ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

А.В. Бушуев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАКТОРНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии» в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 621.039.51(075) ББК 31.46я7 Б 94

Бушуев А.В. Экспериментальная реакторная физика: Учебное пособие. – М.: МИФИ, 2008. – 280 с.

Последовательно изложены основы нейтронно-физических экспериментов по определению нейтронных процессов и полей нейтронов и применяемых для этого технологий и оборудования. Приведены источники погрешностей результатов нейтронных экспериментов и возможные меры по их минимизации. Рассмотрены особенности исследований нуклидного состава реакторного топлива, цели и методы, применяемые для экспериментов на исследовательских реакторах, критстендах и промышленных реакторах.

Предназначено для студентов и аспирантов, специализирующихся в области физики ядерных реакторов, а также для специалистов отрасли.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. Е.А. Крамер-Агеев

ISBN 978-5-7262-0911-1

© Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008

Редактор *М.В. Макарова* Оригинал-макет изготовлен *С.В. Тялиной*

Подп	исано в печать	o 01.12.2008.	Формат 60×84 1/1	6
Учизд.л. 17,5.	Печ.л. 17,5.	Тираж 200 экз.	Изд. № 013-1.	Заказ № 75

Московский инженерно-физический институт (государственный университет). Типография МИФИ. 115409, Москва, Каширское ш., 31

Предисло	вие	8
Введение		9
B.1.	Краткая история развития экспериментальной	
	реакторной физики	
B.2.	Потребность в новых экспериментах. Невозможность	
	эксплуатации реакторов без постоянного контроля	
	за нейтронным полем	9
B.3.	Задачи нейтронно-физических экспериментов	11
B.4.	Современные требования к экспериментам.	
	Понятие информативности	12
Воп	росы для самоконтроля	15
Глава I.	Источники нейтронов	16
1.1	Радиоизотопные источники, их конструкция и применения	I.
	Возможности получения моноэнергетических нейтронов	16
1.2.	Ускорители заряженных частиц как источники нейтронов.	
	Типы используемых ускорителей, их применения для	
	производства нейтронов в стационарном и	
	импульсном режимах	19
1.3.	Ядерные реакторы как источники нейтронов для	
	экспериментов внутри активной зоны	
	и на выведенных пучках	22
Лит	ература	24
Воп	росы для самоконтроля	24
Глава II.	Детекторы ядерных излучений	25
2.1.	Описание детектора с помощью функции отклика	25
2.2.	Характеристики детекторов: эффективность,	
	энергетическое и временное разрешения	28
2.3.	Газовые ионизационные детекторы: ионизационные	
	камеры, пропорциональные и коронные счетчики.	
	Их характеристики и области применения	31
2.4.	Сцинтилляционные детекторы: принцип работы,	
	устройство. Типы сцинтилляторов: твердые	
	кристаллические, органические, жидкие	41
2.5.	Полупроводниковые детекторы (ППД). Характеристики	
	и области применения ППД: используемые материалы	
	и устройство, типы ППД и их особенности	47

ОГЛАВЛЕНИЕ

	2.6.	Трековые детекторы	55
	Лите	ература	57
	Вопр	оосы для самоконтроля	58
Глава	III.	Нейтронные реакции: характеристики,	
		методы измерения, результаты	59
	3.1.	Исследование реакций нейтронов с ядрами, измерение	
		полных сечений взаимодействия. Использование	
		получаемых данных для определения строения ядер.	
		Эффекты, искажающие информацию	59
	3.2.	Исследование реакции упругого рассеяния.	
		Два механизма реакции. Схемы опытов.	
		Возможные источники погрешности	66
	3.3.	Исследование реакции радиационного захвата нейтронов.	
		Изменение сечения с ростом энергии нейтронов.	
		Обзор результатов опытов	68
	3.4.	Неупругое рассеяние нейтронов. Возможные формы	
		спектров испускаемых нейтронов и гамма-излучения	76
	3.5	Реакции $(n 2n)$ $(n n)$ $(n q)$	81
	3.6.	Леление ялер. Возможность леления тепловыми	01
		нейтронами. Энергия леления, мгновенные	
		и запазлывающие нейтроны. Ралиоактивный распал	
		пролуктов лепения	83
	Пите	npodykrob desembler and a second s	94
	Вопр	росы для самоконтроля	95
-			
Глава	IV.	Определение характеристик стационарных	
		нейтронных полей	96
	4.1.	Метод активационных детекторов. Измерение спектральных	-
		индексов. Измерение спектра нейтронов с помощью набора	
		детекторов. Понятие «чувствительности» детектора	
		к вариациям спектра. Формирование набора детекторов.	
		Восстановление спектра по результатам измерений	97
	4.2.	Измерения спектра нейтронов методом «по времени	
		пролета» нейтронов. Оптимизация эксперимента.	
		Возможность применения метода для измерения	
		сечений1	05
	Лите	ература1	11
	Вопр	росы для самоконтроля1	12

Глава	V.	Методы определения размножающих свойств сред	113
	5.1.	Подкритический экспоненциальный опыт. Условия	
		проведения. Обзор результатов. Ограничения	
		применимости метода	114
	5.2.	Метод приближения к критическому состоянию	121
	5.3.	Метод импульсного источника	124
	Лите	ература	126
	Вопр	оосы для самоконтроля	126
Глава	VI.	Определение физических параметров	
		реакторных решеток	127
	6.1.	Параметры МКК, ²⁸ р, ²⁵ δ, ²⁸ б и их связь	
		с нейтронными реакциями в топливе реактора	127
	6.2.	Методы измерения параметров МКК, ²⁸ р, ²⁵ δ, ²⁸ δ.	
		Варианты опытов в различных реакторах	128
	6.3.	Погрешности определения параметров решетки	
		и меры по их снижению	136
	6.4.	Определение эффективного резонансного	
		интеграла поглощения нейтронов в ²³⁸ U	137
	Лите	ература	141
	Вопр	оосы для самоконтроля	141
Глава	VII.	Нестационарный реактор и измерение реактивност	и 142
	7.1.	Определение реактивности по асимптотическому	
		периоду изменения потока нейтронов	
		Границы применимости метода. Реактиметр	142
	7.2.	Метод сброса поглощающего стержня	147
	7.3.	Коэффициенты реактивности: температурный,	
		мощностной, по глубине погружения регулирующего	
		стержня и др.	149
	Лите	ература	156
	Вопр	оосы для самоконтроля	156
France	1 7111	M	
т лава	v 111.	методы исследования изотопного состава	157
	Q 1	отраоотавшего реакторного топлива	
	0.1.	гсакции, изменяющие состав топлива.	157
	on	Задачи измерения изотопного состава топлива	13/ 165
	0.∠. ∏ur⊄	попятия о перазрушающих и разрушающих методах	103
	Bor	гратура	170
	DOIL	лосы для самоконтроля	1/0

Глава	IX.	Разрушающие методы анализа изотопного состава	
		реакторного топлива	. 171
	9.1.	Метод изотопного разбавления	. 171
	9.2.	Масс-спектрометрия. Устройство прибора. Источники	
		погрешностей результатов. Метод Resin-Bead	. 173
	9.3.	Альфа-спектрометрия	. 179
	Лите	ература	. 187
	Вопр	оосы для самоконтроля	. 187
Глава	X.	Неразрушающие методы анализа выгорания	
		и изотопного состава реакторного топлива	. 188
	10.1.	Измерения выгорания топлива	. 188
	10.2.	Рентгеновская спектрометрия. Возможности определения	
		изотопных составов урана и плутония по результатам	
		спектрометрических измерений	. 201
	10.3.	Примеры комплексных исследований состава	
		отработавшего топлива	. 208
	Лите	ература	. 210
	Вопр	оосы для самоконтроля	. 211
Глава	XI.	Исследовательские реакторы	. 212
	11.1.	Типы исследовательских реакторов и их предназначение.	
		Понятие «качества» исследовательского реактора	. 212
	11.2.	Выбор топлива и замедлителя для исследовательских	
		реакторов	. 214
	Лите	ература	. 218
	Вопр	оосы для самоконтроля	. 219
Глава	XII.	Эксперименты на нейтронных пучках	
		и в облучательных каналах	. 220
	12.1.	Реакторы для физических экспериментов, ресурсных	
		испытаний, производства изотопов. Специальные	
		устройства, используемые на исследовательских реакторах	
		Их применения	. 220
	12.2.	Импульсные реакторы и бустеры	. 233
	Лите	ература	. 239
	Вопр	оосы для самоконтроля	. 239
Глава	XIII.	Интегральные эксперименты на реакторах	
		«нулевой» мощности (критстендах)	. 240
	13.1.	Эксперименты на подкритических и критических	240
		соорках	. 240

13.2. Устройство критстендов для экспериментов по физике	
тепловых и быстрых реакторов. Измеряемые параметры	Ы
и используемые методики. Возможности коррекции	
расчетных программ по результатам интегральных	
экспериментов	247
Литература	260
Вопросы для самоконтроля	260
Глава XIV. Нейтронные измерения на энергетических реактора	x 261
14.1. Задачи и особенности нейтронных измерений	
на энергетических реакторах	261
14.2. Детекторы, применяемые в системах внутриреакторног	0
контроля, построение системы СВРК	263
14.3. Регламентация экспериментов на реакторах АЭС	271
14.4. Определение нейтронно-физических характеристик	
активных зон ВВЭР	272
14.5. Примеры экспериментов на реакторах АЭС	275
Литература	279
Вопросы для самоконтроля	280
1 '' 1	

Предисловие

Данная книга представляет собой учебное пособие, написанное на основе лекций, читаемых на протяжении ряда лет студентам МИФИ, специализирующимся в области физики ядерных реакторов. В современном курсе экспериментальной реакторной физики (ЭРФ) объединены и дополнены материалы, содержавшиеся ранее в четырех курсах, читавшихся преподавателями трех кафедр. Новый подход позволил сконцентрировать и излагать с единых позиций знания, необходимые для подготовки специалистов в области нейтронных экспериментов. Такие эксперименты сохраняют важное значение в связи с развитием и модернизацией реакторов, продлением сроков их эксплуатации, изучением новых реакторных технологий.

В России и за рубежом растет понимание необходимости подготовки и переподготовки ядерных инженеров с использованием накопленного опыта и современных достижений. Следует заметить, что знание приборов и методов, служащих для реакторных экспериментов, может быть использовано при решении задач контроля окружающей среды, обращения с радиоактивными отходами, контроля ядерных материалов и др.

В настоящее время не существует литературных источников, содержащих систематизированный комплекс необходимых сведений по ЭРФ. Настоящая книга является попыткой приблизиться к решению этой задачи. По теме данного учебного пособия издавались учебники и монографии, в том числе «Экспериментальная реакторная физика» Ю.А. Казанского и Е.С. Матусевича, 1985 г., «Нейтронная физика» К Бекурца и К. Виртца, 1968 г., «Critical Assembles and Reactor Research» L. Schmidt, 1971 г. В каждой из них содержится лишь часть материала, входящего в лекции, читаемые в МИФИ. К тому же перечисленные учебники изданы давно и практически не доступны для студентов.

При написании данного пособия использовался опыт, приобретенный автором в процессе научной работы на отечественных и зарубежных реакторных установках. Их результаты были представлены в многочисленных публикациях.

Хочется выразить благодарность кандидату физико-математических наук Т.Б. Алеевой и доценту Е.В. Петровой за помощь в подготовке и оформлении рукописи, а также профессору Е.А. Крамер-Агееву, внимательно ознакомившемуся с рукописью учебного пособия и сделавшему ряд полезных замечаний. Следует также отметить ценные советы, высказанные профессором Е.С. Глушковым при обсуждении плана курса ЭРФ.

ВВЕДЕНИЕ

В.1. Краткая история развития экспериментальной реакторной физики

Осуществленная в России программа работ по физике ядерных реакторов (ЯР) включала широкие экспериментальные исследования. Для получения необходимых данных были созданы специальные прецизионные методики. Взаимодействие нейтронов с ядрами изучалось в широком диапазоне энергий: исследовали сечения упругого и неупругого рассеяния, захвата, деления, измеряли число и спектр вторичных нейтронов деления. Были развиты теории взаимодействия нейтронов с ядрами, что позволило экстраполировать экспериментальные результаты на те области, где данные отсутствовали.

В экспериментах изучались особенности физики реакторов разных типов и проводились сравнения с теорией. Это позволяло проверять методы расчетов реакторов для конкретных условий и уточнять используемые в расчетах константы. В итоге создавались системы констант, пригодные для практического использования.

В.2. Потребность в новых экспериментах. Невозможность эксплуатации реакторов без постоянного контроля за нейтронным полем

В настоящее время расчеты реакторов проводят с помощью ЭВМ с быстродействием более 10⁹ оп./с, оснащенных библиотеками программ и констант, однако точность теоретического предсказания характеристик реактора в ряде случаев не удовлетворяет возросшим требованиям.

При проектировании реактора любого типа задача расчета состоит в оптимизации и предсказании его характеристик: количества загружаемого делящегося материала (критзагрузки), поля энерговыделения, поведения системы при изменениях условий работы и др. Для этого должны выполняться два условия:

1) надо использовать расчетную модель, соответствующую реальному реактору; 2) надо применять соответствующую систему групповых констант (ядерных данных о процессах в реакторе).

Кроме того, требуется учесть неопределенность данных о внутриреакторной среде, обусловленную допусками на все компоненты реактора (технологические погрешности расчета). Таким образом, чтобы оценить погрешность расчета, нужно учесть погрешность расчетной модели и построить матрицу ошибок ядерных констант.

Погрешность модели в основном обусловлена идеализацией геометрии (замена реальной неправильной формы активной зоны на цилиндр, ряда твэлов – на кольцевой слой и др.).

Погрешности констант возникают из-за погрешности исходных экспериментальных данных о сечениях, из-за усреднения сечения по энергетическим интервалам и выбора спектра для усреднения (рис. В.1).

На практике ошибка расчета никогда точно не известна, о ней судят по результатам сравнения расчетных величин с экспериментальными данными (или с полученными с помощью другого более точного расчета, например, по методу Монте-Карло и др.):



$$F_{\text{расч}} \rightarrow F_{\text{эксп}} \pm \Delta F_{\text{эксп}}.$$

Рис. В.1. Возможные источники погрешностей ядерных констант: *a* – интерполяция между экспериментальными точками; *б* – возможные спектры нейтронов в реакторах; *в* – усреднение ядерных данных по интервалам разбиения

Ошибки расчета ведут к неопределенности в критзагрузке топлива, к снижению мощности реактора, неправильному предсказанию срока его работы. Поэтому необходим запас для компенсации ошибок проекта, что ведет к увеличению стоимости энергии, про-изводимой АЭС.

Как и ранее, окончательные решения во многих случаях могут быть приняты лишь после тщательной проверки расчетных значений с помощью экспериментов.

Необходимость эксперимента обусловлена следующими главными причинами:

 усложнением структуры и режимов эксплуатации современных и перспективных реакторов, появлением в их составе новых малоизученных нуклидов (примеры: сложная структура активной зоны РБМК, накопление трансурановых изотопов в топливе при глубоких выгораниях и рециклах);

2) увеличение цены неточностей и ошибок проектов при высокой стоимости современных реакторов и растущем масштабе ядерной энергетики.

Более того, точное теоретическое описание нейтронного поля в реакторе и его изменений во времени принципиально невозможно из-за неопределенностей структуры и состава среды, а также случайного характера протекающих процессов. Примером такого процесса может являться кипение воды в каналах реактора РБМК. Поэтому, в действительности, управление реактором основывается на комплексном использовании результатов измерений и расчетов.

В.3. Задачи нейтронно-физических экспериментов

Рассмотрим задачи нейтронных экспериментов (рис. В.2). В их число входят:

1) проверка расчетных результатов, обоснование расчетных методов;

2) получение ядерных данных, используемых в расчете (дифференциальные и интегральные величины, включая групповые константы, а также тепловые сечения и резонансные интегралы);

3) измерения для обеспечения безопасной и эффективной эксплуатации каждой реакторной установки.



Рис. В.2. Основные типы экспериментов в области нейтронной и реакторной физики

Каждый тип эксперимента отличают специфические особенности, которые влияют на выбор методики и аппаратуры.

Для экспериментов на стендах характерны относительно малые плотность потока нейтронов и длительность наблюдений. Структура экспериментальной системы часто отличается от реальной структуры изучаемого реактора. Поэтому нет возможности изучить все процессы в проектируемом реакторе, определить все его характеристики. Например, невозможно точно смоделировать переходные процессы и долговременное поведение реактора.

На энергетических реакторах существуют очень трудные условия для экспериментов в активных зонах: мощные потоки нейтронов и гамма-лучей, высокая температура, агрессивные среды. Экспериментальные устройства после извлечения их из реактора обладают высокой радиоактивностью. Действуют жесткие ограничения, вызванные требованиями обеспечения безопасности работы реактора. Стоимость потерь при отклонении от штатного режима эксплуатации реактора для проведения эксперимента высока.

В.4. Современные требования к экспериментам. Понятие информативности

При постановке и проведении экспериментов обычно руководствуются следующими требованиями.

1. Условия проведения эксперимента должны обеспечивать возможность ясной физической интерпретации его результата (т.е.

возможность расчета изучаемой величины с использованием имеющегося и ранее апробированного метода).

2. Получаемые результаты должны иметь требуемую точность. Наборы экспериментальных данных должны снабжаться форматом, содержащим информацию об использованной аппаратуре и детекторе, экспериментальной методике, используемых стандартах, учтенных систематических погрешностях и введенных поправках. Эта информация нужна для сравнения результатов разных экспериментов и суждения об их надежности.

3. Необходимо учитывать требования приемлемых затрат средств и времени для получения экспериментальной информации.

При выполнении перечисленных условий экспериментальные данные будут эффективно восприниматься и использоваться пользователями.

В задачи экспериментальной физики ЯР входит изучение нейтронных полей и процессов в различных средах (размножающих и не размножающих) и в конкретных системах с различным составом и конфигурацией. При этом главными определяемыми характеристиками являются следующие.

1. Плотность потока нейтронов *n* (*v*). От плотности потока зависит энерговыделение, скорости «старения» конструкции реактора и др.

2. Спектр нейтронов $\Phi(E)$. В зависимости от спектра изменяются эффективные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами среды. Усредненное по спектру сечение ($\overline{\sigma}$) дается выражением:

$$\overline{\sigma} = \frac{\sum_{i=1}^{E_2} \sigma(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE}.$$
(B.1)

От энергии нейтронов зависят вероятности нейтронных реакций, механические повреждения, производимые нейтронами в конструкциях и др.

Исследования пространственно-энергетического распределения нейтронов (т.е. исследования плотности потока и спектра нейтрона

в разных элементах объема) дают картину стационарного нейтронного поля в реакторе.

3. Изменения плотности потока (и спектра) нейтронов во времени. Информация о росте (спаде) потока в реакторе в результате действия возмущающих факторов необходима для управления нейтронным полем и безопасной эксплуатации реактора.

4. Сечения взаимодействия нейтронов разных энергий с различными ядрами.

5. Скорости реакций нейтронов с различными ядрами. Скорость реакции – число реакций данного типа в элементе объема за единицу времени:

$$R_j = N_i \int \sigma_j(E) \Phi(\vec{r}, E) dE, \qquad (B.2)$$

где N_i – число ядер *i*-го типа в 1 см³ среды.

Скорости реакций могут изменяться в результате изменений спектра (а значит, сечений), плотности потока, а также из-за изменения числа ядер N_i , вызванного, например, их выгоранием. Важная характеристика – число реакций определенного типа за период работы реактора T:

$$\boldsymbol{R}_{j,T} = \int_{0}^{T} \boldsymbol{R}_{j}(t) dt .$$
 (B.3)

6. Отношения скоростей реакций $\left(R_{i,j} = \frac{R_i}{R_j} \right)$. В среде одно-

временно идут разные реакции: одни ведут к рождению, другие к поглощению нейтронов и др. Данные об $R_{i,j}$ необходимы для сравнения интенсивностей протекания разных процессов, для составления балансов нейтронов (и процессов). Некоторые важные параметры реакторов (коэффициент размножения нейтронов, коэффициент воспроизводства ядерного топлива) и представляют собой отношение скоростей реакций.

