждения ТЭ можно идентифицировать по изменению характеристик его механической реакции на импульс делений. Четкая монотонная форма осцилляций характерна для неповрежденных ТЭ. При возникновении в ТЭ трещины в осцилляциях появляются другие частоты, и затухание колебаний происходит быстрее [1].

Сигнал о начале процесса разрушения ТЭ без предварительной разборки АЗ и ее визуального осмотра может быть получен при помощи методики диагностирования состояния ТЭ активной зоны [2]. Форму импульса делений АИР можно условно разбить на быструю "колоколообразную" часть (вспышка делений на мгновенных нейтронах) и следующую за ней медленную часть ("хвост"), где мощность реактора определяется в основном размножением запаздывающих нейтронов, предшественники которых образовались в течение вспышки. Обрыв "хвоста" осуществляется при переводе реактора в подкритическое состояние за счет быстрого вывода из АЗ органов регулирования реактивности. Вследствие теплового удара каждый ТЭ приходит в колебательное движение со своей собственной частотой и в процессе смещений вносит свой вклад в изменение реактивности АЗ и, как следствие, в колебания мощности на "хвосте" импульса делений. Тщательная регистрация мощности реактора во времени

и последующий спектральный анализ колебаний мощности на хвосте импульса позволяют получить спектр механических колебаний ТЭ. При появлении дефектов в ТЭ этот спектр будет меняться.

Использование такой методики позволяет получать информацию о процессе трещинообразования ТЭ на ранней стадии и своевременно останавливать эксплуатацию реактора, предотвращая дальнейшее повреждение АЗ и возможную аварию из-за неконтролируемого смещения частей поврежденной АЗ.

## 1. Основные положения методики

Основу методики [2] составляют следующие положения:

- спектр колебаний мощности реактора на "хвосте" импульса делений непосредственно связан со спектром механических колебаний топливных элементов активной зоны;

- спектр механических колебаний изменяется при появлении в топливных элементах дефектов (трещин).

Методика заключается в тщательной регистрации мощности реактора во времени в каждом импульсе делений, определении спектра колебаний мощности в его медленной части, и последующем сравнении этого спектра с так называемыми опорными построениями и спектром колебаний мощности в медленной части импульса, зарегистрированного для исходного (все ТЭ не имеют дефектов) состояния АЗ. Критерием целостности ТЭ является совпадение эксплуатационных спектральных характеристик со спектральными характеристиками исходного состояния АЗ и опорными построениями.

Опорные построения производятся для каждой конструкции АЗ АИР однократно и затем служат базой при диагностике состояния ТЭ АЗ. Опорные построения основаны на численном моделировании динамического поведения ТЭ в АЗ при генерировании импульса. Они устанавливают связь спектра механических колебаний ТЭ в составе АЗ со спектром колебаний мощности реактора при введении дефектов в отдельные ТЭ. Модель экспериментально калибруется путем построения спектральных характеристик колебаний мощности в медленной части импульсов, зарегистрированных для различных уровней начального возмущения реактивности при заданном состоянии топливных элементов в АЗ.

## 2. Результаты расчетных исследований для получения опорных построений

Ниже в краткой форме представлены основные результаты расчетных работ, выполненных для импульсных реакторов РФЯЦ-ВНИИЭФ: БР-1 и БИР-2М (рис. 1).

АЗ реактора БР-1 имеет форму полого цилиндра, разделенного на четыре части: неподвижный верхний блок и подвижные нижний, регулирующий и импульсный блоки [1]. Размеры АЗ по топливу: высота 26,6 см,

внешний диаметр 26,8 см, диаметр осевой полости 11,6 см. Для снижения напряжений верхний и нижний блоки структурно расчленены на ряды (по два в каждом) коаксиальных колец (топливных элементов). Каждое кольцо по всей окружности имеет уступ на середине высоты, с помощью которого оно опирается на соседнее кольцо или на внешний чехол из нержавеющей стали. Между кольцами по высоте и радиусу предусмотрены зазоры для радиальных и осевых смещений колец. Толщина колец АЗ по радиусу 1,5 см. Кольца выполнены из сплава урана (90 %  $^{235}\text{U}$ ) с молибденом (массовая доля 9 %). Общая масса сплава в АЗ равна 177 кг. Топливные детали поблочно заключены в чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием.

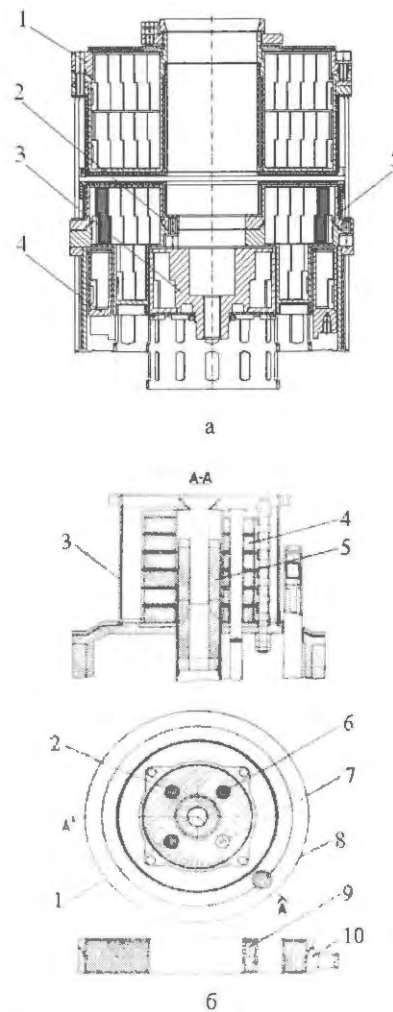


Рис. 1. Схемы осевых разрезов АЗ БР-1 (а) (1 – верхний блок АЗ; 2 – нижний блок АЗ; 3 – импульсный блок; 4 – регулирующий блок; 5 – топливный элемент) и БИР-2М (б) (1, 2 – стержни регулирования реактивности; 3 – кожух воздушного охлаждения; 4, 9 – топливные диски; 5 – блок безопасности; 6, 7 – импульсные стержни; 8 – нейтронный источник; 10 – герметизирующий чехол)

Опыт эксплуатации реактора БР-1 показал, что повреждения топливных колец, появившиеся на пятой сотне импульсов, сопровождалась сглаживанием пульсаций мощности на "хвосте" импульса [1]. В настоящее

время БР-1 эксплуатируется со вторым комплектом ТЭ АЗ, аналогичным по конструкции первому.

Реактор БИР-2М, введенный в эксплуатацию в 1964 году, имеет конструкцию АЗ, характерную для ряда американских АИР с компактной АЗ из металлического делящегося материала. Основная часть АЗ собрана из шести дисков наружным диаметром ~ 220 мм и высотой ~ 34 мм, изготовленных из сплава урана, обогащенного изотопом  $^{235}\text{U}$  до 85 %, с молибденом (массовая доля 6 %) [1]. Масса каждого диска составляет ~ 17 кг. Каждый диск имеет центральное отверстие и четыре отверстия, расположенные на радиусе ~ 74 мм от оси диска. Все отверстия в дисках предназначены для перемещения стержней регулирования реактивности. Общая масса сплава уран-молибден в АЗ составляет ~ 121 кг. Всего для АЗ реактора БИР-2М было изготовлено 7 дисков (1 – запасной).

После длительной эксплуатации реактора в 1986 году была проведена дефектация дисков его АЗ. Было установлено, что в двух дисках образовались трещины, радиально расходящиеся от центрального отверстия до отверстий для стержней. После дефектации один из лопнувших дисков был заменен запасным, а другой установлен в верхней части АЗ, где термомеханические напряжения в топливном материале при генерировании импульса делений существенно меньше, чем в центральной части АЗ.

Основным режимом работы реакторов БР-1 и БИР-2М является режим генерирования импульсов делений на мгновенных нейтронах. Типичные зависимости мощности от времени в импульсах АИР БР-1 и БИР-2М приведены на рис. 2.

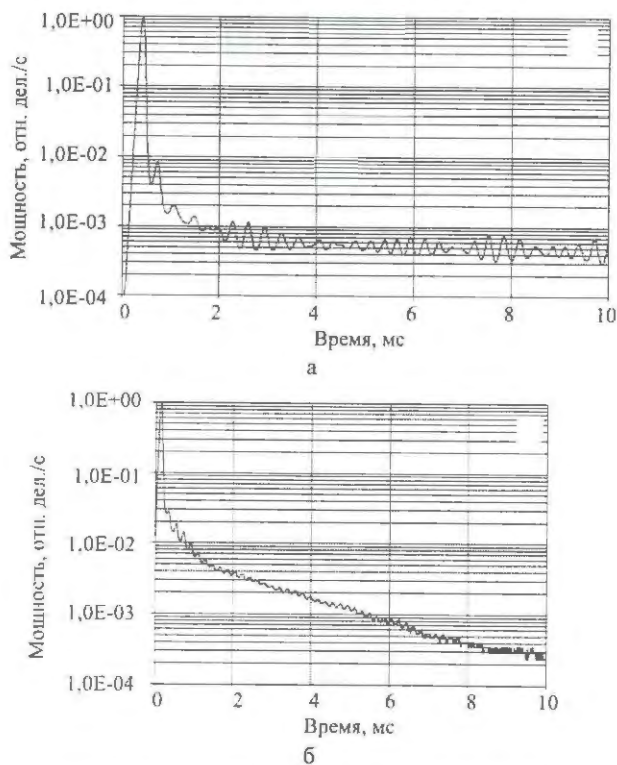


Рис. 2. Типичные зависимости мощности БР-1(а) и БИР-2М (б) от времени для импульсов делений на мгновенных нейтронах

Для получения опорных построений были проведены полномасштабные нейтронно-кинетические расчеты импульсов делений в АЗ АИР БР-1 и БИР-2М. Расчеты проведены с помощью практически точного алгоритма [3–6], основанного на математических методах инвариантного погружения и сложения, с учетом влияния отраженных от стен реакторного зала нейтронов. Метод Монте-Карло использовался для определения параметров мгновенных, запаздывающих и отраженных нейтронов. Расчеты проведены на основании аналитических решений, описывающих поведение ТЭ с дефектами, при трехмерной постановке задачи переноса нейтронов. Характер и локализация дефектов ТЭ в расчетной модели принимались с учетом опыта эксплуатации АИР БР-1 и БИР-2М.

В результате расчетов были получены зависимости мощности АИР от времени для импульсов делений, как в случае неповрежденной АЗ, так и для АЗ с различным количеством дефектных ТЭ. Зависимости были использованы как входные данные для проведения совместного время-частотного анализа. В результате проведения спектрального анализа были получены усредненные по времени спектрограммы расчетных колебаний мощности реакторов в медленной части импульса. Некоторые из спектрограмм представлены на рис. 3.

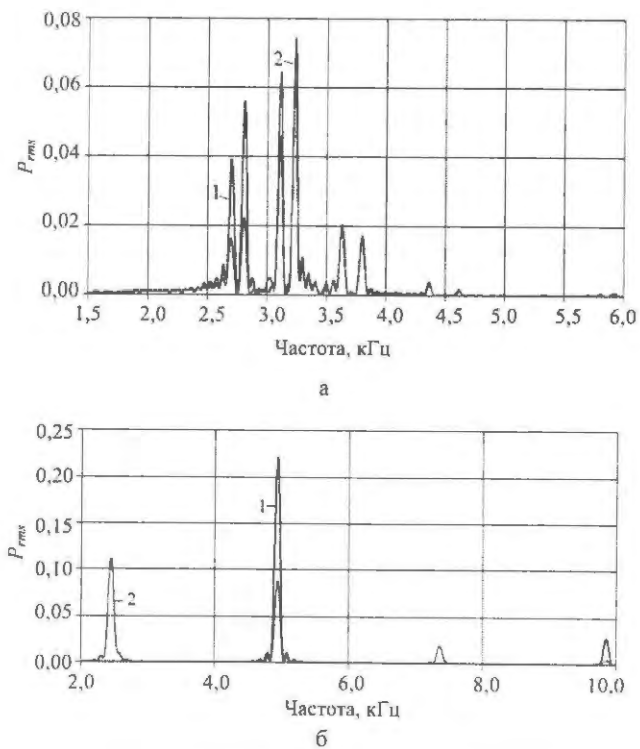


Рис. 3. Спектрограммы расчетных колебаний мощности реакторов БР-1 (а) и БИР-2М (б) в медленной части импульса: 1 – АЗ в исходном состоянии; 2 – АЗ с дефектным ТЭ ( $P_{rms}$  – средневладратичное значение тока детектора)

На рис. 3, а представлены спектрограммы мощности БР-1 для вариантов расчета как бездефектной АЗ, так и АЗ, содержащей один дефектный (сквозной вертикальный разрез по всей высоте) ТЭ наибольшего типораз-

мера, расположенный согласно схеме рис. 1, а (позиция 5). В области частот 2,6–2,8 кГц, соответствующей этому дефектному ТЭ, наблюдается значительное (в 2,2 раза) уменьшение амплитуды спектрального пика. Раздвоение спектрального пика, наблюдаемое на рис. 3, а, объясняется заложенными в расчетную модель средними радиусами для частей ТЭ с большим и меньшим диаметрами.

На рис. 3, б представлены спектрограммы мощности БИР-2М для вариантов расчета как бездефектной АЗ, так и АЗ, содержащей дефектный (4 радиальных трещины) дисковый ТЭ в ее центре, где плотность делений максимальна. На частоте 4,93 кГц, соответствующей радиальным осцилляциям дисковых ТЭ одинакового размера, наблюдается значительное (в 2,5 раза) уменьшение амплитуды спектрального пика.

Таким образом, для конструкций АЗ АИР БР-1 и БИР-2М установлено, что критерием при сравнении эксплуатационных спектральных характеристик с опорными служит амплитуда спектрального пика радиальных осцилляций ТЭ.

На втором этапе разработки опорных построений были созданы компьютерные модели АЗ БР-1 и БИР-2М, используемые для численного моделирования механических реакций ТЭ (с дефектами и без них) на быстрый разогрев в результате импульса делений. Модели были использованы для определения собственных частот колебаний ТЭ, находящихся в составе АЗ. Численное моделирование проводилось как в двумерной осесимметричной постановке на основе пакета прикладных программ ДИНАМИКА-2 [7], так и в трехмерной постановке на основе пакета прикладных программ ДИНАМИКА-3, имеющих сертификат соответствия № РОСС RU.МЕ 20.Н00112 Госстандарта РФ.

Результаты моделирования показали, что частоты механических радиальных колебаний ТЭ реакторов БР-1 и БИР-2М совпадают (в пределах 7 %) с частотами, которые соответствуют максимумам спектральных пиков на экспериментальных спектрах колебаний мощности.

Результаты расчетно-теоретических исследований и моделирования (опорные построения) указывают на однозначную связь спектра колебаний мощности реакторов со спектром механических колебаний ТЭ в АЗ и зависимости характеристик спектра от наличия дефектов в деталях АЗ.

### 3. Разработка и изготовление диагностического комплекса

Для практической реализации методики диагностики ТЭ на АИР РФЯЦ-ВНИИЭФ был создан 4-канальный комплекс регистрации реакторных излучений с временным разрешением 0,5 МГц. Перекрытие нескольких порядков регистрируемой величины с поддержанием высокой дискретности измерения обеспечивается автоматически переключаемым диапазоном регистрации. Это реализуется блоком переключаемых

нагрузок, изменяющим величину нагрузочного сопротивления на каждом детекторе в заданные моменты времени, тем самым, увеличивая соотношение "полезный сигнал – шум" канала регистрации. В качестве детекторов излучений используются промышленные вакуумированные камеры деления [8].

Второй составной частью комплекса для диагностики механического состояния ТЭ является спектроанализатор. Его функции – получение время-частотного спектра исследуемого сигнала и проведение анализа спектра на соответствие установленным критериям.

Спектроанализатор разработан на базе персонального компьютера. В качестве среды программирования был выбран пакет программ LabView фирмы National Instruments.

Проведение время-частотного анализа экспериментальных данных разделено на несколько операций:

- выбор участка зафиксированной медленной части импульса для обработки;
- исключение экспоненциальной составляющей общего уменьшения нейтронной плотности на выбранном участке сигнала;
- получение частотного спектра;
- сохранение данных.

Эта последовательность операций отображена на рис. 4, где представлена лицевая панель программы "Спектроанализатор". Результаты расчета спектра мощности зарегистрированного сигнала можно сохранить на жестком диске компьютера и распечатать.

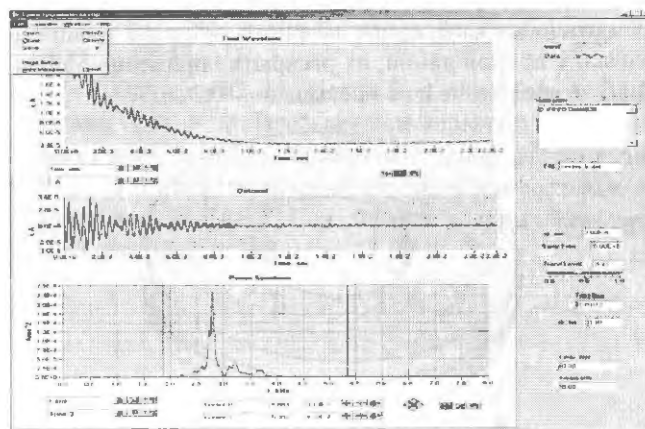


Рис. 4. Лицевая панель программы "Спектроанализатор"

### 4. Экспериментальные работы на реакторах БР-1 и БИР-2М при размещении в активных зонах ТЭ с известными дефектами

С целью экспериментальной проверки работоспособности методики на реакторе БР-1 была проведена разборка его АЗ. Из верхнего ряда ТЭ нижнего блока (см. рис. 1, а) был удален целый элемент, а на его место установлен дефектный элемент 5 (единственный имеющийся в наличии) этого же типоразмера. Дефект этого ТЭ представляет собой сквозную трещину, которая находится в области уступа между двумя частями ТЭ

с меньшим и большим диаметрами. Протяженность трещины составляет примерно половину длины окружности ТЭ. Фотография и схема расположения трещины в ТЭ с дефектом представлены на рис. 5. Была проведена серия экспериментов (11 импульсов) на дефектной АЗ БР-1.

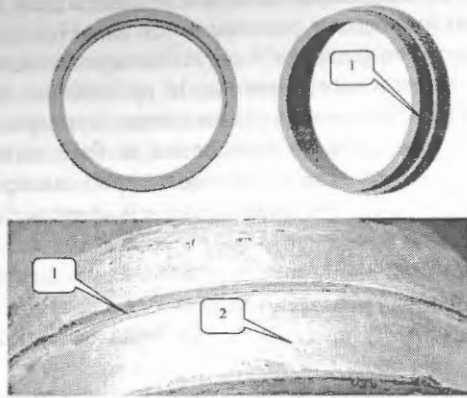


Рис. 5. Фотография и схема расположения трещины в ТЭ с дефектом: 1 – сквозная трещина, расположенная по уступу между частями ТЭ малого и большого диаметров с разворотом в плане ~ 180°; 2 – медно-никелевое покрытие

На реакторе БИР-2М были проведены две серии экспериментов с АЗ, содержащей разное количество дисковых ТЭ с дефектами, что позволило исследовать зависимость спектра колебаний от количества дефектов в АЗ. Расположение трещин в дисковых ТЭ БИР-2М схематически изображено на рис. 6. В плане трещины близки к прямой линии, их раскрытие примерно одинаково по всей длине и не превышает ~ 0,2 мм.

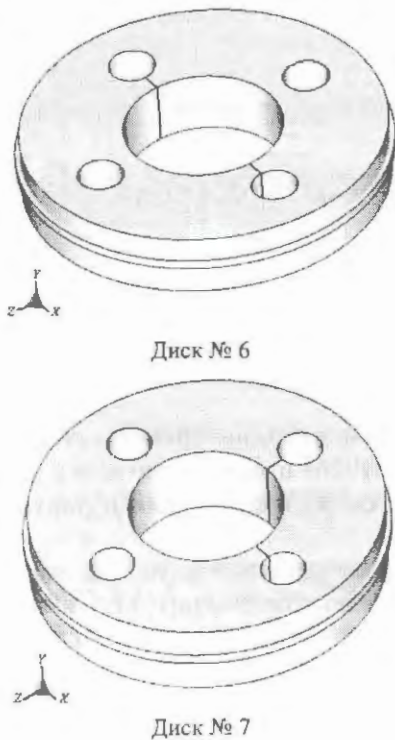
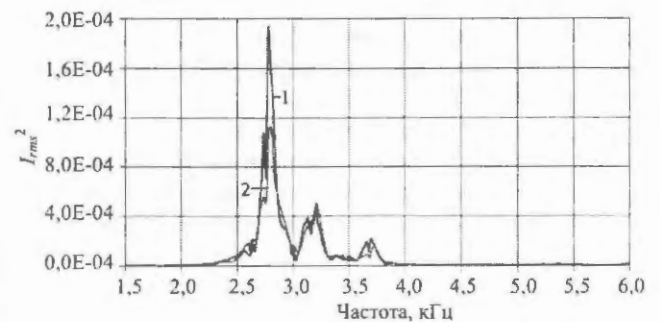


Рис. 6. Схематическое изображение трещин в топливных дисках реактора БИР-2М

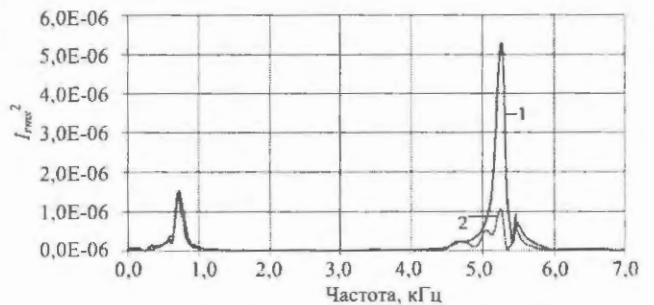
В первой серии экспериментов (4 импульса) один дефектный диск № 6 находился в верхней части АЗ. Во второй серии (6 импульсов) дефектные диски (№ 7 и № 6) располагались в центре АЗ. После выполнения каждой серии импульсов на БР-1 и БИР-2М производились:

- спектральный анализ сигналов с каждого детектора по технологии, предусмотренной программным обеспечением измерительного комплекса;
- сравнение усредненных спектрограмм с детекторов с аналогичными, полученными в импульсах с бездефектной АЗ;
- определение критериев дефектности путем фиксации всех видоизменений полученных спектрограмм.

На рис. 7 представлены усредненные по времени спектрограммы зарегистрированных колебаний мощности в медленной части импульса делений БР-1 (а) и БИР-2М (б).



а



б

Рис. 7. Усредненная по времени спектрограмма зарегистрированных колебаний мощности в медленной части импульса делений БР-1 (а) и БИР-2М (б): 1 – АЗ в исходном состоянии; 2 – АЗ с дефектным ТЭ ( $I_{rms}^2$  – среднееквадратичное значение квадрата тока детектора)

Представленный на рис. 7, а спектр мощности зарегистрированных сигналов показывает три явно выраженных максимума (2,78 кГц, 3,20 кГц и 3,70 кГц), которые соответствуют расчетным значениям собственных частот радиальных колебаний ТЭ трех наибольших типоразмеров АЗ БР-1. Анализ спектра мощности показал, что частоты 4,60 кГц и 5,40 кГц, соответствующие значениям собственных частот радиальных колебаний внутренних ТЭ двух наименьших размеров, имеют очень малый статистический вес (амплитуда спектрального пика меньше в ~ 50 раз) по сравнению с частотой 2,78 кГц и, как следствие, практически не отражены в спектрах мощности. Для их идентификации необхо-

димо рассматривать мгновенные спектры, представляющие собой проекции спектрограмм на плоскость "амплитуда – частота" в фиксированные моменты времени.

Как видно на спектрограмме (рис. 7, а), амплитуда спектрального пика на частоте 2,78 кГц, соответствующей ТЭ наибольшего типоразмера, при замене его на ТЭ с дефектом, уменьшается в ~ 2,2 раза. Этот эффект слабо зависит от величины энерговыделения в АЗ реактора и служит критерием дефектности использованного в экспериментах типоразмера ТЭ, что в целом совпадает с результатами расчетов. Для импульсов всех серий, при сравнении амплитуд спектральных пиков в спектрограммах на частотах 3,20 кГц и 3,70 кГц, относительное их изменение не превышает 35 % при доверительной вероятности 0,95. Это характеризует относительную точность процедур регистрации и спектральной обработки исходных колебательных процессов нейтронной плотности в медленной части импульсов реактора.

Сравнение спектров, полученных в первой и второй серии экспериментов на БИР-2М (рис. 7, б), показывает, что единственным чувствительным к количеству дисков с дефектами в АЗ является спектральный пик с частотой 5,2 кГц (спектральный пик с частотой 0,7 кГц соответствует осевому расширению АЗ), соответствующий осцилляциям дисков в диаметральной плоскости. Его амплитуда в первой серии больше амплитуды, полученной во второй серии при различных энерговыделениях, не менее, чем в три раза (в 6 раз при одинаковом энерговыделении). Этот факт может быть использован в качестве критерия целостности ТЭ и позволяет утверждать, что разработанная методика может быть использована для диагностики состояния ТЭ АИР с различными по конструкции и составу активными зонами.

## Список литературы

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

2. Девяткин А. А., Костарев А. Г., Борисенко В. А., Одинцов Ю. М. и др. Разработка методики диагностики состояния топливных элементов аperiodического импульсного реактора с металлической активной зоной. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 2/3, с. 123–126.

3. Колесов В. Ф. Импульсные самогасящиеся реакторы и методы их расчета. – Динамика ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 167–282.

4. Кочубей Ю. К., Житник А. К., Артемьева Е. В. и др. Моделирование совместного переноса нейтронов и  $\gamma$ -квантов методом Монте-Карло. – ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2000, вып. 2, с. 49–52.

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

6. Хоружий В. Х., Колесов В. Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов. – Там же, с. 12–18.

7. Баженов В. Г., Зефилов С. В., Кочетков А. В., Крылов С. Ф. и др. Пакет прикладных программ «Динамика-2». Прикладные проблемы прочности и пластичности. – Всесоюзный межвузовский сборник, ГГУ, 1987, с. 4–13.

8. Одинцов Ю. М., Попов В. А., Кошелев А. С., Девяткин А. А. и др. Исследование характеристик газонаполненных и вакуумированных камер деления типа КНК-15 в полях излучений с различным составом  $n$ - $\gamma$  компонент. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1993, вып. 1–2, с. 3–8.

## СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ И ЗАЩИТЫ СТЕНДА ДЛЯ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК ИКАР-С. УСТРОЙСТВО, ПРИНЦИП РАБОТЫ, ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Н. И. Богданов, А. Г. Василенко, Н. Е. Колесова, В. Н. Кривоносов, В. В. Кудрявцев,  
А. Ю. Кузякин, Ю. М. Лимарь, С. Н. Свириденко, С. В. Сорокин, В. И. Турутов

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Разработана система управления и защиты стенда для критическихборок ИКАР-С, являющаяся аппаратно-программным комплексом, предназначенным для автоматизированного управления стендом, сбора, документирования, обработки и хранения данных о его эксплуатационных характеристиках. В процессе физического пуска стенда предложенные технические решения продемонстрировали отличные эксплуатационные характеристики, высокую надежность и удобство в использовании.

THE SYSTEM OF STAND FOR CRITICAL ASSEMBLY IKAR-S CONTROL AND PROTECTION. THE DEVICE, PRINCIPLE OF OPERATION, EXPERIENCE OF USE / N. I. BOGDANOV, A. G. VASILENKO, N. E. KOLESOVA, V. N. KRIVONOSOV, V. V. KUDRYAVTSEV, A. Ju. KUZJAKIN, Ju. M. LIMAR, S. N. SVIRIDENKO, S. V. SOROKIN, V. I. TURUTOV // The stand's for critical assembly IKAR-S control and protection system, being the hardware-software complex intended for automated stand management, gathering, documenting, processing and data storage about its operating characteristics is developed. During the physical stand start-up the offered technical decisions have shown excellent operating characteristics, high reliability and usability.

