Опасные температуры в топливе и корпусе возникают в течение основного, т.е. первого, импульса делений. Включение принудительного охлаждения приводит к более резкой выраженности пульсаций мощности, к укорочению периода пульсаций, к повышению средней мощности реактора на стадии колебаний, к сдвигу к меньшим значениям ρ_0 границы между областями затухающих и незатухающих колебаний, а также к понижению максимальных температур в конструкционных элементах.

Максимальную температуру в АЗ принудительное охлаждение не понижает. Отметим, что при нормальном срабатывании органов защиты после импульса с энерговыделением ~ 300 МДж как в расчете, так и в эксперименте реактор остывает примерно за трое суток при отсутствии принудительного охлаждения и за одни сутки — при наличии принудительного охлаждения.

Список литературы

1. Смирнов И.Г., Кувшинов М.И., Богданов В.Н. и др. Безопасные периоды разгона и долговременное поведение реактора БИГР. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 3, с. 23—27.
2. Кувшинов М.И., Рудаков Г.П., Сибгатуллин И.З. Условия безопасной эксплуатации импульсного реактора БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 22—31.
3. Mihalczo J.T., Ward D.R. Self-regulated damped power oscillations of the Helth Physics Research Reactor. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1972, vol. 15, № 2, p. 895—896.
4. Mihalczo J.T. Superprompt-critical behaviour of an unmoderated, unreflected uranium-molybdenum alloy reactor — Nucl. Sci. Engng., 1963, vol. 16, № 3, p. 291—298.
5. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Апериодический импульсный реактор БИГР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3—12.
6. Крейт Ф., Блэк У. Основы теплопередачи. — М.: Мир, 1983.
7. Шорин С.Н. Теплопередача. — М.: Высшая школа, 1964.
8. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1977.
9. Мартыненко О.Г., Соковишин Ю.А. Свободноконвективный теплообмен. Справочник. — Минск: Наука и техника, 1982.
10. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 12—21.
11. Никифорова А.В., Шумилин В.А. Программа ЛОМ(И) для двумерных расчетов на определение критического параметра. — ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1984, вып. 2(16), с. 34—36.
12. Чуа Л.О., Пен-Мин Лин. Машинный анализ электронных схем. — М.: Энергия, 1980.
13. Хоружий В.Х., Кошелев А.С., Колесов В.Ф. Интегрирование уравнений кинетики импульсного реактора на быстрых нейтронах жестко-устойчивыми методами Гира. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 8—14.

Статья поступила в редакцию
25 августа 1992 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 13—21.

УДК 621.039.51

СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОСТЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

А.М. Воинов, В.П. Егоров, А.Е. Запольский, А.Н. Захаров, М.И. Кувшинов, Д.П. Пешехонов
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607200, г. Арзамас-16

Описаны конструкция стенда для критических сборок, система управления и защиты, а также основные методики измерений нейтронно-физических характеристик размножающих систем, исследуемых на стенде.

A BENCH FOR INVESTIGATING NEUTRON-PHYSICAL CHARACTERISTICS OF SIMPLE CRITICAL ASSEMBLIES. A.M. VOINOV, V.P. YEGOROV, A.E. ZAPOLSKY, A.N. ZAKHAROV, M.I. KUVSHINOV, D.P. PESHEKHONOV. There are described the design of a bench for critical assemblies, control and protection system as well as the basic procedures for measuring neutron-physical characteristics of multiplying systems tested on the bench.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств критических систем (КС) с делящимися материалами (ДМ) — первый и наиболее ответственный этап в экспериментальной физике и технике ядерных реакторов.

История разработки методов критмассовых исследований берет начало с момента запуска первого уранграфитового реактора, собранного Э. Ферми в 1942 г. на теннисном корте в г. Чикаго. Сборка реактора осуществлялась послойно, вручную, с регистрацией из-

менения мощности потока нейтронов. Кладка осуществлялась внутри большого баллона из прорезиненной ткани, что давало дополнительную возможность изучить при необходимости влияние поглощения нейтронов воздухом на параметры КС.

Прошло почти полвека с того момента, но и теперь при подготовке и начале любого критмассового эксперимента производится ручная, т.е. при непосредственном участии операторов, сборка частей активной зоны (АЗ) размножающей системы (РС). Эта стадия эксперимента связана с максимальным профессиональным риском для персонала. Ошибка, приводящая к преждевременному достижению критсостояния, грозит переоблучением и, возможно, гибелью.

Несчастные случаи такого рода бывали неоднократно и стимулировали разработку технических и организационных средств, повышающих безопасность и качество работ с КС.

Во ВНИИЭФ изучению свойств простых КС всегда придавалось большое значение. В конце 40-х, начале 50-х годов программа каждого эксперимента в обязательном порядке согласовывалась с научным руководителем института академиком Ю.Б Харитоном. Непосредственно к работе с деталями АЗ допускался строго ограниченный круг специалистов, в числе которых были Ширшов П.Ф., Гаврилов В.Ю., Сциборский Б.Д., Малинкин А.А., Воинов А.М., Кувшинов М.И., Стрельников Ю.В., Егоров В.П.

Простые КС с отражателями и без них, содержащие различные делящиеся и конструкционные материалы, используются для тестирования методов расчета, систем нейтронных констант, для моделирования технологических процессов при решении вопросов ядерной безопасности (ЯБ) и других целей. Обычно они имеют сферическую или цилиндрическую форму. Монтаж таких систем производится на специальных стендах критических сборок (СКС). При этом системы, как правило, разделяются на две части, каждая из которых является подкритической. С помощью механизмов стенда эти части сборки, в присутствии источника нейтронов, сближаются, образуя КС.