7. Параметры, характеризующие распространение нейтронов в средах (параметры переноса нейтронов). Эти параметры зависят от энергии нейтронов и свойств среды. Например, быстрые нейтроны при упругом рассеянии отклоняются преимущественно на малые углы и в результате могут перемещаться на большие расстояния.

Для определения перечисленных характеристик используются разные приборы и методы. Требования к точности измерений устанавливают на основе расчетов чувствительности определяемых реакторных характеристик к ошибкам измеряемых величин. Один и тот же экспериментальный результат может использоваться для определения нескольких параметров, тогда требования к его точности могут различаться. В любом случае считают, что эксперимент информативен, если в результате его проведения уменьшилась погрешность оценки исследуемого реакторного параметра: $\sigma_2 < \sigma_1$, где σ_1 – погрешность до начала эксперимента, σ_2 – погрешность после проведения эксперимента. Величину $\xi = \ln (\sigma_1/\sigma_2)$ называют информативностью эксперимента.

Вопросы для самоконтроля

1. Почему погрешности предсказания реакторных параметров строго ограничены?

2. Почему ограничена допустимая погрешность планируемого эксперимента?

3. Назовите причины неточности построения расчетной модели реактора?

4. Какую информацию можно получить из интегральных и дифференциальных экспериментов, и их взаимная связь?

5. Чем обусловлена необходимость комплекса экспериментальных исследований на ускорителях, стендах и реакторах для обеспечения безопасной и эффективной работы реакторов АЭС и их усовершенствования?

6. Почему для управления нейтронным полем в реакторах АЭС используют комбинированный расчетно-экспериментальный метод?

ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Для нейтронных экспериментов нужны источники нейтронов. Разные источники отличаются мощностью и размерами, спектром нейтронов и режимом их генерации (постоянный, импульсный).

1.1. Радиоизотопные источники, их конструкция и применения. Возможности получения моноэнергетических нейтронов

Нейтроны в радиоизотопных источниках образуются в результате (α , *n*)-, (γ , *n*)-реакций или спонтанного деления.

Для приготовления источника требуется радиоактивное вещество, испускающее альфа-частицы или гамма-излучение соответствующей энергии. Радиоактивный материал смешивают (или сплавляют) с материалом мишени. Нуклиды, служащие материалом мишени, должны иметь пороги реакций (α , n) (или (γ , n)) ниже энергий альфа-частиц (гамма-квантов), испускаемых радиоактивными ядрами.

Наибольшее применение получила реакция ⁹Ве (α , n)¹²С + Q изза большого выхода энергии (Q = 5,7 МэВ) и относительно большого сечения.

При выборе радиоактивного материала учитывают следующие обстоятельства:

1) выход нейтронов увеличивается с ростом энергии альфачастиц;

2) период полураспада определяет удельную активность источника и ее изменение со временем;

3) наличие сопутствующего гамма-излучения влияет на радиационную обстановку в лаборатории.

Примеры применяемых альфа-активных изотопов:

²¹⁰Ро: $T_{1/2}$ = 140 дней, слабое гамма-излучение;

²³⁹Ри: $T_{1/2} = 2,4 \cdot 10^4$ лет, слабое гамма-излучение;

²³⁸Ри: $T_{1/2}$ = 87,74 года, слабое гамма-излучение.

Спектр испускаемых нейтронов (рис. 1.1) имеет следующие особенности:

1) содержит нейтроны с энергией от 0 до 10 МэВ;

2) наблюдаются пики, обусловленные возможностью ядра ¹²С после реакции оставаться в основном или возбужденном состоянии.



Рис. 1.1. Вид спектра нейтронов, испускаемых в результате реакции ${}^{9}\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$

В качестве альфа-излучателей применяют перечисленные выше радиоизотопы, а также ²⁴¹Am и некоторые другие трансурановые радионуклиды. В качестве мишений, кроме Be, применяют B, Li (выходы нейтронов меньше). Мощность (α ,n)-источников невелика, она не превосходит 5·10⁷ нейтр/с.

Гамма-излучение радиоактивных материалов можно использовать для получения нейтронов по (γ , *n*)-реакции, если $E_{\gamma} > E_{CB}$. Реально используют реакции на Ве ($E_{CB} = 1,67$ МэВ) и D ($E_{CB} = 2,23$ МэВ). Энергия получаемых нейтронов E_{H} равна:

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{H}} = \boldsymbol{E}_{\gamma} - \boldsymbol{E}_{\mathrm{CB}} - \boldsymbol{E}_{\mathrm{SO}}, \qquad (1.1)$$

где E_{90} – энергия ядра отдачи. В реакции на дейтерии образуются нейтроны с энергией 23 кэВ, на бериллии – с энергией 969 ± 5 кэВ.

Фотонейтронные источники дают почти моноэнергетические нейтроны (табл. 1.1, рис. 1.2). Их недостатки – сильный фон гамма-излучения (на 1 нейтрон испускается ≥ 10³ гамма-квантов), а также короткие периоды полураспада.

Таблица 1.1

Источник	Еγ, МэВ	E_{H} , кэВ	$T_{1/2}$	Мощность, нейтр./с
¹²⁴ SbBe	1,69	23	60,2 дн.	$1,74 \cdot 10^7$
²⁴ NaBe	2,75	969	14,66 ч	4,0.107

Фотонейтронные источники

Уникальное свойство фотонейтронных источников – они испускают моноэнергетические нейтроны, что дает возможность определять абсолютные величины сечений нейтронных реакций при определенной энергии.



Рис. 1.2. Спектр нейтронов, полученных с помощью фотонейтронных истопников

Еще один тип источников – источник нейтронов спонтанного деления из ²⁵²Cf. Период полураспада ²⁵²Cf $T_{1/2} = 2,64$ года (85,5 лет для спонтанного деления). Выход нейтронов калифорниевого источника велик – $2,34 \cdot 10^{12}$ нейтр./с · г. Реально выпускаются источники мощностью до 10^{10} нейтр./с. Спектр нейтронов $N(E) = 0,77 \cdot E^{1/2} \cdot \exp(-0,776 \cdot E)$ подобен спектру нейтронов деления в реакторе.

Общие особенности радиоактивных нейтронных источников:

- малые габариты;

- возможность точной калибровки их мощности;

– относительно слабая и медленно изменяющаяся мощность (кроме 252 Cf).

1.2. Ускорители заряженных частиц как источники нейтронов. Типы используемых ускорителей, их применения для производства нейтронов в стационарном и импульсном режимах

Ускорители могут производить заряженные частицы с энергией выше, чем при распадах радиоизотопов. В качестве мишеней могут использоваться разные материалы. Например, если $E_{\alpha} = 20$ МэВ, то можно использовать любой нуклид в качестве мишени для получения нейтронов по (α , n)-реакции. Хотя сечения обычно малы, высокая интенсивность пучков заряженных частиц дает возможность создавать мощные нейтронные источники, работающие в импульсном или стационарном режимах.

Немоноэнергетические нейтроны из мишеней ускорителей заряженных частиц. При получении нейтронов на ускорителях электронов сначала, в результате торможения электронов в мишени, возникает тормозное излучение, а затем происходят (γ , n)-реакции. Для получения нейтронов используются мишени из тяжелых металлов (свинец, уран). Выход нейтронов в случае использования электронов с энергией 30 МэВ составляет 10^{11} нейтр./(с · мА). Спектр нейтронов максвелловский: $N(E) = \text{const} \cdot E \cdot \exp(-E/T)$, где T – температура возбужденного ядра $\approx 0,8$ МэВ. Угловое распределение испускаемых нейтронов изотропное. Линейные ускорители электронов могут работать в импульсном или стационарном режиме.

При не очень высоких энергиях заряженных частиц (до 30 МэВ) самый большой выход дают легкие мишени из легких материалов (Be, Li), облучаемые дейтеронами (d) на циклотронах. Мощность такого источника около $2 \cdot 10^{11}$ нетр./с · мА. Используются мишени толщиной приблизительно равной средней длине свободного пробега нейтронов. Угловое распределение нейтронов резко анизотропно с максимумом в направлении движения дейтерона. Спектры в случае (*p*, *n*)- и (α , *n*)-реакций хорошо описываются выражением из разд. 1.1 с температурой 0,8–2,0 МэВ (в зависимости от материала).

С увеличением энергии протона выход нейтронов резко увеличивается, их спектр и угловое распределение изменяется.

Например, выход нейтронов из свинцовой мишени толщиной 5 см при облучении протонами с энергией 600 МэВ равен $2 \cdot 10^{14}$ нейтр./(с · мА).

В спектре выделяются две группы нейтронов.

1. Каскадные нейтроны возникают в результате нескольких столкновений протона с нуклонами внутри ядра. Их число почти не зависит от энергии протона и равно 2–3.

2. Испарительные нейтроны вылетают из возбужденного ядра после окончания каскадного взаимодействия. Их число увеличивается с энергией протона и составляет 8–10. Спектр подобен максвелловскому.

Каскадные нейтроны испускаются в направлении движения протона, испарительные – изотропно.

Ускорители, работающие в импульсном режиме и производящие протоны с энергией 500-600 МэВ, носят название «синхроциклотроны».

Моноэнергетические нейтроны из мишеней ускорителей тяжелых частиц. Используются (p, n)- и (α, n) -реакции на легких ядрах. Рассмотрим случай: частица массой m_1 и энергией E_1 сталкивается с ядром массой m_2 , находящимся в покое. В результате образуется ядро массой m_3 и энергией E_3 и нейтрон массой m_H и энергией E_H .

Внутренняя энергия, выделяющаяся при реакции, $Q = (m_1 + m_2) - (m_3 + m_H)$. Если Q > 0 (экзоэнергетическая реакция), то реакция возможна при любой энергии E_1 , если Q < 0 (эндоэнергетическая реакция) – реакция пороговая и она возможна при $E_1 > E_{nop}$.

В системе центра масс

$$\begin{cases} \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0, & \vec{p}_3 + \vec{p}_H = 0; \\ E_1 + E_2 + Q = E_3 + E_H, \\ m \end{cases}$$

откуда $E_{\rm H} = [E_1 \cdot (m_1 + m_2) / m_2 + Q] \cdot \frac{m_3}{m_1 + m_2}$. Минимальная $E_{\rm H} = 0$, откуда $E_1 \ge -m_2 \cdot Q / m_1$.

Скорость нейтрона в лабораторной системе связана с его скоростью в системе центра масс: $\overrightarrow{v_{H}^{nad}} = \overrightarrow{v_{c}} + \overrightarrow{v_{H}}$, а квадрат ее значения равен $v_{H}^{nab}^2 = v_{c}^2 + v_{H}^2 + 2 \cdot v_{c} \cdot v_{H} \cdot \cos\theta$, где θ – угол вылета нейтрона по отношению к направлению движения налетевшей частицы. Таким образом, энергия нейтронов, вылетающих из мишени под определенным углом θ , строго фиксирована. Установив экспериментальную систему под углом θ , можно использовать для опыта моноэнергетические нейтроны с определенной энергией.

Требования к источнику заряженных частиц:

разброс заряженных частиц по энергии должен быть минимален;

толщина мишени должна быть невелика, чтобы из-за потерь энергии при столкновениях внутри мишени не увеличивался разброс нейтронов по энергии;

у остаточного ядра-продукта реакции не должно быть низкорасположенных уровней возбуждения.

Таблица 1.2

Характеристика	Эндоэнергетические реакции		Экзоэнергетические реакции	
	$T(p, n)^{3}$ He	⁷ Li (p, n) ⁷ Be	$D(d, n)^{3}$ He	$T(d, n)^4$ He
<i>Q</i> , МэВ	- 0,764	- 1,65	3,27	17,6
$E_{\text{пор}}, M$ эВ	1,019	1,88	0	0
Минимальная энергия моноэнергетических нейтронов, вылетаю- щих под углом 0°, МэВ	0,288	0,120	2,45	14,08

Ядерные реакции, используемые для получения нейтронов на ускорителях протонов и дейтеронов

Реакцию Т $(p, n)^3$ Не используют для получения моноэнергетических нейтронов с энергиями до 10 МэВ (табл. 1.2). Максимальная величина сечения равняется $5,3 \cdot 10^{-25}$ см² при $E_p = 2$ МэВ, а затем несколько уменьшается из-за конкуренции Т (p, D). Угловое распределение нейтронов изменяется от резко анизотропного вблизи порога до почти симметричного относительно 90° при $E_p \approx 6$ МэВ. Реакцию D (d, n) часто используют для получения нейтронов с энергиями > 2,5 МэВ на низковольтных ускорителях. Сечение реакции при $E_d = 2$ МэВ достигает 10^{-25} см². При малых энергиях распределение вылетающих нейтронов почти изотропное, затем анизотропия увеличивается. Реакция T (d, n) может давать нейтроны с энергией 14–30 МэВ. При $E_d = 107$ кэВ сечение равняется $5 \cdot 10^{-24}$ см². При $E_d < 400$ кэВ угловое распределение нейтронов изотропно в системе центра масс (СЦМ).

1.3. Ядерные реакторы как источники нейтронов для экспериментов внутри активной зоны и на выведенных пучках

Реактор – очень мощный источник нейтронов: через поверхность активной зоны в секунду проходит $10^{17}-10^{18}$ нейтр. Можно создавать коллимированные пучки нейтронов с интенсивностью до 10^{10} нейтр/с. В пучках присутствуют нейтроны с энергией от 10^{-4} до 10^7 эВ.

Реакторные нейтроны образуются, в основном, в результате деления. Спектр нейтронов деления имеет вид $N(E) = 0,77 \cdot E^{1/2} \times \exp(-0,776 \cdot E)$ и не сильно различается для разных делящихся нуклидов. Однако спектр выходящих из реактора нейтронов совсем другой, поскольку нейтроны изменяют энергию в результате упругих и неупругих соударений во внутриреакторной среде. Форма спектра зависит от материала и конструкции активной зоны и отражателя. Лишь нейтроны с энергией выше 2–3 МэВ распределены по спектру деления.

Распределение промежуточных нейтронов (0,1-1000 >B) описывается спектром Ферми: N(E) = const/E.

Распределение тепловых нейтронов (E < 0,1 эВ) максвелловское: $N(E) = \text{const} \cdot E \cdot \exp(-E/kT)$.

На рис. 1.3 показан реальный спектр нейтронов, выходящих из активной зоны реактора ВВР-С.



Рис. 1.3. Спектр нейтронов, выходящих из активной зоны реактора ВВР-С

Для того чтобы увеличить долю тепловых нейтронов в пучке из реактора используют специальное устройство – тепловую колонну, состоящую из хорошего замедлителя (C, D₂O). Внутри тепловой колонны формируется поток нейтронов распределенных по Максвеллу с температурой 20 °C.

В заключение приведем сводный график (рис. 1.4), отражающий возможности нейтронных источников: достижимые плотности потоков нейтронов в экспериментальных установках.



Рис. 1.4. График роста достигаемой плотности потока нейтронов в разных экспериментальных установках

ЛИТЕРАТУРА

1. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968.

Вопросы для самоконтроля

1. Почему спектр бета-частиц, испускаемых при распадах ядер, непрерывный, а гамма-излучения – дискретный?

2. Применение каких источников дает возможность проводить опыты с моноэнергетическими нейтронами?

3. Как получают нейтроны на ускорителе электронов?

4. Для каких экспериментов используют радиоизотопные источники?

5. Нейтроны каких энергий преобладают в пучке, выходящем из реактора?

Глава II

ДЕТЕКТОРЫ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Как и все нейтральные частицы, нейтроны могут детектироваться только с помощью вторичных заряженных частиц, которые они производят, взаимодействуя с веществом. Вторичные частицы должны иметь энергию, достаточную для создания сигналов, детектируемых измерительным устройством.

Вторичными заряженными частицами могут быть протоны, возникающие в результате соударений нейтронов с ядрами водорода, альфа-частицы, возникающие при (n, α)-реакциях нейтронов с легкими ядрами (10 B, 6 Li). В результате реакций радиационного захвата нейтронов возникают радиоактивные ядра, при распадах которых испускаются β -частицы и γ -кванты. Нейтроны вызывают деление тяжелых ядер с образованием многозарядных ионов (осколков деления) и гамма-излучения.

Таким образом, существует много разных возможностей детектирования нейтронов путем регистрации вторичных частиц и излучений. Мы рассмотрим наиболее распространенные типы детекторов радиоактивных излучений, используемые для экспериментов по нейтронной физике и других измерений на реакторах, связанных с управлением реактором, обеспечением радиационной безопасности персонала, контролем за ядерными материалами и др.

2.1. Описание детектора с помощью функции отклика

Детекторы можно представить как устройство, на вход которого поступают частицы, а на выходе появляются сигналы. В разных детекторах сигналы различные – это и вспышки света, и импульсы тока, но возможен общий подход к определению важнейших свойств детектора.

Свойства детектора описываются с помощью функции отклика *G*, которая дает вероятность возникновения в детекторе сигнала с определенными характеристиками (амплитудой, временем появления) при попадании в детектор частиц с конкретными свойствами (энергией, временем попадания). Таким образом, G(E, t, V, t') равняется плотности вероятности возникновения в детекторе сигнала в момент времени t' с амплитудой V, если в момент времени t в детектор попала частица с энергией E. Функция G может зависеть и от других переменных: от направления движения частицы, от места ее попадания в детектор и др. Ее можно вычислить или измерить по сигналам, возникшим от частиц с известными свойствами. Зная G можно определить число и свойства частиц по измерениям сигналов от детектора.

Пример: счет частиц. Требуется определить число частиц, попавших в детектор в единицу времени. Суммарная плотность вероятности возникновения сигнала при попадании частиц с энергией *E* в детектор есть $\sigma = \int G(E,V) dV$ (суммируются сигналы любой амплитуды). Отношение числа сигналов к величине $\sigma = \int G(E,V) dV$ и есть число частиц попавших в детектор: $N_{\rm q} = N_c / \int G(E,V) dV$. Если эти частицы распределены по энергии как N(E), то искомая величина равна числу появившихся сигналов отнесенных к средней вероятности их появления:

$$\overline{G} = \frac{\int \int N(E) G(E, V) dE dV}{\int N(E) dE}, \quad N_{\rm q} = \frac{N_{\rm c}}{\overline{G}}.$$
(2.1)

Более сложная задача – измерить распределение частиц по энергии. В этом случае распределение сигналов по амплитуде $N_c(V)$ и распределение частиц по энергии $N_u(E)$ связаны интегральным уравнением:

^{измеряют}
$$N_{\rm c}(V) = \int N_{\rm q}(E) \cdot G(E,V) dE$$
 (2.2)

Для других измеряемых характеристик частиц можно написать похожие уравнения. Например, при измерении распределения частиц во времени:

$$N_{\rm c}(t') = \int N_{\rm u}(t) \cdot G(t, t') dt$$
, (2.3)

где G(t, t') – плотность вероятности появления сигнала в момент времени t' после прихода в детектор частицы в момент t.

Чтобы найти распределение N(E) или N(t) нужно решить интегральное уравнение, где G считают известным. Если G (E, V) можно представить в виде произведения некоторой зависящей от E функции g(E) и δ-функции $\delta(E, V)$, то возможно простое решение:

$$N_{\rm q}(E) = \frac{1}{g(E)} N_{\rm c}(V) \frac{dV}{dE}.$$
 (2.4)

Физический смысл полученного решения: каждому значению E строго соответствует величина сигнала V, т.е. зависимость амплитуды сигнала от энергии частицы линейная (рис. 2.1a, 2.1б). Поэтому желательно, чтобы функция отклика была δ -функцией, а связь между определенной характеристикой частицы и характеристикой сигнала была линейной.

На самом деле G не является δ -функцией, так как сигнал вырабатывается в процессе поглощения и преобразования энергии частицы в детекторе, который носит случайный характер. Поэтому частицы с одинаковыми свойствами создают сигналы, несколько отличающиеся по амплитуде и времени появления. В результате Gимеет некоторую ширину, т.е. при заданных значениях E и t сигналы имеют вероятность образоваться в интервалах $V \pm \Delta V$ и $t' \pm \Delta t'$ (рис. 2.1в).



Распределение попадающих в детектор частиц по энергии

Рис. 2.16. Зависимость амплитуды сигнала от энергии частиц

Амплитудное распределение сигналов при регистрации моноэнергетических частиц

Некоторые детекторы, используемые для регистрации гаммаизлучения и нейтронов, имеют сложную функцию отклика. В этом случае решения уравнения с целью определения *N*(*E*) очень сложны.