Система управления и защиты (СУЗ) стенда для критическихборок (СКС) ИКАР-С [1] является аппаратно-программным комплексом, предназначенным для автоматизированного управления СКС ИКАР-С, сбора, документирования, обработки и хранения данных о его эксплуатационных характеристиках. Структурная схема СУЗ СКС ИКАР-С приведена на рис. 1.

В состав СУЗ СКС ИКАР-С структурно входят:

- подсистема КФМ-АВЗ - аппаратура контроля физической мощности и аварийной защиты (два комплекта - АКФМ-1, АКФМ-2));
- пульт оператора;
- АРМ оператора - автоматизированное рабочее место оператора;
- АРМ ПР - автоматизированное рабочее место производителя работ;
- АРМ НУ - автоматизированное рабочее место начальника установки;
- БОСС - блок обработки сигналов сельсинов;
- СК - стойка контроллера;
- СИБП - стойка источников бесперебойного питания;
- УК - узел коммутационный;
- ПУМ ЭМС - подсистема управления механизмами электромеханического стенда;
- ПУМ ТЗС - подсистема управления механизмами топливозагрузочной системы;
- исполнительные механизмы ЭМС и ТЗС.

В процессе создания СУЗ был предложен, разработан и реализован следующий современный подход:

- применена электронная обработка и цифровая регистрация сигналов сельсинов, являющихся датчиками промежуточного положения исполнительных механизмов;
- логика функционирования СКС и управления исполнительными механизмами ЭМС была реализована на базе ПЛИС (программируемые логические интегральные схемы);
- разработана система комплексной регистрации, осуществляющая сбор, логическую обработку и хранение полного перечня сигналов ввода/вывода СУЗ с целью получения полного протокола событий, произошедших на СКС, включая изменение ядерно-физических характеристик.

Электронная обработка (с помощью блока обработки сигналов сельсина (БОСС) собственной разработки) и цифровая регистрация сигналов сельсина позволили уменьшить размер системы отслеживания промежуточного положения для 20 исполнительных механизмов (по сравнению с классической схемой "сельсин-датчик - сельсин-приемник"). Цифровая (на базе счетчика импульсов) регистрация промежуточного положения повысила помехозащищенность линий при приемлемом уровне точности позиционирования (систематическая погрешность  $\pm 1,7$  мм при 1800 мм полного хода). На рис. 2 представлен внешний вид БОСС.

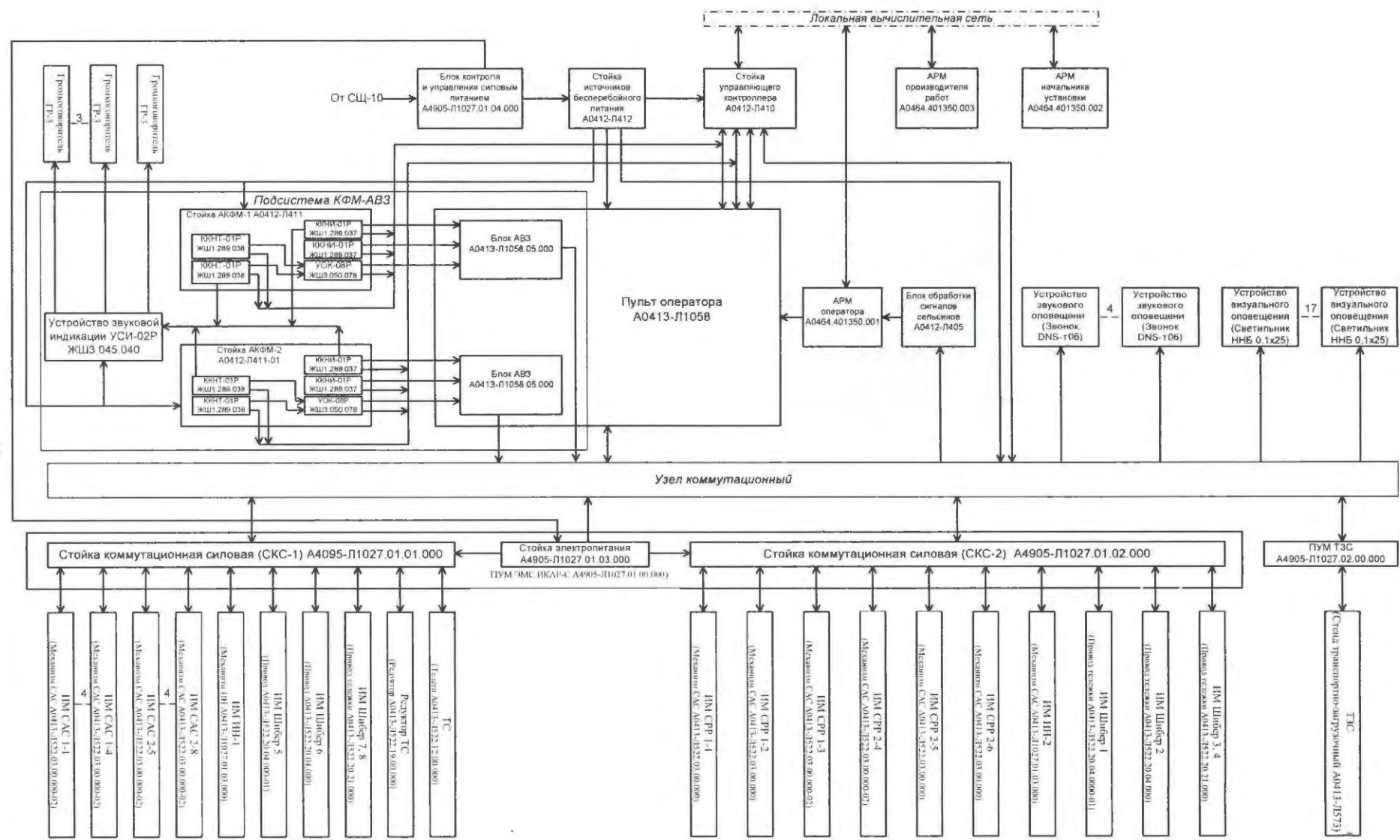


Рис. 1. Структурная схема СУЗ СКС ИКАР-С

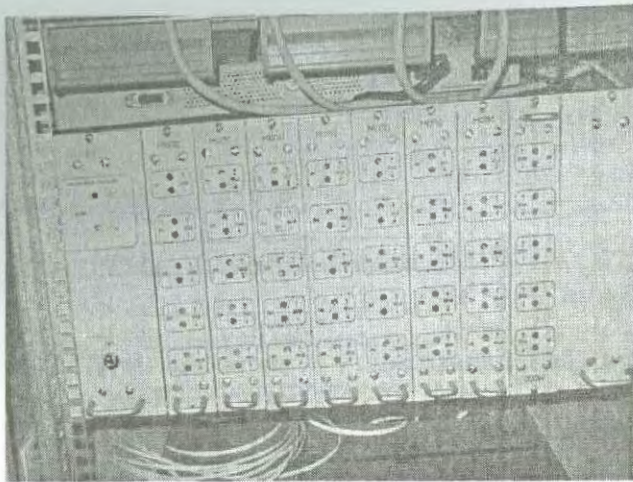


Рис. 2. Внешний вид БОСС

Крейт БОСС служит для преобразования аналоговых выходов от сельсин-датчиков типа БС-1404 в цифровую форму, их обработку и последующую передачу данных по каналу связи на удаленный компьютер (ЭВМ верхнего уровня). Крейт построен по модульному принципу (рис. 2). В каркасе конструктива "Вишня" размещается 10 модулей первичной обработки сигналов сельсин-датчиков (МОПС) (50 каналов контроля состояния сельсин-датчика).

Модуль имеет пять независимых каналов контроля состояния сельсин-датчика. Модуль в крейте определя-

ет направление вращения и количество оборотов вала привода. Выход модуля (канал связи с ЭВМ) имеет опторазвязку. Крейт БОСС предназначен для использования в информационно-измерительных системах.

Крейт обеспечивает:

- работу 10 модулей МОПС в каркасе конструктива "Вишня" (до 50 независимых каналов контроля);
- работу блока питания (БП) с резервным питанием + 12В (горячий резерв).

Модуль обеспечивает:

- работу 5 независимых каналов контроля оборотов и направления вращения вала привода;
- индикацию направления и вращения вала каждого привода на передней панели;
- 6 импульсов за один оборот вала привода;
- передачу данных по каждому приводу (направление вращения, количество оборотов вала привода) на ЭВМ верхнего уровня через опторазвязанный выход.

На рис. 3 представлена принципиальная электрическая схема одного канала модуля МОПС, электрические схемы для остальных каналов - аналогичные. Канал реализован на RC-цепях, универсальных диодах типа КД522, аналоговых компараторах серии К1401СА2, на КМОП логике 561-серии, биполярных *p-n-p*-транзисторах типа КТ3107, транзисторных оптопарах типа АОТ127, светоизлучающих диодах типа АЛ307 [2].

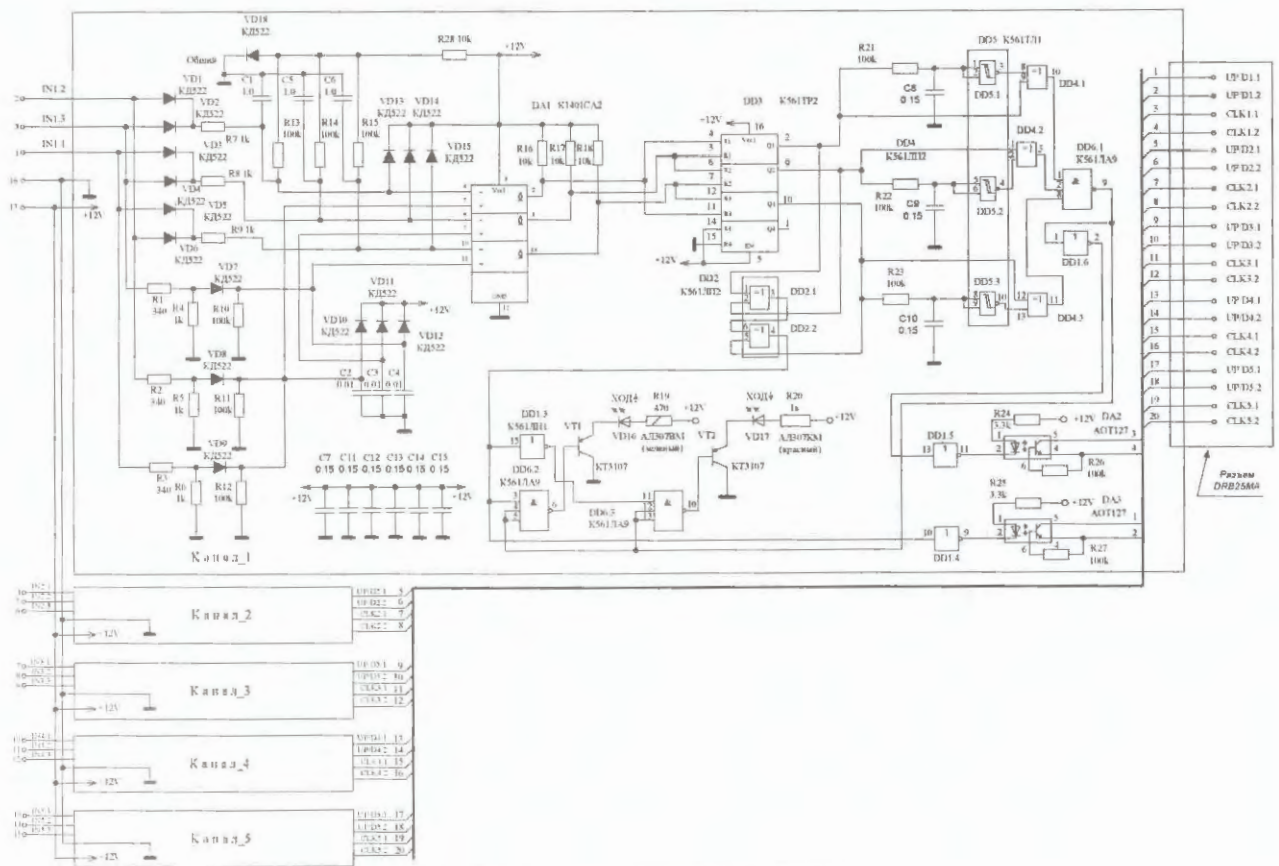


Рис. 3. Принципиальная схема МОПС

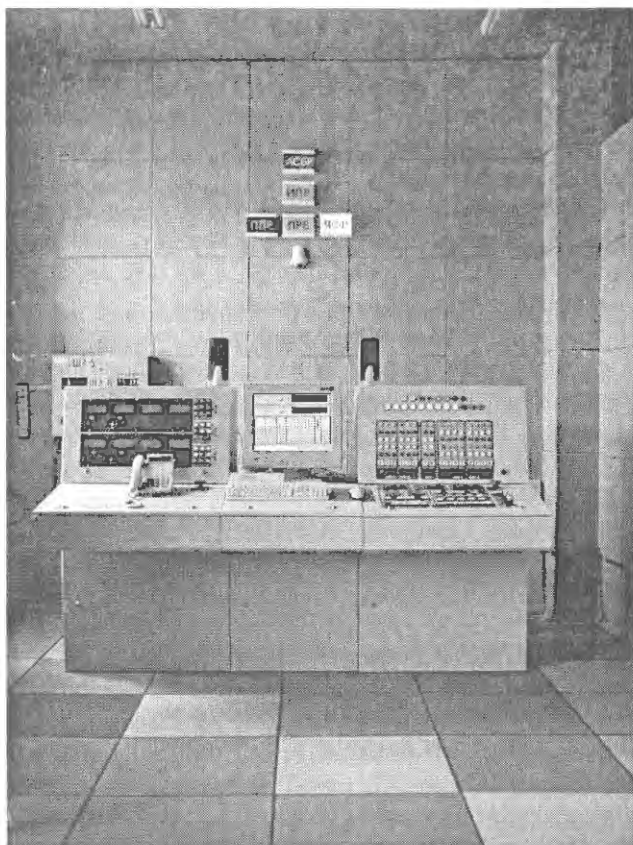


Рис. 4. Пульт оператора

Реализованная на базе ПЛИС (производства ALTERA) логика системы была размещена на 4 печатных платах в одной из панелей пульта оператора (рис. 4). Использование ПЛИС позволило существенно уменьшить размер логической части СУЗ (по сравнению с логикой на микрореле). Разработка логики на ПК с помощью специальной системы программирования высокого уровня (ALTERA Quartus II) и мгновенная «перепрошивка» ПЛИС позволили значительно облегчить и ускорить процесс отладки.

Функциональная схема управления исполнительными механизмами стенда представлена на рис. 5. Количество входных и выходных сигналов каждого модуля указано рядом со стрелками. Общее количество входных сигналов проекта составило 287, выходных сигналов – 284. Кроме входных и выходных сигналов, связывающих управляющие модули с соответствующими объектами управления, в схеме присутствуют взаимосвязи практически между всеми управляющими модулями. В эти связи в первую очередь включены сигналы режимов работы стенда, необходимые для функционирования всех модулей, а также информационные сигналы от одних групп объектов управления к другим. Разделение проводилось по функциональному признаку с учетом равномерного распределения проектов в памяти микросхем и входных и выходных сигналов по всем четырем модулям проекта.

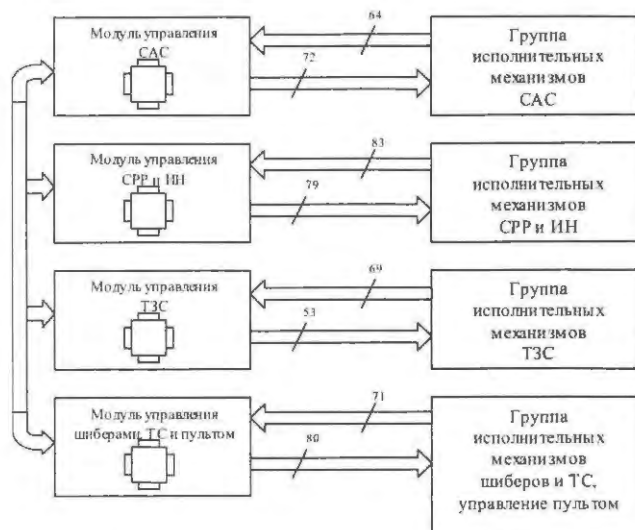


Рис. 5. Функциональная схема управления исполнительными механизмами СКС

ПЛИС фирмы ALTERA выбиралась, исходя из условий достаточного количества входных и выходных сигналов микросхемы, объема памяти и способа перезаписи ПЛИС. Для реализации схемы была выбрана ПЛИС фирмы ALTERA EPM7512QC208-3 из семейства MAX7000E. Данная микросхема имеет 164 программируемых вывода. Принципиальная схема организации входных и выходных сигналов для ПЛИС представлена на рис. 6. В качестве таймера, формирующего необходимый для работы ПЛИС тактовый импульс, была выбрана микросхема КР1006ВИ1.

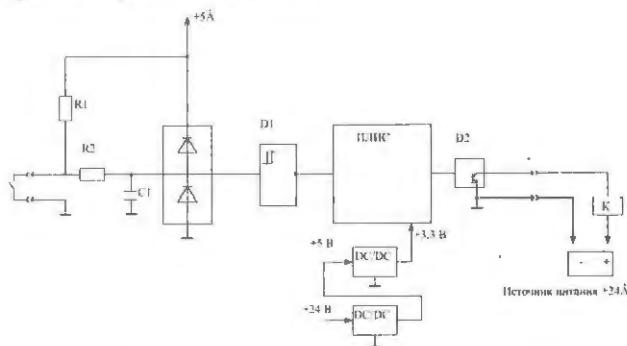


Рис. 6. Принципиальная схема организации входных и выходных сигналов для ПЛИС

Сигнал на входы ПЛИС подается с контактов реле. Исходя из данного условия, для формирования соответствующего уровня сигнала на I/O входе ПЛИС решено было установить триггер Шмитта с инвертером на выходе. Триггер, получив на своем входе сигнал низкого уровня, порядка 0,9 В, на выходе формирует сигнал высокого уровня, 3,3 В, что соответствует уровню логической 1 для данной ПЛИС. В качестве элемента, реализующего данное требование, была выбрана микросхема SN74LS14D, состоящая из шести триггеров Шмитта с инверторами в одном корпусе.

Формирование высокого или низкого уровня сигнала на вход триггера осуществляется цепью, состоящей из резисторов  $R1$  и  $R2$ , конденсатора  $C1$  и диодной сборки  $VD1$ . Диодная сборка  $VD1$  служит ограничителем уровня входного сигнала микросхемы  $D1$ . По цепи  $R1-R2-C1$  происходит заряд емкости  $C1$  до уровня  $U_{C1} \sim 5$  В,  $t_1 = (R1 + R2)C1$ . При срабатывании контактного переключателя КП<sub>н</sub>, конденсатор  $C1$  разряжается по цепи  $R2-C1$ ,  $t_p = R2C1$ . Резистор  $R1$  служит защитой от короткого замыкания.

Таким образом, до тех пор, пока не сработал контактный переключатель, на вход триггера  $D1$  поступает сигнал порядка 5 В. Триггер на выходе выдает сигнал логического 0. При замыкании контактного переключателя КП<sub>н</sub> происходит разряд конденсатора  $C1$ , и соответственно, на вход  $D1$  поступает сигнал низкого уровня. Триггер переключается и выдает на выходе уровень логической 1.

С выходов ПЛИС сигнал управляет катушкой реле. Ток потребления реле  $\sim 20$  мА, поэтому на выходе микросхемы установлен мощный выходной каскад с открытым коллектором. В качестве такого каскада было решено использовать микросхему SN74LS06D. Кроме этого, микросхема ПЛИС требует для себя питания 3,3 В, а микросхемы SN74LS14D и SN74LS06D используют питание 5 В. Для этого были выбраны DC/DC конвертеры CXA10-48S05 и LM1117DT-3,3.

DC/DC конвертор CXA10-48S05 фирмы ARTESYN преобразует напряжение 24 В с источника питания, расположенного в ПУ в напряжение 5 В, и запитывает микросхемы SN74LS14D, SN74LS06D и микросхему KP1006BII1. Также 5 В с выхода микросхемы CXA10-48S05 передаются на вход микросхемы LM1117DT-3,3 и преобразуются в 3,3 В, которые используются для питания ПЛИС.

Все четыре модуля управления имеют одинаковую аппаратную реализацию и отличаются только загруженной в ПЛИС программой. Это позволяет сократить номенклатуру ЗИП (запасные части, инструменты, принадлежности), а перепрограммирование модулей не представит затруднений.

При программировании ПЛИС в качестве способа описания схемы управления в среде Quartus было выбрано представление ее в виде блок-диаграмм. В связи с большим объемом разрабатываемой схемы проекта была применена технология проектирования "сверху вниз", т. е. от общего к частному. Для каждого из четырех модулей вначале составлялась общая схема, которая впоследствии детализировалась. Таким образом, получалась схема с несколькими уровнями иерархии.

В большинстве случаев на верхнем (самом общем) уровне иерархии выделялись составные части модуля – блоки, имеющие одинаковую структуру и выполняющие одинаковые функции. Это позволило избежать многократной проработки типовых блоков, которые после однократного создания просто копировались нужное количество раз. Кроме того, при внесении изменений в типовой блок, изменения автоматически вносились во все его копии. По такому же принципу в ти-

повых блоках выделялись структуры, названные субблоками. Если блоки являлись унифицированными внутри одного модуля, то многие из типовых субблоков были унифицированы в рамках всего проекта. В конечном виде субблоки описывались простейшими логическими элементами.

Необходимо также отметить, что отдельные логические элементы, описывающие взаимосвязь субблоков в составе блоков, а также блоков в составе модулей, присутствуют на всех уровнях иерархии.

Система комплексной регистрации разработана на базе аппаратного и программного обеспечения производства National Instruments (PXI-модули, LabView 7.0 + LabView DSC Module 7.0). Наличие полного протокола событий в СУЗ СКС, составленного, сохраненного и предоставляемого по запросу автоматическим контроллером СУЗ (рис. 7), способствовало облегчению и ускорению процедуры отладки и физического пуска. Предоставленная контроллером подробнейшая информация о событиях в системе позволяла провести полноценный ретроспективный анализ возникших отказов и аварийных ситуаций, а также предоставила возможность точно увязать ядерно-физические характеристики СКС с положением и перемещением органов регулирования.

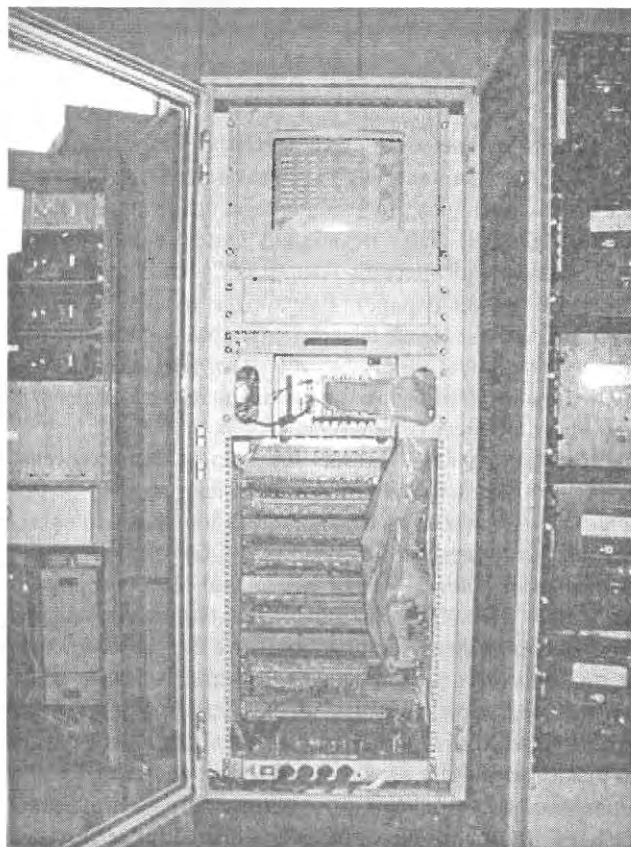


Рис. 7. Стойка контроллера

Автоматический контроллер разработан на базе стандарта PXI фирмы National Instruments. Крейт контроллера составляют:

- кейт PXI-1000B;
- контроллер NI PXI-8176;
- плата ввода-вывода PXI-6508 (5 шт.);
- плата ввода-вывода PXI-6071E.

Программное обеспечение (ПО) для АК разработано с использованием среды разработки LabView 7.0 и модуля контроля и сбора данных LabView DSC Module 7.0.

Основное ПО АК осуществляет сбор данных с каналов ввода-вывода в соответствующие теги базы данных с максимально возможной скоростью и осуществляет протоколирование работы СКС, для дискретных тегов – при изменении, для аналоговых тегов – при изменении на определенную величину. Общее количество тегов – 427, из них 32 – аналоговых и 395 – дискретных. Вспомогательное ПО АК осуществляет первичную обработку данных с целью диагностирования неисправностей, расчета абсолютных и интегральных ядерно-физических параметров, выставляет признак аварийного или предупредительного сообщения в очередь сообщений, позволяет просматривать все текущие параметры установки. Вспомогательное ПО автоматического контроллера, АРМ оператора, АРМ ПР, АРМ НУ получает информацию тегов базы данных.

Ввод аналоговых сигналов от КФМ-АВЗ осуществляется посредством платы PXI-6071E в диапазоне. Гальваническая развязка по аналоговым каналам отсутствует. Плата PXI-6071E обеспечивает групповую защиту аналоговых каналов до  $\pm 35$  В.

Ввод и вывод дискретных информационных сигналов осуществляется посредством плат PXI-6508 в уровнях ТТЛ. Сигналы ТТЛ уровня гальванически развязаны с общей сигнальной системой + 24 В при помощи устройств согласования.

В качестве устройств согласования сигнала для входных линий используются клеммы-реле 859-354 фирмы WAGO (напряжение питания обмотки + 24 В, коммутируемое напряжение до 250 В, коммутируемый ток до 6 А).

В качестве устройств согласования сигнала для выходных линий используются модули SC-2062 (8 реле, напряжение питания обмотки + 5 В, коммутируемое напряжение до 250 В, коммутируемый ток до 6 А), объединенные по 6 штук в единый металлический корпус.

Для внутреннего монтажа СК использованы современные технические решения (конструктив ЕВРО-механика, пружинные клеммы WAGO и др.).

В процессе физического пуска предложенные технические решения продемонстрировали отличные эксплуатационные характеристики, высокую надежность, удобство использования, что существенно облегчило процедуру физического пуска. Возникшие отказы не приводили к опасным ситуациям и были связаны с качеством изготовления отдельных комплектующих.

В частности, редкие отказы МОПС были связаны

с качеством комплектующих, использованных для изготовления печатных плат. Возможно при изготовлении следовало бы использовать импортные аналоги вместо комплектующих отечественного производства. В виду того, что из возможных 40 каналов БОСС было использовано всего 19, и при наличии модулей МОПС в ЗИП, время восстановления работоспособности составляло не более 30 минут (перестановка МОПС и перезапуск СУЗ).

В процессе отладки пульта управления и СУЗ в целом часто возникала необходимость изменения алгоритмов функционирования СУЗ. Благодаря выбранному техническому решению по реализации схем управления на базе ПЛИС вся работа сводилась к корректировке программ и «перепрошивке» ПЛИС, никаких монтажных работ не производилось, что позволило сократить время отладки в несколько раз. Более того, весь пульт был смонтирован по схемам в мастерской монтажниками, не имеющими никакого отношения к СКС, привезен и установлен. Подготовка его к работе состояла только из «прошивки» ПЛИС. Несколько отказов модулей управления были связаны с качеством монтажа элементов на печатных платах (заказанных у стороннего изготовителя) – некачественный планарный монтаж резисторов во входных каскадах. Пропайка устранила эту проблему.