Первоначально незатейливое устройство, с помощью которого исследуемая конфигурация доводилась до критического состояния, в середине 50-х годов было заменено новым специализированным стендом СКС-1. Его основу составлял трехскоростной электромеханический подъемник, обеспечивающий плавное сближение по вертикали двух частей системы, на которые она разделялась изначально при сборке на стенде. Нижняя, поднимаемая вверх, часть системы соединялась с силовым приводом через электромагнит, который обесточивался при появлении аварийного сигнала от датчиков, контролирующих поток нейтронов. Этим достигалась аварийная защита установки. Управление стендом производилось дистанционно из пультовой с необходимой биологической защитой.

Проектированию СКС-1 предшествовала большая расчетно-теоретическая работа, выполненная в основном Гончаровым Г.А., по исследованию динамики изменения потока нейтронов из различных типов РС в зависимости от скорости изменения их реактивности.

Полученные данные послужили основой для ограничения скоростей сближения частей РС на СКС-1, при которых гарантирована действенность аварийной защиты.

В конструировании и изготовлении СКС-1 активно участвовали Ферапонтов В.М., Лузин И.В., Ростовцев А.А. и др.

С учетом накопленного опыта в 60-х годах была создана новая конструкция стенда — СКС-2. В создании нового стенда и последующей его модернизации определяющая роль принадлежит Сциборскому Б.Д., Воинову А.М., Яковлеву К.И., Мельникову С.Ф., Герасимовой Н.П., Дегтяреву А.Н., Малинкину А.А., Егорову В.П., Запольскому А.Е., Захарову А.Н. и др. В статье рассмотрены его конструкция, система управления и защиты (СУЗ), дана характеристика некоторых из применяемых на стенде методик измерения нейтронно-физических характеристик РС, содержащих металлические ДМ.

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ, СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ И ЗАЩИТЫ СКС

СКС имеет три основных регулирующих органа:

— стол с приспособлениями для крепления нижней части РС, который может поднимать и опускать последнюю;

— каретку с подставкой для крепления верхней части РС, перемещающуюся в горизонтальной плоскости, она служит для надвигания верхней части РС над нижней;

— регулирующую пробку с механизмом ее перемещения в вертикальном направлении относительно нижней части РС.

Наиболее часто исследуются сферические РС, содержащие (по массе) в качестве ДМ металлические ^{235}U (~ 90%), ^{235}U (~ 36%) и ^{239}Pu (~ 98%), а также их различные комбинации.

Изменение реактивности сборки осуществляется путем сближения (разведения) ее частей, а плавная регулировка реактивности вблизи критического состояния осуществляется регулирующей пробкой.

Стенд находится в экспериментальном зале размером 12×10×8 м, имеющем толстые (1—3 м) бетонные стены и потолок с целью биологической защиты.

Перемещение всех регулирующих органов СКС происходит с помощью электродвигателей, управление которыми осуществляется дистанционно с пульта управления, размещенного за биологической защитой, и контролируется СУЗ. Механизм подъема стола снабжен как дистанционно управляемым упором, так и сменными механическими упорами, позволяющими ограничивать высоту подъема стола.

Скорости перемещения стола следующие: 0,01; 0,1 и 1 мм/с. Высота подъема стола от нижнего крайнего положения в верхнее 200 мм. Скорость перемещения регулирующей пробки 0,1 и 1 мм/с, высота ее подъема 100 мм.

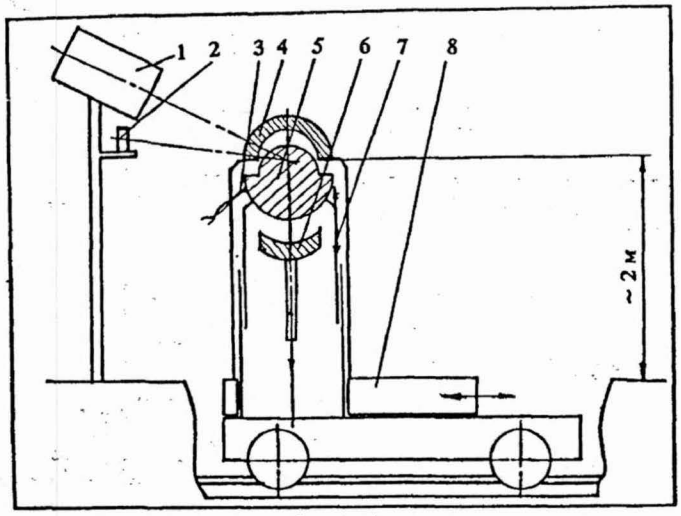

Рис. 1. Схема стенда для критических сборок; 1 — всеволновый детектор; 2 — камера делений; 3 — термопара; 4 — верхняя часть РС; 5 — нижняя часть РС; 6 — регулирующая пробка; 7 — подвижный стол; 8 — каретка

Контроль за потоком нейтронов утечки из РС ведется с помощью трех измерительных каналов. Детекторами нейтронов являются три «всеволновых» счетчика с BF_3, помещенные каждый в свой полиэтиленовый блок, и три ионизационные камеры деления с плоскопараллельными слоями из ^{235}U, заключенные в кадмиевые чехлы. Камеры работают в счетном режиме. Всеволновые детекторы используются для работы при потоках от 10^4 до 10^9 нейтр./с, а камеры деления при потоках от 10^9 до 10^{13} нейтр./с.

Для аварийной защиты СКС оборудован двумя измерительными токовыми каналами на основе плоскопараллельных камер деления со слоями из ^{239}Pu.

Контроль за температурным режимом сборки ведется при помощи хромель-копелевой термопары, находящейся на поверхности АЗ. Схема СКС представлена на рис. 1.

В процессе работы СУЗ установки может выдать аварийный сигнал (при недопустимых значениях потока нейтронов, температуры поверхности АЗ), который вызывает разрыв цепи питания электромагнитов стола и его сброс вместе с регулирующей пробкой на демпфер под действием силы тяжести на высоте 50 мм от крайнего верхнего положения, после чего стол опускается в нижнее положение. Сброс происходит через 30 — 40 мс после аварийного сигнала, что обусловлено инерцией «отлипания» магнитов.