2.2. Характеристики детекторов: эффективность, энергетическое и временное разрешения

Для исследования энергетического распределения (спектров) частиц используются детекторы с функцией отклика G(E, V), имеющую форму колоколообразного распределения V при заданной величине E. Например, при измерении энергии частиц по ионизационному эффекту, амплитуды импульсов, созданных моноэнергетическими частицами, распределены по Гауссу.

Относительная ширина распределения G(E, V) не может быть сколь угодно малой. Когда энергию частицы определяют по ионизации или сцинтилляционным эффектам или по длине пробега, величины этих параметров обусловлены статистическим характером потерь энергии частиц в веществе, что приводит к флуктуациям числа созданных зарядов или длины пробега^{*}.

Энергетическое разрешение определяют как отношение ширины ΔE на полувысоте распределения G(E, V) к энергии E, соответствующей максиму распределения: $\eta = \Delta E/E$. Если амплитуда сигнала пропорциональна энергии, то $\Delta E/E = \Delta V/V$. При регистрации двух групп частиц с энергиями E_1 и E_2 в полученном спектре будут наблюдаться два максимума, если $\Delta E < E_1 - E_2$.

Имеется много аппаратурных эффектов, влияющих на разрешение. Это температурные шумы измерительных устройств, неодно-

$$\Delta V / V = 2,36 / \sqrt{E / w} = 2,36 \sqrt{N} / N = 2,36 / \sqrt{N}$$

В действительности часть энергии частицы тратится на возбуждение, а потери на ионизацию нельзя считать независимыми. Это учитывают, вводя фактор Фано *F* (он равен отношению наблюдаемой дисперсии к дисперсии при независимых актах ионизации):

$$\Delta V / V = 2,36 \cdot \sqrt{F} / \sqrt{E/w} = 2,36\sqrt{F \cdot N} / N = 2,36\sqrt{F} / \sqrt{N}$$

^{*} Если бы все акты ионизации были бы независимы, и не происходило бы возбуждение атомов, то ширина распределения G(E, V) зависела бы только от энергии частицы и средней энергии, затрачиваемой частицей на образование пары ионов *w*:

родности детектора, краевые эффекты, нестабильность аппаратуры. Энергетическое разрешение определяют по результатам измерений с источниками моноэнергетических частиц. Используя частицы разных энергий, строят зависимость разрешения спектрометра от энергии детектируемой частицы $\eta = f(E)$. Разрешение определяется свойствами детектора и электронного измерительного тракта:

$$\eta = \eta_{\mathfrak{H}} + \eta_{\mathfrak{H}}.$$
 (2.5)
Электроника Детектор

Временные характеристики детекторов требуется учитывать во многих измерениях: при счете частиц, при определении интервалов между приходами в детектор двух частиц и др.

Время испускания частиц (и квантов) источником подчиняется статистическому закону, поэтому всегда существует вероятность того, что интервал между приходами в детектор двух частиц будет мал. Если он меньше, чем длительность вырабатываемых сигналов детектора, то возникают искажения информации: просчеты, при счете частиц, искажения N(E) из-за наложений сигналов друг на друга.

Для правильного понимания результата измерения требуется знать распределение временных интервалов t^* между моментом прихода частицы в детектор и моментом появления сигнала на выходе. Временное разрешение детектора определяют как ширину на половине высоты распределения $N(t^*)$ (рис. 2.2). Физический смысл такого определения: если в момент t = 0 в детектор попадает частица, то регистрирующая система с вероятностью 0,6 выработает сигнал за время $t^* \pm \tau_{\Pi}$.

Если t_1 – длительность сигнала детектора и в детектор за 1 с попадает N_0 частиц, то вероятность наложения сигнала (при малой скорости счета) равна $N_0 \cdot t_1$ и при $t_1 = 10$ мкс и $N_0 = 10^5$ част./с доля искаженных сигналов равняется 1 %.



Рис. 2.2. Распределение частиц по времени, прошедшим между моментом прихода частицы в детектор и моментом появления сигнала на выходе детектора

Результаты измерений могут быть искажены из-за просчетов, обусловленных мертвым временем измерительной системы $\tau_{\rm M}$. Рассмотрим, как по измерению скорости счета частиц N можно определить истинную скорость счета N_0 .

Пусть за время t было зарегистрировано $N \cdot t$ сигналов. Тогда полное время, в течение которого аппаратура была нечувствительна, равняется $N \cdot t \cdot \tau_{\rm M}$,

а число незарегистрированных частиц – $N_0 \cdot N \cdot t \cdot \tau_M$. Полное число пришедших в детектор частиц равно сумме зарегистрированных и незарегистрированных частиц: $N_0 t = N_0 N \cdot t \cdot \tau_M + N \cdot t$, откуда $N_0 = N / (1 - N \cdot \tau_M)$. Таким образом, измерив N и зная τ_M , можно найти истинную величину N_0 .

Величину мертвого времени можно оценить, проведя три опыта с двумя источниками. Результат опыта с первым источником – N_1 , со вторым – N_2 , с двумя одновременно – N_{12} . Полученные результаты, исправленные на просчеты, связаны соотношением: $N_1/(1-N_1\tau_M) + N_2/(1-N_2\tau_M) = N_{12}/(1-N_{12}\tau_M)$. Решив уравнение, находят τ_M .

Современные цифровые измерительные системы имеют высокую пропускную способность и устройства для автоматической коррекции просчетов, что позволяет получать правильный результат даже в случаях, когда мертвое время достигает десятков процентов.

Не каждая частица провзаимодействует в детекторе при попадании в него. Даже если взаимодействие имело место, сигнал будет зарегистрирован, только если его амплитуда превысит уровень чувствительности регистрации системы. Эффективность регистрации частицы детектором $\varepsilon_{\text{Д}}$ определяется как отношение числа зарегистрированных сигналов к числу частиц, попавших в детектор:

$$\varepsilon_{\Pi}(E) = \int_{V_{\rm B}}^{\infty} G(E, V) dV, \qquad (2.6)$$

где $V_{\rm B}$ – уровень чувствительности регистрирующего устройства – минимальная амплитуда импульса, при которой происходит регистрация. Эффективность детектора зависит от материала, из которого он сделан, от его объема, от оболочки, в которую он упакован и др.

В некоторых случаях соотносят число зарегистрированных сигналов с числом частиц испущенных источником. Эту величину называют светосилой *L*. Она существенно зависит от взаимного расположения источника и детектора и характеризует измерительное устройство в целом:

$$\mathcal{L} = \varepsilon_{\underline{\Pi}} \cdot \Delta \Omega \,, \tag{2.7}$$

 $\Delta\Omega$ – телесный угол, под которым излучение от источника попадает в детектор.

2.3. Газовые ионизационные детекторы: ионизационные камеры, пропорциональные и коронные счетчики. Их характеристики и области применения

При прохождении заряженных частиц в газах происходит ионизация, образуются электроны и ионы. Если это происходит между электродами, то в результате движения зарядов в цепи возникает ток.

При малой напряженности электрического поля в объеме газа величина тока не зависит от напряжения и пропорциональна числу образовавшихся зарядов. В этом случае детектор называют ионизационной камерой.

При более высоком напряжении в результате вторичной ионизации происходит усиление первичного ионизационного эффекта. В этом случае ток в цепи зависит от напряжения и пропорционален заряду, созданному частицей. Такой детектор называют пропорциональным счетчиком. При дальнейшем увеличении напряжения каждая частица, попавшая в детектор, вызывает электрический разряд. Такой прибор называют газоразрядным или коронным счетчиком.

Установлено, что средняя энергия W, расходуемая частицей на создание пары ионов, слабо зависит от энергии частицы, ее массы и заряда (табл. 2.1).

Таблица 2.1

Частица	Ионизируемый газ			
	Воздух	Не	Ar	
α	35,0	36,0	25,8	
р	33,0	35,3	25,5	
e	35,0	38,0	27,0	

Средняя энергия, затрачиваемая частицей на создание пары ионов, эВ

Таким образом, по произведенной ионизации можно определить энергию частицы. Для точного определения энергии нужно, чтобы все образовавшиеся заряды достигли электродов. Этому мешают диффузия носителей зарядов, рекомбинация и др. На рис. 2.3 показана зависимость тока от напряжения для ионизационной камеры, облучаемой заряженными частицами.



Рис. 2.3. Зависимость величины тока в цепи ионизационной камеры от напряжения на ее электродах

В области 1 (см. рис. 2.3) напряжение недостаточно, чтобы все носители попали на электроды. В области 2 потери из-за диффузии и рекомбинации малы. При дальнейшем увеличении напряжения начинается вторичная ионизация.

Протяженность плато (область 2) зависит от свойств наполняющего детектор газа, его давления, температуры, плотности ионизации. При большом давлении и высокой плотности ионизации плато уменьшается (его может и не быть). Верхняя граница плато определяет напряжение, при котором электроны между двумя последовательными соударениями могут приобрести энергию, достаточную для ионизации атомов газа. Положение границы тем ниже, чем больше длина свободного пробега, и чем ниже потенциал ионизации.

Устройство ионизационной камеры. Ионизационные камеры имеют разную форму и объем (от долей сантиметров в кубе до сотен метров в кубе). Минимальный ток, который можно измерить в камере, ~ 10^{-18} A/см³. Такой ток создает космическое излучение и излучения природных радиоактивных материалов. Кроме того, существует ток утечки по поверхности изоляторов. С помощью специальных мер ток утечки можно снизить до уровня природного фона.

Эквивалентная электрическая схема ионизационной камеры по-

казана на рис. 2.4. Ток в камере $I = e \cdot n_0 \cdot S \cdot I$, где $n_0 - число$ пар ионов, возникших в единице объема за 1 с, S – поперечное сечение камеры, I – расстояние между электродами. Потерями на диффузию и рекомбинацию пренебрегаем.

Проходящий через камеру ток можно измерить по потенциалу на резисторе $R_{\rm H}$. Если интенсивность излучения изменяется, то и ток, и потенциал будут изменяться, но с запаздыванием, время которого равняется $R_{\rm H}C_{\rm P}$. Если $R_{\rm H} = 10^{12}$ Ом,



Рис. 2.4. Электрическая схема ионизационной камеры

 $C_{\Im} = 10^{-11} \Phi$, то $R_{\rm H}C_{\Im} \approx 10$ с. Таким образом, заметить изменения интенсивности излучения, происходящей с частотой > 0,1 Гц, будет невозможно – камера, работающая в токовом режиме, инерционна.



Рис. 2.5. Электрическая схема импульсной ионизационной камеры

Импульсные ионизационные камеры. Показанная на рис. 2.5 схема включения позволяет измерить заряд (или ток), созданный каждой отдельной частицей. Если $R_{\rm H}C > t_{\rm u}$ ($t_{\rm u}$ – время движения ионов в камере), то амплитуда импульса на $R_{\rm H}$ пропорциональна числу пар ионов, созданных частицей, т.е. ее энергии.

С помощью импульсной камеры можно измерять не только число частиц и их распределение во времени, но и распределение по энергии. Та-

кая камера может регистрировать частицы как отдельные события, если интервалы времени между ними больше, чем время сбора носителей зарядов на электродах.

В плоской камере максимальное значение амплитуды импульса не зависит от места образования ионов: $U = n \cdot e/C$. Чтобы получить такой импульс требуется время около микросекунды (камеры с полным или ионным сбором). Камеры со столь длинными импульсами непригодны для многих применений. Поскольку скорость дрейфа электронов в ~ 10³ раз больше, чем у ионов, можно получать короткие импульсы, если собирать только электроны (при соответствующем $R_{\rm H}C$). Так работают камеры с электронным собиранием.

Разрешающее время детектора определяется интервалом времени t^* от момента попадания частицы в камеру до момента достижения импульсом определенной величины. Наилучшее разрешение у плоской камеры, где время нарастания импульса не зависит от места попадания частицы (однако t^* флуктуирует из-за флуктуации числа пар ионов и скорости их дрейфа). В цилиндрических и сферических камерах наибольший ток возникает при приближении частицы к центральному электроду (напряженность поля максимальна). Там разброс t^* зависит от различия путей частиц в камере, т.е. от размеров камеры и др. Энергетическое разрешение $\eta = \Delta E/E$ определяется флуктуацией числа образованных частицей пар ионов:

$$\eta = \Delta E / E = C \sqrt{F} / \sqrt{N} . \qquad (2.8)$$

Такое выражение соответствует случаю, когда пробеги всех частиц укладываются в рабочем объеме камеры (нет стеночного эффекта), камера работает в режиме полного собирания зарядов, шумы усилителя малы. Минимальное η при $E_{\text{част}} = 5$ МэВ равно 0,4 %. Временные характеристики детектора при таких условиях плохие.

Регистрация частицы происходит, если амплитуда импульсов превышает порог чувствительности устройства. Поэтому для определения эффективности ионизационной камеры є надо знать спектр частиц, чтобы учитывать долю нерегистрируемых частиц.

Камеры деления. Камеры деления (рис. 2.6) – детекторы нейтронов, в которых первичную ионизацию производят осколки деления, образующиеся в результате взаимодействий нейтронов с делящимся материалом, нанесенным на электрод:

$${}^{A}_{Z}B + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A_{1}}_{Z_{1}}B + {}^{A_{2}}_{Z_{2}}B + v \cdot n + {}^{Q}_{200 \text{ M}3B}$$
(2.9)

Затруднить измерение может фоновой ток от альфа-частиц, возникших при распадах делящегося материала (особенно при использовании Pu).



Рис. 2.6. Принципиальная схема камеры деления

Короткие пробеги осколков деления ограничивают толщину слоя делящегося материала (~ 100 мкг/см²). Временные характеристики регистрирующей системы должны обеспечивать малую вероятность наложений импульсов от альфа-частиц (за счет укорачивания импульсов путем их дифференцирования). Давление газа (аргона) такое, чтобы обеспечить полное поглощение осколков де-

ления в чувствительном объеме, а альфа-частицы при этом тратят в объеме лишь часть энергии, уходя на стенки камеры.

На рис. 2.7 показано амплитудное распределение импульсов от камеры деления. Импульсы от альфа-частиц наблюдаются в области A. В области B устанавливают порог дискриминации импульсов малой амплитуды. Импульсы от осколков: D – тяжелые осколки, C – легкие осколки.



Рис. 2.7. Амплитудное распределение импульсов от камеры деления

Из всех нейтронных детекторов камеры деления наименее чувствительны к гамма-излучению, что позволяет с их помощью проводить нейтронные измерения внутри реактора и отработавшего реакторного топлива.

Счетчик с газовым усилением. При высокой напряженности поля электроны между соударениями могут приобретать энергию, достаточную для ионизации атомов газа, что ведет к росту тока и амплитуды импульса (так называемое газовое усиление). Коэффициент газового усиления определяется следующим образом:

$$\mu = \frac{\text{Число пар носителей, возникших в детекторе}}{\text{Число пар носителей, созданных частицей}}$$
. (2.10)

На рис. 2.8 показана зависимость амплитуды импульса детектора от напряжения на электродах. Две кривые на рисунке соответствуют двум разным ионизационным эффектам (двум группам частиц разных энергий). В области 2 амплитуда импульса увеличивается в 10–100 раз, и при этом сохраняется пропорциональность между амплитудой импульса и энергией частицы. При дальнейшем
увеличении напряжения на детекторе пропорциональность нарушается, и амплитуда импульса оказывается независящей от начальной ионизации.



 Рис. 2.8. Зависимость амплитуды сигнала детектора от напряжения на электродах: 1 – область, где детектор работает
 в режиме ионизационной камеры; 2 – режим пропорционального счетчика; 3 – область ограниченной пропорциональности

Для осуществления вторичной ионизации нужно, чтоб электрон в промежутках между соударениями получил энергию, достаточную для ионизации. Например, если средняя длина свободного пробега между соударениями в водороде равняется 10^{-3} см, а для ионизации требуется энергия ≥ 15 эВ, то для создания вторичной ионизации нужна напряженность поля $1,5 \cdot 10^4$ В/см. Это условие легко выполнимо в цилиндрическом счетчике с тонкой центральной нитью. Вблизи нити, где напряженность поля велика, возникает электрон-ионная лавина.

В полях с резким градиентом (внутри цилиндрических или сферических счетчиков с анодом в виде тонкой нити) существует очень узкая область, в которой происходит вторичная ионизация. В них коэффициент газового усиления практически не зависит от места первичной ионизации, что позволяет определять энергии частиц по амплитудам импульсов.

Время развития лавины мало, так как газовое усиление происходит на расстоянии ~ 0,1 см от нити ($t_{\text{лав}} \sim 10^{-8}$ с). Разрешающее время пропорциональных счетчиков составляет от долей до нескольких микросекунд (в зависимости от их размера, давления наполняющего газа, напряжения) и определяется временем дрейфа электрона первичной ионизации от места образования к аноду. Если детектор работает в счетном режиме, можно при малом *RC* получать сигналы длительностью менее 10^{-8} с.

На энергетическое разрешение η пропорциональных счетчиков влияют: наличие объемного заряда (коэффициент газового усиления падает при росте энергии частиц), неравномерность поля из-за эксцентриситета нити, неравномерность диаметра нити, флуктуации коэффициента газового усиления. В лучших счетчиках $\eta \approx 3 \%$ при $E_{\text{част}} = 1$ МэВ.

Газоразрядные счетчики. С увеличением напряжения коэффициент газового усиления растет, большое значение приобретает фотоионизация (рис. 2.9). При определенном напряжении зажигается газовый разряд. Ток через детектор ограничен, так как объемный заряд около нити уменьшает напряженность поля вблизи нити (так называемого саморегулирование разрядного тока). Разряд зажигается, если в объеме детектора появляется хотя бы один электрон. Если напряжение на детекторе поддерживать, то разряд будет гореть.



Рис. 2.9. Электрическая схема газоразрядного счетчика

Ток разряда $I = (U - U_{3aж})/R_{\Im}$, где $U_{3aж}$ – потенциал зажигания; R_{\Im} – внутренние сопротивление. Напряжение зажигания зависит от свойств газа и от геометрии. $U_{3aж}$ при $r_{c4} = 50$ мм, $r_{Hити} = 0,05$ мм составляет 500 В для Не, 800 В для Н и 1200 В для воздуха.

При прохождении через детектор заряженной частицы образуются электроны и ионы. Электроны за $10^{-7}-10^{-8}$ с достигают нити, образуют вторичные электроны и ионы и возбуждают молекулы газа. Эти молекулы испускают коротковолновое излучение, которое выбивает фотоэлектроны из катода и атомов газа. Разряд охватывает весь детектор. Ионы практически остаются на месте – их подвижность мала. Вокруг нити образуется чехол из ионов, который снижает напряженность поля, прекращая образование новых лавин. В счетчике горит коронный разряд.

Коронный разряд можно использовать для регистрации частиц, если создавать условия для его гашения. Одна из возможностей – применение соответствующего сопротивления $R_{\rm H}$. Если $R_{\rm H} >> R_{\Im}$ и произведение $R_{\rm H}$ $C_{\rm H}$ велико, то эквивалентная емкость не успевает разряжаться и напряжение на детекторе становится меньше $U_{\rm заж}$, разряд прекращается. Такой детектор готов снова к регистрации через $t \sim 10^{-3}$ с, это слишком долго.

Самогасящиеся счетчики. Такие счетчики заполняют газом с добавкой специальных примесей (Ar 90 %, пары спирта 10 %) – в них разряд заканчивается после одной лавины. Такой детектор имеет ограниченный срок службы – выдерживает $10^9 - 10^{10}$ имп. Чаще применяют счетчики, наполненные инертными газами с малой (~ 0,1 %) примесью галоидов (Cl₂, Br₂, I₂), которые обладают свойствами гашения (галогенные счетчики).

Мертвое время сопровождает каждый разряд, и коронный счетчик некоторое время остается нечувствительным.

Для возникновения разряда достаточно одной пары ионов. Счетчики, предназначенные для регистрации заряженных частиц, должны иметь тонкие стенки или специальные окна для прохода частиц внутрь чувствительного объема. Для регистрации гамма-квантов делали счетчики с толстыми стенками, где образовывались электроны, которые затем достигали чувствительного объема счетчика и производили ионизацию.