Системное программное обеспечение автоматического контроллера доставило наибольшее количество проблем. База данных LabView DSC Module 7.0 периодически переставала функционировать без видимых причин, при этом все встроенные свойства диагностики утверждали, что система функционирует нормально. Многочисленные попытки улучшить стабильность работы LabView DSC Module 7.0 не дали существенных результатов. Служба поддержки фирмы National Instruments проблему признала и сообщила, что она ликвидирована в LabView DSC Module 7.2. В настоящее время закуплено системное ПО LabView 8.2 и LabView DSC Module 8.2. Стабильность работы будет проверена в дальнейшем.

## Список литературы

1. Воинов А. М., Влох Г. В., Воронцов С. В и др. Расчет и экспериментальное определение  $K_{эф}$  размножающих систем, моделирующих активную зону реактора-лазера. – VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии. Саров. 21–24 марта 2006 г. Сборник докладов. – ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров, 2006, с. 61–64.
2. Куликовский К. Л., Купер В. Я. Методы и средства измерений: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

## ДИНАМИКА БЫСТРОГО РЕАКТОРА С АКЦЕНТОМ ТОЧНОГО ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА МОЩНОСТИ

В. Ф. Колесов, В. Б. Гречушкин, А. А. Девяткин, Е. В. Интяпина

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Во ВНИИЭФ разрабатывается частотная методика неразрушающего контроля целостности элементов активной зоны быстрого импульсного реактора. Для целей сопровождения этой методики требуется достаточно точное воспроизведение в расчетах реальной формы импульса мощности не только в нормальном состоянии активной зоны, но и при появлении в ней повреждений. Такой метод расчета предложен в настоящей работе. В основе метода лежит принцип суперпозиции решений линейных дифференциальных уравнений, допускающий операции в функционале обратной связи не с полными решениями задач термоупругости, а с их функциями Грина.

**THE DYNAMICS OF THE FAST REACTOR WITH ACCENT OF THE POWER PULSE SHAPE EXACT REPRODUCTION / V. F. KOLESOV, V. B. GRECHUSHKIN, A. A. DEVJATKIN, E. V. INTJAPINA** // The frequency methodics of the non-destructive inspection of the core elements integrity of the fast pulsing reactor is being developed. for the purposes of this methodics support the enough exact reproduction in calculations of the power impulse real form not only in the normal condition of the core, but also at the occurrence of damages in it is required. such method of calculation is offered in the given work. the method is based on the superposition principle of linear differential equations solution, permitting operations in the feedback functional not with thermoelasticity problems full solutions, but with their green's functions.

Во ВНИИЭФ разрабатывается частотная методика неразрушающего контроля целостности элементов активной зоны (АЗ) быстрых аperiodических импульсных реакторов (АИР) [1]. Эта методика позволяет получать информацию о появлении повреждений в элементах АЗ на самой ранней стадии и своевременно останавливать эксплуатацию реактора, предотвращая тем самым возможные инциденты вследствие неконтролируемого смещения поврежденных деталей АЗ.

Импульс мощности в быстром АИР условно можно разбить на быстропеременную, колоколообразную часть и на следующее за ней низкоинтенсивное, медленно меняющееся "плато" (или "хвост"), определяемое в основном распадом источников запаздывающих нейтронов, накопленных в быстропеременной части импульса. В полномасштабных импульсах ввиду очень быстрого разогрева АЗ в ее элементах возбуждаются вибрации, вследствие чего мощность реактора на "плато" испытывает квазипериодические колебания.

Разрабатываемая частотная методика физически основана на очевидных заключениях, означающих, что:

- спектр колебаний мощности реактора на плато импульса посредством реактивности обратной связи однозначно связан со спектром механических вибраций топливных элементов АЗ;
- спектр механических вибраций элементов АЗ изменяется при появлении в последних повреждений (трещин).

Конкретно, частотная методика заключается в регистрации формы импульса мощности реактора, определении спектральных характеристик колебаний мощности в медленной части импульса и последующего сравнения этих спектральных характеристик с таковыми для исходного, заведомо свободного от повреждений состояния АЗ. Критерием целостности топливных элементов (ТЭ) является совпадение двух указанных групп спектральных характеристик.

Для целей расчетного сопровождения разрабатываемой частотной методики требуется достаточно точное воспроизведение в расчетах реальной формы импульса мощности АИР не только в нормальном состоянии ТЭ, но и при появлении в некоторых или во всех ТЭ повреждений в виде трещин или разрывов.

В настоящее время имеются хорошо отработанные методы расчета динамики быстрых АИР. Если не концентрировать внимание на очерченной выше задаче неразрушающего контроля целостности элементов АЗ, то точность существующих в этой области алгоритмов можно считать вполне удовлетворительной.

Как правило, уравнения динамики быстрых АИР формулируются на основе линейной теории упругости и возмущений реактивности в предположении неизменности в объеме АЗ пространственных распределений плотности потока нейтронов и температуры [2]. Реактивная обратная связь в этих уравнениях представляется функционалом

$$\Delta\rho(t) = \int_V \bar{u}(\bar{r}, t) \text{grad} W(\bar{r}) d\bar{r}, \quad (1)$$

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

Термоупругие смещения  $\bar{u}(\bar{r}, t)$  в топливных элементах в реальных случаях могут быть определены как решения весьма сложных систем уравнений в частных производных [2]. Непосредственное включение их в полную систему уравнений динамики АИР чрезмерно усложнило бы последние.

В традиционном алгоритме решения задачи динамики быстрых АИР, как правило, реальные элементы АЗ сводятся к деталям идеализированной формы, а именно к деталям типа тонкого круглого диска, стержня, сферической оболочки и т. п. Решения задач термоупругости для идеализированных элементов АЗ удается получать аналитически с помощью метода разложения по собственным функциям и представления их в виде рядов из членов с разделенными пространственной и временной зависимостями. При таком подходе после выполнения интегрирования по пространственным координатам в функционале (1), уравнения динамики быстрых АИР преобразуются к решаемой численно системе обыкновенных дифференциальных уравнений.

Если нейтроны, отраженные от стен зала и окружающих АЗ предметов, трактовать как дополнительные группы запаздывающих нейтронов, то преобразованная система уравнений динамики быстрых АИР будет иметь вид

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta_{\text{эф}}}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^L \lambda_i C_i(t) + S(t); \\ \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_{i\text{эф}}}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, L; \\ \rho = \rho_0(t) + A_0 q(t) + \sum_{j=1}^{\infty} A_j u_j(t); \\ \frac{d^2 u}{dt^2} + \omega_j^2 u_j(t) = \omega_j^2 q(t), \quad j = 1, 2, \dots; \\ q(t) = \int_0^t n(t) dt, \end{cases} \quad (2)$$

где  $n(t)$  – мощность реактора;  $C_i(t)$  – мощность источников запаздывающих и отраженных нейтронов;  $\rho(t)$  – реактивность;  $\rho_0(t)$  – реактивность без учета влияния обратных связей;  $u_j(t)$  – условное смещение в  $j$ -й гармонике колебаний, выраженное в единицах энерговыделения;  $A_0, A_j$  – парциальные коэффициенты реактивности, отнесенные к  $q(t)$  или к  $j$ -й гармонике колебаний;  $\omega_j$  – круговые собственные частоты гармоник колебаний ТЭ,  $L$  – суммарное число групп запаздывающих и отраженных нейтронов. Коэффициенты  $A_0, A_j$  связаны с обычным квазистатическим коэффициентом реактивности  $A$  соотношением

$$\sum_{j=0}^{\infty} A_j = A.$$

Уравнения (2), если ограничиться конечным числом гармоник колебаний, решаются численно.

Как сказано выше, при формулировании уравнений (2) использованы аналитические решения уравнений термоупругости, представимые в виде выражений с разделенными пространственной и временной зависимостями. Хотя современные программы трехмерного численного счета позволяют находить точные решения задач термоупругости даже для деталей сложной формы, воспользоваться ими при формулировании традиционных уравнений динамики АИР нельзя. Применительно к АИР при традиционном подходе с помощью указанных точных программ можно определять (и это делается) лишь механические напряжения.

В настоящем докладе предложен иной метод описания динамики быстрых АИР. Этот метод, в отличие от традиционного, позволяет включать в уравнения динамики АИР точные численные решения задач термоупругости. В основе метода лежит принцип суперпозиции решений линейных дифференциальных уравнений, допускающий операции в функционале (1) не с полным решением  $\bar{u}(\bar{r}, t)$ , а с его функцией Грина  $\bar{u}_0(\bar{r}, t)$ . При этом численное решение задачи термоупругости проводится для практически мгновенного единичного скачка энерговыделения в момент  $t = 0$ . Можно, например, принять, что квазимгновенный скачок энерговыделения  $\Delta q(0) = 1$  кДж происходит в результате модельного очень кратковременного импульса мощности  $\bar{n}(t)$  ( $\bar{n}$  в кВт) в виде

$$\bar{n}(t) = \begin{cases} \bar{n} = \frac{1}{\Delta t} & \text{при } -\frac{\Delta t}{2} \leq t \leq +\frac{\Delta t}{2}, \\ 0 & \text{при других } t. \end{cases}$$

По  $\bar{n}(t)$  можно определить модельное распределение температуры в АЗ  $\bar{\Theta}(\bar{r}) = D(\bar{r}) \Delta q(0)$  ( $D(\bar{r})$  – известная функция) и далее, как решение уравнений термоупругости,  $\bar{u}_0(\bar{r}, t)$ .

Интегрирование по координатам в функционале (1) для заданных моментов времени выполняется только с функцией Грина  $\bar{u}_0(\bar{r}, t)$ . В результате определяется "свернутая" функция Грина  $\delta\rho(t)$ :

$$\delta\rho(t) = \int_V \bar{u}_0(\bar{r}, t) \text{grad} W(\bar{r}) d\bar{r}. \quad (3)$$

Для реактора с неизменяемыми ТЭ свернутая функция Грина  $\delta\rho(t)$  рассчитывается один раз.

Функция  $\delta\rho(t)$  представляет изменения реактивности, производимые смещениями  $\bar{u}_0(\bar{r}, t)$ . Поскольку принцип суперпозиции применим и к операциям с  $\delta\rho(t)$ , полное, т. е. отнесенное к реальной мощности реактора  $n(t)$ , изменение реактивности ко времени  $t$  записывается как

$$\Delta\rho(t) = \int_0^t n(\eta)\delta\rho(t-\eta)d\eta \quad (n(t) - \text{в кВт}). \quad (4)$$

Функция Грина  $\delta\rho(t)$  может быть произвольной по форме, и, вообще говоря, если не воспользоваться общими приемами, интеграл Дюамеля (4) необходимо рассчитывать на каждом шаге счета полной системы уравнений динамики АИР. В целях избежания этого усложнения будем предполагать, что расчеты импульсов мощности в АИР проводятся для интервала времени от нуля до  $T$  и функция Грина  $\delta\rho(t)$  представляется в виде ряда Фурье по синусам или косинусам. В этом случае интеграл (4) сводится к обыкновенным дифференциальным уравнениям, решаемым заодно с другими уравнениями динамики АИР.

Конкретно при разложении  $\delta\rho(t)$  в ряд по синусам имеем

$$\begin{aligned} \delta\rho(t) &= \sum_{j=1}^{\infty} A_j \sin(\omega_j t), \\ A_j &= \frac{2}{T} \int_0^T \delta\rho(t) \sin(\omega_j t) dt, \quad \omega_j = \frac{j\pi}{T}, \\ \Delta\rho(t) &= \int_0^t n(\eta)\delta\rho(t-\eta)d\eta = \\ &= \sum_{j=1}^{\infty} A_j \int_0^t n(\eta) \sin[\omega_j(t-\eta)] d\eta = \sum_{j=1}^{\infty} A_j \Phi_j(t), \\ \Phi_j(t) &= \int_0^t n(\eta) \sin[\omega_j(t-\eta)] d\eta. \end{aligned} \quad (5)$$

В результате двукратного дифференцирования  $\Phi_j(t)$  получаем, что эта функция удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi_j}{dt^2} + \omega_j^2\Phi_j(t) &= n(t), \\ \Phi_j(0) = \Phi_j'(0) &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, в новой, включающей точные решения задачи термоупругости, форме система уравнений динамики быстрых АИР записывается как

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta_{\Sigma\Phi}}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^L \lambda_i C_i(t) + S(t), \\ \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_{i\Sigma\Phi}}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, L, \\ \rho = \rho_0(t) + \sum_{j=1}^{\infty} A_j \Phi_j(t), \\ \frac{d^2\Phi_j}{dt^2} + \omega_j^2\Phi_j(t) = n(t), \quad \omega_j = \frac{j\pi}{T}, \quad j = 1, 2, \dots, \\ n(0) = C(0) = 0; \quad \Phi_j(0) = \Phi_j'(0) = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Напомним, что коэффициенты  $A_j$  определяются выражениями (5), свернутая функция Грина  $\delta\rho(t)$  — выражением (3), функция Грина  $\bar{u}_0(\bar{r}, t)$  рассчитывается с помощью трехмерной численной программы решения задач термоупругости, а функция возмущений реактивности  $W(\bar{r})$  — как и в традиционном методе, с помощью многомерной программы переноса нейтронов.

Система уравнений (6) по структуре подобна уравнениям (2) и также легко решается численно.

Полномасштабные расчеты с помощью уравнений (6), использующих численно определяемую функцию Грина  $\bar{u}_0(\bar{r}, t)$ , пока не проводились. Ниже, в целях предварительного подтверждения действительности предложенного здесь метода, приведен результат расчета динамики модельного АИР с помощью как традиционного метода, так и нового метода, использующего, однако, не численно, а аналитически определенную функцию Грина  $\bar{u}_0(\bar{r}, t)$ . Предполагали, что АЗ модельного АИР имеет форму правильного круглого цилиндра и составлено шестью идентичными дисками из сплава урана 90 %-ного обогащения с молибденом (массовая доля 10 %). Внутренний и внешний радиусы диска равны 5,8 и 13,4 см. В целях устранения процедуры дифференцирования  $W(\bar{r})$  в функционале (1), последний в рассматриваемом случае был преобразован. Путем интегрирования по частям процедура дифференцирования в (1) была перенесена на аналитические выражения для смещений.

Аналитическое, зависящее только от  $r$  и  $t$ , решение задачи термоупругости для тонкого диска взято из статьи [3]. Решение имеет вид

$$\begin{aligned} u(r, t) &= \left[ (G_1 + G_2 r) - \sum_{j=1}^{\infty} (G_1 L_1^j + G_2 L_2^j) \mathfrak{E}_1(\lambda_j r) \right] q(t) + \\ &+ \sum_{j=1}^{\infty} N^j \mathfrak{E}_1(\lambda_j r) \Phi_j(t); \\ \Phi_j(t) &= \int_0^t n(\eta) \sin[\omega_j(t-\eta)] d\eta; \\ G_1 &= \frac{abK(1+\nu)(\theta_2^0 - \theta_1^0)}{\nu(a-b)}; \quad G_2 = \frac{K(a\theta_1^0 - b\theta_2^0)}{a-b}; \\ N^j &= K\omega_j \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{b-a} \left[ \frac{ab(1+\nu)}{\nu} (\theta_1^0 - \theta_2^0) L_1^{(j)} - (a\theta_1^0 - b\theta_2^0) L_2^{(j)} \right] - \right. \\ &\left. - \frac{1+\nu}{\lambda_j^2} \left[ \frac{ab(\theta_2^0 - \theta_1^0) L_{-1}^{(j)}}{\nu(a-b)} + M^{(j)} \right] \right\}; \\ L_m^{(j)} &= \int_a^b r^m \mathfrak{E}_1(\lambda_j r) dr / \int_a^b r \mathfrak{E}_2^2(\lambda_j r) dr; \quad m = 1, 2, -1; \end{aligned}$$

$$M^{(j)} = \left[ b\epsilon_1(\lambda_j b)\theta_2^0 - a\epsilon_1(\lambda_j a)\theta_1^0 - \lambda_j \int_a^b r\theta_0(r)\epsilon_0(\lambda_j r)dr \right] / \int_a^b r\epsilon_1^2(\lambda_j r)dr;$$

$$\omega_j = \lambda_j \sqrt{\frac{E}{(1-\nu^2)\bar{\rho}}}; \quad \theta(r,t) = \theta_0(r)q(t); \quad \theta_1^0 = \theta_0(a);$$

$$\theta_2^0 = \theta_0(b);$$

$\epsilon_0, \epsilon_1$  – комбинация функций Бесселя:

$$\epsilon_0(\lambda_j r) = J_0(\lambda_j r) + B_j Y_0(\lambda_j r);$$

$$\epsilon_1(\lambda_j r) = J_1(\lambda_j r) + B_j Y_1(\lambda_j r);$$

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

$\lambda_j$  – корни уравнения:

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

Здесь введены обозначения:  $a, b$  – внутренний и внешний радиусы диска;  $E, \nu, K, \bar{\rho}$  – модуль Юнга, коэффициент Пуассона, линейный коэффициент термического расширения и плотность уран-молибденового сплава, соответственно.

Функция Грина  $\bar{u}_0(\vec{r}, t)$  в рассматриваемом здесь случае определяется выражением

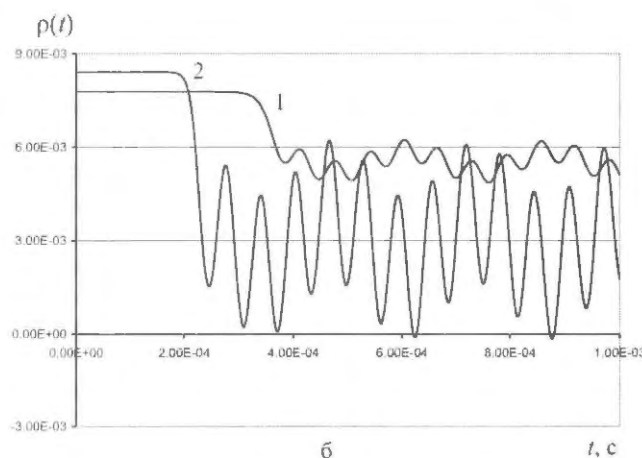
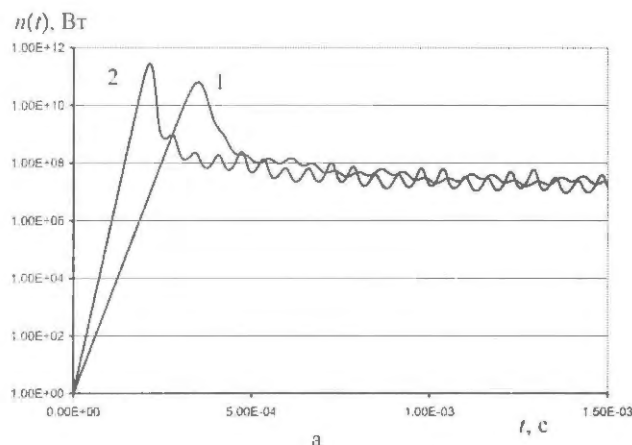
$$u_0(r,t) = \left[ (G_1 + G_2 r) - \sum_{j=1}^{\infty} (G_1 L_1^j + G_2 L_2^j) \epsilon_1(\lambda_j r) \right] + \sum_{j=1}^{\infty} \frac{N^j}{\omega_j} \epsilon_1(\lambda_j r) (1 - \cos \omega_j t). \quad (8)$$

Система уравнений динамики АИР (6) при этом преобразуется к

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta_{эф}}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^L \lambda_i C_i(t) + S(t); \\ \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_{iэф}}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, L; \\ \rho = \rho_0(t) + P_0 q(t) + \sum_{j=1}^{\infty} P_j Q_j(t); \\ \frac{d^2 Q_j}{dt^2} + \omega_j^2 Q_j(t) = \frac{dn}{dt}; \\ n(0) = C(0) = 0; \quad Q_j(0) = Q_j'(0) = 0. \end{cases} \quad (9)$$

Величины  $P_0, P_j$  в уравнениях (9) также являются, в своем роде, парциальными коэффициентами реактивности.

Уравнения (1), (3), (4), (8), (9) запрограммированы и рассчитаны параллельно с расчетами по традиционному методу (2). Получено практически точное совпадение характеристик динамики модельного АИР, рассчитанных по двум методам. Зависимость от времени мощности  $n(t)$  и реактивности  $\rho(t)$  АИР в импульсах со значениями  $\rho_0(t) = 7,780 \cdot 10^{-3}$  и  $8,417 \cdot 10^{-3}$ , соответствующими  $q(t)$  ( $T = 10$  мс) 3 и 7 МДж, показаны на рисунке.



Мощность  $n(t)$  и реактивность  $\rho(t)$  модельного АИР, рассчитанные традиционным методом (а), с использованием аналитически полученной функции Грина (б): 1 –  $\rho_0 = 7,780 \cdot 10^{-3}$ ; 2 –  $\rho_0 = 8,417 \cdot 10^{-3}$

### Список литературы

1. Devyatkin A. A., Kolesov V. F., Khoruzhiy V. Kh. et al. A diagnostics technique of fuel elements within aperiodic pulse reactors with the metallic core. – ICNC 2007. Proceedings, vol. 2, p. 283–287.
2. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.

3. Лукин А. В. Физика импульсных ядерных реакторов. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006.

4. Burgreen D. Thermoelastic dynamics of rods, thin shells and solid spheres. – Nucl. Sci. Engng., 1962, vol. 2, № 2, p. 203–217.

5. Колесов В. Ф., Хоружий В. Х., Воронцов С. В., Евдокимов В. В. Продолжение поиска вариантов реактора с форсированными параметрами импульсов. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2004, вып. 1, с. 13–24.

## ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК БАССЕЙНОВОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

М. А. Воинов

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

В целях совершенствования базы реакторов РФЯЦ-ВНИИЭФ выполнена оценка характеристик бассейнового реактора, способного работать в импульсном и статическом режимах. Топливом реактора является спрессованная гомогенная смесь двуокиси урана и графита, допускающая разогрев до  $\sim 1000$  °С. Обогащение топлива 20 % по  $^{235}\text{U}$ .

CHARACTERISTICS ESTIMATION OF THE POOL-TYPE PULSING REACTOR / M. A. VOINOV // With the purpose of RFNC-VNIIEF reactors base perfection the characteristics estimation of pool-type reactor, capable to work in pulsing and static regimes is executed. the reactor fuel is the pressed homogeneous mixture of uranium dioxide and graphite, admting heating up to  $\sim 1000$  °С. the fuel 20 % enrichment up to  $^{235}\text{U}$ .

## Введение

Импульсные ядерные реакторы являются мощным инструментом, используемым для исследований поведения различных материалов, отдельных узлов и объектов в условиях воздействия ионизирующего излучения [1]. Важным аспектом повышения безопасности таких исследований является совершенствование экспериментальных установок, в том числе и путем создания новых устройств, соответствующих современным требованиям. Тенденция развития спроса на использование в физических исследованиях ядерных реакторов ВНИИЭФ показывает, что устойчивым спросом пользуются реакторные устройства (ВИР-2М, БИГР [1]), способные обеспечить в импульсе делений флюенс быстрых нейтронов на уровне  $10^{15}$  см $^{-2}$ , при сопутствующей дозе гамма-излучения не менее  $10^4$  Гр. Поэтому новая установка должна надежно обеспечивать данный уровень воздействия. Если указанные параметры достижимы во внутренней полости активной зоны, то размер этой полости для облучений, по современным представлениям, должен составлять не менее  $(30 \times 30 \times 30)$  см $^3$ .

Требования к длительности импульса излучения, формируемого реактором в режиме самогашения, как правило, являются второстепенными. Они обычно удовлетворяют запросы исследователей, если ширина воздействующего импульса излучения лежит в диапазоне от 100 мкс до 100 мс. Полезным свойством реактора считается также возможность генерирования нескольких импульсов в день без ограничения в величине энерговыделения в каждом импульсе.

Возросло число исследовательских проблем, в которых необходимо осуществление стационарных режи-

мов работы реактора на уровнях мощности от 100 кВт в течение десятка часов и до 1 МВт в течение нескольких десятков секунд. Причем в ряде случаев идеальным вариантом является возможность совмещения статического режима работы реактора с последующим генерированием импульса делений.

Совокупность вышеизложенных требований невыполнима ни для одной установки из существующего парка реакторов ВНИИЭФ.

Задача создания нового ядерного реактора должна также включать:

- повышение пассивной безопасности нового устройства по сравнению с таковыми характеристиками у существующих реакторов ИЯРФ;

- использование топливного состава с отработанной технологией изготовления и испытанного в условиях работы импульсных реакторов;

- желательное использование уранового топлива с обогащением не выше 20 % по  $^{235}\text{U}$ ;

- слабое выгорание топлива, не требующее его замены в течение срока службы реактора (20–30) лет.

Анализ типов современных реакторных устройств показывает, что всей совокупности требований может удовлетворить бассейновый реактор "традиционного типа", АЗ которого набирается из специальных ТВЭЛов и размещается в резервуаре с обычной водой.

Бассейновые реакторы являются наиболее распространенным и безопасным типом устройств, используемых для исследований в области воздействия радиационного излучения. Широко известно семейство бассейновых реакторов "TRIGA" [1]. Устройства подобной конструкции имеются почти в каждом крупном университете США и в десятках стран мира.

Оценка нейтронно-физических характеристик реактора и параметров его излучений проводилась с использованием моделирования активной зоны в рамках существующего во ВНИИЭФ программного пакета.

### Описание устройства

Общий вид предлагаемого устройства известен (рис. 1). Активная зона реактора находится в бассейне (объемом 100–150 м<sup>3</sup>), заполненном очищенной водой. Вода выполняет функции отражателя и замедлителя нейтронов, служит для отвода и аккумуляции выделяющейся тепловой энергии, а также, в совокупности со стенами бассейна, является естественной преградой на пути доступа к высокоактивным деталям реактора и биологической защитой от его излучений.

Активная зона реактора, устройства загрузки топлива, детекторы и исполнительные органы СУЗ располагаются под водой (рис. 1). Слой воды над АЗ составляет от 5 до 7 м. Приводы механизмов регулирования, загрузки и технологического оборудования располагаются над зеркалом воды.

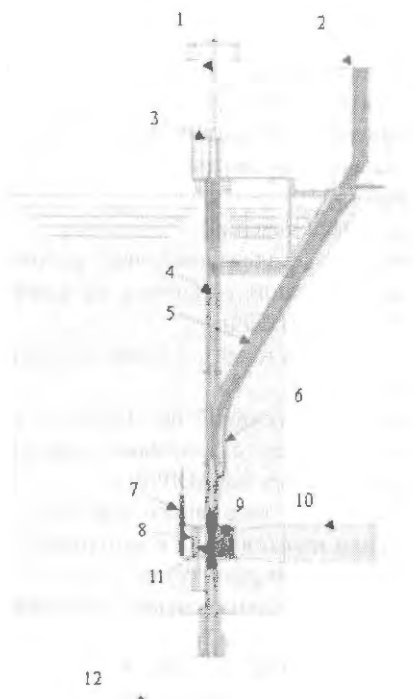


Рис. 1. Схема устройства реактора: 1 – устройство загрузки; 2 – окно загрузки наклонного канала; 3 – механизмы перемещения регулирующих стержней; 4 – колодец центрального канала; 5 – наклонный канал; 6 – канал перемещения внешнего нейтронного источника; 7 – детекторы системы управления; 8 – механизм загрузки твэл; 9 – активная зона реактора; 10 – боковой канал вывода излучений; 11 – центральный канал для облучений; 12 – помещение под реактором

Для облучения образцов может использоваться сухой центральный канал, проходящий из помещения под реактором через активную зону и выходящий на поверхность. Облучение снаружи активной зоны может происходить в дополнительных сухих кессонах, идущих как с поверхности воды, так и со стороны корпуса бассейна. Выход излучений за пределы места расположения облучаемого объекта предотвращается использованием каналов искривленной формы, различных защищающих шиберов, пробок и специальных защищенных помещений для облучений.

Объем бассейна вне зоны облучений может использоваться для временного хранения в период высвечивания высокоактивных образцов.