ВОПРОСЫ ЯДЕРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТ

Очевидно, что при работах на СКС вопросы обеспечения ЯБ имеют исключительно важное значение. Так как на стенде зачастую собираются неизвестные РС, то основным требованием безопасной работы является следующее правило: любая неизвестная система может стать критической.

При сборке системы ЯБ в основном обеспечивается за счет высокой квалификации и дисциплинированности производителей работ. При сближении частей РС и работы ее вблизи критического состояния ЯБ обеспечивается путем ограничения скорости сближения (скорости ввода реактивности), надежностью регистрирующих каналов и надежностью срабатывания аварийной защиты. Эффективность аварийной защиты зависит от геометрии системы (симметричное или несимметричное разбиение на верхнюю и нижнюю части) и мощности внешнего источника нейтронов.

Работа на СКС с РС разрешается в режимах, определенных предельно допустимыми значениями основных рабочих параметров:

— мощность делений в АЗ — 10^{13} дел./с;

— максимальная температура деталей из ДМ — 120°С для АЗ из ^{235}U с медно-никелевым покрытием, 70°С для АЗ из ^{239}Pu с никелевым покрытием и ^{235}U без антикоррозионного покрытия.

Кроме того, СУЗ запрещает работу при потоке нейтронов утечки менее 10^5 нейтр./с. Сближение частей РС со скоростью 1,0 мм/с запрещается при потоке нейтронов утечки 10^7 нейтр./с (коэффициент умножения ~ 10), а со скоростью 0,1 мм/с — при потоке 10^8 нейтр./с (коэффициент умножения ~ 100). Коэффициент размножения полностью разведенной «голой» системы не должен превышать 0,9, а системы с отражателем — 0,95.

Так как КС с симметричным разбиением на верхнюю и нижнюю части имеют более высокую скорость ввода реактивности, то они являются и более ядерноопасными по сравнению с КС с несимметричным разбиением. Своевременное (до достижения системой мгновенной критичности) срабатывание аварийной защиты зависит от скорости ввода реактивности и мощности источника нейтронов, расположенного в АЗ. Минимальные значения мощности источника нейтронов Q_{min}, размещаемого в центре АЗ, при котором поток нейтронов утечки из РС превысит значение 10^{13} нейтр./с (порог срабатывания аварийной защиты) раньше, чем система достигнет мгновенного критического состояния при каждой из скоростей сближения частей на СКС, представлены в таблице. Результаты относятся к РС без отражателя.

Указанные в таблице значения получены следующим образом. При данной скорости сближения частей РС измерялись зависимости потока нейтронов утечки от времени сближения при размещении в центре АЗ источников нейтронов различной мощности $N = f(t)$. Затем эти зависимости расчетным путем экстраполировались до достижения потоком значения 10^{13} нейтр./с или реактивностью значения $+ 1{,}0\beta_{эф}$. При этом использовался алгоритм, основанный на прямом решении уравнений кинетики. Значения Q_{min} определялись далее в предположении линейной связи

Минимальные значения мощности (нейтр./с) центральных источников нейтронов, обеспечивающих срабатывание аварийной защиты СКС раньше перехода РС в состояние выше мгновенной критичности.

РС	С симметричным разбиением АЗ на две части			С несимметричным разбиением АЗ на две части		
	^{235}U (36%)	^{235}U (90%)	^{239}Pu (98%)	^{235}U (36%)	^{235}U (90%)	^{239}Pu (98%)
Максимальная скорость ввода реактивности, $\beta_{эф/мм}$	0,48	0,78	3,54	0,30	0,41	1,90
Скорость сближения частей РС, мм/с:						
1,0	$2{,}0\cdot10^6$	$6{,}5\cdot10^7$	$8{,}0\cdot10^8$	$5{,}5\cdot10^5$	$8{,}0\cdot10^5$	$1{,}2\cdot10^6$
0,1	$5{,}0\cdot10^5$	$7{,}0\cdot10^6$	$5{,}5\cdot10^7$	$2{,}4\cdot10^5$	$3{,}0\cdot10^5$	$4{,}0\cdot10^5$
0,01	$1{,}5\cdot10^4$	$6{,}0\cdot10^4$	$1{,}8\cdot10^5$	$1{,}0\cdot10^4$	$1{,}5\cdot10^4$	$2{,}0\cdot10^4$

$Q = f(N)$ или $Q = f(\rho)$ соответственно. Погрешности представленных в таблице значений оцениваются в 10—15%.

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РС

Основными нейтронно-физическими характеристиками РС, определяемыми в экспериментах на СКС, являются реактивность и возмущения реактивности различными микро- и макрообразцами, константа спада мгновенных нейтронов, коэффициент умножения системой нейтронов источника, спектральные индексы, скорости реакции деления, спектры нейтронов утечки и др. Кратко рассмотрим некоторые методы измерения, применяемые на СКС.

Измерения реактивности

Одной из важнейших характеристик РС является реактивность, которая во многом определяет безопасные условия эксплуатации СКС. Кроме того, знание реактивности необходимо для определения многих других характеристик, таких, как константа спада мгновенных нейтронов в критическом состоянии, время жизни мгновенных нейтронов, эффективный коэффициент размножения нейтронов, эффективная доля запаздывающих нейтронов и др.

Для ряда практических задач (например, обеспечения требований по ЯБ, определения эффективности органов регулирования и аварийной защиты реактора, изучения влияния загрузки и т.д.) необходимы измерения реактивности в широком диапазоне ее изменений ($0{,}5 > \rho/\beta_{эф} > -10$). Заметный интерес для целей проверки методов расчета и систем нейтронных констант представляют эксперименты на глубокоподкритических системах $\rho \lesssim -15\beta_{эф}$), поскольку в этом случае удается наиболее точно осуществить сферическую геометрию опыта (РС целиком собирается на столе СКС) и тем самым наилучшим образом обеспечить адекватность экспериментальной и расчетной моделей.