Газоразрядные счетчики используют для регистрации нейтронов. Нейтроны регистрируются в результате упругого рассеяния на ядрах газа. Эффективность регистрации ~ 10⁻⁴ и еще ниже для быстрых нейтронов. Эффективность для быстрых нейтронов можно повысить, окружив счетчик замедляющим нейтроны водородосодержащим материалом (радиаторы делают из оргстекла, парафина).

Сравнение свойств камер и счетчиков. Пропорциональные счетчики имеют коэффициент газового усиления 10^2-10^3 , что позволяет для регистрации импульсов использовать электронные системы с меньшим усилением. Время нарастания импульса в пропорциональных счетчиках короче, чем в ионизационных камерах, что позволяет увеличить скорость счета без наложения импульсов.

Для детектирования медленных нейтронов используют камеры и счетчики, наполненные газом BF₃ (бор обогащен изотопом ¹⁰B). Процесс детектирования основан на реакции ¹⁰B(n, α)⁷Li, ее сечение $\sigma_{th} = 3837$ б и подчиняется закону 1/v вплоть до энергии 250 эВ. Большинство реакций (n, α) приводит к образованию воз-



Рис. 2.10. Распределение импульсов по амплитуде на выходе счетчика с BF₃

бужденного состояния ядра ⁷Li с энергией 0,48 МэВ (при этом Q = 2,31 МэВ), и только в 10 % всех случаев ⁷Li образуется в основном состоянии с Q = 3,78 МэВ (см. рис. 2.10).

Обычно пропорциональные счетчики наполнены газом BF₃ до давления около 0,5 атм. При напряжении на счетчике 2600 В газовое усиление в них достигает ≈ 20.

2.4. Сцинтилляционные детекторы: принцип работы, устройство. Типы сцинтилляторов: твердые кристаллические, органические, жидкие

Сцинтилляторы – вещества, в которых под действием заряженных частиц или излучений возникают фотоны видимой или ультрафиолетовой части спектра. Кроме того, они слабо поглощают эти собственные излучения.

Вторая часть сцинтилляционного детектора – фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), рис. 2.11. Фотоны, попадая на фотокатод ФЭУ, выбивают электроны. Под действием электрического поля эти электроны приобретают энергию и направляются на диноды ФЭУ, где происходит вторичная электронная эмиссия. В результате на анод ФЭУ приходит в $10^4 - 10^7$ раз больше электронов, чем вылетело с фотокатода. Возникает электрический импульс, который регистрируется.



Рис. 2.11. Принципиальная схема ФЭУ

Время испускания фотонов определяется временем жизни возбужденного состояния молекул, которое для разных сцинтилляторов равняется $10^{-9}-10^{-5}$ с. Вероятность образования электрона при взаимодействии фотона с фотокатодом называют конверсионной способностью. Она равна 0,05–0,1. Наиболее распространены Sb-Cs и Bi-Ag-Cs фотокатоды, которые обладают высокой чувствительностью к испускаемым сцинтилляторами фотонам.

Увеличение числа электронов при движении от фотокатода к аноду называют коэффициентом усиления ФЭУ: $M = \alpha \prod_{i=1}^{n} \beta_i$, где

 $\alpha^{1/n}$ – вероятность попадания электрона на динод. β_i -коэффициент вторичной электронной эмиссии. Промышленные ФЭУ имеют $M = 10^5 - 10^8$. *М* зависит от колебаний напряжения. от температуры, от влияния магнитного поля. Время регистрации t' зависит от статистической природы появления вспышки света, различий во времени движения фотонов до фотокатода (они образуются в разных местах и попадают на катод после нескольких рассеяний), различия во временах движения от динода к диноду. После попадания в сцинтиллятор ионизирующей частицы интенсивность флюоресценции затухает по экспоненциальному закону с постоянной времени, равной времени жизни возбужденных молекул. Электронный заряд, собираемый на аноде ФЭУ, экспоненциально возрастает с той же постоянной времени. Таким образом, время высвечивания определяет минимальную длительность сигнала и, следовательно, разрешающую способность детектора. Лучшее разрешающее время можно получить с жидким сцинтиллятором ($3 \cdot 10^{-9}$ с), со стильбеном ($6 \cdot 10^{-9}$ с), для NaJ ~ $2 \cdot 10^{-6}$ с.

Наибольшее распространение имеют монокристаллы галоидов щелочных металлов: NaJ, CsJ, LiJ с добавками активаторов (табл. 2.2). Галоидные соединения гигроскопичны, требуется защита кристаллов от атмосферной влаги.

Органические сцинтилляторы изготавливают в виде монокристаллов (стильбен, антрацен), а также из жидких и твердых растворов ароматических углеводородов в растворителе (табл. 2.3).

Таблица 2.2

Кристалл	Плотность, г/см ³	Время высвечивания, мкс	Конверсионная эффективность, %
NaJ(Tl)	3,67	0,23	8–13
CsJ(Tl)	4,51	1,00	~ 6
LiJ(Eu)	4,06	1,20	~ 4

Свойства неорганических сцинтилляторов

Таблица 2.3

Свойства органических сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Плот- ность, г/см ³	Время высве- чивания, нс	Конверсионная эффективность, %
Кристаллические: антрацен (С ₁₄ H ₁₀) стильбен (С ₁₄ H ₁₂)	1,25 1,16	30 6	~ 4 1,5–3
Жидкие: <i>р</i> -терфенил в ксилоле <i>р</i> -терфенил в поливинил-	0,9	2	2
толуоле	~ 1,0	3	2

Жидкие сцинтилляторы можно использовать в больших объемах, их стоимость низкая (иногда используются объемы в десятки тысяч литров). В них можно растворять исследуемые радиоактивные вещества, что создает возможность регистрации альфа- и мягкого бета-излучений.

Жидкий сцинтиллятор представляет собой смесь из сцинтиллирующего вещества, растворителя (толуол, ксилол) и активатора (*p*-терфенил и др.) с концентрацией 2,5–10 г/л. Активатор смещает длину волны вспышки в сторону максимальной чувствительности фотокатода ФЭУ.

Пластмассовые сцинтилляторы – твердые растворы органических сцинтилляторов.

Амплитудный анализ. Функция отклика G (E, V) для заряженных частиц имеет форму близкую к функции Гаусса. Для гаммаквантов и нейтронов функция отклика имеет более сложный вид. Фотопоглощение гамма-квантов и эффект образования пар (при $E_{\gamma} > 1,02 \text{ МэВ}$) приводят к образованию пиков в амплитудном распределении импульсов. В результате комптоновских рассеяний образуется непрерывное распределение импульсов. Вероятности этих процессов в зависимости от энергии гамма-кванта показаны на рис. 2.12. На формирование амплитудного распределения импульсов влияют размеры детектора – в больших детекторах велика вероятность многократных процессов, приводящих к полному поглощению энергии гамма-квантов и возникновению импульсов максимальной амплитуды регистрируемых в пиках.



Рис. 2.12. Линейные коэффициенты поглощения NaI для разных процессов взаимодействия гаммаквантов с веществом

Амплитуда таких импульсов пропорциональна энергии частицы (гамма-кванта), т.е. именно пики полного поглощения, можно использовать для анализа энергетического распределения частиц. Ионизирующая частица, проходя через кристалл антрацена, создает около 6000 фотонов со средней длиной волны 4500 Å при потере энергии 1 МэВ. Если средняя энергия фотона равна 2,75 эВ, то эффективность превращения энергии частицы в фотоны составляет около 1,6 % или 170 эВ на фотон. Величина энергетического разрешения η для частиц с энергией 1 МэВ приблизительно равна 4,5 %, т.е. не высока.

Для регистрации нейтронов используют органические кристаллы, где флюоресценцию вызывают протоны отдачи. Импульсы, образованные протонами отдачи от моноэнергетических нейтронов, распределены по энергии равномерно. Кристалл стильбена 30×30 мм регистрирует нейтроны с энергией 10 МэВ с эффективностью $\varepsilon = 10$ %, нейтроны с $E_n = 1$ МэВ с $\varepsilon = 45$ %.

Применение сцинтилляционных детекторов для активационного анализа. Образующиеся при захвате нейтрона радиоактивные ядра имеют невыгодные нейтрон-протонные соотношения и через интервал времени равный $T_{1/2}$ испытывают бета-распад, который обычно сопровождается испусканием гамма-квантов: ${}^{A}_{Z}B + n \rightarrow {}^{A+1}_{Z}B \xrightarrow{\beta,\gamma}{T_{1/2}} {}^{A+1}_{Z+1}B$.

Количество образовавшихся за время облучения радиоактивных ядер можно определить путем регистрации бета-частиц или гаммаквантов. Спектр бета-частиц – непрерывный, так как часть энергии распада уносят нейтрино. Поэтому бета-излучение данного ядра маскируется фоновым излучением других радиоактивных ядер. Его создают внешние излучатели и радиоактивные продукты других реакций, в том числе вызванных активацией веществ, загрязняющих поверхность образца. Еще одна проблема – сильно поглощение бета-излучения внутри образца.

Предпочтительнее регистрировать гамма-излучение в спектрометрическом режиме. Спектр гамма-излучения – дискретный. Пики, образованные гамма-излучением ядра ${}^{A+1}_{\ Z}B$, можно отделить от пиков фоновых излучений гамма-спектрометрометрическим методом с применением сцинтилляционного детектора. Такой метод во многих случаях является наилучшим для практики активационных измерений. Его отличают относительная простота измерительной аппаратуры (рис. 2.13), ее надежность и транспортабельность. Зависимость эффективности регистрации гамма-квантов сцинтиляторами от энергии хорошо изучена.

Используют NaJ(Tl)-кристаллы Ø63×63 мм для спектрометрии гамма-излучения с энергией 0,3–2,0 МэВ, Ø40×40 мм для 0,1–1,0 МэВ, толщиной 1–3 мм – для спектрометрии рентгеновского излучения с энергией 0,01–0,1 МэВ.

Измеряемая величина – число импульсов в фотопике S_{Φ} , набранных за время τ , от гамма-квантов с энергией E_{γ} ($n_{\Phi} = S_{\Phi} / \tau$).



Рис. 2.13. Схема простейшего спектрометра гамма-излучения с сцинтилляционным детектором

При подготовке к измерениям калибруют спектрометр с помощью набора стандартных гамма-источников. Путем калибровки находят зависимости $\eta = f_1(E_{\gamma})$ и $\varepsilon = f_2(E_{\gamma})$. Полученные данные используют для идентификации радионуклидов, присутствующих в исследуемом образце, и определения их содержания по числу отсчетов в пиках.

Активность измеряемого источника определяется по следующей формуле:

$$\boldsymbol{A}_{\text{M3M}} = \frac{\boldsymbol{n}_{\Phi}}{\boldsymbol{\varepsilon}_{\Phi} \cdot \boldsymbol{I}_{\gamma}} \cdot \boldsymbol{K}_{\Pi} \cdot \prod_{i} \boldsymbol{K}_{i} , \qquad (2.11)$$

где ε_{Φ} – эффективность регистрации излучения в фотопике; I_{γ} – квантовый выход регистрируемого гамма-излучения (число квантов на 1 распад ядра ${}^{A+1}_{\ Z}B$); K_{Π} – поправка на поглощение гамма-излучения внутри источника (самопоглощение); K_i – поправка, учитывающая отличия условий измерения от условий калибровки

(различие позиций измеряемого и калибровочного источников и др.).

Скорость счета в пике полного поглощения определяется по формуле:

$$n_{\Phi} = \frac{S_{\Phi}}{\tau} \cdot K_{\tau} \cdot K_{\mathsf{M}} \,, \qquad (2.12)$$

где $K_{\tau} = \frac{\lambda \cdot \tau}{1 - \exp(-\lambda \cdot \tau)}$ – поправка на распад ядер ${}^{A+1}_{Z}B$ за время измерения; λ – постоянная распада; $K_{\rm M}$ – поправка на мертвое время спектрометра.

Для описания пика S_{Φ} используют функцию Гаусса: $f(x) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)$, где μ и σ – параметры, характери-

зующие положение вершины пика и ширину распределения. Фон описывают прямой или параболой. Для разложения спектра используют метод наименьших квадратов.

2.5. Полупроводниковые детекторы (ППД). Характеристики и области применения ППД: используемые материалы и устройство, типы ППД и их особенности

ППД можно представить в виде ионизационной камеры с твердым веществом между электродами. При поглощении ионизирующего излучения образуются носители электрических зарядов (электроны и дырки), которые под действием электрического поля собираются на электродах.

ППД имеют важные преимущества перед ионизационными ка-мерами:

1) плотность вещества в чувствительном объеме в ~ 10^3 раз выше, поэтому выше эффективность;

2) более высокая разрешающая способность.

Другие достоинства – линейная связь между амплитудой сигнала и энергией измеряемого излучения, короткий фронт сигнала.

Требования к материалу для ППД:

малый расход энергии на создание пары носителей заряда;

отсутствие рекомбинации и захвата носителей заряда при движении в детекторе;

большие и близкие по величине подвижности носителей зарядов;

высокое удельное сопротивление.

Чем меньше расход энергии на создание пары носителей заряда (ω), тем больше образуется носителей, тем больше вырабатывается сигнал и тем меньше относительная флуктуация величины сигнала, от которой зависит энергетическое разрешение. У ППД средняя энергия образования пары носителей в ~ 10 раз меньше, чем у газовых камер, и в ~ 100 раз меньше, чем у сцинтилляторов.

Чем выше подвижность носителей, тем лучше временные характеристики детектора. Если подвижности электронов и дырок равны, то амплитуда сигнала не зависит от места образования носителей в объеме детектора.

Любой материал имеет некоторую электропроводность. При включении напряжения возникает постоянный ток через детектор, величина которого флуктуирует – появляется «шум», который накладывается на полезные сигналы. Требуемое значение удельного сопротивления более 10¹⁰ Ом/см.

Всем перечисленным требованиям лучше всего могут удовлетворять кристаллические Si и Ge, хотя их удельные сопротивления меньше, чем требуется (у Si ~ 10^4 Oм/см, у Ge ~ 10 Oм/см). Поэтому необходимо на несколько порядков повысить их удельное сопротивление.

Свойства полупроводников. Согласно законам квантовой физики, энергия электронов в твердом теле не может быть произвольной. В одиночном атоме энергия электрона принимает дискретные значения, при сближении атомов возникает их взаимодействие, приводящее к расщеплению уровней энергии. В кристалле вместо отдельных разрешенных значений энергии существуют зоны разрешенных и запрещенных энергий электронов.

Электроны с внутренних оболочек не взаимодействуют с соседними атомами, для электронов с внешних оболочек вероятность взаимодействия велика, и ширина разрешенной зоны составляет около 1 эВ. Электроны с энергиями, соответствующими такой зоне, принадлежат всему кристаллу. При воздействии электрического поля на кристалл электроны в заполненных зонах не изменяют своего распределения по энергиям, не участвуют в переносе заряда и не дают вклада в электропроводимость. Твердое тело со всеми заполненными разрешенными зонами является диэлектриком, а с частично заполненными – полупроводником. У металлов зоны разрешенных значений энергии перекрываются, и при любой температуре электроны могут под действием внешнего электрического поля участвовать в электропроводимости.

В полупроводнике часть электронов в результате теплового движения может переходить в зону проводимости; вероятность такого перехода экспоненциально увеличивается с уменьшением ширины запрещенной зоны. После ухода электрона остается незаполненная вакансия – «дырка», благодаря которой другие электроны получают возможность перемещаться под действием электрического поля, внося вклад в электрический ток. Если электроны и дырки образуются только в результате тепловых переходов через запрещенную зону, то их число одинаково, и тело называют «идеальным» кристаллом.

В реальных кристаллах имеются дефекты и примеси, а в запрещенной зоне существуют уровни, принадлежащие этим дефектам и примесям. Вероятность переходов через эти уровни намного превышает вероятность теплового перехода через запрещенную зону. Ионизация приводит либо к переводу электронов с уровня в зону проводимости (донор), либо к переходу электронов с уровня в зону проводимости (донор), либо к переходу электрона из нижележащей зоны на уровень (акцептор). Донорные уровни располагаются вблизи верхнего края запрещенной зоны, акцепторные – вблизи нижнего края. Полупроводники электронного типа (или *n*-типа) называют донорными, полупроводники дырочного (или *p*-типа) – акцепторными (рис. 2.14).

В любом полупроводнике могут присутствовать и донорные, и акцепторные примеси, которые частично компенсируют друг друга. Ток, обусловленный дрейфом носителей заряда под действием внешнего поля, определяет удельное сопротивление р полупроводника:

$$\rho = \frac{1}{\mathbf{e} \cdot (\mu^+ \cdot \mathbf{p} + \mu^- \cdot \mathbf{n})}, \qquad (2.13)$$

где p – плотность дырок, n – плотность электронов, μ^+ – подвижность дырок, μ^- – подвижность электронов.



Рис. 2.14. Типы полупроводниковых кристаллов

Плотность носителей заряда зависит от температуры T и ширины запрещенной зоны ε_{α} :

$$\boldsymbol{n}_{i} = \boldsymbol{b} \cdot \boldsymbol{T}^{3/2} \exp(-\varepsilon_{g}/(2 \cdot \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{T})), \qquad (2.14)$$

где **b** – константа для данного материала, **k** – постоянная Больцмана;

$$\boldsymbol{n}_i^2 = \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{p} \,, \tag{2.15}$$

т.е. если плотность электронов в кристалле увеличивается, то плотность дырок уменьшается.

Минимальное число носителей обоих зарядов наблюдается при n = p, что соответствует случаю полностью скомпенсированного полупроводника, сопротивление которого такое же, как и у беспримесного. Реальные полупроводники обычно содержат примеси: кремний трудно очистить от бора, германий – от кислорода. Характеристики Si и Ge приведены в табл. 2.4.

Таблица 2.4

Элемент	Z	Плот- ность, г/см ³	Средняя энергия образования пары носителей (ω), эВ	Ширина запрещенной зоны, эВ	n_{i} ($T = 300 \text{ K}$), cm^{-3}
Si	14	2,33	3,7	1,10	$1,5 \cdot 10^{10}$
Ge	32	5,33	3,0	0,67	$2,0.10^{13}$

Характеристики Si и Ge

Для того чтобы из полупроводников с невысоким удельным сопротивлением изготовить ППД, используют свойства *p-n*-перехода, или перехода между полупроводником и металлом (рис. 2.15).

Концентрации электронов и дырок в приграничном слое. Происходит диффузия носителей заряда в сторону их меньшей концентрации.

Распределение ионизированных атомов примесей вблизи границы. Атомы доноров и акцепторов закре-

плены в кристаллической решетке и двигаться не могут.



Распределение объемных зарядов по сторонам границы.

После установления равновесия ток носителей прекращается из-за появления на переходе скачка напряжения, обусловленного объемными зарядами.

Рис. 2.15. Формирование *р-п*-перехода в полупроводниковом кристалле Переходы создают либо путем введения донорных атомов в полупроводник *p*-типа, либо акцепторных – в полупроводник *n*-типа. Еще один способ – создание поверхностно-барьерного перехода путем нанесения определенных металлов на поверхность полупроводника *n*-типа

Чувствительную область *d* можно использовать для детектирования. Почти полное отсутствие носителей в этой области соответствует высокому удельному сопротивлению. Размер области можно увеличить, приложив к переходу обратное напряжение (плюс – к *n*-области, минус – к *p*-области). В результате этого толщина обедненного носителями слоя возрастает, емкость перехода уменьшается.

Наиболее часто для спектрометрии гамма-излучений применяют детекторы из сверхчистого германия. Материалом служит поликристаллический германий полупроводниковой чистоты, подвергаемый зонной плавке с поверхности, степень очистки от примесей достигает 100 и более раз.

Тепловой шум, вызванный флуктуацией скорости теплового движения носителей, и шум обратного тока очень сильно зависят от температуры детектора (рис. 2.16). Охлаждение до температуры жидкого азота (77 К) позволяет достигать предельного разрешения.



Рис. 2.16. Зависимость энергетического разрешения ППД от температуры

Флуктуация числа собранных носителей заряда обусловлена тем, что сбор не бывает полным, поскольку процесс рекомбинации ограничивает время жизни носителей. Еще один процесс, ограничивающий разрешение ППД, – захват электронов и дырок.