Стандартная схема водоподготовки реактора бассейнового типа малой мощности приведена на рис. 2. Реактор имеет двухконтурную схему охлаждения. Циркуляционный насос первого контура обеспечивает прокачку воды бассейна через теплообменник. Рабочей средой второго контура может быть либо вода, либо фреон. Тепло из второго контура передается окружающей среде. Мощность устанавливаемого оборудования определяется уровнем статической мощности и длительности работы на ней.

В первом контуре предусмотрены петля фильтрации и деминерализации воды, а также петля контроля качества воды.

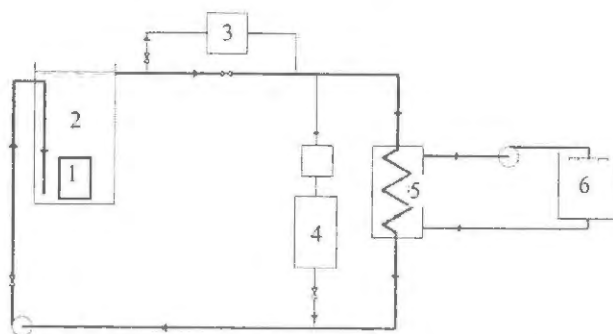


Рис. 2. Схема водоподготовки: 1 – АЗ; 2 – бассейн реактора; 3 – петля контроля качества воды; 4 – петля фильтрации и деминерализации воды; 5 – теплообменник; 6 – холодильник

### Активная зона реактора

Топливом реактора является материал, аналогичный топливу установки БИГР, состоящий из спрессованной гомогенной смеси двуокиси урана и графита. Характеристики топливного материала можно найти в монографии В. Ф. Колесова [1]: плотность материала составляет ~ 2,9 г/см<sup>3</sup>; для диапазона температур порядка 1000 °С удельная изобарная теплоемкость материала топлива ~ 370 Дж/(кг·К); температуропроводность ~ 0,2·10<sup>-4</sup> м<sup>2</sup>/с, а теплопроводность, соответственно, ~ 20 Вт/(м·К); отношение числа атомов углерода к числу атомов урана составляет 16/1.

Схема конструкции тепловыделяющего элемента показана на рис. 3: твэл составлен из цилиндрических топливных брикетов высотой 5 см, наружным диаметром 7 см. Брикетки имеют осевое отверстие диаметром 1 см. Обогащение топлива 20 % по  $^{235}\text{U}$ . Каждый топливный брикет удерживается специальной опорой, работоспособной при температурах  $\sim 1000^\circ\text{C}$ , изготовленной, например, из молибдена. Опора и топливные брикетки помещены в оболочку из нержавеющей стали. Наружный диаметр оболочки составляет  $\sim 8$  см. Толщина оболочки 0,2 см. Внутри оболочки сверху и снизу имеются графитовые вставки высотой 10 см, играющие роль торцевых отражателей нейтронов. Свободный внутренний объем топливного элемента может заполняться инертным газом, давление и вид которого определяются совокупностью теплотехнических и нейтронно-физических требований, предъявляемых к твэл. Высота столба топлива 80 см, масса 8,75 кг. Полная масса топлива в реакторе  $\sim 630$  кг.

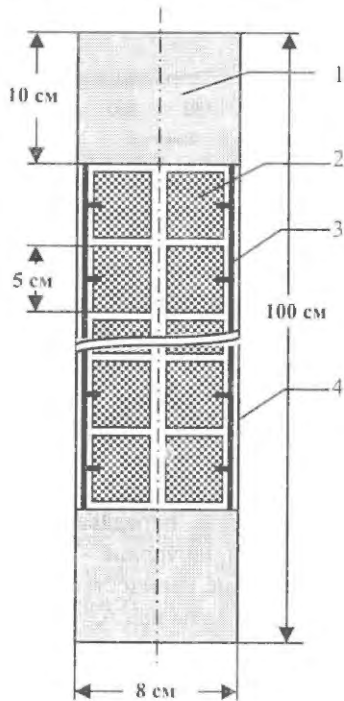


Рис. 3. Схема топливного элемента: 1 – верхний торцевой графитовый отражатель; 2 – топливный диск; 3 – высокотемпературная опора; 4 – наружная оболочка

Схема горизонтального сечения активной зоны показана на рис. 4. Она составлена из  $\sim 72$  тепловыделяющих элементов, расположенных в квадратной решетке с шагом 10 см. Пространство между твэл заполнено водой. Высота топливного элемента вместе с торцевыми отражателями 100 см. В центре имеется сквозной вертикальный сухой канал. Сечение канала  $30 \text{ см} \times 30 \text{ см}$ . Толщина стальной стенки канала 0,3 см. Максимальные размеры горизонтального сечения активной зоны  $90 \text{ см} \times 90 \text{ см}$ .

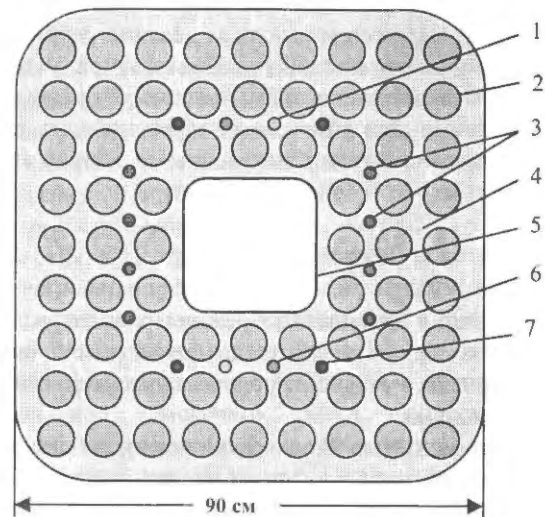


Рис. 4. Схема горизонтального сечения активной зоны: 1 – один из двух импульсных стержней; 2 – тепловыделяющий элемент (72 шт.); 3 – группа стержней аварийной защиты ( $2 \times 4$  шт.); 4 – вода; 5 – центральный канал для облучений; 6 – регулирующий стержень ( $2 \times 1$  шт.); 7 – компенсирующий стержень ( $2 \times 2$  шт.)

Управление реактором может осуществляться за счет вывода из активной зоны поглощающих стержней, содержащих тетракарбид бора  $\text{B}_4\text{C}$ , обогащенный изотопом  $^{10}\text{B}$ . Диаметр стержней 3,6 см, длина 100 см, плотность карбида бора  $\sim 1,5 \text{ г/см}^3$ . Для условий расположения стержней поглощения в узлах решетки между первым и вторым рядом твэл (рис. 4) общее число стержней составит 16 штук, а суммарная эффективность  $\sim 15\beta_{\text{эф}}$ .

Стержни могут быть объединены в группы:

- импульсная группа – 2 стержня с общей эффективностью  $1,8\beta_{\text{эф}}$ ;

- две группы стержней аварийной защиты – 4 стержня в каждой группе. Эффективность одной группы  $3,8\beta_{\text{эф}}$ ;

- две группы стержней регулирования – 1 стержень в каждой группе. Эффективность одной группы  $0,9\beta_{\text{эф}}$ ;

- две группы компенсирующих стержней – 2 стержня в каждой группе. Эффективность одной группы  $1,8\beta_{\text{эф}}$ .

Следует отметить, что критичность подобной активной зоны относительно слабо зависит от наличия дополнительных или отсутствия нескольких существующих внутренних тепловыделяющих элементов вблизи центрального канала активной зоны. В условиях, когда гашение определяется преимущественно эффектом Доплера, связанным с увеличением температуры нагрева топлива, и слабо зависит от изменения плотности материала АЗ, возможно создание установки с изменяемой геометрией центрального канала и соответственно параметрами излучений в этой области. Размеры центрального канала в поперечном сечении в зависимости от целей эксперимента могут быть как уменьшены, так и увеличены, что приведет к соответствующему

увеличению или уменьшению уровня радиационного воздействия. Параметры импульса делений реактора не изменятся. Однако подобное возможно при условии, что удастся подобрать такое положение регулирующих стержней в АЗ, при котором их эффективность слабо меняется по отношению к изменению геометрии активной зоны.

### Режимы работы

Реализация импульсного режима работы реактора возможна за счет большой теплоемкости массы топливного материала, а стационарного – за счет развитой системы охлаждения.

Вывод реактора в статический режим работы из заглушенного состояния осуществляется последовательным подъемом групп стержней аварийной защиты и стержней регулирования. Импульс осуществляется за счет быстрого вывода из АЗ группы импульсных стержней в момент работы реактора на статическом уровне мощности.

Если допустить разогрев топливного материала в импульсе делений до величины 1000–1200 °С, то без учета передачи тепла воде от твэл энерговыделение в импульсе может достигать 200–250 МДж.

Температура в 1350 °С указывается [1] как предельная для данного вида топлива. Ограничение связано с интенсификацией реакции восстановления двуокси урана углеродом при высоких температурах и накоплением углекислого газа в порах топлива.

Конструкция реактора такова, что основным механизмом гашения реакции делений в импульсе является доплеровское увеличение захвата нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ , вызванное ростом температуры топлива. По оценкам, для реализации импульса с энерговыделением 250 МДж необходим переход выше критического состояния на мгновенных нейтронах на величину  $\sim 1\beta_{\text{эф}}$  (компенсируемый разогревом топлива на 500 °С в процессе формирования импульса). Эффективная доля запаздывающих нейтронов ( $\beta_{\text{эф}}$ ) принимается равной 0,007.

Реактор имеет расчетное время жизни нейтронов  $\sim 6 \cdot 10^{-5}$  с, поэтому для указанного выше перехода на основании известных соотношений кривой "обратных часов" можно получить, что период нарастания мощности в импульсе составит  $\sim 10$  мс. Длительность импульса делений на половине высоты, которая в импульсных реакторах, как правило, в  $\sim 3,5$  раза превышает период [1], составит для данного устройства 30–40 мс.

Площадь поверхности тепловыделения одного топливного элемента составляет 2111 см<sup>2</sup>. Общая площадь поверхности тепловыделения в реакторе – около  $1,5 \times 10^5$  см<sup>2</sup>. Предполагается, что реактор охлаждается за счет естественной конвекции воды. При быстрой передаче воде тепла, запасенного в твэл при генерировании импульса делений, возможно быстрое образование большого количества пара. Это может быть предотвращено за счет затягивания во времени процессов передачи тепла.

Сравнительно большой диаметр твэл и теплофизические характеристики топлива приводят к тому, что процесс отвода тепла от топлива в воду после импульса растягивается во времени на сотни секунд.

На рис. 5 показан график решения задачи остывания бесконечно длинного стержня. Физические характеристики материала стержня и его радиус принимались эквивалентными параметрам используемого топлива. Стержень был предварительно равномерно нагрет. Начиная с нулевого момента времени, температура его боковой поверхности поддерживается равной 0 °С [2].

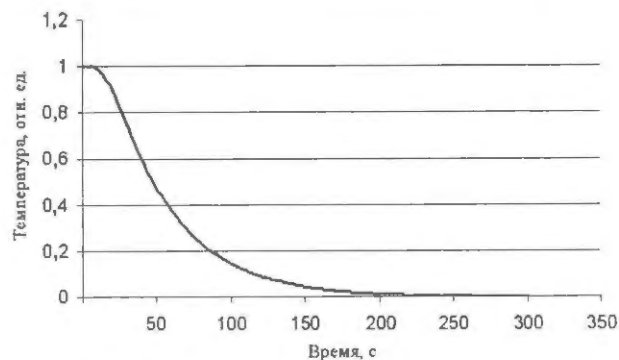


Рис. 5. Изменение относительной температуры твэл при его остывании на радиусе 1 см

Затягивание во времени сброса тепла от твэл в воду, в процессе импульса делений, снижает тепловой поток, передаваемый теплоносителю, до уровня  $\sim 10$  Вт/см<sup>2</sup>. Соответственно, снижаются скорость парообразования и количество пара. Конструкция реактора АСРР [3], подобного рассматриваемому устройству, но с топливом другого состава, обеспечила его долговременную работоспособность при генерировании импульсов для значений теплового потока, передаваемого воде за счет естественной конвекции, на уровне  $\sim 14,8$  Вт/см<sup>2</sup>. Образующееся незначительное количество пара может быть сконденсировано в слое воды над АЗ. Время охлаждения реактора после импульса делений не превысит 0,5–1 ч.

В статическом режиме работы в подобных устройствах [3] теплообмен за счет свободной конвекции воды обычно обеспечивает отвод теплового потока на уровне 1–3 Вт/см<sup>2</sup>. Долговременная стационарная мощность устройства, если она определяется из этих теплотехнических ограничений и с учетом общей поверхности теплообмена, может достигать уровня 150–450 кВт.

### Параметры излучений

Основные характеристики излучений предлагаемого реактора, в зависимости от режима работы, приведены в таблице. Параметры излучений рассчитаны для сферического детектора из чистого кремния радиусом 1 см, расположенного в геометрическом центре канала для облучений. Запаздывающее гамма-излучение продуктов деления в расчетах не учитывалось. Статическая мощность принималась равной 300 кВт.

Характеристики излучений реактора

Параметр	Импульсный режим с самогашением	Стационарный режим
Длительность процесса	40 мс	20 часов
Мощность, Вт	$6 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^5$
Энерговыделение, МДж	250	$2 \cdot 10^4$
Флюенс нейтронов в полости, $1/\text{см}^2$	$2 \cdot 10^{15}$ ( $1 \cdot 10^{15}$ для $E_n > 0,1$ МэВ)	$2 \cdot 10^{17}$ ( $1 \cdot 10^{17}$ для $E_n > 0,1$ МэВ)
Поток нейтронов в полости, $1/\text{см}^2\text{с}$	$5 \cdot 10^{16}$ ( $2 \cdot 10^{16}$ для $E_n > 0,1$ МэВ)	$2 \cdot 10^{12}$ ( $1 \cdot 10^{12}$ для $E_n > 0,1$ МэВ)
Доза гамма-излучения в полости, Гр (Si)	$1 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^6$
Мощность дозы гамма-излучения в полости, Гр/с (Si)	$2,5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^1$

### Оценка ресурса

Результаты показывают, что данное устройство может удовлетворить требованиям, предъявленным к реактору при постановке задачи. Ограничивающим условием является то, что частота, длительность и уровни мощности при использовании реактора в статических режимах работы должны удовлетворять неизвестным в данный момент критериям, определяющим возможность длительного использования топлива без его замены. Полное энерговыделение в реакторе БИГР на сегодняшний день составляет  $\sim 3 \cdot 10^5$  МДж. При примерно равном весе топлива в БИГР и в рассматриваемом устройстве, можно ожидать, что реактор способен обеспечить генерирование порядка 1000 импульсов или проведение около 50 серий 20-часовых облучений на мощности 100 кВт.

В целях совершенствования базы реакторов ИЯРФ в соответствии с возникающими потребностями и повышения безопасности проводимых с ними работ, проведена оценка возможной конструкции и характеристик бассейнового реактора, способного работать в импульсном и статическом режиме.

Бассейновые реакторы на обычной воде являются наиболее распространенным и безопасным типом устройств, используемых для исследований в области воздействия радиационного излучения. Топливом рассматриваемого реактора является материал, состоящий из спрессованной гомогенной смеси двуоксида урана и графита, разогреваемый до температур  $\sim 1000$  °С. Обогащение топлива 20 % по  $^{235}\text{U}$ . При общем объеме активной зоны около  $0,8 \text{ м}^3$  реактор имеет сквозной центральный канал для облучений сечением  $(30 \times 30) \text{ см}^2$ . В импульсах с энерговыделением 250 МДж флюенс быстрых нейтронов в центральном канале может достигать уровня  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  при сопутствующей дозе гамма-излучения не менее  $10^4$  Гр. Длительность импульса делений составит около 40 мс.

Возможна также статическая работа реактора на мощности не менее 100 кВт в течение десятков часов.

Можно ожидать, что ресурс реактора составит не менее 1000 импульсов или около 50 серий 20-часовых облучений на мощности 100 кВт.

### Список литературы

1. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
2. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1972.
3. Directory of Nuclear Reactors. Vol. VIII. Research, Test and Experimental Reactors. – Vienna: International Atomic Energy Agency, 1970, 209.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ПОЛЕ РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ ЗА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТОЙ РЕАКТОРА БИР-2М

А. М. Дюдяев, В. А. Попов, И. З. Сибгатуллин

ФГУП "РФЯЦ-ВНИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Выполнены эксперименты на нейтронах за биологической защитой реактора БИР-2М. Показано, что поле нейтронов за биологической защитой коррелирует с состоянием реактора и позволяет достоверно мониторировать мощность подкритического по мгновенным нейтронам реактора и, как следствие, определять его реактивность.

EXPERIMENTS IN THE FIELD OF SCATTERED NEUTRONS BEHIND THE BIOLOGICAL SHIELDING OF REACTOR БИР-2М / А. М. DJUDJAEV, V. A. POPOV, I. Z. SIBGATULLIN // The experiments on neutrons behind the biological shielding of reactor БИР-2М are executed. It is shown, that the field of neutrons behind the biological shielding correlates with the reactor's condition and allows to monitor the power of the undercritical on the prompt neutrons reactor authentically and thus to define its reactivity.

При работе реактора на мощности часть нейтронов деления проникает за биологическую защиту. Это связано с наличием щелей в биологической защите, к которым относятся коллиматоры, кабельные и вентиляционные проходки, неплотности прилегания откатных дверей и пробок к стенам реакторного помещения и т. п. Поэтому в смежных с реакторным залом помещениях возникает поле рассеянных замедленных нейтронов. Время проникновения нейтронов за биологическую защиту составляет  $\sim 10^{-2}$  с, так как характерные размеры залов исследовательских реакторов  $\sim 10$  м, а скорость тепловых нейтронов  $\sim 2200$  м/с. Это означает, что интенсивность поля рассеянных нейтронов при состояниях реактора ниже критичности по мгновенным нейтронам будет пропорциональна мощности реактора, что позволяет определять реактивность реактора.

На рис. 1 схематично показана геометрия проведения экспериментов. Детектор нейтронов на основе пропорционального счетчика СНМ-15 (длина счетчика 2000 мм, диаметр 150 мм, рабочая среда для поглощения тепловых нейтронов — газ  $\text{BF}_3$ ) размещался в смежных с реакторным залом помещениях в позициях 1, 2 и 3.

В ходе исследований анализировалась:

- работа реактора на постоянной мощности;
- работа реактора на асимптотических периодах разгона мощности;
- работа реактора в переходных режимах при быстром уменьшении реактивности за счет "сброса" органа регулирования реактивности (ОРР).

Переходные процессы, сформированные в режиме "сброса" ОРР, анализировались в приближении равенства нулю эффективного источника нейтронов  $S = 0$ , так как регистрируемая в течение эксперимента мощность

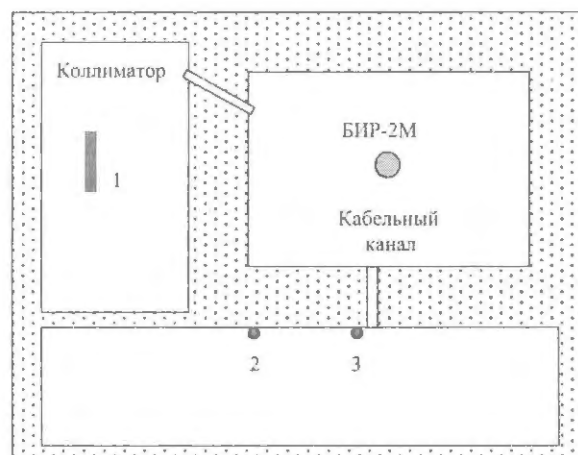


Рис. 1. Геометрия эксперимента

реактора была  $> 1$  Вт, и поэтому вкладом источника в баланс нейтронов можно было пренебречь.

Для анализа переходных процессов использовалось решение обращенного уравнения кинетики реактора в одноточечном приближении, которое при условии  $S = 0$  имеет вид

$$-\sum_i D_{i,j} = (\rho - 1) n_j, \quad (1)$$

где текущие значения  $D_{i,j}$  определялись по рекуррентному соотношению, соответствующему кусочно-линейному описанию изменения мощности реактора [2]

$$D_{i,j} = D_{i,j-1} e^{-\lambda_i \Delta t} + a_j \left[ 1 - \frac{1 - e^{-\lambda_i \Delta t}}{\lambda_i \Delta t} \right] n_j -$$

$$-a_i \left[ e^{-\lambda_i \Delta t} - \frac{1 - e^{-\lambda_i \Delta t}}{\lambda_i \Delta t} \right] n_{j-1}. \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2)  $n_j$  – сигнал (скорость счета) детектора нейтронов;  $a_i$ ,  $\lambda_i$  и  $D_{i,j}$  – относительный выход, постоянная распада и нормированный на  $\beta_{эф}$  источник запаздывающих нейтронов группы  $i$ ;  $\rho$  – реактивность РС в единицах  $\beta_{эф}$ ;  $\Delta t$  – интервал времени; индекс  $j$  соответствует текущему времени.

Из выражения (1) видно, что в координатах  $n_j$  и  $n_j - \sum_i D_{i,j}$  тангенс угла наклона радиус-вектора,

проведенного из начала координат через любую точку диаграммы, определяет реактивность реактора в этой точке, а переходные процессы описываются прямыми линиями, проходящими через начало координат.

При анализе экспериментальных данных использовались константы запаздывающих нейтронов при делении  $^{235}\text{U}$  быстрыми нейтронами в версии Дж. Кипина [3].

На рис. 2 приведена зависимость изменения интенсивности поля рассеянных нейтронов во времени, зарегистрированная детектором на позиции 1 (см. рис.1). При этом была реализована следующая последовательность работы реактора:

- вывод реактора на асимптотический период разгона мощности;
- работа на мощности  $\sim 1$  кВт;
- увеличение мощности до  $\sim 2,5$  кВт;
- работа на мощности  $\sim 2,5$  кВт;
- сброс блока БС;
- сброс блоков ББ и МРС через 4 с после сброса блока БС.

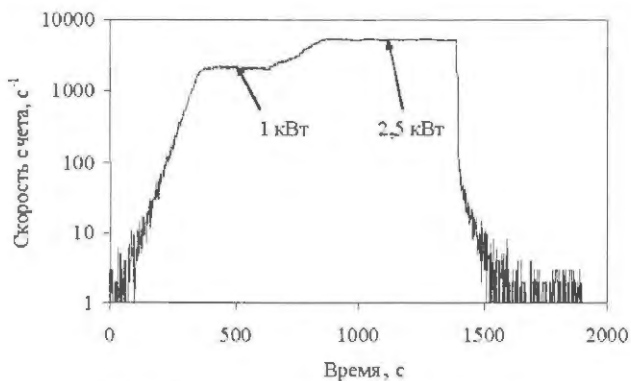


Рис. 2. Изменение показаний детектора в зависимости от времени

Значения мощности реактора определены по показаниям штатных детекторов реактора.

На рис. 3 приведена интерпретация экспериментальных данных в координатах  $n_j$  и  $n_j - \sum_i D_{i,j}$ . Для

связи с рис. 2 информацию, приведенную на рис. 3, следует рассматривать по часовой стрелке от начала координат. Участок 1 диаграммы соответствует начальному асимптотическому периоду разгона мощности реактора, а участки 2 и 3 – переходным процессам после сброса

блока БС и дополнительного сброса блоков ББ и МРС, соответственно. Для наглядности на рисунке приведены прямые линии, которыми аппроксимируются переходные процессы. Видно, что все три участка, которые характеризуются постоянством реактивности реактора, хорошо описываются прямыми линиями при использовании одноточечной модели кинетики реактора (1). Это указывает на то, что рассеянное поле нейтронов за биологической защитой содержит информацию, позволяющую оценивать реактивность реактора.

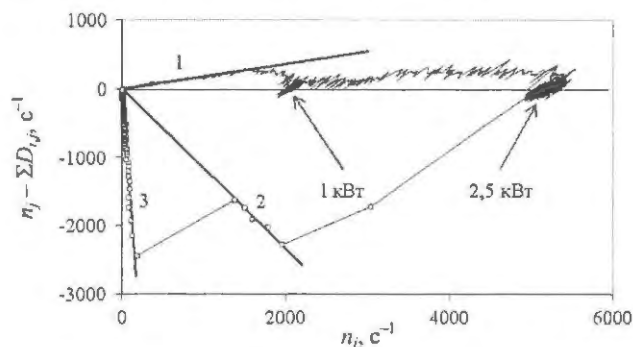


Рис. 3. Диаграмма сигнала детектора в координатах  $n_j$  и  $n_j - \sum_i D_{i,j}$ : 1 – асимптотический период разгона; 2 – сброшен блок БС; 3 – сброшены блоки ББ + МРС

На рис. 4 приведены более подробные данные об изменении интенсивности поля рассеянных нейтронов (фрагмент рис. 2) и рассчитанное по этой информации изменение реактивности реактора. Реактивность определялась из (1) по текущим значениям  $n_j$  и  $\sum_i D_{i,j}$ .

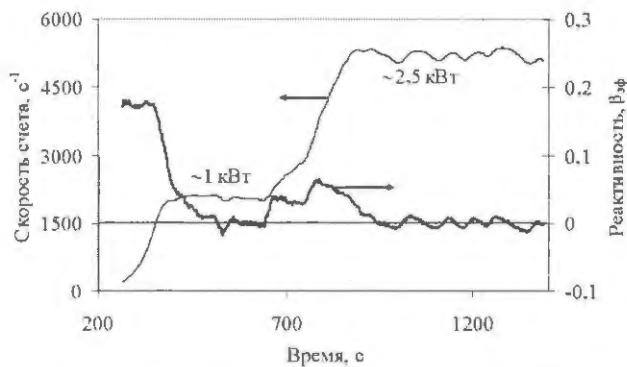


Рис. 4. Фрагмент временной диаграммы работы реактора БИР-2М

Из рис. 4 видно, что для поддержания постоянной мощности реактора на стационарных участках работы приходилось перемещать ОРР для компенсации теплового гашения реактивности. Общее энерговыделение за время проведения эксперимента составило  $\sim 2$  МДж, что соответствует средней температуре разогрева активной зоны  $\sim 150$  °С. Поэтому при температурном коэффициенте гашения реактивности реактора БИР-2М  $\sim 2 \cdot 10^{-3} \beta_{эф}/\text{K}$  надо было скомпенсировать  $\sim 0,3 \beta_{эф}$ . Процесс компенсации теплового гашения реактивности на-

Экспериментальные результаты

Состояние реактора	$\rho, \beta_{эф}$	$R^2$	$\rho_{БИР}, \beta_{эф}$	$n_{ас}, c^{-1}$	$\epsilon, c^{-1}/Вт$
Детектор в позиции 1					
Период разгона	0,176	0,977			~ 2
Мощность ~ 1 кВт				2060	
Мощность ~ 2,5 кВт				5210	
Сброшен блок БС	-1,098	0,993	-1,32 ± 0,03		
Сброшены блоки БС + ББ + МРС	-17,99	0,956	-18,30 ± 0,24		
Детектор в позиции 2					
Период разгона	0,183	0,908			~ 0,5
Детектор в позиции 3					
Период разгона	0,151	0,995			~ 1,5
Сброшены блоки БС + ББ + МРС	-18,85	0,945	-18,30 ± 0,24		

глядно виден на участке работы реактора на мощности ~ 2,5 кВт.

В таблице приведены основные результаты экспериментов, проведенных в поле рассеянных нейтронов. Это экспериментальные значения реактивности  $\rho$  и штатные значения реактивности для данной геометрии реактора  $\rho_{БИР}$ , коэффициенты квадрата корреляции  $R^2$  при анализе переходных процессов, асимптотические скорости счета детектора  $n_{ас}$  при работе реактора на постоянной мощности и эффективность детектора  $\epsilon$ .

Из таблицы видно, что экспериментальные значения реактивности, полученные из анализа переходных процессов, зарегистрированных в поле рассеянных нейтронов, не противоречат штатным значениям реактивности реактора БИР-2М, которые используются при его эксплуатации.