Результаты измерений реактивности РС, особенно для глубокоподкритических состояний, могут содержать существенную систематическую погрешность методического характера, поэтому в целях повышения достоверности результатов желательно иметь несколько независимых методик измерения реактивности. Наиболее предпочтительными следует признать методики, не требующие знания параметров запаздывающих нейтронов, поскольку исследуемые РС зачастую содержат слои из различных ДМ, а определение этих параметров представляет собой отдельную проблему.

Из вышеизложенного можно заключить, что измерения реактивности необходимы в широком диапазоне ее изменения, причем на практике не удается при помощи какой-либо одной методики охватить весь круг решаемых проблем. Для определения реактивностей околокритических состояний РС ($-0{,}5 < \rho/\beta_{эф} < 0{,}5$) и для оперативной оценки некоторых более подкритических конфигураций (до $\sim -2\beta_{эф}$) на СКС применяется хорошо известный метод, основанный на обращенном решении уравнений кинетики /1, 2/.

Для изучения глубокоподкритических конфигураций РС используются методы Шёстранда /3, 4/ и «стреляющего» источника /1, 5/. При выборе данных методов принимались во внимание особенности экспериментов на быстрых сборках, оснащение СКС экспериментальным оборудованием, диапазон измеряемых реактивностей, а также относительные достоинства и недостатки различных методик измерения реактивности.

В основу метода Шёстранда положено измерение интегралов от быстрого и медленного, обусловленного размножением предшественников запаздывающих нейтронов, компонентов спада плотности нейтронов после импульса нейтронного источника /3, 4/. Данный метод является одной из модификаций импульсного метода /6/ измерения реактивности.

Блок-схема реактиметра Шёстранда представлена на рис. 2. В состав реактиметра входят блок реактиметра Шёстранда (БРШ), высоковольтный блок питания POLON 1904, импульсный нейтронный генератор (ИНГ) ТГИ-91 и канал регистрации нейтронов на основе счетчиков СНМ-11, СНМ-13 (разрешающее время $\tau \sim 0{,}67$ мкс) или камеры деления КНК-15-1 ($\tau \sim 0{,}17$ мкс). БРШ функционально состоит из блока управления и двух счетчиков импульсов.

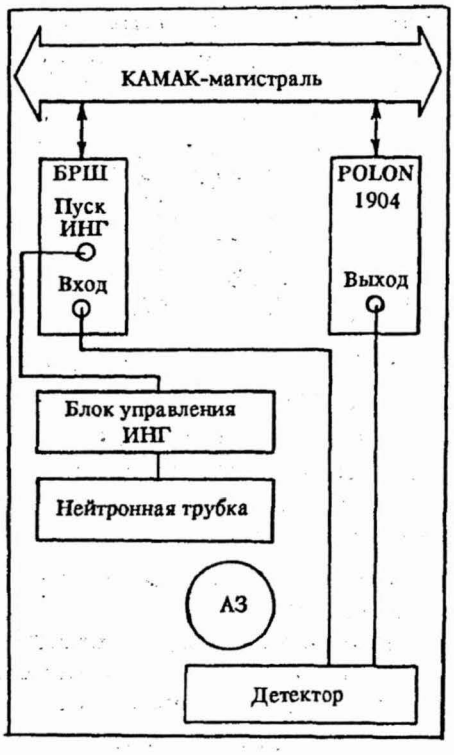

Рис. 2. Блок-схема реактиметра Шёстранда

Аппаратура работает следующим образом. БРШ непрерывно формирует два следующих друг за другом временных интервала длительностью ~ 17 и ~ 34 мс, причем в течение первого интервала времени счет импульсов от детектора нейтронов производит один счетчик, а в течение второго — другой. По переднему фронту первого временного интервала формируется управляющий импульс для запуска нейтронного генератора. Отработав установленное время, нейтронный генератор останавливается, а счетчики продолжают накапливать информацию в прежнем циклическом режиме, регистрируя запаздывающий компонент нейтронного потока в течение времени, равного заданной длительности эксперимента. После этого информация со счетчиков пересылается в микроЭВМ для ее хранения и анализа.

Экспериментальные данные, полученные в ходе измерений, используются для расчета отрицательной реактивности РС. Поскольку отношение времен регистрации интегралов F_p (число отсчетов первого счетчика) и F_d (число отсчетов второго счетчика) аппаратно установлено равным 1/2, то известное соотношение /3, 4/ $\rho/\beta_{эф} = F_p/F_d$ принимает вид

$$\rho/\beta_{эф} = (1 - 2 \cdot F_p/F_d)/3,$$

где

$$F_p = N_1 - t_и \cdot \Phi/3;\ F_d = N_2 - 2t_и \cdot \Phi/3;$$

$$\Phi = (\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_1' + \Phi_2')/(2 \cdot t_ф);$$

N_1 и N_2 — числа отсчетов, зарегистрированные первым и вторым счетчиками за время рабочего опыта $t_и$ (~ 10—15 мин); Φ — скорость счета нейтронного фона; $t_ф$ — время изменения фона (~ 2—5 мин); Φ_1, Φ_2, Φ_1' и Φ_2' — числа отсчетов, зарегистрированные первым и вторым счетчиками за время $t_ф$ до и после рабочего опыта соответственно.

Статистическая погрешность реактивности определяется по формуле

$$\Delta\rho/\beta_{эф} = (2 \cdot F_p/(3 \cdot F_d)) \cdot \sqrt{(\Delta F_p/F_p)^2 + (\Delta F_d/F_d)^2},$$

где

$$\Delta F_p = \sqrt{N_1 + (\Delta\Phi \cdot t_и/3)^2};$$

$$\Delta F_d = \sqrt{N_2 + (2 \cdot \Delta\Phi \cdot t_и/3)^2};$$

$$\Delta\Phi = \sqrt{\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_1' + \Phi_2'}/(2 \cdot t_ф).$$

Данные процедуры измерения и вычислений реализованы в управляющей программе SJO.