На практике энергетическое разрешение всегда определяют экспериментально. Поскольку разрешение – очень высокое, то для его реализации требуется использовать усилительные блоки с очень малым уровнем собственных шумов. Предусилитель монтируют вместе с детектором в криостате, охлаждают и вакуумируют.

Задача определения числа отсчетов в пиках представляет разную сложность в зависимости от изолированности пика и от соотношения пик/фон. В трудных случаях (разложение мультиплетов при высоких требованиях к точности) применяют для представления пиков сложные математические модели с асимметричным гауссианом. Такие модели реализованы в современных универсальных и специализированных программах обработки спектров.

Временное разрешение. В полупроводнике подвижность положительных и отрицательных носителей различается не сильно. Поэтому амплитуда сигнала не зависит от места образования носителей, если $\tau = RC$ входного устройства меньше времени сбора носителей. Скорость дрейфа заряда в Si равна 3·10⁶ см/с при напряжении 1 В/мкм. В ППД толщиной 300 мкм время сбора заряда ~ 10 нс. Разрешающее время достигает 10⁻⁹ с и меньше.

Эффективность. При регистрации нейтральных частиц (hv или n) сигнал возникает в результате образования в ППД вторичных заряженных частиц, энергии которых неоднозначно связаны с энергией регистрируемых частиц.

ППД широко применяются для регистрации гамма-квантов и не применяются в спектрометрии нейтронов.

Для расшифровки спектра гамма-излучения используют данные о фотопиках, поэтому наибольший интерес представляет вероятность регистрации в фотопике (пике полного поглощения). Эффективность детектора зависит от энергии регистрируемого излучения (рис. 2.17) и определяется экспериментально с использованием набора калибровочных гамма-источников.



Рис. 2.17. Зависимость эффективности детектора от энергии гамма-кванта для типичных Ge-детекторов гамма-излучения

Типы полупроводниковых детекторов.

1. Поверхностно-барьерные Si(Au)-детекторы. Этот тип детекторов получают из кремния *n*-типа с удельным сопротивлением 0,5÷100 кОм/см путем его протравливания кислородом воздуха с образованием поверхностного *p*-слоя. На его поверхность напыляют тонкий слой золота, служащий электродом. Толщина чувствительной области составляет $2\div 5\cdot 10^{-2}$ см. Si(Au)-детекторы работают при комнатной температуре. Их используют для регистрации и спектрометрии тяжелых заряженных частиц: α -частиц, осколков деления.

2. Диффузионные детекторы с *p-n*-переходом^{*}. Детекторы изготавливают путем диффузионного внедрения лития в германий или кремний, получая достаточно большие чувствительные области (толщиной более 1 см). Литий напыляют на *p*-материал, затем поднимают температуру до 400 °C, и литий диффундирует вглубь. Затем к *p-n*-переходу прикладывают обратное напряжение, и положительные ионы Li начинают двигаться из *n*-области в *p*-область, компенсируя акцепторные атомы *p*-материала. Таким об-

^{*} ППД *p-i-n*-типа состоят из областей материала *p*-типа и *n*-типа, разделенных обедненной областью, которая является чувствительным объемом детектора.

разом получают планарные детекторы площадью до 10–15 см² и коаксиальные детекторы объемом до 100 см³ и более.

При комнатной температуре происходит обратная диффузия лития из кристалла германия, которая ведет к необратимому ухудшению характеристик детектора. По этой причине Ge(Li)-детекторы работают и хранятся при температуре жидкого азота. Их основное назначение – спектрометрия гамма-излучения.

3. Детекторы из особо чистого германия (концентрации примесей < 10¹⁰ см⁻³). Работают при охлаждении, хранятся без охлаждения. Используются для спектрометрии гамма- и рентгеновского излучений. Существует несколько видов Ge-детекторов, предназначенных для измерений в разных диапазонах энергии. Разные технологии применяют для изготовления планарных (плоских) и коаксиальных детекторов.

Эффективность германиевых детекторов принято определять по отношению к эффективности регистрации гамма-излучения с энергией 1332 кэВ стандартным NaJ-детектором размерами 7,6×7,6 см. Производят коаксиальные Ge-детекторы эффективностью 100 % и даже 200 %. Для примера: объем Ge-детектора с эффективностью 10 % составляет около 40 см³.

2.6. Трековые детекторы

Треки – зоны интенсивных нарушений в микроструктуре материалов (рис. 2.18). Известно ~ 150 диэлектрических и полупроводниковых материалов с удельным сопротивлением более 2000 Ом/см, способных сохранять треки – следы заряженных частиц.



Рис. 2.18. Схема трекового детектора

Материалы трековых детекторов принадлежат к трем группам: кристаллы, стекла и полимеры. Органические материалы имеют высокую чувствительность к альфа-частицам. Их можно использовать при температуре до 100 °C. Другие достоинства

полимерных детекторов _ низкая стоимость, идентичность характеристик партии гибкость. в материала, легкость, прозрачность, малая активация нейтронным излучением, простота обработки. Используются химической они. например. для детектирования реакций ¹⁰В (n, α) , ⁶Li (n, α) .

После облучения детектор необходимо выдерживать определенное время (около двух недель) для завершения медленно протекающих химических реакций в зоне трека.

материала Качество детектора (однородность, отсутствие содержание примесейлеффектов: царапин И др.; малое актиноидов) имеет важное значение для измерений альфаизлучения.

Доза облучения ограничена содержанием делящихся ядер в детекторе, создающих фон, и радиационной стойкостью материала детектора в нейтронных и гамма-полях. Например, лавсановая пленка сохраняет прозрачность при облучении флюенсом нетронов до ~ $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². После облучения и выдержки детектора производят его травление. Способ, рецептура и режим травления определяются материалом детектора. Для полимерных используют целочные растворы (6 моль/л NaOH или 30 %-го раствора КOH при температуре 60–70 °C). В зависимости от времени травления изменяется длина наблюдаемых треков. Вариация температуры и концентрации реактивов позволяет контролировать скорость травления. Поверхность, предназначенная для травления, должна быть оптически ровной, без трещин и царапин, которые могут растравливаться до видимых размеров и мешать наблюдениям или быть принятыми за треки.

Для радиометрии альфа-частиц применяют нитроцеллюлозные, для осколков деления – поликарбонатные пленки. При этом есть возможность регистрировать один вид излучения при сильном фоне другого.

Количество треков на протравленом детекторе подсчитывают под микроскопом при увеличении 100-600, что трудоемко и утомительно. Если толщина пленки не превышает пробега применять частицы. то подсчета треков можно метол ЛЛЯ (рис. 2.19). электроискрового счета Время обсчета одного детектора сокращается до нескольких минут (3-5 мин).



Рис. 2.19. Схема электроискрового счетчика треков

В месте прохождения протравленного трека под действием разности потенциалов происходит электрический пробой. Ток импульса, возникающий в результате пробоя, регистрируется электрическим счетчиком. Суммарный ток характеризует плотность треков, которая пропорциональна числу попавших в детектор частиц. Существуют и другие устройства облегчающие счет треков.

Градуировку детектора можно произвести с помощью пучка ионов с Z и E близкими к измеряемым частицам. Для бесконечно тонкой мишени, находящейся в контакте с трековым детектором во время облучения, справедливо уравнение:

$$T = \varepsilon \cdot M \cdot N \cdot x \cdot \sigma_f \cdot \Phi \cdot t / A, \qquad (2.16)$$

где *T* – суммарное число треков на детекторе; *M* – масса делящегося материала; ε – эффективность регистрации; *N* – число Авогадро; *A* – атомная масса материала; *x* – обогащение материала по ²³⁵U (например, для детектора Lexan, США ε = 0,958).

Реальные мишени имеют конечную толщину. Поэтому необходимо учитывать поглощение заряженных частиц внутри мишени или частичную потерю ими энергии при прохождении через мишень, что ведет к изменению эффективности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений. – М.: Атомиздат, 1987.

2. Абрамов А.М., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

3. Райли Д., Энсслин Н., Смит Х., Крайнер С. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. – М.: Бином, 2000.

4. Вылов Ц., Осиненко Б.П., Чумин В.М. Прецизионная спектрометрия излучений радионуклидов с помощью полупроводниковых детекторов. – Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1987 – Т. 9 – Вып. 6.

5. Бушуев А.В., Петрова Е.В., Кожин А.Ф. Практическая гамма-спектрометрия. – М.: МИФИ, 2006.

Вопросы для самоконтроля

1. Почему фон альфа-частиц при измерениях с урановой камерой деления меньше, чем при измерениях с плутониевой камерой?

2. Что дает охлаждение предусилителя при измерениях на полупроводниковом спектрометре?

3. Какую функцию выполняет вещество-активатор, вводимое в сцинтиллятор?

4. Какие меры принимаются, чтобы повысить удельное сопротивление полупроводникового детектора?

5. Чем определяется случайная погрешность результата измерения?

6. Как можно отличить случайную погрешность от систематической?

7. Как можно расширить диапазон измерений плотности потока частиц при использовании ионизационной камеры?

8. Почему соотношение пик/комптон при гамма-спектрометрических измерениях зависит от объема детектора?

9. Почему требование к стабильности напряжения питания сцинтилляционного детектора выше, чем для ионизационной камеры?

10. Как превратить ионизационную камеру в пропорциональный счетчик?

НЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ: ХАРАКТЕРИСТИКИ, МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ, РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Исследование реакций нейтронов с ядрами, измерение полных сечений взаимодействия. Использование получаемых данных для определения строения ядер. Эффекты, искажающие информацию

Взаимодействия нейтронов с ядрами в реакторах происходят в широком диапазоне энергий $(10^{-4} \div 10^7 \text{ >B})$ и отличаются большим разнообразием. С увеличением энергии длина нейтронной волны ($\lambda = h/mv$) изменяется от значений, много больших, чем расстояние между атомами в обычном веществе, до значений, много меньших размера ядра. При этом изменяется и характер взаимодействия.

При малых энергиях преобладают волновые свойства нейтрона и наблюдаются эффекты преломления и отражения нейтронных волн. При больших энергиях главными становится корпускулярные свойства, и нейтрон взаимодействует с отдельными нуклонами ядра как точечная частица.

Мерой вероятности взаимодействия нейтронов с веществом являются нейтронные сечения. Величина сечений сильно отличается у разных нуклидов. Причем различие может достигать 10⁶ раз и более.

Теория недостаточно точна, чтобы предсказывать с необходимой точностью величины сечений, а также их зависимость от энергии, однако с помощью теории устанавливаются общие закономерности хода сечений и производятся интерполяции между экспериментальными точками.

Полное сечение σ_{tot} является мерой вероятности столкновения нейтрона с ядром независимо от того, что произойдет после столкновения. Полное сечение есть сумма парциальных сечений, каждое

из которых пропорционально вероятности определенного, следующего за столкновением события: $\sigma_{tot} = \sum_{i} \sigma_{i}$.

Рассеянием называют процесс взаимодействия нейтрона с ядром, в результате которого испускается единственная частица – нейтрон. Если квантовое состояние ядра после взаимодействия с нейтроном не меняется, то рассеяние называют упругим. При неупругом рассеянии часть энергии налетевшего нейтрона передается ядру, которое переходит в возбужденное состояние. Обычно нейтроны рассеиваются неизотропно.

Дифференциальное сечение рассеяния (упругого или неупругого) характеризует вероятность испускания нейтрона под определенным углом. Интеграл от дифференциального сечения по полному телесному углу равен величине сечения рассеяния:

$$\sigma_{n,n} = 2\pi \int_{0}^{\pi} \sigma_{n,n}(\theta) \sin \theta \, d\theta \,, \qquad (3.1)$$

где $\sigma_{n,n}(\theta)$ – сечение рассеяния в единицу телесного угла при угле рассеяния θ .

В ядерных реакторах могут происходить и другие нейтронные реакции: (n, γ) – радиационный захват нейтронов; (n, f) – деление, (n, p), (n, α) , (n, 2n).

Проще и точнее всего можно измерить полное сечение взаимодействия. Для этого используют *метод пропускания* пучка нейтронов через образец исследуемого материала.

Величину сечения определяют по скоростям счета импульсов от детектора в двух опытах: без образца исследуемого материла N_0 и с образцом N_1 (рис. 3.1):

$$\begin{array}{l} N_0 = \varepsilon \cdot \Phi_0, \\ N_1 = \varepsilon \cdot \Phi_1, \end{array} \right\} T = \frac{N_1}{N_0} = \frac{\Phi_1}{\Phi_0},$$
 (3.2)

где $\Phi_1 = \Phi_0 \exp(-\rho \sigma_{tot} d)$; ρ – ядерная плотность материала; d – толщина образца,

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{\rho \cdot d} \ln \frac{1}{T}.$$
(3.3)

Очевидно, что любое взаимодействие (рассеяние, поглощение) в образце, выводящее нейтроны из пучка, дает вклад в σ_{tot} .



Рис. 3.1. Определение полного сечения методом пропускания

Полное сечение можно определить с высокой точностью, потому что для этого не требуется знать абсолютное значение эффективности детектора є и абсолютную величину плотности нейтронов в пучке.

В случаях, когда кинетическая энергия E_{κ} налетающего нейтрона такова, что сумма $E_{\kappa} + E_{CB}$ приближается к энергии возбуждения ядра на уровень E_i (рис. 3.2), нейтронная волна проникает внутрь ядра и образуется составное ядро в возбужденном состоянии:



Рис. 3.2. Схема энергетических уровней ядра

Ширина возбужденного уровня Г и время жизни ядра в возбужденном состоянии т связаны соотношением:

$$\tau = \hbar / \Gamma . \tag{3.4}$$

Распад возбужденного ядра может происходить разными путями, поэтому полная ширина $\Gamma = \sum_{i} \Gamma_{i}$, где каждая Γ_{i} характеризует вероятность испускания определенной частицы или кванта. Так, $\Gamma_{i} = \Gamma_{n}$, если испускается нейтрон (упругое рассеяние), $\Gamma_{i} = \Gamma_{\gamma}$, если испускается гамма-квант (радиационный захват нейтрона).

Если взаимодействие нейтрона с ядром приводит к образованию составного ядра, то сечение взаимодействия описывается формулой Брейта–Вигнера^{*} для изолированного уровня ядра:

$$\sigma_{n,n} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(\boldsymbol{E} - \boldsymbol{E}_0)^2 + (\Gamma/2)^2} - \text{упругое рассеяние;}$$
(3.5)

$$\sigma_{n,\gamma} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_{\gamma}}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} -$$
радиационный захват. (3.6)

По результатам измерений полных сечений можно определить параметры уровней ядра (рис. 3.3). Величина $\sigma_{tot} = \sigma_{n,n} + \sigma_{n,\gamma}$.

Если $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0$, то $\sigma_0 = 4\pi \lambda_0^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$. Определив σ_0 и Γ , можно вычислить Γ_n , а затем: $\Gamma_{\gamma} = \Gamma - \Gamma_n$.

Таким образом, эксперимент по определению σ_{tot} дает полную информацию об отдельных уровнях и об их распределении в зависимости от энергии. Эксперименты показали, что среднее расстояние между уровнями *D* быстро уменьшается при увеличении энергии возбуждения ядра, а плотность уровней 1/*D*, соответственно, растет:

* Без учета статического фактора g, выражающего зависимость сечения от квантового состояния ядра и равного: $g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$.

$$\frac{1}{D} \sim a \cdot \exp\left(b\sqrt{E^{*}}\right), \tag{3.7}$$

где *E** – энергия возбуждения ядра; **а** и **b** – медленно изменяющиеся с ростом массового числа *A* параметры.



Рис. 3.3. Полное сечение взаимодействия нейтрона с ядром в области изолированного резонанса

Анализ 400 уровней ядра ²³³Th показал, что распределение расстояний между уровнями является случайным, поэтому, даже имея сведения о распределении уровней во многих ядрах, невозможно предсказать их распределение в каком-либо новом ядре. При увеличении энергии налетающих нейтронов расстояние между уровнями, возбуждаемыми в ядрах, уменьшается и, наконец, они сливаются: $D < \Gamma$.

Согласно результатам опытов, радиационная ширина мало изменяется от уровня к уровню и слабо отличается у разных ядер. Это объясняется большим числом различных вариантов распада составного ядра с испусканием γ -квантов (исходных каналов реакции (n, γ)): $\Gamma_{\gamma} = \sum_{i} \Gamma_{\gamma i}$. Статистические флуктуации ширин отдельных каналов $\Gamma_{\gamma i}$ слабо влияют на их сумму.

Нейтронная ширина, в отличие от радиационной, сильно отличается для разных уровней. Γ_n можно представить в виде: $\Gamma_n = \Gamma_n^0 \cdot E^{1/2}$, т.е. в виде произведения изменяющейся приведенной ширины на монотонно растущую функцию энергии. Γ_n^0 изменяется потому, что для этой реакции существует только один исходный канал, ведущий к испусканию нейтрона, и флуктуации его ширины прямо влияют на Γ_n^0 .

Существует две возможные причины искажений экспериментальных данных:

1) доплеровское уширение уровней ядер;

2) интерференция между двумя типами упругого рассеяния (с образованием составного ядра и с отражением нейтронной волны от поверхности ядра).

Эффект Доплера. Атомы образца находятся в тепловом движении. В формуле Брейта–Вигнера представлена кинетическая энергия столкновения нейтрона с ядром – *E*. Если бы ядра покоились, то *E* равнялась бы просто кинетической энергии нейтрона. В действительности из-за движения ядер величина *E* не постоянна:

$$E = 1/2 \,\mu (v_{\rm g} - v_{\rm g})^2 = \frac{\mu}{M} E_{\rm g} + \frac{\mu}{m} E_{\rm g} - \mu v_{\rm g} v_{\rm g} \,, \qquad (3.8)$$

где $\mu = \frac{mM}{m+M}$ – приведенная масса системы нейтрон-ядро; V_{g} –

скорость движения ядра; V_n – скорость движения нейтрона.

Величина $(v_{g})^{2} \sim kT = 0,0025$ эВ при комнатной температуре 20 °С. Это малая поправка для *E*, которую надо вводить при определении *E*₀ по экспериментальным данным.

Слагаемое $\mu V_{9} v_{n}$ дает значительный эффект. Если бы все ядра имели одинаковое значение v_{9} , то это слагаемое давало бы постоянное смещение *E*. Однако у разных ядер скорости v_{9} различны, поэтому и величины энергии взаимодействия *E* различаются.

Вследствие эффекта Доплера изменяется значение энергии взаимодействия нейтрон-ядро (рис. 3.4). В зависимости от направления движения ядер по отношению к нейтрону происходит сдвиг в сторону больших или меньших значений *E*. Это ведет к уширению резонанса:

$$\Delta_{\text{доп}} = \frac{2E_0kT}{A}.$$
(3.9)

Наряду с упругим рассеянием, происходящим с образованием составного ядра, в случае, когда $E_k + E_{CB}$ далека от E_i , действует другой механизм: нейтронная волна отражаться от поверхности ядра, как от непроницаемой сферы (потенциальное рассеяние). Соответственно, будут образовываться два вида нейтронных волн: отраженные от поверхности и другие, проникшие внутрь и вновь испущенные.



Рис. 3.4. Изменение формы резонанса, вызванное эффектом Доплера

Между ними обнаруживается интерференция (рис. 3.5). Если $A_{\text{пот}}$ и $A_{\text{рез}}$ – соответственно амплитуды потенциального и резонансного рассеяния, то сечение упругого рассеяния, учитывающее оба процесса, запишется в виде

$$\sigma_{n,n} = \pi \lambda^2 \left| A_{\text{not}} + A_{\text{pes}} \right|^2 = \pi \lambda^2 \left(\sigma_{\text{not}} + \sigma_{\text{pes}} + 2A_{\text{not}} A_{\text{pes}} \right), \quad (3.10)$$

где
$$\sigma_{\text{пот}} = 4\pi R^2$$
, $\sigma_{\text{pes}} = \left| A_{\text{pes}} \right|^2$, $A_{\text{pes}} \approx \frac{i\Gamma_n}{(E - E_0) + i\Gamma/2}$. При

 $E < E_0$ интерференционный член имеет знак «минус», и, как следствие, уменьшается величина полного сечения упругого рассеяния.