Из таблицы также следует, что эффективность детектора  $\epsilon$  не меняется кардинально при размещении детектора в разных позициях на рис. 1. Это говорит о том, что поле рассеянных нейтронов в этих помещениях достаточно однородно.

Произведем оценку плотности поля рассеянных нейтронов за биологической защитой. Чувствительность счетчика СНМ-15 к тепловым нейтронам составляет ~ 100 отсч./ $(n/cm^2)$ , поэтому, используя значения  $\epsilon$  из таблицы, получим для удельной плотности потока рассеянных нейтронов значение ~  $10^{-2} c^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot Вт^{-1}$ . При этом в реакторном зале удельная плотность потока нейтронов, у стены биологической защиты, составляет ~  $10^4 c^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot Вт^{-1}$ . Таким образом, фактически коэффициент ослабления нейтронов биологической защиты составляет ~  $10^6$ .

Биологическая защита реактора БИР-2М изготовлена из бетона с толщиной стен от 2 до 3 м. Длина релаксации нейтронов в бетоне ~ 11 см [6]. Поэтому для плотной, без щелей, биологической защиты такой толщины коэффициент ослабления нейтронов составит ~  $10^{10}$ – $10^{11}$ , и, следовательно, наличие щелей в биологической защите фактически и определяет ее эффективность по отношению к нейтронам.

Таким образом, проведенные исследования привели к следующим результатам:

1. Поле рассеянных нейтронов за биологической защитой коррелирует с состоянием реактора и позволяет достоверно мониторировать мощность подкритического по мгновенным нейтронам реактора и, как следствие, определять его реактивность, что, и подтверждено в прямом эксперименте. Детектор нейтронов на основе счетчика СНМ-15 позволяет контролировать состояние реактора за его биологической защитой, начиная с мощности ~ 1 Вт.

2. Плотность потока рассеянных нейтронов за биологической защитой, в смежных с реакторным залом помещениях, при работе реактора на стационарной мощности, составляет ~  $10^{-2} c^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot Вт$ .

3. Наличие щелей в биологической защите фактически определяет ее эффективность по отношению к нейтронам.

### Список литературы

1. Дегтярев А. Н., Игнатов И. И., Колесов В. Ф. и др. Импульсный реактор БИР. – ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 14–21.
2. Monta K. Time Optimal Digital Computer Control of Nuclear Reactor. – J. Nucl. Sci. Technol., 1967, vol. 4, № 2, p. 51–62.
3. Dyudyaev A. M., Kochetkova I. V., Melnikov S. F., Popov V. A., Zhitnik A. K. Application of the Method Based on Solving the Kinetics Versed Equation for Reactor One-point Model to Test Deeply Subcritical Multiplying Systems. – Sixth International Conference on Nuclear Criticality Safety, Versailles, France 1999, September 20–24, vol. 4, p. 1470–1475.
4. Воинов А. М., Мельников С. Ф., Попов В. А. Абсолютные измерения реактивности исследовательского растворного реактора ВИР-2М при замене корпуса активной зоны. – ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 2/3, с. 47–51.
5. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов: Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1967, 428 с.
6. Краткий справочник инженера-физика. Ядерная физика. Атомная физика. / Сост. Н. Д. Федоров. – М.: Госатомиздат, 1961, 195 с.

## ВЫСОКОТОЧНЫЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ НА УСТАНОВКАХ ГИР-2, БР-1, БР-К1

**И. Ю. Дроздов**

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

**В. Д. Севастьянов**

ФГУП "ВНИИФТРИ", Менделеево, Россия

Проведен анализ характеристик нейтронных полей установок БР-1, ГИР-2 и БР-К1 – трех действующих в РФЯЦ-ВНИИЭФ импульсных реакторов. Работа выполнена в связи с созданием системы моделирующих опорных полей нейтронов непосредственно на реакторах, т. е. полей, сформированных внутри активной зоны или в реакторном помещении.

**HIGH PRECISION FIELDS OF NEUTRONS ON THE INSTALLATIONS GIR-2, BR-1, BR-K1 / J. DROZDOV, V. D. SEVASTJANOV** // The analysis of the neutron fields characteristics of the installations GIR-2, BR-1 and BR-K1 – the three acting in RFNC-VNIEEF pulsing reactors is carried out. the work is executed in connection with the creation of the neutron modelling basic fields directly on reactors, i. e. the fields generated inside the core or in the reactor's room.

При проведении исследовательских работ на ядерно-физических установках (ЯФУ) необходимым требованием является надежное метрологическое обеспечение нейтронных измерений. Возникающие в связи с этим трудности, обусловленные разнообразием энергетических спектров нейтронов, высокими требованиями к точности измерений и ограниченным набором нейтронных источников в составе госпечэталонов, делают невозможным непосредственную передачу размера воспроизводимых госпечэталоном единиц в поля нейтронов ЯФУ. Было принято решение о создании системы моделирующих опорных полей нейтронов непосредственно на исследовательских реакторах. Моделирующее опорное нейтронное поле (МОП) создается на специальной установке, предназначенной для решения конкретных научно-технических задач, или формируется на исследовательских реакторах таким образом, чтобы его характеристики наиболее полно отвечали требованиям решаемых научно-технических проблем. Комплекс моделирующих опорных нейтронных полей представляет собой совокупность нейтронных полей, сформированных внутри активной зоны (АЗ) и в реакторном помещении. Комплекс полей ориентирован на использование в качестве меры энергетического состава и флюенса нейтронного излучения для:

– воспроизведения единицы флюенса нейтронов с известным спектральным составом;

– аттестации реакторных нейтронных полей по дифференциальному энергетическому спектру и флюенсу;

– аттестации и поверки нейтронной радиометрической, спектрометрической и дозиметрической аппаратуры;

– исследования радиационного воздействия нейтронного излучения на объекты и материалы по назначению.

Аттестуется комплекс моделирующих опорных нейтронных полей в ряде точек, выбранных в определенных пространственных областях.

В настоящем докладе приведены характеристики нейтронных полей трех ЯФУ, эксплуатирующихся в РФЯЦ-ВНИИЭФ: БР-1, ГИР-2 и БР-К1 [1, 2].

Реактор БР-1 (бустер-реактор) с эксплуатируемой в настоящий момент АЗ введен в эксплуатацию в 1990 г. АЗ реактора имеет форму полого цилиндра, разделенного на четыре части: неподвижный верхний блок, подвижный нижний блок, регулирующий и импульсный блоки. Размеры АЗ по топливу: высота 26,6 см, внешний диаметр 26,8 см, диаметр осевой полости 11,6 см. Полезные диаметр и высота осевой полости для облучения образцов равны, соответственно, 10 и 18 см. Толщина колец АЗ по радиусу 1,5 см. Кольца изготовлены из сплава урана 90 %-ного обогащения по изотопу  $^{235}\text{U}$  с 9 % молибдена (содержание молибдена массовое). Общая масса сплава ~ 176 кг. Топливные элементы верхнего и нижнего блоков заключены в разборные чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием; регулирующий и импульсный блоки – в неразборные чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием. На внешней поверхности АЗ и на поверхности осевой полости предусмотрены защитные экраны, содержащие

$^{10}\text{B}$ . В рабочем положении реактора центр АЗ располагается на высоте 2,2 м от пола, симметрично относительно боковых стен, в 3,7 м от одной из торцевых стен реакторного зала, который представляет собой помеще-ние казематного типа длиной 14,0 м, шириной 10,4 м, высотой 8,0 м с толстыми (1,5–2,2 м) защитными сте-нами из бетона.

Реактор ГИР-2 (гамма-источник реакторный) вве-ден в эксплуатацию в 1993 г. Реактор представляет со-бой импульсный реактор на быстрых нейтронах со сфе-рической активной зоной из металлического высоко-обогащенного урана, легированного молибденом (обо-гащение урана – 90 %, массовое содержание молибде-на – 9 %). Полная масса уран-молибденового сплава в АЗ составляет 178 кг. Сферическая активная зона ре-актора состоит из двух блоков – верхней и нижней по-лусфер, разделенных стальной опорной диафрагмой. Блоки АЗ заключены в стальные герметичные оболоч-ки. Внешние оболочки имеют обогащение по  $^{235}\text{U}$  – 36 %. Нижний блок АЗ подвижный и выполняет функ-ции органа регулирования реактивности, а также функ-ции аварийной защиты. Он состоит из блока грубой ре-гулировки реактивности (БГР) и блока точной регу-лировки реактивности (БТР). БГР имеет возможность собственного перемещения относительно БТР и являет-ся внешней оболочкой нижнего блока. В центре АЗ для центрального канала предусмотрено вертикальное осе-вое отверстие. Центральный канал является направ-ляющей движения импульсного блока (ИБ), предназна-ченного для генерации вспышки делений. В состав ре-актора входит специфическое устройство для конверсии нейтронов утечки в гамма-кванты. Материалом конвер-тирующего устройства,  $n$ - $\gamma$ -конвертора, служит спрес-сованная смесь полипропилена с окисью кадмия (мас-совое содержание окиси кадмия 6 %). Кадмий – естест-венного изотопного состава. Конвертор в виде колпака окружает топливные блоки АЗ. Для вывода нейтронной компоненты излучения в нем предусмотрено "нейтрон-ное окно" диаметром 300 мм. Реакторное помещение имеет размеры 10 × 10 × 8 м.

Реактор БР-К1 (бустер-реактор "Каскад", вариант 1), введенный в эксплуатацию в 1995 г., является импуль-сным реактором с металлической АЗ. Материал АЗ – сплав обогащенного (36 % по  $^{235}\text{U}$ ) урана с молибденом (массовая доля 9 %). Общая масса уран-молибденового сплава в АЗ – 1511 кг. Габаритные размеры АЗ: длина 75 см, внешний диаметр 62 см, размеры внутренней полости: длина 36 см, внешний диаметр 30,8 см. По аналогии с реактором БР-1 АЗ БР-К1 имеет кольцевую структуру: разбита на диски (блоки), а диски – на коак-сиальные кольца. Блоки АЗ заключены в герметичные чехлы из нержавеющей стали, заполненные гелием. Отличительными особенностями реактора БР-К1 явля-ются горизонтальная ориентация АЗ, что обеспечивает удобство загрузки образцов в центральную полость, и значительный размер полости для облучения.

Для загрузки образцов во внутреннюю полость АЗ используется контейнер горизонтальной загрузки (КГЗ). Стенки КГЗ включают в себя слой карбида бора толщи-

ной ~ 0,1 г·см<sup>-2</sup> по  $^{10}\text{B}$  для поглощения тепловых ней-тронов. Внутри КГЗ могут размещаться гамма-фильтр из металлического свинца (СФ) или  $n$ - $\gamma$ -конвертор для конвертирования нейтронов в гамма-излучение (НГК).

На установке БР-1 комплекс моделирующих опор-ных полей (МОП-К) аттестовывался для сферических областей диаметром 50 мм в воздушном пространстве в центре АЗ и на расстояниях 200, 715, 1013, 1565, 2215, 3300 и 5500 мм от центра АЗ реактора в направ-лении продольной оси реакторного зала на уровне цен-тра АЗ [3].

На установке ГИР-2 комплекс моделирующих ней-тронных полей (МОП-К1) аттестовывался в четырех точках снаружи АЗ. Точки располагались на высоте 170 см от пола на расстояниях 30 и 50 см от центра АЗ со стороны "нейтронного окна" и на тех же расстояниях с диаметрально противоположной стороны за конверте-ром [4].

На установке БР-К1 комплекс моделирующих ней-тронных полей (МОП-К2) аттестовывался:

– в точке, отстоящей на 6 см от дна свободного КГЗ (вдоль центральной горизонтальной оси), разме-щенного в центральном экспериментальном канале (ЦЭК) АЗ реактора;

– в той же точке, но при размещении в КГЗ метал-лического стакана из свинца ("свинцового фильтра") с толщиной стенок 50 мм;

– в той же точке, но при размещении в КГЗ  $n$ - $\gamma$ -кон-вертора (НГК), изготовленного из спрессованной смеси полипропилена и окиси кадмия (массовая доля 10 %).

Спектр нейтронов в центре АЗ металлических ре-акторов формируется преимущественно нейтронами деления и нейтронами, рождающимися в результате неупругого взаимодействия нейтронов деления с обра-зующими АЗ активными (уран) и конструкционными (молибден, сталь) материалами. Поле нейтронов в цен-тре АЗ экранируется от нейтронов, рассеянных в за-щитных стенах зала и на размещенном в нем техноло-гическом оборудовании. Спектр нейтронов в полях вне АЗ формируется нейтронами утечки из АЗ и рассеян-ными нейтронами реакторного помещения. В случае реактора ГИР-2 большую роль в формировании спектра нейтронов утечки играет упругое рассеяние на ядрах водорода, входящих в состав материала конвертера.

Энергетический спектр нейтронного излучения в тестовых точках определялся с применением активационных и делительных детекторов по методике МИ 2804-2003 [5, 6], реализованной в программе КАСКАД. Измерения наведенной активности в индикаторах про-водились на эталонных радиометрических установках ВНИИЭФ и на радиометрическом комплексе Государ-ственного специального эталона единиц плотности по-тока и флюенса нейтронов (ВНИИФТРИ). Сечения ре-акций, используемые для восстановления спектра нейтронов, взяты из библиотеки оцененных ядерных данных ENDF/B6 [7], ГСССД 131-89 [8].

Активационный интеграл для выбранной реакции рассчитывался из соотношения

$$Q_a = \frac{\langle \dot{N} \rangle}{n_{\text{яд}} \epsilon_{\gamma} \eta_{\gamma}} \frac{\lambda t_{\text{изм}} t_{\text{обл}}}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}})} e^{\lambda t_{\text{выд}}},$$

где  $\langle \dot{N} \rangle$  – средняя скорость счета детектора гамма-излучения при измерении активности облученного индикатора;  $n_{\text{яд}}$  – число ядер выбранного нуклида в индикаторе;  $\epsilon_{\gamma}$  – эффективность регистрации детектора;  $\eta_{\gamma}$  – квантовый выход излучения продукта реакции;  $\lambda$  – постоянная распада нуклида – продукта реакции;  $t_{\text{обл}}$  – время облучения индикатора;  $t_{\text{изм}}$  – время измерения активности облученного индикатора;  $t_{\text{выд}}$  – время выдержки (время от конца облучения до начала измерения).

Делительный интеграл для выбранной реакции определялся по формуле

$$Q_f = \frac{N_f}{\epsilon_f n_{\text{яд}}},$$

где  $N_f$  – число зарегистрированных актов деления;  $\epsilon_f$  – чувствительность аппаратуры при регистрации актов деления.

Для восстановления нейтронных спектров использовалась зависимость активационного (делительного) интеграла от энергетического хода сечения активации (деления) и дифференциального спектра нейтронов

$$Q = \int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma(E) dE,$$

где  $\varphi(E)$  – дифференциальный спектр нейтронов;  $\sigma(E)$  – энергетический ход сечения активации (деления).

Расчет спектров нейтронов проводился по методу модельных спектров. При таком подходе искомый нейтронный спектр задается суммой аналитических функций, моделирующих физическое представление о процессах его формирования, в виде

$$f(E) = \sum_{m=1}^M H_m f_m(E),$$

где  $m$  – порядковый номер модельного спектра;  $H_m$  – вес модельного спектра;  $f_m(E)$  – модельный спектр (аналитическая функция).

В качестве модельных спектров используются следующие аналитические функции.

**Тип 1.** Распределение Максвелла задает спектр нейтронов деления:

$$f_m(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \alpha_m^{3/2} \sqrt{E} \exp(-\alpha_m E),$$

где  $\alpha_m$  – задаваемый параметр,  $\alpha_m = 1/T_n$ , где  $T_n$  – температура нейтронов, МэВ.

**Тип 2.** Распределение Максвелла задает спектр тепловых и неупруго рассеянных нейтронов:

$$f_m(E) = \alpha_m^2 E \exp(-\alpha_m E),$$

где  $\alpha_m$  – задаваемый параметр,  $\alpha_m = 1/T_n$ . Здесь  $T_n$  – температура нейтронов, МэВ

**Тип 3.** Спектр нейтронов замедления (спектр Ферми):

$$f_m(E) = E^{-\alpha_m} \Delta_{\text{эпи}} \Delta_{\text{б.н.}},$$

где  $\alpha_m$  – показатель степени (задаваемый параметр);

$\Delta_{\text{эпи}} = \frac{1}{1 + (E_{\text{эпи}}/E)^7}$  – переходная функция, ограничивающая спектр Ферми на эпитепловой границе 0,1 эВ

(задана в программе);  $\Delta_{\text{б.н.}} = \frac{1}{1 + (E/E_{\text{б.н.}})^2}$  – переходная функция, ограничивающая спектр Ферми в области быстрых нейтронов выше энергии  $E_{\text{б.н.}} = 0,2$  МэВ.

Для вычислений модельные спектры преобразуются в многогрупповое представление, при котором для каждого спектра определяются активационные интегралы нейтронных детекторов, полные флюенсы и средние энергии нейтронов.

Итерационная процедура вычисления весов  $H_m^k$  модельных спектров осуществляется по средневзвешенному коэффициенту расхождения измеренных и вычисленных на текущей ( $k$ -й) итерации активационных интегралов.

$$R_j^k = A_j / A_j^k; \quad A_j^k = \sum_{m=1}^M H_m^k \sigma_{j,m};$$

$$H_m^{k+1} = H_m^k \frac{\sum_{j=1}^J R_j^k \sigma_{j,m} / A_j^k}{\sum_{j=1}^J \sigma_{j,m} / A_j^k},$$

где  $A_j$  – измеренный активационный интеграл для выбранной реакции;  $A_j^k$  – рассчитанный на  $k$ -й итерации активационный интеграл для выбранной реакции;  $\sigma_{j,m}$  – среднее сечение для выбранной реакции на модельном спектре  $f_m(E)$ .

Характеристики нейтронных полей для реакторов БР-1 [3], ГИР-2 [4,9] и БР-К1 [10] приведены в табл. 1–6.

Таблица 1

Избранные интегральные характеристики для некоторых точек МОП-К  
на реакторе БР-1 при энерговыделении  $10^{17}$  делений в АЗ

Параметр	Точки МОП-К				
	ЦК АЗ	1013 мм от центра АЗ	2215 мм от центра АЗ	3300 мм от центра АЗ	5500 мм от центра АЗ
Флюенс, нейтр./см <sup>2</sup> , выше 0,1 МэВ	$2,51 \cdot 10^{14}$	$1,68 \cdot 10^{12}$	$4,02 \cdot 10^{11}$	$1,98 \cdot 10^{11}$	$8,27 \cdot 10^{10}$
Средняя энергия, МэВ	1,210	1,077	0,844	0,686	0,462
Керма, Гр					
смещение атомов кремния	79,7	0,517	0,122	0,0587	0,0251
ионизация атомов кремния	82,0	0,525	0,121	0,0686	0,0235
ткань "стандартного" человека	$5,52 \cdot 10^3$	35,9	8,46	4,16	1,81
Сечение, мбарн					
<sup>239</sup> Pu(n, f)	1770	18440*	58590*	92410*	141900*
<sup>235</sup> U(n, f)	1255	11670*	34930*	55130*	85080*
<sup>235</sup> U(n, f)**	—	1280	1225	1225	1202
<sup>237</sup> Np(n, f)*	922,5	820,2	623,5	496,1	366,1
<sup>238</sup> U(n, f)*	158,1	140,5	107,6	86,7	63,0*
<sup>115</sup> In(n, n') <sup>115m</sup> In	111,3	94,2	70,3	54,8	41,6
<sup>58</sup> Ni(n, p) <sup>58</sup> Co	51,2	44,2	35,6	26,6	16,8

\* Индикатор помещен в кадмиевый экран толщиной 1 мм.

\*\* Индикатор помещен в борный экран толщиной 0,58 г·см<sup>-2</sup>.

Таблица 2

Активационные и делительные интегралы, полученные в тестовых точках МОП-К1  
на реакторе ГИР-2 при энерговыделении 1 МДж в АЗ

Реакция	Активационный (делительный) интеграл, реакц./ядро·МДж			
	30 см от центра АЗ в "нейтронном окне"	30 см от центра АЗ за конвертером	50 см от центра АЗ в "нейтронном окне"	50 см от центра АЗ за конвертером
<sup>239</sup> Pu(n, f)*	$4,54 \cdot 10^{-11}$	$1,302 \cdot 10^{-11}$	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$9,6 \cdot 10^{-12}$
<sup>197</sup> Au(n, γ) <sup>198</sup> Au*	—	$8,200 \cdot 10^{-11}$	—	—
<sup>197</sup> Au(n, γ) <sup>198</sup> Au	$1,331 \cdot 10^{-10}$	$1,78 \cdot 10^{-10}$	—	$3,763 \cdot 10^{-11}$
<sup>63</sup> Cu(n, γ) <sup>64</sup> Cu*	$5,9 \cdot 10^{-13}$	$4,518 \cdot 10^{-13}$	$1,86 \cdot 10^{-13}$	—
<sup>63</sup> Cu(n, γ) <sup>64</sup> Cu	$8,852 \cdot 10^{-13}$	$8,32 \cdot 10^{-13}$	—	$2,24 \cdot 10^{-13}$
<sup>235</sup> U(n, f)*	—	—	—	$7,45 \cdot 10^{-12}$
<sup>238</sup> U(n, f)	$1,9 \cdot 10^{-12}$	—	—	—
<sup>238</sup> U(n, f)*	—	$3,7 \cdot 10^{-13}$	—	$9,7 \cdot 10^{-14}$
<sup>238</sup> U(n, f)**	—	—	$2,6 \cdot 10^{-13}$	—
<sup>58</sup> Ni(n, p) <sup>58</sup> Co	$6,45 \cdot 10^{-13}$	$1,33 \cdot 10^{-13}$	$8,88 \cdot 10^{-14}$	$3,47 \cdot 10^{-14}$
<sup>27</sup> Al(n, α) <sup>24</sup> Na	$4,5 \cdot 10^{-15}$	$1,29 \cdot 10^{-15}$	$6,1 \cdot 10^{-16}$	$3,138 \cdot 10^{-16}$
<sup>93</sup> Nb(n, 2n) <sup>92</sup> Nb	$2,83 \cdot 10^{-15}$	$9,846 \cdot 10^{-16}$	$3,808 \cdot 10^{-16}$	$2,409 \cdot 10^{-16}$
<sup>32</sup> S(n, p) <sup>32</sup> P	$3,98 \cdot 10^{-13}$	$8,1 \cdot 10^{-14}$	$5,52 \cdot 10^{-14}$	$2,1 \cdot 10^{-14}$
<sup>237</sup> Np(n, f)*	$9,457 \cdot 10^{-12}$	$1,585 \cdot 10^{-12}$	$1,429 \cdot 10^{-12}$	$4,6 \cdot 10^{-13}$
<sup>115</sup> In(n, n') <sup>115m</sup> In*	$1,22 \cdot 10^{-12}$	$2,229 \cdot 10^{-13}$	$1,727 \cdot 10^{-13}$	$5,95 \cdot 10^{-14}$
<sup>103</sup> Rh(n, n') <sup>103m</sup> Rh*	$5,03 \cdot 10^{-12}$	$8,73 \cdot 10^{-13}$	$7,25 \cdot 10^{-13}$	$2,43 \cdot 10^{-13}$
<sup>176</sup> Lu(n, γ) <sup>177</sup> Lu	—	—	—	$1,318 \cdot 10^{-10}$
<sup>176</sup> Lu(n, γ) <sup>177</sup> Lu*	—	—	$2,066 \cdot 10^{-10}$	—

\* Индикатор помещен в кадмиевый экран толщиной 1 мм.

\*\* Индикатор помещен в борный экран толщиной 0,4 г·см<sup>-2</sup>.

Таблица 3

Абсолютные значения флюенсов и средних энергий нейтронов в тестовых точках МОП-К1 на реакторе ГИР-2 при энерговыделении 1 МДж в АЗ

Рабочая область	Полный флюенс нейтронов, нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{МДж})$	Средняя энергия нейтронов, МэВ
30 см от центра АЗ в "нейтронном окне"	$1,035 \cdot 10^{13}$	1,300
30 см от центра АЗ за конвертером	$2,706 \cdot 10^{12}$	0,909
50 см от центра АЗ в "нейтронном окне"	$2,057 \cdot 10^{12}$	0,961
50 см от центра АЗ за конвертером	$8,520 \cdot 10^{11}$	0,756

Таблица 4

Активационные и делительные интегралы, полученные в центре КГЗ БР-К1 при энерговыделении  $10^{18}$  делений в АЗ

Реакция	Активационный (делительный) интеграл, реакц./ $(\text{ядро} \cdot \text{МДж})$		
	КГЗ	КГЗ-СФ	КГЗ-НГК
$^{235}\text{U}(n, f)$	$6,12 \cdot 10^{-10}$	$4,43 \cdot 10^{-10}$	$3,06 \cdot 10^{-9}$
$^{235}\text{U}(n, f)^*$	$6,12 \cdot 10^{-10}$	—	$1,25 \cdot 10^{-9}$
$^{235}\text{U}(n, f)^{**}$	—	—	$1,75 \cdot 10^{-9}$
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	$7,90 \cdot 10^{-10}$	—	$8,75 \cdot 10^{-9}$
$^{239}\text{Pu}(n, f)^*$	$7,90 \cdot 10^{-10}$	—	$1,54 \cdot 10^{-9}$
$^{239}\text{Pu}(n, f)^{**}$	—	$5,18 \cdot 10^{-10}$	$1,84 \cdot 10^{-10}$
$^{237}\text{Np}(n, f)$	$2,77 \cdot 10^{-10}$	$1,85 \cdot 10^{-10}$	$4,62 \cdot 10^{-11}$
$^{238}\text{U}(n, f)$	$3,58 \cdot 10^{-11}$	$2,00 \cdot 10^{-11}$	$7,40 \cdot 10^{-12}$
$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$	$2,47 \cdot 10^{-11}$	$1,48 \cdot 10^{-11}$	$4,60 \cdot 10^{-12}$
$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	$1,16 \cdot 10^{-11}$	$5,43 \cdot 10^{-12}$	$2,50 \cdot 10^{-12}$
$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$	$7,10 \cdot 10^{-12}$	$3,21 \cdot 10^{-12}$	$1,53 \cdot 10^{-12}$
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	$7,04 \cdot 10^{-13}$	$3,00 \cdot 10^{-14}$	$1,98 \cdot 10^{-14}$
$^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$	$7,65 \cdot 10^{-16}$	$3,57 \cdot 10^{-16}$	—
$^{103}\text{Rh}(n, n')^{103\text{m}}\text{Rh}^*$	$1,32 \cdot 10^{-10}$	$8,70 \cdot 10^{-11}$	$2,33 \cdot 10^{-11}$
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$	$4,36 \cdot 10^{-14}$	$1,93 \cdot 10^{-14}$	$1,45 \cdot 10^{-14}$
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}^*$	$9,71 \cdot 10^{-12}$	$6,45 \cdot 10^{-12}$	—
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}^*$	$9,87 \cdot 10^{-11}$	$7,24 \cdot 10^{-11}$	$6,58 \cdot 10^{-9}$
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	—	$8,31 \cdot 10^{-11}$	—

\* Индикатор помещен в кадмиевый экран толщиной 1 мм.