В качестве второго независимого метода измерения реактивности СКС используется метод стреляющего источника, который основан на анализе переходного процесса в подкритическом реакторе после «мгновенного» удаления из него источника нейтронов /1, 5/.

Структурная схема реактиметра стреляющего источника, работающего в реальном времени по управляющей программе, изображена на рис. 3. Реактиметр состоит из блока питания POLON 1904, пневмопривода и канала регистрации нейтронов.

Пневмопривод предназначен для дистанционного перемещения источника нейтронов из защитного блока к поверхности РС и обратно. ^{252}Cf — источник, заключенный в защитный контейнер из титана, перемещается внутри трубы из нержавеющей стали диаметром 16×1 мм. Сжатый воздух, необходимый для работы пневмопривода, поступает через редуктор от стационарной воздушной сети (p ~ 6 атм) и накапливается в ресивере объемом 40 л. В пневмосистеме поддерживается рабочее давление ~ 2,5 атм,, которое обеспечивает перемещение источника из одного край-

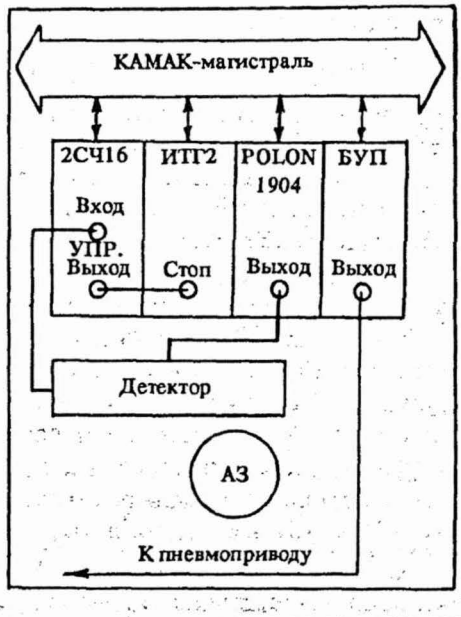

Рис. 3. Блок-схема реактиметра стреляющего источника: БУП — блок управления пневмоприводом; ИТГ2 — интервальный таймер-генератор; 2СЧ16 — сдвоенный счетчик импульсов; POLON 1904 — высоковольтный блок питания

него положения в другое (пролетная база ~ 2,5 м) за время ~ 0,25 с. Давление ограничено, чтобы не подвергать капсулу источника излишним ударным нагрузкам.

В качестве детектора нейтронов используется счетчик СНМ-11 ($\tau \sim 0{,}67$ мкс) или батарея из трех, шести или девяти таких же счетчиков. Счетчики размещены в блоке замедлителя из полиэтилена.

БУП формирует управляющие сигналы длительностью ~ 1 с, которые поступают на электропневмоклапаны пневмопривода и вызывают их срабатывание. При этом источник перемещается к АЗ или обратно. Срабатывание клапанов происходит после окончания заданных программно интервалов времени.

Применение ЭВМ позволяет реализовать вариант метода стреляющего источника, основанный на обращенном решении уравнений кинетики при использовании кусочно-линейной аппроксимации изменения мощности внутри временного интервала /1, 2/

$$\rho_j/\beta_{эф} = 1 - (Q/\beta_{эф} + \sum_{i=1}^{6} C_i(t_j))/N_j, \qquad (1)$$

где

$$C_i(t_j) = C_i(t_{j-1}) \cdot E_i + A_i \cdot N_j - B_i \cdot N_{j-1}; \qquad (2)$$

$$E_i = \exp(-\lambda_i \cdot \Delta t); \qquad (3)$$

$$A_i = a_i(1 - (1 - E_i)/(\lambda_i - \Delta t)); \qquad (4)$$

$$B_i = a_i(E_i - (1 - E_i)/(\lambda_i - \Delta t)). \qquad (5)$$

N_j — число отсчетов детектора в течение j-го временного интервала; Δt — длительность временного интервала (задается программно); a_i, λ_i — параметры запаздывающих нейтронов.

Экспериментальные числа отсчетов $N_j^э$ корректируются на просчеты, обусловленные конечным (непродлевающего типа) разрешающим временем τ канала регистрации нейтронов

$$N_j = N_j^э/(1 - \tau \cdot N_j^э/\Delta t).$$

Процедура эксперимента сводится к следующему. Сначала в течение ~ 100 с измеряется нейтронный фон, обусловленный спонтанными делениями в АЗ реактора и нейтронами от внешних источников нейтронов, находящихся в экспериментальном зале. В дальнейшем этот фон вычитается из показаний детектора, что позволяет существенно упростить анализ переходного процесса после удаления источника из реактора, так как эффективный внешний источник в уравнении (1) можно занулить. После измерения фона калифорниевый источник перемещается из защитного блока к поверхности РС, и начинается расчет источников запаздывающих нейтронов согласно рекуррентным соотношениям (2)— (5) при начальных условиях $C_i(0) = 0$.

Спустя время выдержки 200—400 с, источник удаляется обратно в защитный блок, а информация от детектора нейтронов о переходном процессе в реакторе, обусловленного распадом накопленных с источником предшественников запаздывающих нейтронов, используется для вычисления реактивности согласно выражению (1) при $Q/\beta_{эф} = 0$. Значение реактивности и ее погрешность определяются по формулам

$$\rho/\beta_{эф} = \Big(\sum_{j=n_{ст}}^{n} \omega_j \rho_j\Big) / \Big(\sum_{j=n_{ст}}^{n} \omega_j\Big);$$

$$\Delta\rho/\beta_{эф} = \sqrt{\sum_{j=n_{ст}}^{n} \omega_j(\rho_i - \rho)^2/\beta_{эф}^2} \Big/ \Big(\sum_{j=n_{ст}}^{n} \omega_j\Big),$$

где ρ_j — значение реактивности на j-м временном интервале; ω_j — статистический вес измерения; $n_{ст}$ — стартовый канал для расчета реактивности.