В действительности эффект интерференции сложнее, он зависит от размеров ядер и других факторов, которые определяют фазовый сдвиг между отраженной и прошедшей волнами.



Рис. 3.5. Изменение сечения упругого рассеяния из-за интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием

Угловое распределение упруго рассеянных нейтронов. При низких энергиях нейтроны, испытавшие упругое рассеяние, испускаются изотропно (в системе центра инерции, совпадающей с лабораторной системой отсчета в случае тяжелых ядер), поэтому нет необходимости измерять их угловое распределение. При рассеянии быстрых нейтронов тяжелыми ядрами и ядрами средней массы в угловом распределении появляется четко выраженный максимум, соответствующий рассеянию вперед. В случае легких ядер, когда в сечении наблюдаются отдельные резонансы, угловое распределение зависит от спина уровня составного ядра, который соответствует данному резонансу.

3.2. Исследование реакции упругого рассеяния. Схемы опытов. Возможные источники погрешности

Величину сечения упругого рассеяния $\sigma_{n,n}$ определяют из двух опытов. В первом опыте детектор устанавливают на расстоянии rот исследуемого образца под углом θ к направлению пучка и измеряют скорость счета R_{θ} (рис. 3.6). Во втором опыте образец удаляют и на его место помещают детектор (скорость счета R_0). Дифференциальное сечение $\sigma_{n,n}(\theta)$.

$$\sigma_{n,n}(\boldsymbol{E},\boldsymbol{\theta}) = \frac{(n\boldsymbol{v})_{\boldsymbol{\theta}}}{(n\boldsymbol{v})_{\boldsymbol{\theta}}} = \frac{R_{\boldsymbol{\theta}}\varepsilon_{\boldsymbol{\theta}}}{R_{\boldsymbol{\theta}}\varepsilon_{\boldsymbol{\theta}}} \frac{r^2}{N_{\text{obp}}}, \qquad (3.11)$$

где N_{obp} – число атомов ${}^{A}_{Z}B$ в образце; ε_{θ} и ε_{0} – эффективности регистрации нейтронов в первом и во втором опытах.



Рис. 3.6. Схема опыта по определению сечения упругого рассеяния (проводят два опыта: в первом детектор помещают на место образца, во втором – под углом θ на расстоянии *r*)

Толщина образца должна быть мала по сравнению с $\lambda_{pac} = 1/\Sigma_{n,n}$. Поскольку нейтрон теряет часть энергии при рассеянии, а эффективность детектора зависит от энергии, необходимо знать абсолютное значение эффективности ε (или отношение $\varepsilon_{\theta}/\varepsilon_{0}$). Защита необходима для того, чтобы в детектор не попадали рассеянные от стен нейтроны. Иногда используют образец в форме кольца, а детектор защищают от прямого пучка нейтронов экраном в виде конуса (рис. 3.7).

Источник и детектор помещают на одной оси. Угол θ можно изменять путем перемещения образца или детектора вдоль оси.



Рис. 3.7. Измерение сечения упругого рассеяния с образцом в виде кольца

3.3. Исследование реакции радиационного захвата нейтронов. Изменение сечения с ростом энергии нейтронов. Обзор результатов опытов

При поглощении нейтрона ядром образуется сильно возбужденное составное ядро ($E^* \sim 7-8$ МэВ). Если нейтрон не испускается вновь, возбуждение в большинстве случаев снимается путем испускания γ -излучения:

$$_{0}^{1}n+_{Z}^{A}B\rightarrow _{Z}^{A+1}B^{*}\rightarrow _{Z}^{A+1}B+\gamma$$

Этот процесс конкурирует с упругим резонансным рассеянием. Обычно испускается не один, а несколько гамма-квантов, суммарная энергия которых равна E^* . Часто образовавшееся ядро ${}^{A+1}_{Z}B$ через некоторое время вновь распадается, испуская β -частицу и гамма-кванты.

Таким образом, реакцию (*n*, *γ*) можно зарегистрировать по следующим эффектам:

уменьшению числа нейтронов в пучке, прошедших через образец;

образованию новых радиоактивных ядер; мгновенному гамма-излучению захвата.

Методы измерения $\sigma_{n,\gamma}(E)$.

1. Измерение абсолютной величины сечения захвата $\sigma_{n,\gamma}$ методом пропускания нейтронов через образец. Как было показано в разд. 3.1, пропускание *T* можно представить выражением:

$$T = \frac{(nv)_1}{(nv)_0} = exp(-\sigma_{tot} Nd),$$

где $\sigma_{tot} = \sigma_{n,n} + \sigma_{n,\gamma}$.

В области тепловых нейтронов происходит лишь потенциальное упругое рассеяние, поэтому $\sigma_{n,n} = \sigma_{\text{пот}}$, а $\sigma_{n,\gamma}$ изменяется с энергией.

За малым исключением, в рассматриваемой области энергий $\sigma_{n,n} << \sigma_{n,\gamma}$, и величину $\sigma_{n,n}$ можно оценить и вычесть из полного сечения: $\sigma_{n,\gamma} = \sigma_{tot} - \sigma_{not}$. Например: ¹⁰³Rh, $\sigma_{tot} = 140$ б. $\sigma_{not} = 4\pi R^2 = 4\pi (r_0 \cdot A^{1/3})$, где A – масса ядра, $r_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-13}$ см, и величина $\sigma_{not} = (5 \pm 2,5)$ б. Несмотря на большую погрешность оценки σ_{not} (до 50 %), величина $\sigma_{n,\gamma}$ определяется с приемлемой точностью.

2. Метод пропускания в сферической геометрии (рис. 3.8). В этом случае измеряют скорость счета импульсов от детектора для двух случаев: источника, окруженного тонкой сферической оболочкой из исследуемого материала, и источника без оболочки. При изотропном испускании нейтронов из источника все случаи рассеяния нейтронов, летевших в направлении детектора $D(n_1)$, компенсируются рассеянием из других точек сферы (n_2) . Таким образом, изменение скорости счета в детекторе может быть вызвано только (n, γ) -реакцией.

$$T = \frac{(nv)_1}{(nv)_0} = \exp\left(-\sigma_{n,\gamma} \rho d\right),$$

если $\sigma_{n,\gamma} = \sigma_a$, т.е. $\sigma_{n,\gamma} \gg \sigma_{n,p}$, $\sigma_{n,\gamma} \gg \sigma_{n,\alpha}$.

Для такого опыта требуются:

1) изотропный источник нейтронов;

2) детектор с $\varepsilon(E) = \text{const}$, чтобы он с одинаковой эффективностью регистрировал нейтроны источника и рассеянные нейтроны.



Рис. 3.8. Измерение сечения радиационного захвата в сферической геометрии

Первая проблема решаема за счет использования обратной сферической геометрии (рис. 3.9). При этом радиус сферического образца должен быть мал по сравнению с расстоянием между источником **S** и детектором **D**.



Рис. 3.9. Измерение сечения радиационного захвата в обратной сферической геометрии

3. Относительные активационные измерения $\sigma_{n,\gamma}$. Величину неизвестного сечения получают из сравнения с известным сечением. При этом используются два образца: исследуемый (сечение для которого неизвестно) и стандартный (с известным сечением). Их облучают в одном пучке нейтронов и измеряют наведенную активность:

$$\frac{A_{X}}{A_{\text{CT}}} = \frac{N_{X}^{0} \cdot \sigma_{n,Y}^{X} \cdot (1 - exp(-\lambda_{X} \cdot t_{\text{OGT}})) \cdot exp(-\lambda_{X} \cdot t_{\text{Bыd}}) \cdot I_{\text{CT}} \cdot \varepsilon_{\text{CT}} \cdot \lambda_{X}}{N_{\text{CT}}^{0} \cdot \sigma_{n,Y}^{\text{CT}} \cdot (1 - exp(-\lambda_{\text{CT}} \cdot t_{\text{OGT}})) \cdot exp(-\lambda_{\text{CT}} \cdot t_{\text{Bыd}}) \cdot I_{X} \cdot \varepsilon_{X} \cdot \lambda_{\text{CT}}}, (3.12)$$

где N_X^0 и N_{CT}^0 – числа атомов в исследуемом образце и стандарте; $t_{обл}$ и $t_{выд}$ – время облучения и время выдержки до начала измерений; λ_X и λ_{cT} – постоянные распада атомов образовавшихся по (n, γ) -реакции в образце и стандарте; I_X и I_{cT} – квантовые выходы излучений этих атомов; ε_X и ε_{cT} – эффективности регистрации излучений.

Таким методом можно определить сечение, усредненное по спектру нейтронов, присутствующих в пучке. В качестве стандарта используют образцы из ¹⁹⁷Au, ¹³¹I и др.

4. Определение $\sigma_{n,\gamma}$ по захватному гамма-излучению. В этом случае акт захвата регистрируется по суммарному γ -излучению, сопровождающему захват. Образец окружают большим жидким сцинтиллятором, эффективность регистрации гамма-квантов при этом приближается к 100 %.

Эксперименты проводят на установках, использующихся для измерений «по времени пролета» (см. разд. 4.2), где источником нейтронов является мишень пульсирующего (импульсного) ускорителя или ротор прерывателя пучка нейтронов из реактора. Коллимированный пучок нейтронов направлен вдоль оси сцинтилляционного детектора (длительность импульса $\tau_{имп} \sim 10^{-8}$ с), рис. 3.10.

Все гамма-кванты, испускаемые ядром при переходе из возбужденного состояния в основное, образуют один импульс с амплитудой, соответствующей сумме $E_{\rm CB} + E_{\rm K}$.

Помимо радиационного захвата, в образце идут и другие реакции, являющиеся источником дополнительных сигналов от детектора. В их число входят:

задержанные во времени сигналы, возникающие при захвате нейтронов в водороде в растворе сцинтиллятора (эти нейтроны предварительно должны замедляться, так как сечение захвата на водороде $\sigma_{\rm H}$ увеличивается обратно пропорционально скорости); мгновенные сигналы, производимые протонами отдачи, возникающими при замедлении нейтронов – их амплитуды относительно малы.



Рис. 3.10. Схема установки для определение σ_{*n*,γ} по захватному гамма-излучению

Все фоновые импульсы можно исключить, включив в измерительную систему блоки амплитудной и временной дискриминации. Чтобы избежать необходимости определения абсолютной величины потока нейтронов на образец, проводят относительные измерения с использованием стандартного образца.

Рассмотрим зависимость сечения захвата от массы ядер $\sigma_{n,\gamma} = f(A)$ при $E_n = \text{const.}$

1. Область тепловых нейтронов ($\overline{E} = 0,025$ эВ). Сечение $\sigma_{n,\gamma}^{th}$ определяется индивидуальными свойствами ядра и сильно отличается у разных ядер.

Так, $\sigma_{n,\gamma}^{th}$ (¹³⁵Xe) = 2,7 · 10⁶ б, $\sigma_{n,\gamma}^{th}$ (¹³³Xe) = 2 б.

2. Область быстрых нейтронов: общая тенденция – величина сечения $\sigma_{n,\gamma}$ растет с увеличением *A*, затем рост замедляется (рис. 3.11). У некоторых радионуклидов аномально малые сечения – это «магические» ядра с заполненными оболочками. Единичный нейтрон на внешней оболочке оказывается слабо связанным.

Почему возникают столь разные зависимости?
Нас интересуют значения сечений, усредненные по некоторым интервалам энергии ΔE . Причина роста $\sigma_{n,\gamma}$ при увеличении A – повышение энергии связи нейтронов в ядре, а следовательно, и энергии возбуждения составного ядра (рис. 3.12). Чем больше энергия возбуждения, тем выше плотность уровней возбуждения в ядрах.



Рис. 3.11. Зависимость $\sigma_{n,v}(A)$

Оценим сечение $\sigma_{n,\gamma}$, усредненное по интервалу энергии ΔE , где много резонансов (рис. 3.13). Для отдельного резонанса справедлива формула:

$$\sigma_{n,\gamma} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{(\boldsymbol{E} - \boldsymbol{E}_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$
 (3.13)



Рис. 3.12. Зависимость энергии связи нуклонов от массового числа

Рис. 3.13. Резонансы в диапазоне энергий ∆*Е*

При
$$E = E_0$$
 амплитуда резонанса: $\sigma_{n,\gamma}^0 = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_{\gamma} \Gamma_n}{\Gamma^2}$.

В области быстрых нейтронов $\Gamma_{\gamma} << \Gamma_n$, $\Gamma_n \approx \Gamma$ и $\sigma_{n,\gamma}^0 =$ = $4\pi \lambda_0^2 \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma}$.

Площадь под отдельным резонансом $S = 2\pi\lambda_0^2\Gamma_{\gamma}$. Среднее сечение в интервале энергий ΔE равно сумме площадей всех резонансов, отнесенных к ΔE . Число уровней $n = \Delta E/D$, где

D – расстояние между уровнями. $\overline{\sigma}_{n,\gamma} = \frac{\sum_{i} \sigma_{i} \cdot n}{\Delta E} = 2\pi \lambda^{2} \Gamma_{\gamma} / D$. Поскольку плотность уровней 1/D растет с энергией, то величина $\overline{\sigma}_{n,\gamma}$ тоже увеличивается.

Теперь рассмотрим зависимость сечения захвата $\sigma_{n,\gamma}$ от энергии во всех диапазонах, охватываемых спектром нейтронов ядерного реактора (рис. 3.14):

1) область медленных нейтронов: $\sigma_{n,\gamma} \sim 1/v$;

2) область изолированных резонансов:

$$\sigma_{n,\gamma} \sim \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{(\boldsymbol{E} - \boldsymbol{E}_0)^2 + \Gamma^2/4};$$

3) область неразрешенных резонансов: $\sigma_{n,\gamma} \sim 2\pi \lambda^2 \Gamma_{\gamma} / D$;

4) область быстрых нейтронов: сечение сначала почти не изменяется с ростом энергии нейтрона, а затем спадает из-за нарастающей конкуренции (*n*, *n*')-реакции.



Рис. 3.14. Зависимость сечения $\sigma_{n \gamma}$ от энергии нейтрона

Спектр захватного гамма-излучения. Ядро, образующееся

при захвате нейтрона, находится на одном из высокорасположенных уровней, т.е. в зоне с высокой плотностью уровней и малыми расстояниями между ними. Считая, что все переходы равновероятны, можно ожидать, что будет испускаться много мягких и мало жестких квантов (рис. 3.15). В большинстве случаев это и наблюдается.



о гамма-излучения

Ниже приведена информация о слагаемых захвата нейтронов в

быстрых реакторах (табл. 3.1) и о требуемой точности данных о сечениях (n, γ) -реакции для расчетов реакторов (табл. 3.2).

Таблица 3.1

Радионуклид, материал	Доля захвата
²³⁸ U	0,700
²³⁹ Pu	0,132
²⁴⁰ Pu	0,038
²⁴¹ Pu	0,018
Конструкционные материалы	0,096
Теплоноситель и защита	0,011

Слагаемые захвата нейтронов в быстрых реакторах с Pu-U топливом в начале работы реактора

Таблица 3.2

	Требуемая точность, %				
Радионуклид, материал	Тепловые нейтроны	Резонансные нейтроны	Быстрые нейтроны		
1. Делящиеся изотопы ²³³ U, ²³⁵ U, ²³⁹ Pu, ²⁴¹ Pu	1	4	4		
2. Сырьевые изотопы: ²³² Th, ²³⁸ U, ²⁴⁰ Pu	1	3	3		
3. Вторичные актиноиды: ²³³ Pa, ²³⁶ U, ²³⁷ Np, ²⁴² Pu, ^{241–243} Am, ²⁴²⁻²⁴⁸ Cm		10			
4. Продукты деления		10			
 Конструкционные материалы 		5-10			
6. Теплоноситель		10			

Требуемая точность данных о сечениях (n, γ)-реакции для расчетов реакторов

3.4. Неупругое рассеяние нейтронов. Возможные формы спектров испускаемых нейтронов и гамма-излучения

Реакция неупругого рассеяния имеет вид:

$${}_{0}^{1}n+{}_{Z}^{A}B \rightarrow {}_{Z}^{A+1}B^{*} \rightarrow {}_{Z}^{A}B^{*}+{}_{0}^{1}n$$

Испускаемый ядром нейтрон имеет меньшую энергию, чем налетевший. Разность этих энергий расходуется на возбуждение ядра. При последующем переходе из возбужденного состояния в основное испускается гамма-излучение.

Реакция (n, n') невозможна для медленных нейтронов, так как кинетическая энергия налетающего нейтрона должна превышать энергию возбуждения ядра хотя бы на первый уровень. Энергия первого уровня ядра составляет около $10^4 - 10^5$ эВ, таков же порог реакции (точнее, он выше в (A+1)/A раз).

При неупругом рассеянии образуются ядра, возбужденные на один из нижних уровней, где расстояние между уровнями составляет порядка сотен килоэлектронвольт. Изучение неупругого рас-

сеяния дает информацию о структуре нижних уровней, а при использовании источников нейтронов высокой энергии – обо всех уровнях ядер.

Важнейшие характеристики реакции неупругого рассеяния.

1. $\sigma_{n,n'}(E, \theta)$ – дифференциальное сечение неупругого рассеяния. Полное сечение $\sigma_{n,n'}$ получают с помощью интегрирования по всем углам вылета рассеянных нейтронов.

2. $N_{\rm H}(E, E_0)$ – энергетический спектр неупруго рассеянных нейтронов от источника, испускающего нейтроны с энергией E_0 .

3. $N_{\gamma}(E, E_0)$ – энергетический спектр гамма-квантов, испускаемых при распадах ядер, образующихся при неупругом рассеянии.

Эксперименты по исследованию неупругого рассеяния затруднены следующими обстоятельствами:

необходимо отделять неупруго рассеянные нейтроны от упруго рассеянных;

мало моноэнергетических источников нейтронов (по этой причине широко используют метод измерений "по времени пролета").

На рис. 3.16 представлен спектр импульсов, полученный при измерениях с Fe образцом с использованием метода "по времени пролета".

Экспериментальные данные о неупругом рассеянии. Энергетический спектр неупруго рассеянных нейтронов может иметь две формы: дискретную (рис. 3.17) и непрерывную.



Рис. 3.16. Спектр импульсов, полученный при измерениях с Fe образцом

Энергия возбуждения составного ядра: $E^* = E_{CB} + E_{\kappa}$, после испускания вторичного нейтрона ядро остается в возбужденном состоянии, а E_{μ} энергия испущенного нейтрона равна разности $E_{\kappa} - E^*$.



Рис. 3.17. Дискретный спектр неупруго рассеянных нейтронов

Если кинетическая энергия налетевшего нейтрона невелика, то ядро остается на одном из нижних уровней возбуждения, расстояния между которыми велики. В спектре наблюдаются отдельные группы нейтронов.

Если E_{κ} налетевшего нейтрона достаточно велика, то в результате неупругого рассеяния образуются ядра на верхних уровнях возбуждения. Расстояния между уровнями в этом случае малы, и поэтому группы испускаемых нейтронов сливаются, и наблюдается непрерывный спектр нейтронов $N(E) \sim E \exp \times (-E/T)$ (рис. 4.18).

В зависимости от массы ядра при разных энергиях наблюдаются разные формы спектра нейтронов (табл. 3.3, 3.4).



Рис. 3.18. Непрерывный спектр неупруго рассеянных нейтронов

Таблица 3.3

Вид спектра	Легкие ядра (A < 20)	Средние ядра (20 < A < 100)	Тяжелые ядра (A > 100)
Дискретный	$E_{\kappa} > 1$ МэВ	0,5 ÷ 1,0 МэВ	> 0,1 МэВ
Непрерывный	5 ÷ 8 МэВ	> 4 МэВ	~ 1 МэВ

Форма спектра неупруго рассеянных нейтронов в зависимости от массы ядра и кинетической энергии налетающего нейтрона

Таблица 3.4

Примеры расположения первого уровня в ядрах

Нуклид	⁶ Li	⁹ Be	¹² C	⁵⁶ Fe	²⁰⁷ Pb	²⁰⁸ Pb	²³⁸ U	²³⁹ Pu
Энергия первого уровня	2,2 МэВ	0,8 МэВ	4,43 МэВ	0,84 МэВ	0,57 МэВ	2,6 МэВ	45 кэВ	7,9 кэВ

По результатам измерений дискретных спектров неупругого рассеяния нейтронов можно определить энергии нижних уровней ядер: $E_{yp} = E_{\kappa} - E_{H}$.