\*\* Индикатор помещен в борный экран толщиной  $0,58 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Таблица 5

Абсолютные значения флюенсов и средних энергий нейтронов, полученные в центре КГЗ БР-К1 при энерговыделении  $10^{18}$  делений в АЗ

Рабочая область	Полный флюенс нейтронов, нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{МДж})$	Средняя энергия нейтронов, МэВ
КГЗ	$4,50 \cdot 10^{14}$	0,774
КГЗ-СФ	$3,13 \cdot 10^{14}$	0,696
КГЗ-НГК	$1,35 \cdot 10^{14}$	0,466

Таблица 6

Погрешность определения дифференциальных спектров в МОП

Интервал энергии нейтронов, МэВ	Погрешность при доверительной вероятности 0,95, не более
$10^{-10} - 0,5 \cdot 10^{-6}$	10 %
$0,5 \cdot 10^{-6} - 10 \cdot 10^{-3}$	20 %
$10 \cdot 10^{-3} - 0,25$	15 %
0,25 - 8	8 %
8 - 12	8 %
12 - 18	10 %

## Список литературы

1. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.
2. Севастьянов В. Д., Воронцов С. В., Дроздов И. Ю. и др. Экспериментальные залы быстрых реакторов с открытой активной зоной как формирователи энергетических спектров нейтронов. – Приборы и техника эксперимента, 2004, № 6, с. 5–14
3. Кошелев А. С., Маслов Г. Н., Севастьянов В. Д. Комплекс моделирующих опорных полей на реакторе БР-1. – Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы: Материалы 3-й Международной конференции. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003, с. 515–517.
4. Севастьянов В. Д., Воинов М. А., Довбыш Л. Е., Дроздов И. Ю. Исследование характеристик полей нейтронов ГИР-2. – Атомная энергия, 2005, т. 98, вып. 2, с. 148–154.
5. Маслов Г. Н., Севастьянов В. Д., Кошелев А. С. Метод расчета спектра нейтронов по результатам измерений с интегральными детекторами, реализованный в новой версии программы КАСКАД. – Измерительная техника, 2003, № 5, с. 62–68.
6. Методические указания МИ 2804-2003. Характеристики реакторных нейтронных полей. Метод расчета спектра нейтронов по результатам измерений с интегральными детекторами. – Москва, 2003. 17 с.
7. BNL/National Nuclear Data Center: ENDF/B-Vi (1990).
8. Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Сечения реакций взаимодействия нейтронов с ядрами. ГСССД 131-89. Таблицы стандартных справочных данных. – М.: Изд-во стандартов, 1980.
9. Комплекс моделирующих опорных полей нейтронов на реакторе ГИР-2 (МОП-К1). Описание, правила хранения и применения (к свидетельству № 43004.5П333). – ФГУП «ВНИИФТРИ», 2005.
10. Комплекс моделирующих опорных полей нейтронов на реакторе БР-К1 (МОП-К2). Описание, правила хранения и применения (к свидетельству № 43004.6Н369). – ФГУП «ВНИИФТРИ», 2006.

## ПОЗИТРОННАЯ ДИАГНОСТИКА СПЛАВОВ Pb-Bi И Pb-Sn

В. Н. Беляев, В. И. Графутин\*, Ю. В. Фунтиков\*, Н. О. Хмелевский\*, Ю. В. Штоцкий,  
Мьо Зо Хтут, Ян Лин Аунг

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)  
\*ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики

Представлены результаты экспериментальных исследований позитронной аннигиляции в поликристаллических и жидких образцах двойных систем свинец-висмут и свинец-олово. Проведено сравнение полученных результатов с расчетными величинами, полученными в рамках теории свободного электронного газа.

POSITRON DIAGNOSTICS OF Pb-Bi AND Pb-Sn ALLOYS / V. N. BELYAEV, V. I. GRAFUTIN, Y. V. FUNTIKOV, N. O. KHEMELEVSKY, Y. V. SHTOTSKIY, M. Z. KHTUT, Y. L. AUNG // Experimental studies of positron annihilation in polycrystalline and liquid samples of Pb-Bi and Pb-Sn binary systems have been performed. The obtained results are compared with theoretical estimations based on the free electron gas model.

## Введение

Методы позитронной диагностики интенсивно используются при исследовании электронной структуры металлов и сплавов [1]. Это связано с тем, что метод аннигиляции позитронов позволяет определять такие важные характеристики металлов, как распределение электронов по импульсам, энергию уровня Ферми  $\epsilon_f$ , число свободных электронов  $Z_c$ , приходящихся на один атом металла, и их концентрацию  $n_p$  в зоне проводимости. Эти характеристики, как известно, во многом определяют механические, электрические и магнитные свойства металлов. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований методом угловых корреляций аннигиляционного излучения (УКАИ) образцов сплавов свинец-висмут в поликристаллическом и жидком состоянии и рассмотрены особенности механизма аннигиляции в них.

### 1. Основные физические свойства Pb-Bi и Pb-Sn сплавов

Чистые металлы в большинстве случаев не обеспечивают необходимого комплекса механических, технологических и функциональных свойств и поэтому применяются редко. В большинстве случаев в технике используют сплавы.

Сплавы, находящиеся в твердом состоянии, делят по составу на три группы: твердый раствор, химическое соединение, механическая смесь компонентов. По характеру размещения атомов в кристаллической решетке

различают твердые растворы замещения и твердые растворы внедрения.

В твердых растворах замещения, состоящих из компонентов  $A$  и  $B$ , атомы растворимого компонента  $B$  замещают отдельные атомы основного компонента  $A$  растворителя в кристаллической решетке. В этом случае при несовпадении размеров атомов размер элементарной ячейки может изменяться.

В твердом растворе внедрения атомы растворимого компонента внедряются в междоузлия кристаллической решетки основного компонента. Такие твердые растворы обычно образуются, когда атомы растворимого компонента имеют сравнительно небольшие размеры по сравнению с атомами растворителя. Чаще всего это имеет место, когда в металле растворяются неметаллические элементы.

Механические смеси образуются, когда компоненты не способны к взаимному растворению в твердом состоянии и не вступают в химическую реакцию с образованием соединения. Такие сплавы образуются из значительно различающихся по свойствам и составам элементов. Механическая смесь представляет собой смесь микрогранул, в которых сохраняются кристаллические решетки компонентов.

Сплавы Pb-Sn и Pb-Bi интересны как простейшие модели бинарных сплавов, их легко изготовить в лабораторных условиях, и на их примере удобно изучать свойства бинарных сплавов, проверять существующие модели и сделать возможным переход к изучению более сложных веществ. Кроме того, эти сплавы находят широкое применение в промышленности:

– сплав Pb-Sn применяется как низкотемпературный припой;

– сплав Pb-Bi интересен как перспективный теплоноситель для реакторов на быстрых нейтронах (проект реактора БРЕСТ).

Образцы сплавов для экспериментов изготавливались смешиванием соответствующих компонент с последующим плавлением в вакууме. Плотность сплавов измерялась экспериментально, взвешиванием образцов в воде и на воздухе. Основные физико-химические свойства чистых металлов приведены в табл. 1.

Экспериментально измеренные значения плотности сплавов сравнивались с расчетными значениями, выполненными в предположении, что рассматриваемые сплавы являются твердыми растворами замещения, твердыми растворами внедрения и механической смесью. Экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными результатами, выполненными в предположении, что исследуемые сплавы в поликристаллическом состоянии представляют собой механическую смесь (действительно, взаиморастворимость компонентов сплава при данной температуре менее 3 %).

Для случая механической смеси можно рассчитать "усредненную" плотность  $\rho_{\text{сплава}}$  и молярную массу  $M_{\text{сплава}}$  по формулам:

$$\rho_{\text{сплава}} = \frac{1}{\frac{1}{\rho_{\text{Sn}}} - C_{\text{Pb}} \left( \frac{1}{\rho_{\text{Sn}}} - \frac{1}{\rho_{\text{Pb}}} \right)}, \quad (1)$$

$$M_{\text{сплава}} = \frac{1}{\frac{1}{M_{\text{Bi}}} - C_{\text{Pb}} \left( \frac{1}{M_{\text{Bi}}} - \frac{1}{M_{\text{Pb}}} \right)}, \quad (2)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – плотности металлов, составляющих бинарный сплав;  $C_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2}$  – весовая концентрация компонента;  $m_1$  и  $m_2$  – массы металлов, составляющих бинарный сплав;  $M_1$  и  $M_2$  – молярные массы металлов, составляющих бинарный сплав (индекс 1 соответствует индексам Sn или Bi, индекс 2 – Pb).

На рис. 1 приведены результаты расчетов (сплошная линия) по формулам (1, 2) и экспериментально измеренные значения (точки) плотности Pb-Bi и Pb-Sn сплавов в зависимости от их состава. Из хорошего совпадения полученных данных следует, что данные сплавы действительно представляют собой механическую смесь.

Исходя из аналогичных предположений были рассчитаны плотности Pb-Bi сплава в жидком состоянии, также приведенные на рис. 1.

Исходя из аналогичных предположений были рассчитаны плотности Pb-Bi сплава в жидком состоянии, также приведенные на рис. 1.

Таблица 1.

Основные физико-химические свойства висмута, свинца и олова

Металл	Атомный номер, Z	Молярная масса, $M_A$	Электронная конфигурация внешней оболочки	$\rho_{\text{тв}} / \rho_{\text{жидкий}}, \text{ г/см}^3$	$t_{\text{пл}}, \text{ }^\circ\text{C}$	Размер иона, нм
Bi	83	208,9	$6s^2 p^3$	9,75 / 10,07	271,5	0,103
Pb	82	207,2	$6s^2 p^2$	11,34 / 10,68	327,6	0,119
Sn	50	118,7	$5s^2 p^2$	7,31	232,1	0,069

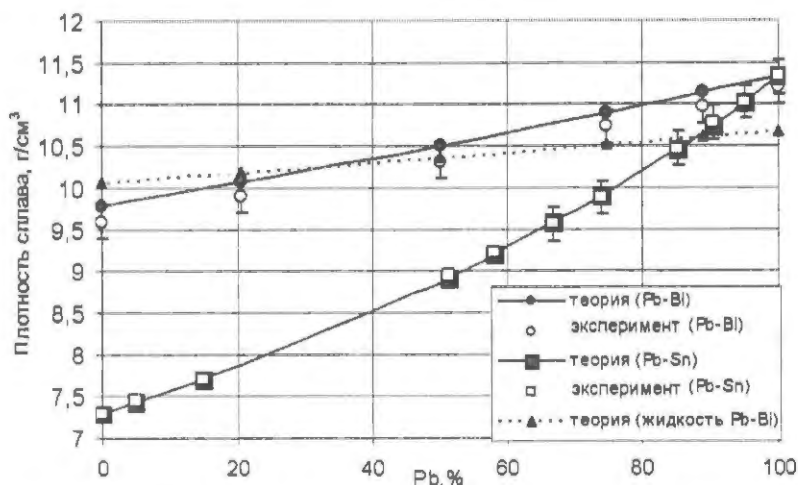


Рис. 1. Изменение плотности сплавов Pb-Bi и Pb-Sn в зависимости от состава

## 2. Модель свободного электронного газа в металлах и сплавах

В рамках теории свободного электронного газа [2] предполагается, что каждый атом металла отдает все валентные электроны в общую зону проводимости, тогда концентрация электронов проводимости  $n_p$  будет равна

$$n_p = nZ_{\text{валент}}^{\text{эф}} = \rho \frac{N_{\text{Авогадро}}}{M} Z_n, \quad (3)$$

где  $n$  – концентрация атомов в единице объема металла;  $M$  – молярная масса металла;  $\rho$  – плотность металла;  $Z_n$  – эффективная валентность металла.

Концентрация электронов в зоне проводимости определяет такие параметры сплава, как энергию ( $\epsilon_F$ ) и импульс ( $p_F$ ) Ферми:

$$p_F = \eta \left( 3\pi^2 n_p \right)^{2/3}; \quad (4)$$

$$\epsilon_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{8m} \left( \frac{3}{\pi} n_p \right)^{2/3}, \quad (5)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка;  $m$  – масса электрона.

В случае бинарных сплавов можно полагать, что оба металла будут отдавать все валентные электроны в общую зону проводимости. Концентрация электронов в зоне проводимости будет равна сумме концентраций электронов, отданных обоими металлами,

$$n_p = n_{p1} + n_{p2} = n_1 Z_1 + n_2 Z_2, \quad (6)$$

где  $n_1, n_2$  – концентрации атомов первого и второго типа, соответственно;  $Z_1, Z_2$  – валентности атомов первого и второго типа, соответственно.

Таким образом, учитывая выражение (3), концентрация свободных электронов  $n_p$  в зоне проводимости сплава будет равна

$$n_p = \rho_{\text{сплава}} N_A \left( \frac{c_1 Z_1}{M_1} + \frac{c_2 Z_2}{M_2} \right), \quad (7)$$

где  $M_1, M_2$  – молярные массы компонентов сплава;  $\rho_{\text{сплава}}$  – плотность сплава;  $c_1, c_2$  – весовые концентрации компонентов сплава.

Зная концентрацию свободных электронов  $n_p$ , плотность (1) и молярную массу сплава (2), можно определить энергию Ферми (5) и эффективную валентность

$$Z_{\text{валент}}^{\text{эф}} = \frac{M_{\text{сплава}} n_p}{N_A \rho_{\text{сплава}}}; \quad (8)$$

Из выражений (5, 7, 8) видно, что концентрация электронов в зоне проводимости, эффективная валентность и энергия Ферми зависят от плотности сплава, а также от весовых концентраций, молярных масс и валентностей компонентов сплава.

В табл. 2, 3 приведены результаты расчетов концентрации свободных электронов в зоне проводимости, эффективной валентности и энергии Ферми для Pb-Bi и Pb-Sn сплавов.

Таблица 2

Основные физические свойства Pb-Bi сплавов

Концентрация Pb (%), в Pb-Bi сплаве	Молярная масса $M_{\text{сплава}}$ , расчет (2)	Концентрация электронов ( $n_p \cdot 10^{22}, \text{см}^{-3}$ ), расчет (7)	$\rho, \text{г/см}^3$	Эффективная валентность ( $Z_{\text{валент}}^{\text{эф}}$ ), расчет (8)	Энергия Ферми (эВ), расчет (5)
100	207,2	13,21	11,34	4	9,39
88,75	207,4	13,29	11,14	4,13	9,44
74,6	207,7	13,43	10,89	4,27	9,51
50,11	208,1	13,66	10,50	4,48	9,61
20,7	208,6	13,93	10,07	4,76	9,73
0	208,9	14,09	9,75	5	9,82

Таблица 3

Основные физические свойства Pb-Sn сплавов

Концентрация Pb (%), в Pb-Sn сплаве	Молярная масса $M_{\text{сплава}}$ , расчет (2)	Концентрация электронов ( $n_p \cdot 10^{22}, \text{см}^{-3}$ ), расчет (7)	$\rho, \text{г/см}^3$	Эффективная валентность ( $Z_{\text{валент}}^{\text{эф}}$ ), расчет (8)	Энергия Ферми (эВ), расчет (5)
100	207,2	13,21	11,34	4	9,39
95	199,8	13,30	11,03	4	9,44
90,3	193,3	13,42	10,74	4	9,50
85,1	186,5	13,53	10,47	4	9,55
74	173,6	13,71	9,89	4	9,64
66,7	166,0	13,88	9,58	4	9,71
58	157,8	14,04	9,19	4	9,79
51,4	152,1	14,15	8,91	4	9,84
15	126,8	14,63	7,70	4	10,06
5	121,5	14,74	7,42	4	10,11
0	118,7	14,79	7,31	4	10,13

### 3. Аннигиляция позитронов в металлах

Метод угловой корреляции аннигиляционного излучения (УКАИ) основан на регистрации совпадений от двух гамма-квантов с энергией  $\sim 511$  кэВ, возникающих в результате аннигиляции электрон-позитронных пар и разлетающихся в противоположные стороны в системе центра масс пары. При аннигиляции электрон-позитронной пары выполняются законы сохранения импульса и энергии. Если центр масс пары неподвижен ( $v = 0$ ), то оба  $\gamma$ -кванта разлетаются в противоположных направлениях (угол  $\theta = 0$ ) с одинаковой энергией  $k_1c = k_2c = m_0c^2 = 0,511$  МэВ. Если  $v \neq 0$ , то углы между направлениями разлета  $\gamma$ -квантов будут отличаться от  $180^\circ$ , а их энергия уже не будет равна  $0,511$  МэВ. Если импульс пары  $p \ll m_0c$ , то угол  $\theta$  определяется соотношением  $\sin \theta \approx p_\perp / m_0c$ . Таким образом, измерение угла  $\theta$  (отклонение угла разлета  $\gamma$ -квантов от  $180^\circ$ ) позволяет определить импульс  $e^+e^-$  пары. Позитроны к моменту аннигиляции термализуются, поэтому угол разлета гамма-квантов определяется импульсом электрона.

На рис. 2 приведена блок-схема спектрометра угловых корреляций. Спектры угловых корреляций представляют собой зависимости числа двойных совпадений от аннигиляционных гамма-квантов при различных углах между детекторами. Регистрация совпадений от аннигиляционных гамма-квантов осуществляется с помощью детекторов Д1 и Д2. Выходные сигналы с детекторов поступают на формирователи-дискриминаторы Ф1 и Ф2, а затем на схемы совпадений СС1 и СС2, осуществляющие измерение истинных ( $N_{\text{совп}}$ ) и случайных ( $N_{\text{фон}}$ ) совпадений при заданном угле  $\Theta_i$  за выбранное время экспозиции. После этого подвижный детектор (Д2) переводится в следующую точку измерений (угол  $\Theta_{i+1}$ ) и вновь производится измерение совпадений.

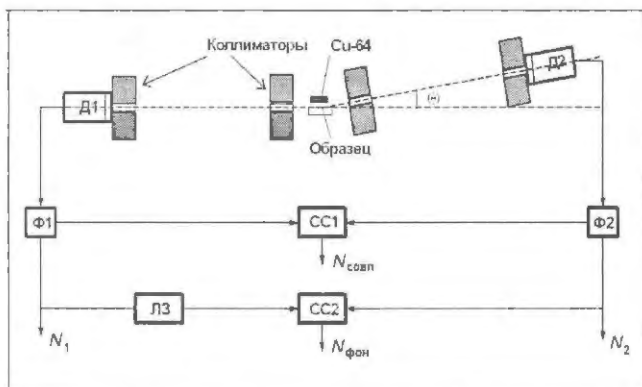


Рис. 2. Блок-схема спектрометра угловых корреляций

Измерения угловых распределений аннигиляционных фотонов в сплавах Pb-Bi и Pb-Sn проводились на установке с длиннощелевой геометрией с разрешением  $0,4$  мрад. Источником позитронов служил радиоактивный изотоп  $^{64}\text{Cu}$ . Число совпадений в максимуме кривой составляло  $(0,4-1) \cdot 10^4$ .

Согласно модели свободного электронного газа электроны проводимости в металле имеют импульсное распределение [6]:

$$n_e(p) = \left[ \exp \left( \frac{(p^2/2m) - \epsilon_F}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1}, \quad (9)$$

где  $\epsilon_F$  — энергия Ферми;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Для низких температур это распределение близко к прямоугольному, поэтому в кривых УРАФ металлов наблюдается параболическая  $f_p(\theta)$  компонента [28]

$$f_p(\theta) = \begin{cases} (3I_p/4\theta_p^3)(\theta_p^2 - \theta^2), & |\theta| \leq \theta_p; \\ 0, & |\theta| > \theta_p. \end{cases} \quad (10)$$

Аннигиляция позитронов в металлах и сплавах происходит как на электронах зоны проводимости, так и на электронах ионного остова. Оставшаяся после вычитания параболы зависимость, как правило, описывается одной  $f_g(\theta)$  или суммой нескольких гауссовых кривых вида

$$f_g(\theta) = (I_g/\sqrt{2\pi}\theta_g) \exp(-\theta^2/2\theta_g^2), \quad (11)$$

где  $I_g$  — интенсивность гауссовой компоненты;  $\theta_g$  — дисперсия гауссовой кривой;  $\theta_p$  — угол пересечения параболы оси абсцисс  $\theta$  ("угол отсечки").

На рис. 3 приведен характерный вид измеренных спектров УКАИ с разложением на параболическую и гауссовы компоненты. После коррекции спектров угловой корреляции [3] их разложение на параболические и гауссовы составляющие с учетом функции разрешения установки проводилось на ЭВМ с использованием программы ACARFIT [4].

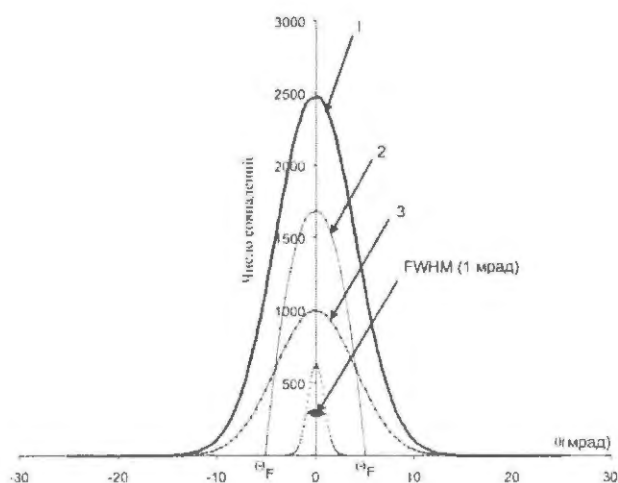


Рис. 3. Характерное угловое распределение аннигиляционных фотонов в Pb-Bi сплавах: 1 — кривая УКАИ, построенная по экспериментальным точкам; 2 — параболическая компонента спектра; 3 — гауссова компонента спектра

Определяя из эксперимента параметр  $\theta_p$  (угол отсечки параболы оси абсцисс  $\theta$ ), можно оценить импульс Ферми  $p_F$  и энергию Ферми  $\epsilon_F$  исследуемого металла:

$$p_F = \theta_p mc; \quad (12)$$

$$\epsilon_F = \theta_p^2 (mc^2/2). \quad (13)$$

Используя формулы модели свободного электронного газа (7, 8), из экспериментально полученных значений импульса (энергии) Ферми в исследованных бинарных сплавах можно определить эффективную валентность  $Z_{\text{валент}}^{\text{эф}}$ , концентрацию  $n_p$  электронов в зоне проводимости, а также энергию остовных электронов  $\epsilon_g$  (дисперсию  $\sigma_g^2$ ):

$$\epsilon_F = \theta_p^2 mc^2/2; \quad (14)$$

$$Z_{\text{валент}}^{\text{эф}}(\theta) = (8\pi/3) (mc^2/h)^3 (M_{\text{сплава}}/\rho_{\text{сплава}} N_{\text{Авогадро}}) \theta_p^3; \quad (15)$$

$$n_p(\theta) = n_p(\theta) = Z_{\text{валент}}^{\text{эф}} n = (8\pi/3) (mc^2/h)^3 \theta_p^3; \quad (16)$$

$$\epsilon_g = (3/2) (mc^2/2) \sigma_g^2. \quad (17)$$

Полученные результаты показали, что в поликристаллических сплавах свинец-висмут образуется единая зона проводимости, а спектр УКАИ описывается суммой параболической и одной гауссовой компонент. Угол отсечки  $\theta_p$  (угол Ферми) параболической компоненты линейно изменяется от 6,03 мрад до 6,15 мрад при концентрации Pb  $0\% < C_{\text{Pb}} < 100\%$ , а вероятность аннигиляции позитронов с электронами зоны проводимости практически не зависит от концентрации компонент сплава и равна  $\sim 63\%$ . В сплавах свинец-олово угол отсечки  $\theta_p$  параболической компоненты изменялся от  $\sim 5,8$  мрад до  $\sim 6,0$  мрад при увеличении концентрации олова от 0 до 100%.

Спектр УКАИ сплавов свинец-висмут в жидком состоянии описывался суммой 3 компонент, параболической и двух гауссианов, один из которых, по видимому, отвечает за аннигиляцию позитронов с валентными электронами "ближнего" порядка, а второй — с валентными электронами "дальнего" порядка. Угол отсечки  $\theta_p$  параболической компоненты линейно изменяется от 5,88 мрад до 6,02 мрад при концентрации Pb  $0\% < C_{\text{Pb}} < 100\%$ , а вероятность аннигиляции позитронов с электронами проводимости изменяется немонотонно в пределах  $40 \pm 10\%$ . При этом значение  $\text{FWHM} = 2,355\sigma$  (ширина на полувысоте) узкого гауссиана оставалась постоянной  $\sim 17,7$  мрад, а его интенсивность изменялась также в пределах (30–50)%; величина  $\text{FWHM}$  для широкого гауссиана изменялась линейно от  $\sim 34,4$  мрад до  $\sim 29,7$  мрад при постоянной интенсивности  $\sim 26\%$ .

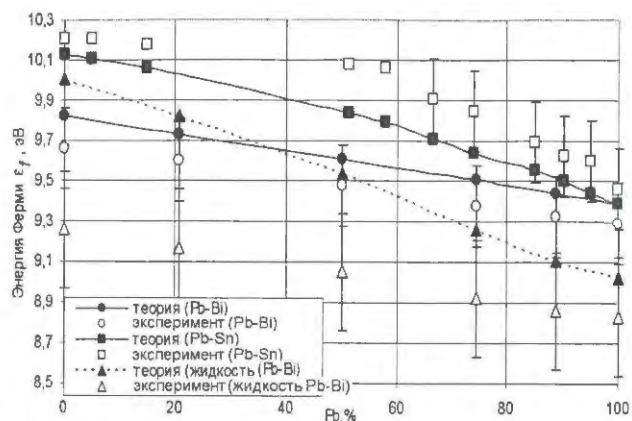


Рис. 4. Изменение энергии Ферми в Pb-Bi и Pb-Sn сплавах в поликристаллическом и жидком состоянии

На рис. 4–6 приведены рассчитанные по теории свободного электронного газа значения параметров для Pb-Bi и Pb-Sn сплавов в поликристаллическом и жидком состоянии, а также значения, полученные на основе экспериментальных данных.

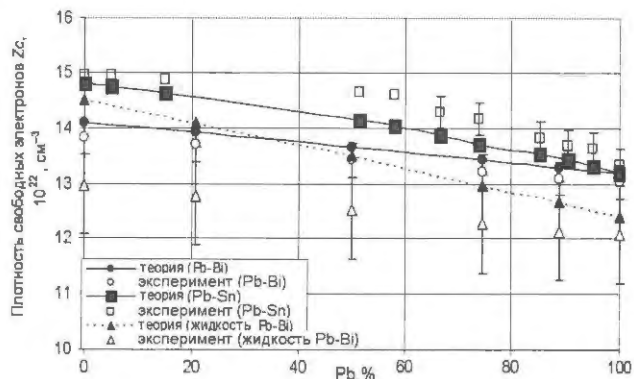


Рис. 5. Изменение плотности свободных электронов в Pb-Bi и Pb-Sn сплавах в поликристаллическом и жидком состоянии

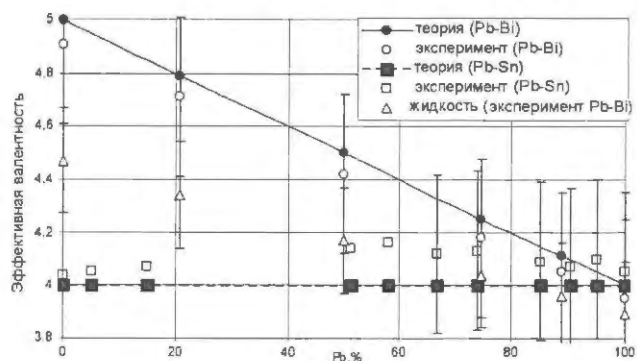


Рис. 6. Изменение эффективной валентности в Pb-Bi и Pb-Sn сплавах в поликристаллическом и жидком состоянии

Из рис. 4–6 видно, что полученные экспериментальные данные достаточно хорошо совпадают с результатами расчетов в рамках модели свободного электронного газа. Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о том, что для Pb-Bi и Pb-Sn сплавов в поликристаллическом состоянии применима модель

свободного электронного газа. Достаточно высокая интенсивность параболической компоненты по сравнению с гауссовой свидетельствует о том, что в поликристаллических образцах позитрон за счет кулоновского притяжения вызывает увеличение локальной концентрации электронов проводимости в области аннигиляции.

Результаты, полученные для Pb-Vi сплавов в жидком состоянии, имеют значение энергии Ферми примерно на 5 %, а эффективную валентность на 4–8 % меньше, чем предсказывает модель свободного электронного газа. Это означает, что оценки параметров, полученных в рамках модели свободного электронного газа, для данных бинарных систем в жидком состоянии отличаются от экспериментально измеренных на 5–10 %.