Поскольку информация за первый временной интервал искажена из-за конечного времени перемещения источника, то $n_{ст} \gtrsim 2$.

Изложенная процедура проведения эксперимента реализована в программе MSI.

При проведении измерений реактивности методами Шёстранда и стреляющего источника необходимо принимать во внимание эффекты, связанные с регистрацией детектором «прямых» нейтронов источника, фоном рассеянных нейтронов, просчетом нейтронного канала и др. Пренебрежение указанными эффектами может привести к существенной систематической погрешности результатов измерений. При внимательном подходе к выбору геометрии опыта и учету эффектов, приводящим к систематическим ошибкам, рассмотренные методики позволяют измерять реактивность простых РС без отражателя в диапазоне $|\rho| \lesssim 40\beta_э$ с относительной погрешностью $\delta\rho \sim \sqrt{\rho}$, %.

Исследования кинетических характеристик

При изучении РС значительный интерес представляет временное поведение распределения потока нейтронов, обусловленное мгновенными нейтронами деления. Измерение константы спада мгновенных нейтронов α является удобным средством для определения нейтронно-физических параметров систем и надежным критерием для проверки численных методов расчета реакторов. Это обусловлено в основном тремя причинами. Во-первых, для большинства реальных РС вблизи критического состояния удается наблюдать асимптотическое поведение нейтронов во времени, что значительно упрощает теоретическую трактовку процессов переноса нейтронов. Во-вторых, параметр α весьма чувствителен к геометрическим размерам среды и выбранным нейтронным константам, а его связь с ядерно-физическими и геометрическими характеристиками системы имеет довольно простой вид. И наконец, в-третьих, современная экспериментальная техника позволяет измерять α с высокой точностью (~ 1%), поскольку она практически не зависит ни от размещения источника нейтронов, ни от места расположения детектора и его спектральной чувствительности.

В целях повышения надежности экспериментальных результатов измерения константы спада мгновен-

ных нейтронов α на СКС проводятся двумя методами: спонтанного импульсного источника и Росси-α. Теория методов подробно изложена в работах /7,8/, в которых выводится выражение для временной зависимости скорости счета детектора нейтронов при достаточно низком уровне мощности.

Аппаратура Росси-α методики включает в себя два канала регистрации нейтронов и временной анализатор импульсов (рис. 4). Один канал («стартовый») запускает временной анализатор, а импульсы с другого детектора нейтронов регистрируются в соответствующих каналах анализатора («стопный» канал). В качестве детекторов нейтронов применяются сцинтилляционные счетчики с кристаллом стильбена и фотоумножителем ФЭУ-30. Для уменьшения доли отсчетов, обусловленных регистрацией γ-квантов, детекторы окружаются свинцовой защитой толщиной до 100 мм.

Применение двух детекторов нейтронов в Росси-α эксперименте значительно снижает требования к разрешающему времени электронной аппаратуры, практически снимает проблему синхронизации электронных устройств и обеспечивает широкие возможности выбора необходимых условий эксперимента.

При реализации метода спонтанного импульсного источника нейтронов в качестве стартового детектора используется камера деления со слоем из ^{252}Cf, которая располагается в центре РС. Импульсы с камеры деления последовательно через ПУ ORTEC-113, спектрометрический усилитель ORTEC-471, ОА ORTEC-420A, ГЗ ORTEC-416A поступают на счетчик С4, а с ГЗ также на стартовый вход ВАК ORTEC-467. Стопный канал такой же, как и в методике Росси-α.

Основное принципиальное различие методов спонтанного импульсного источника нейтронов и Росси-α заключается в том, что при реализации первого из них каждый пуск временного анализатора производится в момент инициирования цепочки делений в РС, а при реализации второго — в любой момент времени, в течение которого происходит распад цепочки делений. Данное обстоятельство приводит к тому, что методом спонтанного импульсного источника в любом цикле измерений, если в сборке инициирована цепочка делений, исследуется весь профиль спада плотности нейтронов $N(t)$, а методом Росси-α лишь какая-то его часть, и результирующее распределение импульсов в каналах временного анализатора представляет собой некоторую усредненную функцию, образованную наложением друг на друга импульсов от регистрации отдельных частей $N(t)$.

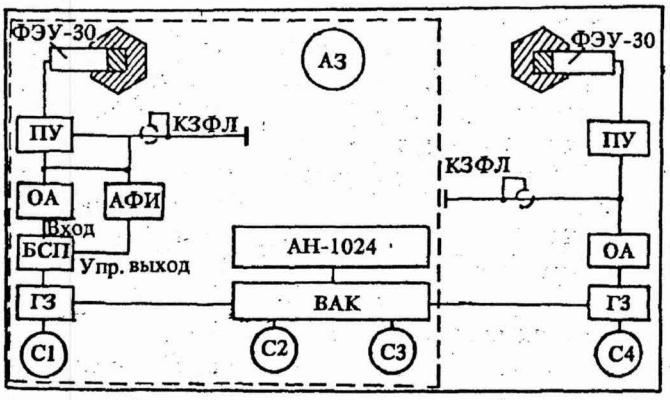

Рис. 4. Блок-схема аппаратуры Росси-α эксперимента: ПУ — предварительный усилитель импульсов ORTEC-113; ОА — одноканальный анализатор ORTEC-420A; АФИ — анализатор формы импульса ORTEC-458; КЗФЛ — короткозамкнутая формирующая линия; БСП — быстрая схема пропускания; ГЗ — генератор задержек ORTEC—416A; АИ-1024 — амплитудный анализатор импульсов (1024 канала); ВАК — время-амплитудный конвертор ORTEC-467; С1, С2, С3, С4 — счетчики импульсов, при помощи которых измеряется загрузка «стопного» (С1) и «стартового» (С4) каналов регистрации нейтронов, количество импульсов принятых стартов (С2) и полное число совпадений (С3)