Спектры гамма-квантов при неупругом рассеянии нейтронов тоже могут иметь дискретную и непрерывную формы (рис. 3.19). Объяснение разных форм гамма-спектров – то же, что и в случае спектров неупруго рассеянных нейтронов.



Рис. 3.19. Спектры гамма-квантов, сопровождающих реакцию ²³Na (*n*, *n'*): *a*) $E_{\kappa} = 3$ МэВ; *б*) $E_{\kappa} = 14$ МэВ

Угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов. Его можно представить в виде суммы изотропного и анизотропного распределений:

$$σn,n'(θ) = (1-k)σизотр(θ) + kσанизотр(θ).$$
(3.14)

В зависимости от энергии E_{κ} величина коэффициента *k* может составлять от 5 до 30 %. Наиболее сильно анизотропия проявляется при образовании ядер на низких уровнях возбуждения. Эти уровни возникают при любых E_{κ} (превышающих порог реакции), но с ростом E_{κ} анизотропия уменьшается (рис. 3.20).



Рис. 3.20. Проявление анизотропии в угловом распределении неупруго рассеянных нейтронов

Рассмотрим закономерности изменений сечения неупругого рассеяния (рис. 3.21).

1. Вблизи порога реакции $\sigma_{n,n'}(E) \sim \sqrt{E}$.

2. Полное сечение есть сумма сечений возбуждения на отдельные уровни: $\sigma_{n,n'} = \sum_{i} \sigma_{n,n'}^{i}$.

3. Максимальное значение сечения: $\sigma_{n,n'} = \pi R^2$ (в области быстрых нейтронов). При этом: $\sigma_{n,n'} \approx \sigma_{n,n} \approx 1/2\sigma_{tot}$.

4. При дальнейшем увеличении $E_{\kappa} \sigma_{n,n'}$ уменьшается из-за конкуренции реакции (*n*, 2*n*) (при энергии $E_{\kappa} > E_{cB}$).



Рис. 3.21. Зависимость сечения неупругого рассеяния от энергии

Максимальное значение сечения достигается при таких энергиях E_{κ} , когда возбуждаются все уровни ядра, спектры неупруго рассеянных нейтронов и гамма-квантов непрерывны.

Реакция (*n*, 2*n*) влияет на формирование спектра нейтронов в средах, содержащих тяжелые ядра.

3.5. Реакции (n, 2n), (n, p), (n, α)

Реакция (*n***, 2***n***).** Это пороговая реакция. Энергия нейтрона E_{κ} должна превосходить энергию связи нейтрона в ядре ${}^{A}_{Z}B$. Порог реакции является функцией массы ядра *A*:

$^{12}C(n, 2n)$	$E_{nop} = 20,2 \text{ M} \Rightarrow \text{B};$
107 Ag (<i>n</i> , 2 <i>n</i>)	Е _{пор} = 9,6 МэВ;
238 U (<i>n</i> , 2 <i>n</i>)	$\boldsymbol{E}_{\text{nop}} = 5,5 \text{ M} \Im \text{B}.$

Следует заметить, что доля нейтронов с энергией выше 5,5 МэВ в спектре деления составляет около 2 %.

В ходе (*n*, 2*n*)-реакции происходит следующая цепочка преобразований:

$${}^{1}_{0}n + {}^{A}_{Z}B \rightarrow {}^{A+1}_{Z}B^{*} \rightarrow {}^{A}_{Z}B^{*} + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{A-1}_{Z}B + {}^{1}_{0}n$$

Реакция (n, 2n) конкурирует с реакцией (n, n'). Спектр испускаемых нейтронов состоит из двух фракций (рис. 3.22): максвелловский с более высокой температурой (нейтроны, испускаемые ядром ${}^{A+1}_{Z}B^*$) и максвелловский с более низкой температурой (нейтроны, испускаемые ядром ${}^{A}_{Z}B^*$ – это ядро возбуждено меньше).



Рис. 3.22. Спектр нейтронов, испускаемых в (*n*, 2*n*)-реакции

Реакции (*n*, *p*) и (*n*, α). При сильном возбуждении составного ядра ${}^{A+1}_{Z}B^*$ наиболее вероятный способ снятия возбуждения – испускание частицы (она уносит энергию связи + кинетическую энергию).



Рис. 3.23. Представление ядра в виде потенциальной ямы для протонов и нейтронов Испусканию заряженных частиц препятствует кулоновский барьер (рис. 3.23).

Проницаемость барьера *Р* дается формулой:

$$P = C \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{0}^{R} \sqrt{2m(U(r) - E)} dr\right],$$

где $U(r) = \frac{Z_{\text{ядра}} \cdot Z_{\text{част}} \cdot e^2}{r} - куло-новский потенциал r – расстояние$

новский потенциал, r – расстояние между ядром и частицей; e – заряд частицы.

В некоторых ядрах энергия связи нейтрона выше, чем энергия связи протона. Есть случаи, когда реакция (n, p) идет даже на медленных нейтронах с выходом энергии Q: ¹⁴N(n, p)¹⁴C, Q = 0.56 МэВ; ³He(n, p)³H, Q = 0.76 МэВ.

Условия для прохождения беспороговых (n, p)- и (n, α) -реакций:

1) идет на легких ядрах, у которых Z мало, кулоновский барьер низкий;

2) реакция – экзоэнергетическая.

3.6. Деление ядер. Возможность деления тепловыми нейтронами. Энергия деления, мгновенные и запаздывающие нейтроны. Радиоактивный распад продуктов деления

У самых тяжелых ядер энергия связи нуклонов приблизительно на 1 МэВ ниже, чем у наиболее устойчивых ядер среднего веса. Поэтому превращение тяжелого ядра в два более легких должно сопровождаться выделением энергии. Если энергетически выгодный процесс возможен, но не происходит немедленно, то это означает, что его течению препятствует энергетический барьер.

Спонтанное деление наблюдается, однако его период велик, но уменьшается по мере роста отношения Z^2/A (рис. 3.24).



Рис. 3.24. Период спонтанного деления различных ядер

Параметр Z^2/A характеризует то обстоятельство, что сила кулоновского отталкивания протонов в ядрах растет как Z^2 . Между нуклонами (и нейтронами, и протонами) действуют силы притяжения, которые образуют связанное состояние.

Барьер для деления создают силы поверхностного натяжения, которые стремятся сохранить сферическую форму ядра, соответствующую минимальной поверхностной потенциальной энергии.

Для поверхностного нуклона связи не насыщенны, а для внутреннего – насыщенны. Чем меньше доля поверхностных нуклонов, тем больше средняя энергия связи.

У самых тяжелых ядер высота барьера близка к E_{cB} нуклона. Сведения о высоте барьера дают эксперименты по делению ядер под действием гамма-квантов. У разных изотопов пороги фотоделения близки (табл. 3.5).

Таблица 3.5

Изотоп	Е _{пор} , МэВ
²³² Th	5,9
²³³ U	5,5
²³⁵ U	5,75

Пороги фотоделения для разных изотопов

В отличие от фотоделения в случае реакции с нейтронами происходит деление ядра с массовым числом на единицу больше исходного.

$${}^{235}\text{U} + n \rightarrow {}^{236}\text{U}^* \rightarrow {}^{A1}_{Z1}\text{B} + {}^{A2}_{Z2}\text{B} + v_5n + Q_5$$

$${}^{238}\text{U} + n \rightarrow {}^{239}\text{U}^* \rightarrow {}^{A3}_{Z3}\text{B} + {}^{A4}_{Z4}\text{B} + v_8n + Q_8$$

$$(3.15)$$

Сравним энергии возбуждения ядер E^* (табл. 3.6). Энергия связи парного нейтрона всегда выше, чем непарного. По этой причине E^* в ядрах ²³⁴U*, ²³⁶U*, ²⁴⁰Pu* выше E_{nop} , и они могут делиться тепловыми нейтронами. В ядрах ²³³Th*, ²³⁹U* E^* ниже, и они делятся только быстрыми нейтронами.

Таблица 3.6

Энергии возбуждения некоторых ядер при поглощении теплового нейтрона

Составное ядро	²³³ Th*	²³⁴ U*	²³⁶ U*	²³⁹ U*	²⁴⁰ Pu*
Энергия возбуждения, МэВ	5,07	6,77	6,40	4,76	6,38

 232 Th и 238 U можно перерабатывать в делящиеся тепловыми нейтронами 233 U и 239 Pu, поэтому их рассматривают в качестве сырьевых:

Накопление ²³³U и ²³⁹Pu происходит в ядерных реакторах, где существует избыток нейтронов. Из делящихся нуклидов только ²³⁵U встречается в природе в количестве 0,7 % в природном уране, причем его доля уменьшается со временем из-за различия периодов полураспада ²³⁵U и ²³⁸U ($T_{1/2}$ (²³⁵U) = 7,1 · 10⁸ лет, $T_{1/2}$ (²³⁸U) = 4,51 · 10⁹ лет).

Механизм деления. Если ядру сообщить энергию возбуждения, то в нем возникнут колебания, сопровождающиеся отклонением его формы от первоначальной сферической (рис. 3.25). В недефор-

мированном ядре ядерным силам притяжения противостоят кулоновские силы отталкивания $\sim Z(Z-1)$. При сильной деформации действие ядерных сил притяжения ослабевает, и силы отталкивания становятся преобладающими. В образовавшихся при делении двух ядрах кулоновские силы слабее: $Z_1(Z_1-1)$ и $Z_2(Z_2-1)$, поэтому нуклоны связаны сильнее. Изменение энергии связи нуклонов, умноженное



Рис. 3.25. Процесс деления ядра

на их число в исходном ядре, составляет около 200 МэВ – столько энергии выделяется в одном акте деления.

В первый момент образовавшиеся осколки находятся на близком расстоянии, и между ними возникает сильное электростатическое отталкивание. В результате они разлетаются в противоположные стороны, и энергия отталкивания переходит в энергию кинетического движения осколков. Двигаясь в веществе, осколки сталкиваются с атомами, ионизируют их, и кинетическая энергия осколков превращается в энергию теплового движения частиц среды.

Осколки находятся в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения каждого из них больше энергии связи нейтронов. При переходе ядер-осколков из возбужденного в основное состояние в среднем испускается более одного нейтрона на каждый осколок. Часть энергии возбуждения уносят гамма-кванты. Эти нейтроны и гамма-кванты называют *мгновенными* (время их испускания ~ 10⁻¹⁷ с).

После торможения осколков в веществе они превращаются в нейтральные атомы, и их теперь называют *продуктами деления*. Продукты деления перенасыщены нейтронами по сравнению с устойчивыми ядрами среднего веса и поэтому претерпевают β-распады.

Разных атомов-продуктов деления образуется более 30 пар, и каждый из них в среднем претерпевает три β-распада, прежде чем стать стабильным. При каждом β-распаде энергию уносят β-частица, гамма-кванты и нейтрино (табл. 3.7). В некоторых случаях продукты деления испускают нейтроны, которые называют запаздывающими.

Таблица 3.7

	1	2	3	4	5	6
В каком виде	Кинетиче- ская энер- гия оскол- ков	Мгновен- ное γ- излучение	Мгновен- ные ней- троны	Бета- частицы	Гамма- кванты при β- распаде	Нейтрино
Когда	Мгновенно	Мгновенно	Мгновенно	Запаз- дывая	Запазды- вая	Запазды- вая
Сколько	160 МэВ	7 МэВ	5 МэВ	7 МэВ	6 МэВ	11 МэВ

Энергия, выделяющаяся при делении

В результате деления $1 \ r^{235}$ U выделяется $5 \cdot 10^{23}$ МэВ = = 1 МВт · сут энергии. Энергия, выделяющаяся в результате 1 акта деления, в 10 раз больше, чем при любой другой ядерной реакции, и в 10^5 больше, чем при химических реакциях.

Продукты деления. При делении ²³⁵U образуется более 30 разных пар осколков преимущественно неравной массы. С наибольшей вероятностью образуются ядра с массой 95 и 139 (рис. 3.26).

Деление на равные части маловероятно. Объясняется это тем, что преимущественно образуются ядра с заполненными оболочками, содержащими 50 и 82 нейтрона. При увеличении энергии налетающих нейтронов вероятность симметричного деления увеличивается, поскольку при сильном возбуждении влияние оболочек ослабевает.

Распределения выходов осколков деления подобны для разных радионуклидов, но сдвинуты друг относительно друга, т.к. массы делящихся ядер отличаются (рис. 3.27).



Химический состав смеси продуктов деления изменяется со временем из-за β -распадов. Например, цепочка распадов нуклидов с массой A = 140 имеет вид:

¹⁴⁰ Xe
$$\xrightarrow{\beta, \gamma}_{16 c}$$
 ¹⁴⁰ Cs $\xrightarrow{\beta, \gamma}_{66 c}$ ¹⁴⁰ Ba $\xrightarrow{\beta, \gamma}_{12,8 \text{ дн.}}$
 $\xrightarrow{\beta, \gamma}_{12,8 \text{ дн}}$ ¹⁴⁰ La $\xrightarrow{\beta, \gamma}_{40,2 \text{ час}}$ ¹⁴⁰ Ce (стабильный)

Каждый элемент в смеси продуктов деления представлен несколькими изотопами из разных цепочек.

Газы ксенон и криптон составляют до 16 % всех продуктов деления. При делении 1 кг²³⁵U выделяется > 25 м³ этих газов (при нормальных условиях). При изменениях температуры топлива давление газов, находящихся в трещинах топлива и под оболочками твэлов, изменяется, что ведет к постепенному разрушению топливного столба и распуханию твэлов.

Общая активность продуктов деления в облученном топливе изменяется со временем в соответствии со следующими эмпирическими формулами:

$$\Delta \boldsymbol{E}_{\beta} / \Delta t = 1,26 \cdot t^{-1,2} \text{ M} \Rightarrow \text{B/c},$$
$$\Delta \boldsymbol{E}_{\gamma} / \Delta t = 1,4 \cdot t^{-1,2} \text{ M} \Rightarrow \text{B/c}.$$

Таким образом, тепловыделение из топлива прекращается не сразу после завершения облучения, а спадает постепенно. По этой причине отработавшие TBC, выгруженные из реакторов, несколько лет должны храниться в воде в бассейнах выдержки.

Нейтроны деления. Среднее число нейтронов, образующихся при делении (v, нейтр./(1 акт дел.)), играет определяющую роль в развитии цепной реакции (табл. 3.8).

Таблица 3.8

Нуклид	²³³ U, тепло-	²³⁵ U, тепло-	²³⁹ Ри, тепло-	²³⁸ U, быстрые
	вые нейтроны	вые нейтроны	вые нейтроны	нейтроны
ν	2,507	2,442	2,881	2,8
∂v/∂ E , 1/МэВ	0,115	0,115	0,110	_

Число нейтронов на один акт деления разных радионуклидов (v)

Данные, приведенные в таблице, показывают, что различия энергий нейтронов, образующихся в разных реакторах, не могут

сильно изменить величину v. Некоторое увеличение v в реакторах на быстрых нейтронах объясняется ростом возбуждения осколков деления при увеличении энергии нейтронов, вызывающих деление.

Спектр мгновенных нейтронов деления имеет максвелловскую форму:

$$N(E) = a \cdot E^{1/2} \cdot \exp(-E/T),$$

где Т – температура ядра осколка после испускания нейтрона.

Средняя энергия нейтронов деления составляет около 2 МэВ. Максимум в распределении наблюдается при энергии 0,7 МэВ.

Запаздывающие нейтроны. Запаздывающие нейтроны составляют малую долю от полного числа вторичных нейтронов, испускаемых при делении ядер. Эмиттерами запаздывающих нейтронов являются сильно возбужденные ядра, образующиеся в некоторых случаях в процессе β-распадов (рис. 3.28).



Рис. 3.28. Схема распада ⁸⁷₃₅Br

Например, в двух случаях из ста при распаде $^{87}_{35}$ Вг образуется $^{87}_{36}$ Кг с энергией возбуждения, равной 5,8 МэВ. В рассматриваемом примере $^{86}_{36}$ Кг – «магическое» ядро (50 – «магическое» число), энергия связи одного нейтрона на внешней оболочке в ядре $^{87}_{36}$ Кг особенно мала (E_{cB} = 5,53 МэВ), она меньше энергии возбуждения ядра, поэтому возможно испускание нейтрона.

Кроме $^{87}_{36}$ Kr известно более 200 эмиттеров запаздывающих нейтронов.

Все запаздывающие нейтроны объединяют в шесть групп с усредненными значениями периодов испускания и выходов на акт деления (табл. 3.9).

Таблица 3.9

Группа	<i>Т</i> _{<i>i</i>} , с	β_{i} (²³⁵ U)	β_{i} (²³⁹ Pu)
1	54–56	0,0005	0,0002
2	21–23	0,0035	0,0018
3	5–6	0,0031	0,0013
4	1,9–2,3	0,0062	0,0020
5	0,5–0,6	0,0018	0,0005
6	0,17–0,27	0,0007	0,0003
Доля запаздын	вающих нейтронов: $\beta = \sum_{i} \frac{\beta_i}{\nu}$	0,0065	0,0021

Группы запаздывающих нейтронов

Рассмотрение данных, содержащихся в таблице, приводит к следующим выводам.

1. Доля запаздывающих нейтронов в полном числе нейтронов деления мала.

2. Период их испускания весьма велик по сравнению со временем испускания мгновенных нейтронов.

3. Разные ядра при делении испускают разное количество запаздывающих нейтронов. Такое различие можно предсказать и объяснить, рассмотрев кривые, приведенные на рис. 3.27. Видно, что вероятности образования некоторых продуктов деления, являющихся эмиттерами запаздывающих нейтронов, сильно различаются.

Энергия запаздывающих нейтронов из разных групп различается и может составлять 0,25–0,60 МэВ. Различаются и их пробеги и вероятности взаимодействия с ядрами во внутриреакторной среде (т.е. они имеют разную эффективность ξ_i). Поэтому используют понятие эффективной доли запаздывающих нейтронов:

 $\beta_{\mathfrak{3}\mathfrak{G},i} = \beta_i \cdot \xi_i$, $\beta_{\mathfrak{3}\mathfrak{G}} = \sum_{i=1}^6 \beta_{\mathfrak{3}\mathfrak{G},i}$, где ξ_i –эффективность запазды-

вающих нейтронов *i*-й группы.

Запаздывающие нейтроны играют определяющую роль в управлении ядерными реакторами. Время их испускания вполне сопоставимо со временем срабатывания электромеханических систем, перемещающих поглощающие стержни в реакторе, что позволяет оператору своевременно влиять на нейтронное поле.

Измерения сечения деления. Акт деления можно зарегистрировать по появлению осколков деления или мгновенных (быстрых) нейтронов деления.

Обычно сечение деления измеряют относительно другого стандартного сечения, которое хорошо известно. Простейшая схема опыта основана на применении двойной камеры деления: в одной камере электрод покрыт слоем исследуемого материала, во второй – стандартного материала (обычно ²³⁵U). Скорости счета импульсов, поступающих от камеры, связаны с сечениями:

$$\begin{split} R_f^{(1)} &= N_1 \cdot \Phi \cdot \sigma_{n,f}^{(1)}(E) \cdot \varepsilon_1, \\ R_f^{(2)} &= N_2 \cdot \Phi \cdot \sigma_{n,f}^{(2)}(E) \cdot \varepsilon_2, \end{split}$$

где ε_1 , ε_2 – эффективности регистрации; $R_f^{(1)}$, $R_f^{(2)}$ – скорости счета импульсов от камер с исследуемым и стандартным материалами. $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, если слои тонкие и поглощение осколков в них мало. По этой причине эффективность обычно невысока (0,5–1 % для тепловых нейтронов), и для проведения экспериментов требуется достаточно мощный источник нейтронов. Искомую величину сечения находят по формуле:

$$\sigma_{n,f}^{(1)}(E) = \sigma_{n,f}^{(2)}(E) \cdot \frac{R_f^{(1)}}{R_f^{(2)}}.$$
(3.16)

На рис. 3.29 представлены результаты измерения сечений деления $^{241}\mathrm{Pu}$ и $^{235}\mathrm{U}$.