### Заключение

В результате проведенных исследований Pb-Vi и Pb-Sn сплавов методом аннигиляции позитронов показано следующее:

- данные бинарные сплавы в поликристаллическом состоянии представляют собой механические смеси;
- в пределах точности эксперимента показана применимость модели свободного электронного газа для Pb-Vi и Pb-Sn сплавов в поликристаллическом состоянии;

– полученные экспериментальные данные позволяют сделать вывод о частичной применимости модели свободного электронного газа для Pb-Vi сплавов в жидком состоянии.

Увеличение статистической точности экспериментальных измерений, усовершенствование методики проведения экспериментов и коррекции спектров угловой корреляции в дальнейших исследованиях позволит уточнить уровень наблюдаемых различий между теоретическими предсказаниями и экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 06-08-00819-а).

### Список литературы

1. Гольданский В. И. Физическая химия позитрона и позитрония. – М.: Наука, 1968.
2. Графутин В. И., Прокопьев Е. П. – УФН, 172, 1, 2002, с. 67–83.
3. Штоцкий Ю. В., Ян Лин Аунг и др. Восстановление симметричности спектров угловой корреляции аннигиляционного излучения в поликристаллических Pb-Vi сплавах. – Конференция МИФИ, 2007, т. 5, с. 50–52.
4. Программа «ACARFIT».

## АНАЛИЗ РАЗЛИЧНЫХ ОЦЕНОК ХАРАКТЕРИСТИК ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ИЗОТОПАМИ УРАНА ОТ $^{232}\text{U}$ ДО $^{238}\text{U}$

В. П. Горелов, В. И. Ильин

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Проведен анализ различных оценок характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами  $^{232-238}\text{U}$ . Для каждого из рассмотренных ядер нижняя граница значений энергии нейтрона  $E$  располагалась выше области, в которой проявляются разрешенные резонансы оцененных сечений. Целью анализа было выяснение соответствия оценок накопленным результатам дифференциальных и интегральных измерений на быстрых нейтронах и рекомендуемым сечениям.

**THE VARIOUS ESTIMATIONS ANALYSIS OF CHARACTERISTICS OF FAST NEUTRONS INTERACTING WITH URANIUM ISOTOPES FROM  $^{232}\text{U}$  UP TO  $^{238}\text{U}$  / V. P. GORELOV, V. I. ILYIN** // The various estimations analysis of characteristics of fast neutrons interacting with nucleus  $^{232-238}\text{U}$  is lead. For each of the observed nucleus the bottom boundary line of neutron  $E$  energy values placed above the area in which the solved resonances of the rated cross-sections become apparent. The purpose of the analysis was the clarification conformity of estimations to the cumulated results of the differential and integrated measurements on fast neutrons and to the recommended cross-sections.

### Введение

В работе приводятся результаты анализа оценок характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами  $^{232-238}\text{U}$ . Характеристиками мы называем сечения различных реакций и числа вторичных нейтронов на акт деления. Для каждого из рассмотренных ядер нижняя граница значений энергии нейтрона  $E$  располагалась выше области, в которой проявляются разрешенные резонансы оцененных сечений. Целью анализа было выяснение соответствия рассмотренных оценок накопленным результатам дифференциальных и интегральных измерений и рекомендуемым сечениям. Для неподвижных и свободных ядер-мишеней рассматривались оценки из современных версий библиотек ENDL (США), JENDF (Япония), ENDF/B (США) (для ENDF/B-7 использовалась  $\beta.3$  версия), JEF (Европейский союз), BROND (Россия), ITMO (Беларусь) и CENDL (КНР).

Анализ сводился к сравнению оценок с результатами дифференциальных и интегральных измерений, а также с рекомендуемыми сечениями. Результаты измерений соответствовали результатам, опубликованным в сборнике [1], а также в работах [2–7]. Рекомендуемые сечения опубликованы в работе [8]. Оперативному выполнению анализа способствовало использование программы менеджер NDX [9], разработанной в математическом отделении РФЯЦ-ВНИИЭФ.

Дифференциальными мы будем называть измерения на моноэнергетических нейтронах; интегральными – измерения сечений, равновзвешенных на конкретном энергетическом интервале, либо измерения сечений, усредненных по спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .

При анализе мы придерживались следующих правил сравнения оценок с результатами измерений. Если количество результатов дифференциальных измерений очень велико и они изменяются немонотонно при изменении  $E$ , то в таблице сравнивались сечения, равновзвешенные по нескольким интервалам из области значений  $E$ , в которой были проведены измерения, и соответствующие либо обсуждаемым оценкам, либо результатам измерений. Равновзвешенное на конкретном  $j$ -интервале сечение вычислялось по формуле

$$\sigma_j = \frac{\int_{E_j}^{E_{j-1}} \sigma(E) dE}{(E_{j-1} - E_j)},$$

где  $\sigma(E)$  – либо рассматриваемая оценка энергетической зависимости сечения, либо значения  $C_{s_{\max}}$  и  $C_{s_{\min}}$ , соответствующие результатам дифференциальных измерений для различных  $E$  из рассматриваемого интервала,  $E_j$  и  $E_{j-1}$  – нижняя и верхняя границы интервала. Определения  $C_{s_{\max}}$  и  $C_{s_{\min}}$  будут даны ниже.

При заметном количестве результатов дифференциальных измерений и их плавной зависимости от  $E$  сравнение с оценками проводилось графически. При недостаточном количестве результатов дифференци-

альных измерений и при отсутствии в соответствующих публикациях сведений о достигнутых при измерениях энергетических разрешениях  $\Delta E$  эти результаты сравнивались с оценками для указанных в публикациях значений  $E$  или графически, или в таблице. В том же случае, но при наличии в публикациях значений, достигнутых при измерениях энергетических разрешений  $\Delta E$ , с результатами дифференциальных измерений в таблице сравнивались соответствующие обсуждавшимся оценкам средние сечения. Среднее сечение вычислялось по формуле

$$\bar{\sigma}(E) = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma(\epsilon) G(\epsilon, E, \Delta E) d\epsilon}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} G(\epsilon, E, \Delta E) d\epsilon},$$

где  $\sigma(\epsilon)$  – рассматриваемая оценка энергетической зависимости сечения,  $G(\epsilon, E, \Delta E)$  – нормальное распределение величины  $\epsilon$  с математическим ожиданием, равным энергии нейтрона  $E$ , при которой проведено измерение, и стандартным отклонением  $s$ , связанным с  $\Delta E$  простым выражением

$$s = \frac{\Delta E}{2\sqrt{\ln(4)}}.$$

При получении этого выражения принято, что  $\Delta E$  есть ширина нормального распределения на половине его высоты. Нижний предел интегрирования  $E_{\min}$  равен минимальной энергии налетающего нейтрона в рассматриваемой оценке, а верхний предел  $E_{\max}$  – максимальной энергии нейтрона в этой же оценке.

С результатами интегральных измерений равнозвешенных сечений в таблицах сравнивались равнозвешенные сечения, полученные по обсуждаемым оценкам на соответствующих рассматриваемым измерениям интервалах с помощью приведенной выше формулы.

Если в конкретной области значений  $E$  проведены и дифференциальные измерения сечений, и интегральные измерения равнозвешенных сечений, то сопоставление в этой области уровней соответствия обсуждаемых оценок результатам каждого из типов измерений позволяет провести более тщательное выяснение качества оценок.

С результатами интегральных измерений сечений, усредненных по энергетическому спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , и с рекомендуемыми так усредненными сечениями сравнивались усредненные по этому спектру оценки сечений. При усреднении оценки сечения мы применяли аппроксимацию энергетического спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , предложенную в работе [10] как стандарт.

Если количество результатов интегральных измерений сечений, усредненных по энергетическому спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , превышало 2, то оценки таких сечений сравнивались и со среднезвешенными по результатам измерений сечениями, вычислявшимся по формуле

$$\langle Cs \rangle \pm \delta \langle Cs \rangle = \frac{\sum_{n=1}^N (Cs_n \pm \delta Cs_n)(\delta Cs_n)^{-2}}{\sum_{n=1}^N (\delta Cs_n)^{-2}},$$

где  $N$  – количество измерений,  $Cs_n$  и  $\delta Cs_n$  – результаты измерений и их ошибки.

Результат измерений представлялся в виде двух значений

$$Cs_{\max} = Cs_{\text{exp}} + \delta Cs_{\text{exp}},$$

$$Cs_{\min} = Cs_{\text{exp}} - \delta Cs_{\text{exp}},$$

где  $Cs_{\text{exp}}$  – опубликованная измеренная величина,  $\delta Cs_{\text{exp}}$  – погрешность измерений. Аналогичное определение использовалось и для рекомендуемых сечений.

Для средневзвешенных сечений

$$Cs_{\max} = \langle Cs \rangle + \delta \langle Cs \rangle,$$

$$Cs_{\min} = \langle Cs \rangle - \delta \langle Cs \rangle$$

Значения  $Cs_{\max}$  и  $Cs_{\min}$  ограничивают область значений характеристики, согласующихся с результатом измерений (или с рекомендуемым сечением). Если ни для одной из обсуждаемых оценок согласия нет, но конкретная оценка расположена наиболее близко по сравнению с другими оценками к одной из величин,  $Cs_{\max}$  или  $Cs_{\min}$ , мы считали, что она расположена наиболее близко к результату измерений (или к рекомендуемому сечению). Таким образом, при сравнениях под соответствием оценки результату измерений (или рекомендуемому сечению) мы понимали либо согласие оценки с ним, либо расположение на ближайшей к нему позиции по сравнению с другими оценками.

## 1. Результаты анализа

В этом разделе для каждого из рассмотренных ядер будет дан список анализировавшихся оценок, указана нижняя граница рассмотренных значений энергии нейтрона  $E$ , приведен перечень учтенных при анализе результатов измерений и названы оценки, лучшие по уровню соответствия результатам тех или иных измерений и рекомендуемому сечению. Кроме того, будут указаны случаи, когда результаты измерений были опубликованы в единственной работе, т. е. случаи дефицита экспериментальных данных.

### 1.1. Сечение деления ядра $^{232}\text{U}$ быстрыми нейтронами

Выполнен анализ оценок JENDL-3.3, ENDF/B-7 и JEF-3 сечения деления ядра  $^{232}\text{U}$  быстрыми нейтронами. Мы считали, что энергия быстрых нейтронов  $E > 0,001$  МэВ. Анализ проводился путем сравнения оценок с результатами дифференциальных измерений. В нашем распоряжении были результаты дифференциальных измерений

сечения деления на интервале от 0,06 до 7,4 МэВ и при значении  $E = 14,7$  МэВ. Результаты измерений других характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  $^{232}\text{U}$  нам неизвестны.

На интервале от 0,06 до 7,4 МэВ значений энергии нейтрона  $E$  оценка ENDF/B-7 соответствует результатам дифференциальных измерений лучше двух других оценок. Оценки JENDL-3.3 и ENDF/B-7 занижены по сравнению с опубликованным в единственной работе результатом измерения при значении  $E = 14,7$  МэВ, но еще более занижена оценка JEF-3. Лучшей оценкой сечения деления можно назвать оценку ENDF/B-7.

## 1.2. Характеристики взаимодействия быстрых нейтронов с ядром $^{233}\text{U}$

Выполнен анализ оценок ENDL-84, JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3, ITMO-1 и BROND-2 характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  $^{233}\text{U}$ . Мы полагали, что энергия быстрых нейтронов  $E > 0,001$  МэВ. Анализ проводился путем сравнения оценок с результатами измерений. Мы располагали следующими результатами:

– дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,001 до 19,6 МэВ;

– интегральных измерений сечения деления, равновзвешенного на нескольких интервалах из области от 0,001 до 0,2 МэВ;

– интегральных измерений сечения деления, усредненного по спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ ;

– дифференциальных измерений сечения возбуждения уровня с энергией 0,0404 МэВ при значениях  $E = 0,7$  МэВ и  $E = 1,5$  МэВ;

– дифференциальных измерений сечения возбуждения уровня с энергией 0,092 МэВ при значении  $E = 1,5$  МэВ;

– дифференциальных измерений сечения упругого рассеяния при значениях  $E = 0,7$  МэВ и  $E = 1,5$  МэВ;

– дифференциальных измерений сечения радиационного захвата на интервале от 0,001 до 0,002048 МэВ и в области от 0,03 до 1 МэВ;

– дифференциальных измерений полного сечения взаимодействия в области от 0,001 до 20 МэВ;

– дифференциальных измерений числа вторичных мгновенных нейтронов на акт деления в области от 0,07 до 4,89 МэВ и при значениях  $E = 14$  МэВ,  $E = 14,1$  МэВ,  $E = 14,8$  МэВ и  $E = 15$  МэВ;

– дифференциальных измерений числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления в области от 0,05 до 6,9 МэВ и при значении  $E = 14,9$  МэВ;

– дифференциальных измерений полного числа вторичных нейтронов на акт деления в области от 0,07 до 1,56 МэВ.

В области от 0,001 до 0,2 МэВ результатам дифференциальных измерений сечения деления лучше соответствуют оценки JENDL-3.3, JEF-3 и BROND-2, а в области от 0,2 до 0,5 МэВ оценки ENDL-84, JENDL-3.3 и BROND-2 соответствуют этим результатам лучше

оценок ENDF/B-7, JEF-3 и особенно ITMO-1. В области от 0,5 до 8,05 МэВ значений  $E$  из-за разброса результатов дифференциальных измерений сечения деления различных авторов все обсуждавшиеся оценки соответствуют этим результатам, в области от 8,05 до 11,8 МэВ результатам дифференциальных измерений лучше соответствует оценка ENDF/B-7, а в области от 11,8 до 19,6 МэВ – оценка JEF-3. Результатам интегральных измерений сечения деления, равновзвешенного на нескольких интервалах из области от 0,001 до 0,2 МэВ, чаще соответствует оценка BROND-2. Сопоставляя этот вывод с выводом, сделанным при обсуждении соответствия оценок результатам дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,001 до 0,2 МэВ, приходим к заключению, что в этой области результатам и дифференциальных, и интегральных измерений этого сечения лучше соответствует оценка BROND-2. Результатам интегральных измерений сечения деления, усредненного по спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , лучше других соответствуют оценки JENDL-3.3 и JEF-3.

Оценка ENDF/B-7 соответствует результатам дифференциальных измерений сечения возбуждения уровня с энергией 0,0404 МэВ при значениях  $E = 0,7$  МэВ и  $E = 1,5$  МэВ лучше других оценок. Эти результаты опубликованы в единственной работе. В ENDL-84 процесс неупругого рассеяния нейтронов представлен как процесс возбуждения только континуума уровней.

Опубликованному в единственной работе результату дифференциальных измерений сечения возбуждения уровня с энергией 0,092 МэВ при значении  $E = 1,5$  МэВ лучше соответствуют оценки JENDL-3.3, ENDF/B-7 и JEF-3.

С результатами дифференциальных измерений сечения упругого рассеяния согласуется при значении  $E = 0,7$  МэВ только оценка ENDL-84, а при значении  $E = 1,5$  МэВ – только оценки JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3 и BROND-2. Результаты измерений опубликованы в единственной работе.

Опубликованным в единственной работе результатам дифференциальных измерений сечения радиационного захвата на интервале от 0,001 до 0,002048 МэВ лучше соответствует оценка BROND-2, а результатам таких же измерений этого сечения в области от 0,03 до 1 МэВ, также опубликованным в единственной работе, лучше соответствует оценка ENDF/B-7.

На интервале от 0,001 до 0,04 МэВ оценки ENDL-84, JENDL-3.3, ENDF/B-7, ITMO-1 и BROND-2 соответствуют результатам дифференциальных измерений полного сечения взаимодействия лучше оценки JEF-3. Со всей совокупностью результатов таких измерений того же сечения в области от 0,04 до 20 МэВ оценки JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3 и BROND-2 согласуются лучше оценок ITMO-1 и особенно ENDL-84, но на интервале от 0,04 до 0,5 МэВ худшей по уровню соответствия результатам измерений является только оценка ENDL-84.

В области от 0,07 до 4,89 МэВ оценки JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3, ITMO-1 и BROND-2 соответствуют результатам дифференциальных измерений числа вто-

ричных мгновенных нейтронов на акт деления лучше, чем оценка ENDL-84. С результатами измерений той же характеристики при значениях  $E = 14$  МэВ и  $E = 15$  МэВ согласуются оценки ENDL-84, ENDF/B-7, JEF-3, ITMO-1 и BROND-2, к результату измерений при значении  $E = 14,1$  МэВ наиболее близки оценки ENDF/B-7, JEF-3, ITMO-1 и BROND-2, а с результатом измерений при значении  $E = 14,8$  МэВ согласуются все обсуждавшиеся оценки. Результаты измерений при значениях  $E = 14$  МэВ,  $E = 14,1$  МэВ,  $E = 14,8$  МэВ и  $E = 15$  МэВ опубликованы каждое в единственной работе.

Все обсуждавшиеся оценки (и оценка ENDF/B-7 после исправлений) согласуются со всеми результатами дифференциальных измерений числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления в области от 0,05 до 6,9 МэВ и при значении  $E = 14,9$  МэВ. В оценке ENDF/B-7 этой характеристики при значениях  $E \geq 14$  МэВ допущена ошибка – характеристика завышена на порядок. Перед сравнениями с результатами измерений мы устранили эту ошибку. Заметим, что при значениях  $E \geq 14$  МэВ по этой причине исправления должны быть внесены и в оценку ENDF/B-7 полного числа вторичных нейтронов на акт деления.

Практически со всеми результатами дифференциальных измерений полного числа вторичных нейтронов на акт деления согласуются только оценки JEF-3, ITMO-1 и BROND-2.

Проведенный анализ не выявил оценку, которая явно превосходила бы остальные из обсуждавшихся оценок по уровню соответствия всей совокупности результатов измерений, которыми мы располагали. Среди лучших по этому критерию чаще оказывается оценка ENDF/B-7. Она уступает оценкам JENDL-3.3 и JEF-3 по уровню соответствия результатам измерений сечения деления и оценкам JEF-3, ITMO-1 и BROND-2 по уровню соответствия результатам измерений полного числа вторичных нейтронов на акт деления. Кроме того, следует помнить об ошибке при значениях  $E \geq 14$  МэВ в оценке ENDF/B-7 числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления и, как следствие, полного числа вторичных нейтронов на акт деления.

### 1.3. Характеристики реакции деления ядра $^{234}\text{U}$ быстрыми нейтронами

Проведен анализ оценок ENDL-84, JENDL-3.3, ENDF/B-7 и JEF-3 характеристик реакции деления ядра  $^{234}\text{U}$  быстрыми нейтронами. Мы считали, что энергия быстрых нейтронов  $E > 0,1$  МэВ. Анализ осуществлялся путем сравнения оценок с результатами дифференциальных и интегрального измерений. В нашем распоряжении были результаты дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,1001 до 18 МэВ, результат интегральных измерений сечения деления, усредненного по спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , и результаты дифференциальных измерений числа вторичных мгновенных нейтронов на акт деления в области от 0,99 до 4,02 МэВ. Результаты измерений дру-

гих характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  $^{234}\text{U}$  нам неизвестны.

Результатам дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,1001 до 0,14024 МэВ лучше соответствует оценка ENDF/B-7. В области от 0,14 до 14,74 МэВ оценки ENDF/B-7 и JEF-3 лучше оценок ENDL-82 и JENDL-3.3 соответствуют результатам дифференциальных измерений сечения деления. В области от 14,74 до 18 МэВ все обсуждавшиеся оценки завышены по сравнению с результатами дифференциальных измерений того же сечения. С опубликованным в единственной работе результатом интегральных измерений сечения деления, усредненного по спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , согласуются только оценки JENDL-3.3 и ENDF/B-7.

Оценки JENDL-3.3 и ENDF/B-7 соответствуют результатам дифференциальных измерений числа вторичных мгновенных нейтронов на акт деления лучше оценки ENDL-84. Результаты измерений опубликованы в единственной работе. В JEF-3 оценено только полное число вторичных нейтронов на акт деления.

По всей совокупности результатов дифференциальных и интегрального измерений, которыми мы располагали, им лучше соответствует оценка ENDF/B-7.

### 1.4. Характеристики взаимодействия быстрых нейтронов с ядром $^{235}\text{U}$

Выполнен анализ оценок ENDL-84, JENDL-3.3, JEF-3, ENDF/B-7, BROND-2 и CENDL-2 характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  $^{235}\text{U}$ . Мы считали, что значения энергии быстрых нейтронов  $E > 0,003$  МэВ.

Анализ проводился путем сравнения оценок с результатами измерений. Мы располагали следующими результатами:

– дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,003 до 20 МэВ;

– интегральных измерений сечения деления, равновзвешенного на нескольких интервалах из области от 0,003 до 1 МэВ;

– интегральных измерений сечения деления, усредненного в спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , и так усредненным рекомендуемым сечением деления;

– дифференциальных измерений полного сечения неупругого рассеяния в области от 0,95 до 7,5 МэВ;

– дифференциальных измерений каждого из сечений возбуждения объединений изолированных уровней с энергиями из интервала от 0,5 до 0,7 МэВ, с энергиями из интервала от 0,7 до 0,9 МэВ и с энергиями из интервала от 0,9 до 1,1 МэВ при значениях энергии налетающего нейтрона  $E = 1,5$  МэВ,  $E = 1,9$  МэВ и  $E = 2,3$  МэВ;

– дифференциальных измерений сечения упругого рассеяния в области от 0,3 до 2,3 МэВ и при значении  $E = 3,3$  МэВ;

– дифференциальных измерений сечения реакции ( $n, 2n$ ) в области от 5,73 до 14,1 МэВ;

– дифференциальных измерений сечения реакции ( $n, 3n$ ) в области от 12,4 до 20 МэВ;

– дифференциальных измерений сечения радиационного захвата в области от 0,003 до 1 МэВ;

– интегральных измерений сечения радиационного захвата, равновзвешенного на нескольких интервалах из области от 0,003 до 0,2 МэВ;

– дифференциальных измерений сечения неупругих взаимодействий в области от 0,25 до 4,5 МэВ, при значении  $E = 8,1$  МэВ и в области от 11,9 до 18,7 МэВ;

– дифференциальных измерений полного сечения взаимодействия в области от 0,003 до 19,86 МэВ;

– дифференциальных измерений числа вторичных мгновенных нейтронов на акт деления в области от 0,039 до 15 МэВ и при значениях  $E = 17$  МэВ и  $E = 19,6$  МэВ;

– дифференциальных измерений числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления в области от 0,05 до 1,75 МэВ, при значении  $E = 3,1$  МэВ, в области от 4 до 6,7 МэВ и при значении  $E = 14,9$  МэВ;

– дифференциальных измерений полного числа вторичных нейтронов на акт деления в области от 0,048 до 14,122 МэВ.

В области от 0,003 до 0,2 МэВ результатам дифференциальных измерений сечения деления лучше других соответствует оценка JENDL-3.3. С учетом разброса опубликованных различными авторами результатов дифференциальных измерений сечения деления в областях от 0,2 до 1 МэВ и от 1 до 20 МэВ все обсуждавшиеся оценки в указанных областях соответствуют этим результатам. В области от 0,003 до 0,2 МэВ результатам интегральных измерений сечения деления чаще соответствует оценка JENDL-3.3, а в области от 0,2 до 1 МэВ все обсуждавшиеся оценки согласуются с этими результатами. Сопоставляя два последних вывода с выводами, полученным при обсуждении соответствия обсуждавшихся оценок результатам дифференциальных измерений сечения деления в областях от 0,003 до 0,2 МэВ и от 0,2 до 1 МэВ, приходим к заключению о том, что результатам и дифференциальных, и интегральных измерений в области от 0,003 до 0,2 МэВ лучше соответствует оценка JENDL-3.3, а в области от 0,2 до 1 МэВ соответствуют все обсуждавшиеся оценки. Результатам интегральных измерений сечения деления, усредненного в спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , оценки ENDL-84, JEF-3, ENDF/B-7, BROND-2 и CENDL-2 соответствуют лучше оценки JENDL-3.3, а с рекомендуемым значением такого сечения согласуются только оценки JEF-3, ENDF/B-7 и CENDL-2.

Оценки ENDL-84, JENDL-3.3, JEF-3, ENDF/B-7 и CENDL-2 согласуются с имеющимися результатами дифференциальных измерений полного сечения неупругого рассеяния лучше оценки BROND-2, которая завышена по сравнению с этими результатами на интервале от 1 до 2 МэВ значений  $E$ .

Результатам дифференциальных измерений сечения возбуждения объединения изолированных уровней с энергиями из интервала от 0,5 до 0,7 МэВ соответствуют при энергиях  $E = 1,5$  МэВ и  $E = 1,9$  МэВ оценка

JENDL-3.3, а при энергии  $E = 2,3$  МэВ – оценки ENDF/B-7, JEF-3 и CENDL-2. С результатами дифференциальных измерений сечения возбуждения объединения изолированных уровней с энергиями из интервала от 0,7 до 0,9 МэВ оценки ENDF/B-7, JEF-3 и CENDL-2 согласуются только при энергии  $E = 2,3$  МэВ, а при других значениях энергии из указанных эти оценки заметно занижены по сравнению с этими результатами. Эти же оценки занижены и по сравнению с результатами таких измерений сечения возбуждения объединения изолированных уровней с энергиями из интервала от 0,9 до 1,1 МэВ при всех указанных выше энергиях. Результаты измерений перечисленных сечений опубликованы в единственной работе. В ENDL-84 неупругое рассеяние нейтронов на ядре  $^{235}\text{U}$  представлено только процессом возбуждения континуума уровней, в BROND-2 энергия последнего учтенного изолированного уровня равна 0,42671 МэВ, а в JENDL-3.3 энергия последнего учтенного изолированного уровня равна 0,633089 МэВ.

В области от 0,3 до 2,3 МэВ результатам дифференциальных измерений сечения упругого рассеяния лучше других соответствует оценка JENDL-3.3, а при значении  $E = 3,3$  МэВ с результатом таких измерений согласуется только оценка ENDF/B-7.

Оценки JENDL-3.3, JEF-3, ENDF/B-7, BROND-2 и CENDL-2 соответствуют результатам дифференциальных измерений сечения реакции ( $n, 2n$ ) лучше оценки ENDL-84.

Результатам дифференциальных измерений сечения реакции ( $n, 3n$ ) оценки JENDL-3.3, BROND-2 и CENDL-2 соответствуют лучше оценок ENDL-84, ENDF/B-7 и JEF-3.

В области от 0,003 до 0,01 МэВ результатам дифференциальных измерений сечения радиационного захвата лучше соответствует оценка ENDL-84. В областях от 0,01 до 0,2 МэВ и от 0,2 до 1 МэВ оценка JENDL-3.3 соответствует результатам таких измерений того же сечения лучше других оценок. Результатам интегральных измерений сечения радиационного захвата чаще соответствует в области от 0,003 до 0,01 МэВ оценка BROND-2, а в области от 0,01 до 0,2 МэВ – оценки JEF-3, ENDF/B-7 и CENDL-2. Сопоставляя два последних вывода с выводами, полученными при обсуждении соответствия обсуждаемых оценок результатам дифференциальных измерений сечения радиационного захвата в областях от 0,003 до 0,01 МэВ и от 0,01 до 0,2 МэВ, приходим к заключению о несоответствии в этих областях результатов дифференциальных и интегральных измерений. В области от 0,003 до 0,01 МэВ результаты дифференциальных измерений опубликованы в единственной работе, а результаты интегральных измерений – в четырех. В области же от 0,01 до 0,2 МэВ количество результатов интегральных измерений больше количества результатов дифференциальных измерений. По этим причинам предпочтение в указанных областях можно отдать уровню соответствия результатам интегральных измерений, т. е. в области от 0,003 до 0,01 МэВ – оценке BROND-2, а в области от 0,01 до 0,2 МэВ – оценкам JEF-3, ENDF/B-7 и CENDL-2.