В исследованиях применяется многоканальный временной анализ, реализованный на базе время-амплитудного конвертора (модуль ORTEC-467) и амплитудного анализатора импульсов АИ-1024. Данный тип анализа позволяет регистрировать лишь один (первый) импульс стопного канала на интервале анализа, поэтому в старших каналах анализатора АИ-1024 количество импульсов уменьшается по сравнению и истинным за счет перекрытия «мертвым» временем от регистрации импульсов в младших каналах. Это приводит, в конечном итоге, к завышению значения константы спада мгновенных нейтронов, которое тем существенней, чем выше эффективность регистрации стопного канала, а следовательно, и вероятность $P_к$ коррелированных совпадений импульсов от стартового и стопного детекторов.

Информация, накопленная в каналах анализатора, выравнивается функцией

$$N(t) = A \cdot \exp(-\alpha^э \cdot t) + N_ф, \qquad (6)$$

где A — амплитуда; $N_ф$ — фон случайных совпадений.

Экспоненциальное слагаемое в правой части (6) выделяется путем вычитания из аппаратурного распределения фона случайных совпадений $N_ф$, после чего A и $\alpha^э$ рассчитываются при помощи метода наименьших квадратов.

Для определения $N_ф$ применяется следующая процедура: значение $N_ф$ варьируется с целью наилучшей аппроксимации аппаратурного спектра функцией (6). Критерием, характеризующим качество подгонки, является малость среднеквадратичной ошибки аппроксимации

$$D = \sqrt{\sum_{j=1}^{n} \omega_j (N_j - A \cdot \exp(-\alpha^э \cdot j) - N_ф)^2 / \sum_{j=1}^{n} \omega_j},$$

где n — количество анализируемых точек распада; ω_j — весовая функция, в качестве которой можно использовать либо константу, либо массив исходных данных N_j, либо $\ln(N_j - N_ф)$.

Алгоритм вычисления $\alpha^э$ и ее погрешности по измерениям $N(t)$ реализован в прикладной программе DCPN. Программа позволяет проводить анализ информации, начиная с любого канала анализатора, что дает возможность выделить экспоненциальный участок на кривой спада плотности мгновенных нейтронов.

Погрешность параметра оценивается из анализа экспериментальных данных методом наименьших квадратов и определяется в основном двумя факторами:

— статистикой отсчетов в каналах анализатора;

— отклонением экспериментальной кривой от экспоненциальной формы (при наличии в РС заметных объемов легких замедлителей).

Для введения в значения $\alpha^э$ поправок на эффекты, обусловленные применением аппаратуры с ограниченным временным разрешением, проводятся дополнительные исследования зависимости $\alpha^э$ от вероятности коррелированных совпадений $P_к$, которую рассчитывают по формуле

$$P_к = (N_с - n \cdot N_ф)/N_{ст},$$

где $N_с$ и $N_{ст}$ — полное число совпадений и количество принятых стартов, зарегистрированные счетчиками С3 и С2 (см. рис. 4) за время опыта; n — число каналов анализатора.

Значение $P_к$ варьируется за счет изменения расположения стопного детектора относительно РС. Несмещенная оценка параметра, соответствующая $P_к = 0$, определяется согласно выражению

$$\alpha = \alpha^э - K \cdot P_к,$$

где K — корректирующий коэффициент, который определяется путем аппроксимации экспериментальной зависимости $\alpha^э = f(P_к)$ линейной функцией при помощи метода наименьших квадратов. Эксперименты показали, что значение K остается практически постоянным в диапазоне изменений $|\rho| < 2\beta_{эф}$ и $P_к < 3 \cdot 10^{-3}$.

Значение α_0 константы спада мгновенных нейтронов для критического состояния РС определяется экстраполяцией (или интерполяцией) зависимости $\alpha = f(\rho)$ в состояние с $\rho = 0$.

Измерения спектральных индексов

Акты деления регистрируют либо по осколкам деления (ионизационные камеры деления, трековые детекторы и т.п.), либо по γ-активности осколков деления (обычно ^{140}La, ^{143}Ce и др.) /1, 9/. На СКС применяются ионизационные камеры деления со слоями из различных ДМ, такими, как ^{235}U, ^{238}U, ^{237}Np, ^{239}Pu, ^{240}Pu и др.

Наблюдаемая скорость регистрации импульсов камеры деления связана со скоростью делений $\langle \varphi \cdot \sigma_f(E) \rangle$ следующим образом:

$$N^i = \langle \varphi \cdot \sigma_f^i(E) \rangle \, n^i \varepsilon^i$$

при низких флюенсах нейтронов ($\Phi t < 10^{18}$ нейтр./см^2) /1/. Здесь n^i — количество ядер i-го делящегося вещества в камере; ε^i — эффективность регистрации осколков деления. Отношение скоростей деления i-го и j-го делящихся нуклидов

$$\langle \varphi \cdot \sigma_f^i(E) \rangle / \langle \varphi \cdot \sigma_f^j(E) \rangle = \sigma_f^i / \sigma_f^j = N^i (n \cdot \varepsilon)^j / (N^j \cdot (n \cdot \varepsilon)^i). \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что отношение скоростей реакций равно отношению средних для данного спектра $\varphi(E)$ сечений деления и что для определения σ_f^i/σ_f^j по наблюдаемым N_i и N_j в двух экспериментах с камерами деления, содержащих слои из соответствующих ДМ, необходимо знать количества ядер n^i и n^j в слоях и относительные эффективности регистрации осколков деления.

Искомые отношения $(n \cdot \varepsilon)^j/(n \cdot \varepsilon)^i$ можно определить, если измерить отношения скоростей N^i/N^j в потоке нейтронов, для которого известны средние сечения делений, т.е. в эталонном поле нейтронов. Для слоев, применяемых на СКС, эффективные веса известны с погрешностью на хуже 2—4% ($p = 0{,}95$).

Процедура определения отношения сечений делений на СКС (обычно σ_f^x/σ_f^5), таким образом, сводится к следующему:

$$\sigma_f^x/\sigma_f^5 = N^x \cdot N_м^5/(N^5 \cdot N_м^x),$$

где N^5 и $N_м^5$ — числа отсчетов, зарегистрированные камерным (со слоем из ^{235}U) и мониторным (штатным) каналами регистрации; N^x и $N_м^x$ — то же для камеры со слоем из другого делящего изотопа, т.е. N^x и N^5 нормированы на один отсчет монитора. Обычно N^x и N^5 набираются равными. При достаточном времени набора статистики отсчетов ошибка измерения σ_f^x/σ_f^5, очевидно, определяется только точностью в эффективных весах слоев.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданный СКС с широким набором деталей из делящихся и инертных материалов обеспечивает возможность собирать различные по составу, конфигурации и размеру, а следовательно, и значительно отличающиеся по нейтронно-физическим характеристикам КС. Методики, применяемые на стенде, позволяют определять основные нейтронно-физические параметры РС. Среди них реактивность и возмущение реактивности, постоянная спада мгновенных нейтронов в критическом состоянии, спектральные индексы и др. Знание этих параметров имеет важное значение для проверки методов расчетов и систем нейтронных групповых констант. Кроме того, эксперименты на стенде для критических сборок используются для решения вопросов ЯБ, моделирования различных технологических процессов, подбора критических конфигураций импульсных реакторов и т.д.

Список литературы

1. Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Экспериментальные методы физики реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1984.

2. Матусевич Е.С., Баландин А.Ф., Регушевский В.И., Тарасов В.А. Автоматизация физического эксперимента на критических сборках. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. Sjöstrand N.G. Measurements on a Subcritical Reactor Using a Pulsed Neutron Source. — Ark. Fys., 1956, № 11, p. 233.
4. Шёстранд Н.Г. Измерения на подкритическом реакторе с пульсирующим источником нейтронов. — В кн.: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.), т. 5: Физика реакторов. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 68—70.
5. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1967.
6. Garelis E. Survey of Pulsed Neutron Source Methods for Multiplying Media. — Pulsed Neutron Research. Proceedings of a Symposium. — Karlsruhe, 1965, p. 3—23.
7. Mihalczo J.T. The Use of Californium-252 as a Randemly Pused Neutron Source for Prompt-Neutron Decay Measurements. — Nucl. Sci. Engng, 1974, vol. 53, p. 393—414.
8. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1974.
9. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. — М.: Атомиздат, 1970.

Статья поступила в редакцию
25 августа 1992 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 2, с. 21—29.

УДК 519.245:539.12

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 30 МэВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МАТЕРИАЛА МИШЕНИ

Е.Н. Донской, В.Ф. Колесов
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607200, г. Арзамас-16

На основе расчетов по методу Монте-Карло для оптимальных по толщине мишеней из полиэтилена, бериллия, графита, алюминия, железа, циркония, тантала и урана исследуется зависимость от материала мишени энергетического и углового распределений и полного выхода вперед и назад тормозного излучения, генерируемого пучком электронов с энергией 30 МэВ. Приводятся также значения поглощенной дозы, создаваемой этим излучением в воздухе на расстоянии 1 м от мишени.

BREMSSTRAHLUNG OF 30 MeV ELECTRONS AS A FUNCTION OF TARGET MATERIAL. E.N. DONSKOI, V.F. KOLESOV. Energy and angular distribution and the total forward and backward output of bremsstrahlung generated by 30 MeV electron beam as a function of target material are investigated in terms of Monte-Karlo calculation for optimally thick targets of polyethylene, berillium, graphite, aluminum, iron, zirconium, tantalum and uranium. The values of absorbed dose produced by this radiaton in the air at a distance of 1 m from the target are also presented.

В настоящее время ускорители электронов с энергией пучка в несколько десятков Мэв /1—3/ находят широкое применение в качестве источников излучений в научных исследованиях, а также в медицине, дефектоскопии, химической промышленности, сельском хозяйстве и других отраслях. Одним из видов излучений, генерируемых ускорителями электронов, является тормозное излучение, поэтому важной является задача определения характеристик этого излучения. Эта задача решается как экспериментальными, так и расчетными методами /2—6/.

Среди расчетных методов особое место занимает метод Монте-Карло, позволяющий наиболее полно учесть процесс взаимодействия электронного пучка с материалом мишени. Обычно расчеты проводятся для тантала и вольфрама, наиболее часто использующихся в качестве материалов мишени ускорителя электронов. Данная работа посвящена изучению зависимости характеристик тормозного излучения от материала мишени. Эта зависимость исследуется для пучка электронов с энергией 30 МэВ, перпендикулярно падающего на плоскую мишень. Расчеты проводились по программе ЭЛИЗА /7/, предназначенной для решения методом Монте-Карло задач переноса γ-излучения, электронов и позитронов.

Для выбора толщины мишени была проведена серия оптимизационных расчетов. Оптимизировался полный выход вперед энергии тормозного излучения. Значения оптимальных толщин приведены в табл. 1 и использовались в дальнейших расчетах. В табл. 1 приведены также значения плотностей материалов и полных пробегов в них электронов с энергией 30 МэВ. Из таблицы видно, что с уменьшением порядкового номера Z материала мишени оптимальная толщина приближается к полному пробегу. Это связано с тем, что с уменьшением Z индикатриса рассеяния электронов более вытянута вперед. Следствием этого является также увеличение полного пробега электронов (в г/см^2) с уменьшением Z и более поздняя изотропизация функции распределения многократно рассеянных электронов.