Результатам дифференциальных измерений сечения неупругих взаимодействий в области от 0,25 до 4,5 МэВ лучше соответствуют оценки ENDL-84 и JENDL-3.3, с результатом таких измерений того же сечения при значении  $E = 8,1$  МэВ согласуется только оценка ENDL-84, а результатам дифференциальных измерений сечения неупругих взаимодействий в области от 11,9 до 18,7 МэВ оценки ENDL-84, JENDL-3.3, BROND-2 и CENDL-2 соответствуют лучше оценок JEF-3 и ENDF/B-7.

В области от 0,003 до 0,3003 МэВ результатам дифференциальных измерений полного сечения лучше соответствует оценка JENDL-3.3. С учетом разброса опубликованных различными авторами результатов дифференциальных измерений полного сечения в области от 0,3 до 19,86 МэВ все обсуждавшиеся оценки соответствуют этим результатам.

В области от 0,039 до 15 МэВ и при значении  $E = 17$  МэВ оценки ENDL-84, JENDL-3.3, JEF-3, ENDF/B-7 и CENDL-2 соответствуют результатам дифференциальных измерений числа вторичных мгновенных нейтронов на акт деления, а с результатом измерений при значении  $E = 19,6$  МэВ согласуется только оценка JENDL-3.3. В BROND-2 оценка этой характеристики отсутствует.

В области от 0,05 до 1,75 МэВ с результатами дифференциальных измерений числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления согласуются только оценки ENDL-84, JENDL-3.3, JEF-3 и ENDF/B-7, а при значении  $E = 3,1$  МэВ, в области от 4 до 6,7 МэВ и при значении  $E = 14,9$  МэВ, с результатами измерений согласуются оценки ENDL-84, JENDL-3.3, JEF-3, ENDF/B-7 и CENDL-2. В BROND-2 оценка этой характеристики отсутствует.

Все обсуждавшиеся оценки соответствуют результатам дифференциальных измерений полного числа вторичных нейтронов на акт деления.

Анализ не выявил оценку, которая явно превосходила бы остальные из обсуждавшихся оценок по уровню соответствия всем результатам измерений, которыми мы располагаем. Тем не менее, среди лучших по этому критерию чаще оказывается оценка JENDL-3.3. Вместе с тем, она уступает оценкам JEF-3, ENDF/B-7 и CENDL-2 по уровню соответствия рекомендуемому сечению деления, усредненному в спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , и результатам интегральных измерений такого сечения.

### 1.5. Характеристики взаимодействия быстрых нейтронов с ядром $^{236}\text{U}$

Выполнен анализ оценок ENDL-84, JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3 и BROND-2 характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  $^{236}\text{U}$ . Мы считали, что энергия быстрых нейтронов  $E > 0,002$  МэВ.

Анализ проводился путем сравнения оценок с результатами дифференциальных и интегральных измерений. Мы располагали результатами:

– дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,1 до 9,905 МэВ и при значениях  $E = 14,1$  МэВ и  $E = 14,74$  МэВ;

– интегральных измерений сечения деления, усредненного по спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ ;

– дифференциальных измерений сечения радиационного захвата в области от 0,002 до 3,3 МэВ;

– интегральных измерений сечения радиационного захвата, равновзвешенного на нескольких интервалах из областей от 0,002 до 0,05 МэВ и от 0,05 до 0,42 МэВ;

– дифференциальных измерений сечения поглощения в области от 0,00275 до 0,95 МэВ;

– дифференциальных измерений полного сечения взаимодействия в области от 0,002 до 0,734 МэВ;

– дифференциальных измерений числа вторичных мгновенных нейтронов на акт деления в области от 0,77 до 6,7 МэВ;

– дифференциальных измерений числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления при значении  $E = 14,7$  МэВ. Результаты измерений других характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  $^{236}\text{U}$  нам неизвестны.

В области от 0,1 до 9,905 МэВ значений  $E$  оценки JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3 и BROND-2 соответствуют результатам дифференциальных измерений сечения деления лучше оценки ENDL-84. С каким-то из двух результатов дифференциальных измерений того же сечения при значении  $E = 14,1$  МэВ согласуются все обсуждавшиеся оценки, а с опубликованным в единственной работе результатом измерений при значении  $E = 14,74$  МэВ согласуются только оценки ENDL-84 и BROND-2. С опубликованным в единственной работе результатом интегральных измерений сечения деления, усредненного по спектру нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , ни одна из обсуждавшихся оценок не согласуется, но оценки ENDL-3.3 и JEF-3 расположены наиболее близко в нижней границе  $1\sigma$ -интервала измеренного сечения.

На интервале от 0,002 до 0,02 МэВ результатам дифференциальных измерений сечения радиационного захвата лучше соответствуют оценки ENDL-84 и BROND-2. Оценки ENDF/B-7 и BROND-2 соответствуют результатам дифференциальных измерений сечения радиационного захвата в области от 0,02 до 3,3 МэВ, в том числе и на интервалах от 0,02 до 0,05 МэВ и от 0,05 до 0,42 МэВ, лучше оценок JENDL-3.3, JEF-3 и особенно ENDL-84. Результатам интегральных измерений сечения радиационного захвата чаще соответствуют на интервалах от 0,002 до 0,0215 МэВ и от 0,02 до 0,05 МэВ оценки JENDL-3.3 и JEF-3, а на интервале от 0,05 до 0,42 МэВ – оценка ENDF/B-7. Сопоставляя первые два из этих выводов с выводами, сделанными при выяснении уровня соответствия оценок результатам дифференциальных измерений сечения радиационного захвата, приходим к заключению, что результаты дифференциальных измерений на интервалах от 0,002 до 0,02 МэВ и от 0,02 до 0,05 МэВ не соответствуют результатам интегральных измерений на интервалах от 0,002 до 0,0215 МэВ и от 0,02 до 0,05 МэВ. Так как ко-

личество результатов интегральных измерений сечения радиационного захвата на каждом из этих интервалов превосходит количество результатов дифференциальных измерений, то предпочтение можно отдать уровню соответствия результатам интегральных измерений, оценкам JENDL-3.3 и JEF-3. После сравнения же выводов, полученных при обсуждении соответствия оценок результатам дифференциальных и интегральных измерений сечения радиационного захвата на интервале от 0,05 до 0,42 МэВ, можно признать, что на этом интервале оценка ENDF/B-7 лучше других соответствует результатам и дифференциальных, и интегральных измерений.

Опубликованным в единственной работе результатам дифференциальных измерений сечения поглощения, равного сумме сечений деления и радиационного захвата, лучше соответствуют на интервале от 0,002 до 0,05 МэВ оценки JENDL-3.3 и JEF-3, а в области от 0,05 до 0,95 МэВ – оценки ENDF/B-7 и BROND-2. Эти выводы не противоречат выводам, сделанным при обсуждении соответствия обсуждавшихся оценок результатам дифференциальных измерений сечения деления и результатам дифференциальных и интегральных измерений сечения радиационного захвата.

На интервале от 0,002 до 0,025 МэВ оценка ENDL-84 не соответствует опубликованным в единственной работе результатам дифференциальных измерений полного сечения; а оценки JENDL-3.3 и JEF-3 расположены несколько ближе к этим результатам, чем оценка ENDF/B-7. На интервале от 0,025 до 0,43 МэВ результатам таких измерений того же сечения лучше соответствует оценка ENDF/B-7. На интервале от 0,43 до 0,734 МэВ результатам дифференциальных измерений полного сечения лучше соответствуют оценки ENDL-84 и BROND-2, а оценки JENDL-3.3, ENDF/B-7 и JEF-3 на этом интервале примерно одинаково завышены по сравнению с этими результатами и уступают оценкам ENDL-84 и BROND-2 незначительно. Следует заметить, что на интервале от 0,001 до 0,15 МэВ оценка BROND-2 полного сечения по какой-то причине существенно (не менее, чем на порядок) завышена по сравнению с другими оценками. Результаты измерений полного сечения опубликованы в единственной работе.

Все обсуждаемые оценки соответствуют результатам дифференциальных измерений числа вторичных мгновенных нейтронов на акт деления.

С опубликованным в единственной работе результатом дифференциальных измерений числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления при значении  $E = 14,7$  МэВ согласуются только оценки JENDL-3.3 и JEF-3.

Проведенный анализ не выявил оценку, которая явно превосходила бы остальные из обсуждавшихся оценок по уровню соответствия всей совокупности результатов измерений, которыми мы располагали. Тем не менее, оценки JENDL-3.3 и JEF-3 чаще оказываются среди лучших по этому критерию. О случаях, когда эти оценки хуже других оценок соответствовали результатам измерений, сказано выше.

## 1.6. Сечение деления ядра $^{237}\text{U}$ быстрыми нейтронами

Проведен анализ оценок ENDL-84, JENDL-3.3, ENDF/B-7 сечения деления ядра  $^{237}\text{U}$  быстрыми нейтронами. Оценка JENDL-3.3 использована в оценке JEF-3. Мы считали, что значения энергии быстрых нейтронов  $E > 0,0009$  МэВ.

Анализ осуществлялся путем сравнения с результатами дифференциальных измерений. Мы располагали такими результатами в областях от 0,0009 до 0,001 МэВ и от 0,09 до 1,83 МэВ из работы [11], опубликованными в 1974 году, и аналогичными результатами в области от 0,493 до 20 МэВ из работы [12], опубликованными в 2006 году. Результаты измерений других характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  $^{237}\text{U}$  нам неизвестны.

В области от 0,493 до 1,83 МэВ результаты измерений, опубликованные в 1974 году, расположены выше результатов измерений, опубликованных в 2006 году. В областях от 0,0009 до 0,001 МэВ и от 0,09 до 0,7 МэВ результатам измерений лучше соответствует оценка ENDL-84. В более широкой области от 0,7 до 20 МэВ результатам измерений лучше соответствует оценка ENDF/B-7.

## 1.7. Характеристики взаимодействия быстрых нейтронов с ядром $^{238}\text{U}$

Выполнен анализ оценок ENDL-84, JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3, CENDL-2 и BROND-2 характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядром  $^{238}\text{U}$ . Мы считали, что значения энергии быстрых нейтронов  $E > 0,02$  МэВ.

Анализ проводился путем сравнения оценок с результатами измерений. Мы располагали результатами:

– дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,4 до 20 МэВ;

– интегральных измерений сечения деления, равновзвешенного на нескольких интервалах из области от 0,4 до 3 МэВ;

– интегральных измерений сечения деления, усредненного в спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , и соответствующей оценки сечения;

– дифференциальных измерений полного сечения неупругого рассеяния в областях от 0,1 до 0,15 МэВ и от 0,4 до 1 МэВ и при значении  $E = 14,2$  МэВ;

– дифференциальных измерений сечения для возбуждения уровня с энергией 0,045 МэВ в области от 0,068 до 3,4 МэВ;

– дифференциальных измерений сечения для возбуждения уровня с энергией 0,148 МэВ в области от 0,4 до 3,4 МэВ;

– дифференциальных измерений сечения для возбуждения уровня с энергией 0,68 МэВ в области от 0,78 до 2,2 МэВ;

– дифференциальных измерений сечения для возбуждения уровня с энергией 0,732 МэВ в области от 0,84 до 2,2 МэВ;

- дифференциальных измерений сечения упругого рассеяния для некоторых значений  $E$  из области от 0,055 до 4 МэВ и при значениях  $E = 7$  МэВ,  $E = 14,1$  МэВ и  $E = 14,2$  МэВ;

- дифференциальных измерений сечения реакции ( $n, 2n$ ) в области от 6,42 до 19 МэВ;

- интегральных измерений сечения реакции ( $n, 2n$ ), усредненного в спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ ;

- дифференциальных измерений сечения реакции ( $n, 3n$ ) в области от 11,88 до 20 МэВ;

- дифференциальных измерений сечения радиационного захвата в области от 0,02 до 20 МэВ;

- интегральных измерений сечения радиационного захвата, равновзвешенного на нескольких интервалах из области от 0,02 до 0,564 МэВ;

- дифференциальных измерений сечения неупругих взаимодействий в областях от 0,15 до 1,725 МэВ, от 3 до 8,1 МэВ и от 11,9 до 18,4 МэВ;

- дифференциальных измерений полного сечения взаимодействия в области от 0,02 до 19,841 МэВ;

- интегральных измерений полного сечения взаимодействия, равновзвешенного на нескольких интервалах из области от 0,0215 до 0,9601 МэВ;

- интегральных измерений полного сечения рассеяния, равновзвешенного на двух интервалах из области от 0,0215 до 0,1 МэВ;

- дифференциальных измерений числа вторичных мгновенных нейтронов на акт деления в области от 1,2 до 14,9 МэВ;

- дифференциальных измерений числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления в области от 1,01 до 14,9 МэВ;

- дифференциальных измерений полного числа вторичных нейтронов на акт деления в области от 1,27 до 7 МэВ.

Результатам дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,4 до 3 МэВ оценки JENDL-3.3, JEF-3, BROND-2 и CENDL-2 соответствуют лучше оценок ENDL-84 и ENDF/B-7, в области от 3 до 15 МэВ все обсуждавшиеся оценки соответствуют результатам таких измерений того же сечения с учетом разброса данных различных авторов, а в области от 15 до 20 МэВ результатам дифференциальных измерений сечения деления лучше соответствует оценка ENDF/B-7. В области от 0,4 до 3 МэВ результатам интегральных измерений сечения деления чаще соответствуют оценки JENDL-3.3 и BROND-2. Сопоставляя этот вывод с приведенным выше выводом, полученным при обсуждении соответствия обсуждавшихся оценок результатам дифференциальных измерений сечения деления в области от 0,4 до 3 МэВ, приходим к заключению о том, что в этой области результатам и дифференциальных, и интегральных измерений сечения деления лучше соответствуют оценки JENDL-3.3 и BROND-2. С рекомендуемым значением сечения деления, усредненным в спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , согласуются все обсуждавшиеся оценки, а результатам интегральных измерений этого сечения лучше других соответствует оценка ENDL-84.

Результатам дифференциальных измерений полного сечения неупругого рассеяния лучше соответствуют в области от 0,1 до 0,15 МэВ оценка CENDL-2, а в области от 0,4 до 1 МэВ - оценка ENDF/B-7. Наиболее близка к результату измерений полного сечения неупругого рассеяния при значении  $E = 14,2$  МэВ оценка BROND-2.

С учетом разброса опубликованных различными авторами результатов дифференциальных измерений сечения для возбуждения уровня с энергией 0,045 МэВ обсуждавшиеся оценки соответствуют им на близком уровне.

Оценка ENDF/B-7 соответствует результатам дифференциальных измерений сечения для возбуждения уровня с энергией 0,148 МэВ лучше других оценок.

Все обсуждавшиеся оценки соответствуют на близком уровне результатам дифференциальных измерений сечения для возбуждения уровня с энергией 0,68 МэВ с учетом разброса данных, опубликованных различными авторами.

Оценка CENDL-2 соответствует результатам дифференциальных измерений сечения для возбуждения уровня с энергией 0,732 МэВ лучше других оценок.

Результатам дифференциальных измерений сечения упругого рассеяния для некоторых значений  $E$  из области от 0,055 до 4 МэВ лучше соответствуют оценки JENDL-3.3, JEF-3 и ENDF/B-7, с результатом измерений при значении  $E = 7$  МэВ согласуются только оценки JEF-3 и CENDL-2, все обсуждавшиеся оценки согласуются с результатом измерений при значении  $E = 14,1$  МэВ, а двум результатам измерений при значении  $E = 14,2$  МэВ лучше других соответствует оценка ENDL-84.

Оценки JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3, CENDL-2 и BROND-2 согласуются с результатами дифференциальных измерений сечения реакции ( $n, 2n$ ) лучше оценки ENDL-84. Результатам интегральных измерений сечения реакции ( $n, 2n$ ), усредненного в спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , лучше других соответствует оценка JENDL-3.3. Результатам дифференциальных измерений сечения реакции ( $n, 3n$ ) лучше других оценок из обсуждавшихся соответствуют ENDF/B-7 и JEF-3.

В областях от 0,02 до 0,1 МэВ и от 0,1 до 0,56 МэВ все обсуждавшиеся оценки соответствуют результатам дифференциальных измерений сечения радиационного захвата, а в области от 0,56 до 20 МэВ результатам таких измерений лучше соответствует оценка CENDL-2. Результатам интегральных измерений того же сечения и в области от 0,02 до 0,1 МэВ, и в области от 0,1 до 0,564 МэВ чаще соответствует оценка ENDL-84. Сопоставляя эти выводы с выводами, полученными при обсуждении соответствия оценок результатам дифференциальных измерений сечения радиационного захвата в областях от 0,02 до 0,1 МэВ и от 0,1 до 0,564 МэВ, приходим к заключению, что в этих областях оценка ENDL-84 соответствует результатам и дифференциальных, и интегральных измерений сечения радиационного захвата лучше других оценок из обсуждавшихся.

Результатам дифференциальных измерений сечения неупругих взаимодействий лучше соответствуют в области от 0,15 до 1,725 МэВ оценка BROND-2, в области от 3 до 8,1 МэВ – оценки JENDL-3.3 и BROND-2, в области от 11,9 до 18,4 МэВ – оценки ENDL-84, JENDL-3.3 и BROND-2.

Результатам дифференциальных измерений полного сечения в области от 0,02 до 0,2 МэВ лучше соответствует оценка JENDL-3.3. С учетом разброса результатов дифференциальных измерений полного сечения, опубликованных различными авторами, в области от 0,2 до 0,96 МэВ им соответствуют все обсуждавшиеся оценки, а в области 0,96 до 20 МэВ оценки JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3, CENDL-2 и BROND-2 соответствуют этим результатам лучше оценки ENDL-84. Результаты интегральных измерений полного сечения взаимодействия чаще соответствуют в области от 0,0215 до 0,2 МэВ оценки ENDF/B-7 и BROND-2, а в области от 0,2146 до 0,9601 МэВ – оценка BROND-2. Сопоставляя два последних вывода с приведенными выше выводами, полученными при обсуждении соответствия оценок результатам дифференциальных измерений полного сечения взаимодействия в областях от 0,02 до 0,2 МэВ и от 0,2 до 0,96 МэВ, приходим к заключению, что в первой из этих областей результаты дифференциальных измерений не соответствуют результатам интегральных измерений, а во второй области результатам и дифференциальных, и интегральных измерений полного сечения взаимодействия лучше соответствует оценка BROND-2. Так как в области от 0,02 до 0,2 МэВ количество результатов дифференциальных измерений заметно превышает количество результатов интегральных измерений, то в этой области предпочтение можно отдать уровню соответствия результатам дифференциальных измерений, то есть оценке JENDL-3.3.

С результатами интегральных измерений полного сечения рассеяния чаще согласуются оценки ENDL-84, JEF-3 и ENDF/B-7. Все обсуждавшиеся оценки соответствуют результатам измерений числа вторичных мгновенных нейтронов и полного числа вторичных нейтронов на акт деления. Результатам измерений числа вторичных запаздывающих нейтронов на акт деления оценки ENDL-84, JENDL-3.3, ENDF/B-7, JEF-3 и CENDL-2 соответствуют лучше оценки BROND-2. Все обсуждавшиеся оценки согласуются с результатами измерений полного числа вторичных нейтронов на акт деления.

Анализ не выявил оценку, которая явно превосходила бы остальные из обсуждавшихся оценок по уровню соответствия всем результатам измерений, которыми мы располагали. Тем не менее, среди лучших по этому критерию чаще оказываются оценки JENDL-3.3 и ENDF/B-7. Вместе с тем, они уступают оценке ENDL-84 по уровню соответствия результатам интегральных измерений сечения деления, усредненного в спектре нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .

Проведен анализ различных оценок характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами  $^{232-238}\text{U}$ . Характеристиками мы называем сечения различных реакций и числа вторичных нейтронов на акт деления. Для каждого из рассмотренных ядер нижняя граница значений энергии нейтрона  $E$  располагалась выше области, в которой проявляются разрешенные резонансы оцененных сечений.

Целью анализа было выяснение соответствия рассмотренных оценок накопленным результатам дифференциальных и интегральных измерений и рекомендуемым сечениям. Анализ осуществлялся путем сравнения оценок с результатами дифференциальных и интегральных измерений и с рекомендуемыми сечениями. Для неподвижных и свободных ядер-мишеней рассматривались оценки из современных версий библиотек ENDL (США), JENDF (Япония), ENDF/B (США) (для ENDF/B-7 использовалась  $\beta.3$  версия), JEF (Европейский союз), BROND (Россия), ITMO (Беларусь) и CENDL (КНР). Проведенное сравнение оценок характеристик с результатами измерений на быстрых нейтронах, которыми мы располагали, и с рекомендуемыми сечениями дало наглядное представление о качестве этих оценок. Как результат анализа для каждого из рассмотренных ядер названы оценки, лучше соответствовавшие результатам тех или иных измерений на быстрых нейтронах и рекомендуемым сечениям.

Результаты работы могут представлять интерес для специалистов по константному обеспечению программ численного решения прикладных задач атомной энергетики.

### Список литературы

1. CRISRS/EXFOR library of experimental cross sections. NRDC-Network, BNL, April 2007. – ([www.nndc.bnl.gov/exfor](http://www.nndc.bnl.gov/exfor)).
2. Gilliam D. M. et al. Fission cross sections ratios in the  $^{252}\text{Cf}$  – spectra. – Proc. of Conf. Nucl. Cross Sections and Technology, 1975, Washington (USA), vol. 1, NBS.
3. Mannhart W. Measurement and Evaluated of Integral Data in the  $^{252}\text{Cf}$  neutronen field. – Proc. of the International Conf. Nucl. Data for Sci. and Tech., 1982, Antwerpen, p. 429.
4. Grundl J. A., Gilliam D. M. Fission Cross Sections Measurement in Reactor Physic and Dosimetry Benchmarks at NBS. – NBS Tech. Note 1190, 1984, US Department of Commerce/NBS.
5. Heaton H. T. II et al. Fission cross sections of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  averaged over the  $^{252}\text{Cf}$  neutron spectra. – Proc. of the NEANDC/NEACRP Spec. Meeting on Fast Neutron Cross Sect/ of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , 1976, Rept. ANL-76-90, ANL(USA).
6. Davis M. S., Knole G. F. – Ann. Nucl. Energy, 1978, vol. 5, p. 583–588.

7. Mannhart W. In: Cullen D. E. et al. Comparison of Experimental and Calculated Spectrum Averaged Neutron Cross Sections for IAEA International Reactor Dosimetry File (IRDF-82). – Nucl. Sci. Eng., 1983, vol. 83, p. 497–504.

8. Старостов Б. И., Кудряшов Л. Н. Средние сечения взаимодействия нуклидов с мгновенными нейтронами деления  $^{235}\text{U} + \text{n}_T$ ,  $^{239}\text{Pu} + \text{n}_T$  и  $^{252}\text{Cf}$ . – ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1981, № 3(42), с. 39–42.

9. Grebennikov A. N., Krut'ko N. A., Faravontov G. G. Nuclear Data Information-Reference System. – Journal of Nuclear Sci. and Technology, 2002, vol. 2, p. 1464–1467.

10. Baue R. J., Madland D. G. Prompt Fission Neutrons Spectra of  $^{252}\text{Cf}$ . – Trans. Amer. Phys. Soc., 1983, vol. 44, p. 538–541.

11. MacNally J. W., Barnes J. W., Dropesky B. J. et al. Neutron-induced fission cross section of  $^{237}\text{U}$ . – Phys. Rev./C, 1974, p. 717–722.

12. Burke J. T., Bernstein L. A., Essher J. et al. Deducing the  $^{237}\text{U}(n,f)$  cross section using the surrogate ratio method. – Phys. Rev./C, 2006, p. (0546-1)-(0546-8).

## СОДЕРЖАНИЕ

## CONTENTS

Воинов А. М., Воинов М. А., Воронцов С. В., Девяткин А. А., Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Кошелев А. С., Нарожный А. Т., Смирнов И. Г. Опыт создания и эксплуатации импульсных реакторов и критических стендов РФЯЦ-ВНИИЭФ .....	3	Voinov A. M., Voinov M. A., Vorontsov S. V., Devjatkin A. A., Kolesov V. F., Kuvshinov M. I., Koshelev A. S., Narozhnyj A. T., Smirnov I. G. The experience of creation and maintenance of RFNC-VNIIEF pulsing reactors and critical stands .....	3
Девяткин А. А., Колесов В. Ф., Хоружий В. Х., Мочкаев М. В., Арапов А. В., Борисенко В. А., Брагунец В. А., Романов В. И., Каргина М. Ю. Методика диагностики состояния тепловыделяющих элементов аperiodических импульсных реакторов с металлической активной зоной .....	12	Devjatkin A. A., Kolesov V. F., Khoruzhy V. Kh., Mochkaev M. V., Arapov A. V., Borisenok V. A., Bragunets V. A., Romanov V. I., Kargina M. Ju. The diagnostic metedics of the aperiodic pulsing reactors with the metal core fuel elements condition .....	12
Богданов Н. И., Василенко А. Г., Колесова Н. Е., Кривonosов В. Н., Кудрявцев В. В., Кузякин А. Ю., Лимарь Ю. М., Свириденко С. Н., Сорокин С. В., Турутов В. И. Система управления и защиты стенда для критических сборок ИКАР-С. Устройство, принцип работы, опыт использования .....	18	Bogdanov N. I., Vasilenko A. G., Klesova N. E., Krivonosov V. N., Kudryavtsev V. V., Kuzjakin A. Ju., Limar Ju. M., Sviridenko S. N., Sorokin S. V., Turutov V. I. The system of stand for critical assembly IKAR-S control and protection. The device, principle of operation, experience of use.....	18
Колесов В. Ф., Гречушкин В. Б., Девяткин А. А., Интялина Е. В. Динамика быстрого реактора с акцентом точного воспроизведения формы импульса мощности .....	24	Kolesov V. F., Grechushkin V. B., Devjatkin A. A., Intjapina E. V. The dynamics of the fast reactor with accent of the power pulse shape exact reproduction .....	24
Воинов М. А. Оценка характеристик бассейнового импульсного реактора .....	29	Voinov M. A. Characteristics estimation of the pool-type pulsing reactor .....	29
Дюдяев А. М., Попов В. А., Сибгатуллин И. З. Эксперименты в поле рассеянных нейтронов за биологической защитой реактора БИР-2М .....	34	Djudjaev A. M., Popov V. A., Sibgatullin I. Z. Experiments in the field of scattered neutrons behind the biological shielding of reactor БИР-2М .....	34
Дроздов И. Ю., Севастьянов В. Д. Высокоточные поля нейтронов на установках ГИР-2, БР-1, БР-К1 .....	37	Drozдов I. Ju., Sevastjanov V. D. High precision fields of neutrons on the installations GIR-2, BR-1, BR-K1 .....	37
Беляев В. Н., Графутин В. И., Фунтиков Ю. В., Хмелевский Н. О., Штоцкий Ю. В., Мьо Зо Хтут, Ян Лин Аунг Позитронная диагностика сплавов Pb-Bi и Pb-Sn .....	43	Belyaev V. N., Grafutin V. I., Funtikov Y. V., Khmelevsky N. O., Shtotskij Y. V., Khtut M. Z., Aungh Y. L. Positron diagnostics of Pb-Bi and Pb-Sn alloys .....	43
Горелов В. П., Ильин В. И. Анализ различных оценок характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с изотопами урана от $^{232}\text{U}$ до $^{238}\text{U}$ .....	49	Gorelov V. P., Ilyin V. I. The various estimations analysis of characteristics of fast neutrons interacting with uranium isotopes from $^{232}\text{U}$ up to $^{238}\text{U}$ .....	49

Редактор *Е. А. Мясоедова*. Корректор *М. В. Кривова*  
Компьютерная подготовка оригинала-макета *Н. А. Лештаева*

---

Подписано в печать 21.04.2008.      Формат 60 × 84/8.

Печать офсетная. Усл. печ. л. ~ 7. Уч.-изд. л. ~ 9,2.

Тираж 200 экз. Заказ тип. 30-2008. 9 статей

---

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

ISSN 0205-4671. Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2008, вып. 1, 1-60