Рис. 3.29. Зависимость сечения деления ядер от энергии нейтронов: a) 241 Pu, б) 235 U

Результаты исследований сечения деления. Поскольку энергии возбуждения четно-четных ядер (236 U*, 240 Pu*) примерно на 1 МэВ больше, чем четно-нечетных (239 U*), то средние расстояния между уровнями в первых много меньше, чем во вторых: в диапазоне энергии между границей области тепловых нейтронов и 10 эВ наблюдается 11 резонансов (т.е. уровней) у 235 U и только один – у 238 U. Сечения деления 235 U и 239 Pu в области низких энергий содержат ряд близко расположенных резонансов, расстояние между которыми составляет несколько электрон-вольт.

Относительная вероятность деления определяется делительной шириной Γ_f , которая обычно превосходит Γ_n и Γ_γ . Величина Γ_f сильно изменяется от резонанса к резонансу. Считают, что делящееся ядро в момент деления может находиться в основном состоянии или может быть возбуждено на первый или второй уровни, вся энергия возбуждения расходуется на деформацию. Поэтому число исходящих каналов мало, и флуктуации их ширин сильно влияют на вероятность процесса.

Важной характеристикой делящегося ядра является величина v_{ab} (ее также обозначают буквой η):

$$v_{\vartheta\varphi} = v \frac{\sigma_{n,f}}{\sigma_{n,f} + \sigma_{n,\gamma}} = v \frac{1}{1 + \alpha}, \qquad (3.17)$$

v_{эф} – число вторичных нейтронов на 1 нейтр., поглощенный в то-

пливе; $\alpha = \frac{\sigma_{n,\gamma}}{\sigma_{n,f}}$.

Сечение деления в области тепловых нейтронов. Наилучшее значение $v_{3\phi}^{th} - y^{233}U$ (табл. 3.10). Этот изотоп является наиболее перспективным топливом для реакторов на тепловых нейтронах.

Зависимость сечений деления в области медленных нейтронов не следует закону $\frac{1}{v} = \frac{1}{\sqrt{E}}$ из-за близкого расположения нескольких резонансов. Ход сечений $\sigma_{n,f}^{th}$ и $\sigma_{n,\gamma}^{th}$ подобен, и α (*E*) = const.

Таблица 3.10

Нуклид	²³³ U	²³⁵ U	²³⁹ Pu
σ th _{n,f} , б	524,5	577,1	740,6
$\sigma^{th}_{n,\gamma}$, δ	49	274	333
ν th эф	2,29	2,07	2,085

Сечения делящихся радионуклидов в области тепловых нейтронов

Резонансная область и высокие энергии. В области промежуточных энергий величина $\alpha(E)$ увеличивается, ν – остается неизменным, ν_{20} – уменьшается.

Чтобы производить одинаковое число делений и вторичных нейтронов в единицу времени, в реакторе на промежуточных нейтронах надо расходовать больше топлива, чем в реакторе на тепловых нейтронах. В первых значительно больше ²³⁵U превращается в ²³⁶U, который рассматривается как шлак.

В области быстрых нейтронов величина $\alpha = \sigma_{n,\gamma} / \sigma_{n,f}$ уменьшается, $v_{9\phi}$ – увеличивается (рис. 3.30). Сечения деления ²³³U, ²³⁵U, ²³⁹Pu в этой области превышают сечения всех других реакций, кроме неупругого рассеяния. Особенно велико $v_{9\phi}$ у ²³⁹Pu – наиболее перспективного топлива для реакторов на быстрых нейтронах. В таких реакторах сырьевые нуклиды (²³⁸U, ²³²Th) довольно эффективно делятся (до 30 % всех нейтронов в быстрых реакторах с урановым топливом может рождаться от деления ²³⁸U).



Рис. 3.30. Зависимость v_{эф} от энергии нейтронов

ЛИТЕРАТУРА

1. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. – М.: Изд-во иностр. лит., 1954.

2. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968.

3. Труды международной конференции «Деление ядер. 50 лет», Ленинград, СССР, 16–20 октября 1989 г.

4. Conference proceedings «Nuclear Data for Reactors». - Paris, 17-21 oct. 1966. Vol. I.

5. Чечев В.П., Кузьменко Н.К. и др. Оцененные значения ядернофизических характеристик трансурановых радионуклидов. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1988.

Вопросы для самоконтроля

1. Какая часть энергии, выделяющейся при делении, может быть использована?

2. Зависит ли величина сечения взаимодействия нейтронов от химического соединения, в котором находятся атомы вещества?

3. Оцените длину среднего побега теплового нейтрона в вакууме.

4. Какие ядра-мишени нужно использовать, чтобы с помощью неупругого рассеивания и радиационного захвата получить одинаковые ядра в одинаковом возбужденном состоянии?

5. Почему с помощью реакции радиационного захвата не образуются ядра в нижних возбужденных состояниях?

6. Резонансы в сечении каких ядер испытывают более сильное уширение при одинаковом повышении температуры: легких или тяжелых?

7. Чем отличаются параметры β и $\beta_{2\phi}$?

8. Существует ли процесс тройного деления ядер?

9. Почему при делении медленными нейтронами преобладает асимметричное распределение осколков по массе, а при увеличении энергии все более вероятным становится симметричное деление?

10. Изменяется ли со временем изотопный состав природного урана?

11. Какой процесс часто конкурирует со спонтанным делением тяжелых ядер?

12. Какой резонанс в сечении испытывает большее уширение при нагреве топлива: первый или второй?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СТАЦИОНАРНЫХ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

Пространственно-энергетическое распределение (поле) нейтронов формируется в зависимости от конструкции и состава реактора, режима его эксплуатации (перегрузок топлива, перемещения органов СУЗ). С нейтронным полем связаны поле энерговыделения, температур, изотопное поле.

Чтобы описать стационарное нейтронное поле, достаточно определить плотность потока и энергетический спектр нейтронов в некотором элементе объема и проследить за их изменением по объему реактора.

Для контроля за изменением свойств топлива и реакторных конструкций в процессе работы реактора нужны данные о флюенсе нейтронов за время их облучения в реакторе *T*:

$$\boldsymbol{F} = \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{T} \Phi(\boldsymbol{E}, t) d\boldsymbol{E} dt \quad [\text{ нейтр./cm}^{2}].$$
(4.1)

Считается, что существенные изменения механических свойств металлических конструкций вызывают нейтроны с энергией выше 0,5 МэВ (железо). Параметр, характеризующий облучение детали реактора такими нейтронами за время *T*, называют *флюенсом* повреждающих нейтронов:

$$F_{E>E_0} = \int_{E_0}^{\infty} \int_{0}^{T} \Phi(E,t) dE dt . \qquad (4.2)$$

Для определения перечисленных параметров часто используют активационный метод, который дает возможность провести измерения практически в любой части реактора в диапазоне изменения плотности потока $10^5 - 10^{15}$ нейтр./(см² · с). Состав и геометрия применяемых активационных индикаторов определяются конкретными условиями опыта. Наиболее часто используют индикаторы в виде фольг или проволок.

Для измерений в тепловых реакторах требуются очень тонкие индикаторы, слабо возмущающие поле нейтронов (для этого часто применяют разбавление материалов). Для измерений при высоких температурах используют керамические дисперсионные индикаторы из оксидов Al, Mg, Si или тугоплавкие фольги.

При изготовлении индикаторов следует устранить из их состава потенциальные фоновые излучатели. Однако проблема фона от продуктов других реакций остается при измерениях пороговыми индикаторами, поэтому предпочтительным является метод гаммаспектрометрии, часто с применением NaI-детекторов.

При использовании метода активации для определения характеристик нейтронного поля решают задачу: используя результат измерения активности образца и данные о сечении активации, найти величину потока нейтронов через образец во время облучения:

$$\int_{0}^{\infty} \Phi(E) dE = \frac{\int_{0}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma(E) dE}{\langle \sigma \rangle}, \qquad (4.3)$$

где $\int_{0}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma(E) dE$ – активационный интеграл (активность при

насыщении, отнесенная к одному ядру активируемого нуклида).

Задачи определения спектра и плотности потока нейтронов (или флюенса) взаимосвязаны: для оценки плотности потока нужно знать величину среднего сечения реакции, которую находят по результатам измерений спектра.

4.1. Метод активационных детекторов. Измерение спектральных индексов. Измерение спектра нейтронов с помощью набора детекторов. Понятие «чувствительности» детектора к вариациям спектра. Формирование набора детекторов. Восстановление спектра по результатам измерений

Данные о спектре служат для расчетов характеристик реактора, его биологической защиты, для оценок ресурсов работы реакторных конструкций. В зависимости от типа реактора и конкретной задачи изменяются требования к объему данных (ширина диапазона энергий нейтронов, число интервалов разбиения) и к их точности. Типичные требования к точности определения спектра быстрого реактора: в интервале энергии 4–10 МэВ допустима погрешность 30 %, в интервале 40 кэВ – 4 МэВ – 4 %, 1 кэВ – 40 кэВ – 10 %, 100 эB - 1 кэB - 20 %.

Для измерения спектра нейтронов применяют разные методы. На экспериментальных реакторах спектрометр помещают в специальную полость внутри активной зоны (использовали спектрометры на основе газовых, сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов) или выводят пучок нейтронов по каналу из активной зоны для времяпролетных измерений. Подобные методы на энергетических реакторах практически не применимы. Информацию о спектре в этом случае получают из измерений с активационными индикаторами.

Известно, что сечения различных реакций по-разному зависят от спектра нейтронов. Перечислим возможные зависимости:

1) сечение уменьшается с ростом энергии по закону C/\sqrt{E} ;

2) сечение мало всюду, кроме узкого интервала энергии (~ эВ), где его величина резко увеличивается на несколько порядков (резонансные индикаторы);

3) реакции возможны лишь для нейтронов, энергии которых выше определенного значения (пороговые индикаторы).

Существует ряд реакций с разными резонансами в сечениях и ряд реакций с разными порогами реакций, так что есть возможность получить довольно подробную информацию о потоках нейтронов в разных интервалах энергии, т.е. о спектре.

Для описания спектра тепловых нейтронов в среде использовали модель Весткотта. Спектр при этом представляли в виде суммы максвелловского и эпитеплового распределений. Параметрами спектра являются температура максвелловского распределения тепловых нейтронов и соотношение между плотностями тепловых и эпитепловых нейтронов (эпитепловой параметр). Такая модель применима, если поглощение в среде невелико ($\Sigma_a/\xi \cdot \Sigma_{n,n} < 1$), а температура нейтронного газа превышает температуру среды не более чем на 10 %. В реальных реакторах форма спектра тепловых нейтронов может сильно отличаться от максвелловской, так что становится неопределенным само понятие «температура распреде-

ления». В этом случае нужную информацию о реальном спектре получают путем измерения так называемых «спектральных индексов» (*SI*).

Для измерения SI используют два индикатора: сечение одного имеет резонанс в области медленных нейтронов, второго – следует закону 1/v. Ими, например, могут быть фольги из ²³⁵U и ²³⁹Pu (рис. 4.1). Индикаторы предварительно калибруют в потоке нейтронов со стандартным спектром (в тепловой колонне реактора). Спектральный индекс представляют формулой:

$$SI = \left(\frac{A_i}{A_j}\right)_{P-p} / \left(\frac{A_i}{A_j}\right)_{TK}, \qquad (4.4)$$

где A_i , A_j – активности индикаторов, облученных в реакторе и тепловой колонне.

Таким образом, SI характеризует отклонение спектра медленных нейтронов в реакторе от стандартного (максвелловский с T = 20 °C), сформированного в тепловой колонне.

Информацию о спектре в переходной и промежуточной областях энергии дают опыты с индикаторами, заключенными в поглощающие экраны из Sm, Gd, B, Cd (рис. 4.2). При анализе результатов используют понятие эффективной границы поглощения нейтронов экраном. В случае Cd-экрана значение границы E_{Cd} задается следующим уравнением:

$$\int_{E_{Cd}}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma(E) dE = \int_{0}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma(E) \cdot T_{Cd}(E) dE, \qquad (4.5)$$

где $T_{Cd}(E)$ – функция пропускания экрана. Величина E_{Cd} зависит от толщины Cd и угла падения нейтрона на его поверхность. Например, при измерении с Cd-экраном толщиной 1,0 мм в изотропном потоке нейтронов E_{Cd} =0,68 эB, а в направленном под углом 90° к поверхности – 0,51 эB.

Данные о спектре нейтронов в области энергии $1 - 10^4$ эВ можно получить из измерений с резонансными индикаторами (табл. 4.1 и рис. 4.3). Такие опыты часто проводят на тепловых и промежуточных реакторах.

Таблица 4.1

Индикатор	¹¹⁵ In	¹⁹⁷ Au	¹⁸⁶ W	¹³⁹ La	⁵⁵ Mn	⁶³ Cu	²³ Na
<i>Е</i> _{рез} , эВ	1,46	4,9	18,8	73,5	337	578	2850

Резонансные индикаторы



Рис. 4.1. Сечения деления ²³⁵U и ²³⁹Pu

Рис. 4.2. Полное сечение взаимодействия нейтронов с кадмием в области низких энергий

Сечение активации вблизи одиночного резонанса:

$$\sigma_{act}(E) = \frac{\sigma_{act}^0}{1 + \left(\frac{E - E_{pes}}{\Gamma/2}\right)^2},$$
(4.6)

где Γ – полная ширина резонанса; σ_{act}^0 – сечение при $E = E_{pes}$. Сечение в резонансе велико, и при использовании не очень тонких индикаторов может возникать эффект их самоэкранирования.

Активность, наведенную нейтронами с энергиями близкими к E_{pe3} , можно определить с помощью метода «сэндвичей». Опыт включает два облучения: в первом индикатор окружают экраном из того же материала, во втором облучают индикатор без экрана. Толщина экрана такая, что он поглощает нейтроны с энергиями, близкими к E_{pe3} , и прозрачен для нейтронов других энергий. Разность результатов двух измерений дает активность A_{pe3} , созданную ней-

тронами с энергией, близкой к E_{pes} : $A_1 = A_{дp}$, $A_2 = A_{pes} + A_{dp}$, $A_2 - A_1 = A_{pes}$.

Измерения с рядом резонансных индикаторов дают ряд значений потока нейтронов при определенных энергиях. Подобрав подходящую функцию для построения графика, по экспериментальным точкам получают непрерывное представление спектра нейтронов.



Рис. 4.3. Сечение резонансного индикатора ¹⁹⁷Аи

Пороговые индикаторы. В разных пороговых индикаторах происходят реакции (n, p), (n, α) , (n, n'), (n, 2n) или деления. Сечение этих реакций можно представить ступенчатой функцией (рис. 4.4):

$$\sigma = \begin{cases} 0, & \boldsymbol{E} < \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{3}\boldsymbol{\varphi}}; \\ \sigma_{\boldsymbol{3}\boldsymbol{\varphi}}, & \boldsymbol{E} \ge \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{3}\boldsymbol{\varphi}}. \end{cases}$$
(4.7)



Рис. 4.4. Зависимость сечения реакции взаимодействия нейтронов с материалом порогового индикатора от энергии нейтронов (сплошная линия описывает реальный ход сечения, пунктирная – его представление)

Величины σ_{эф} и *Е*_{эф} определяют из условия:

$$\sigma_{\mathbf{3}\mathbf{\phi}} \cdot \int_{E_{\mathbf{3}\mathbf{\phi}}}^{\infty} \Phi(E) dE = \int_{0}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma(E) dE . \qquad (4.8)$$

Зная $\sigma_{3\phi}$ и $E_{3\phi}$, можно определить величину потока надпороговых нейтронов по результату измерения активационного интеграла:

$$\int_{E_{ab}}^{\infty} \Phi(E) dE = \frac{\int_{0}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma(E) dE}{\sigma_{ab}}.$$
(4.9)

Величины $\sigma_{3\phi}$ и $E_{3\phi}$ заметно изменяются в зависимости от формы спектра нейтронов. В качестве рекомендованной величины $E_{3\phi}$ выбирают такую, при которой $\sigma_{3\phi}$ для разных спектров имеет наиболее близкие значения (табл. 4.2).

Таблица 4.2

Свойства пороговых индикаторов

Индикатор	239 Np(<i>n</i> , <i>f</i>)	103 Rh (n, n')	238 U(<i>n</i> , <i>f</i>)	${}^{58}\text{Ni}(n,p)$	27 Al(n, α)
Е_{эф} , МэВ	0,58 (0,8)*	0,7 (0,9)	1,5	2,3 (2,6)	7,2 (8,4)
σ _{эф} , мб	1600 (2120)	920 (690)	596	337 (492)	65,7 (108)

*Результаты получены на спектре бланкета ТЯР.

Определение спектра нейтронов по результатам измерений с набором активационных индикаторов. В качестве исходных данных используют измеренные значения скоростей реакций:

$$\boldsymbol{R}_{i} = \boldsymbol{N}_{i} \int_{0}^{\infty} \boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{\sigma}_{i}(\boldsymbol{E}) \boldsymbol{d}\boldsymbol{E}, \quad i = 1, ..., \boldsymbol{n}.$$
(4.10)

Требуется найти такое энергетическое распределение нейтронов $\Phi(E)$, которое наилучшим образом отвечало бы набору измеренных с разными индикаторами значений R_i . Успех зависит от погрешностей измерений R_i и неопределенности данных о сечениях $\sigma_i(E)$.

Широкое применение получил метод минимизации среднего квадратичного отклонения измеренных и рассчитанных значений активационных интегралов (метод RDMM). Искомый спектр описывают конечным числом членов разложения:

$$\Phi(\boldsymbol{E}) = \boldsymbol{\omega}(\boldsymbol{E}) \cdot \sum_{1}^{k} \boldsymbol{C}_{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{\Psi}_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{E}), \qquad (4.11)$$

где $\Psi_k(E)$ – полиномы; $\omega(E)$ – весовая функция; C_k – коэффициенты разложения.

Число членов разложения *k* меньше или равно *n* – числу использованных индикаторов (их 10–30).

Коэффициенты разложения *C_k* находят из условий минимума суммы квадратов отклонений измеренных и вычисленных значений:

$$P = \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{R_i - N_i \int_{0}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma_i(E) dE}{R_i} \right]^2 \to \text{min.}$$
(4.12)

Для получения решения с погрешностью 20–30 % необходимо использовать набор из более 15 индикаторов.

Успех восстановления спектра зависит от правильного выбора индикаторов, которые должны удовлетворять следующим требованиям: обладать чувствительностью к изменениям спектра в изучаемом реакторе;

данные о сечении реакции в индикаторе должны быть достаточно точными;

скорость реакции *R_i* можно измерить с приемлемой погрешностью.

Под чувствительностью индикатора понимают изменения скорости реакции активации при изменениях спектра нейтронов. Например, представление о чувствительности может дать сравнение средней энергии спектра в реакторе со средней энергией активации индикатора ($\overline{E}_i = \int_{0}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma_i(E) \cdot EdE / \int_{0}^{\infty} \Phi(E) \cdot \sigma_i(E) dE$) или све-

дения об интервале энергии, на который приходится 90 % всех реакций в индикаторе.

В одной из работ спектры нейтронов в быстром реакторе аппроксимировали распределением Максвелла, параметром которого является средняя энергия $\overline{E}_{\rm H}$, которая может изменяться от 0,01 до 2 МэВ. На этих спектрах рассчитывали средние сечения реакций в разных индикаторах и определяли чувствительность этих индика-

торов к изменениям спектра: $J_i(\overline{E}) = \frac{1}{\overline{\sigma}_i(E)} \cdot \frac{d\overline{\sigma}_i(E)}{d\overline{E}}$ (рис. 4.5, 4.6).







Рис. 4.6. Зависимость чувствительности индикаторов от средней энергии нейтронов

Оценив с помощью расчета среднюю энергию спектра нейтронов в исследуемом реакторе, можно по кривым $J_i(\overline{E})$ выбрать индикаторы, которые обладают наибольшей чувствительностью к изменениям такого спектра. Достоинством такого подхода к оценке чувствительности является возможность применения ЭВМ для оптимального выбора индикатора.

Увеличение числа применяемых индикаторов ведет к повышению надежности и точности результатов восстановления спектра. Особую трудность представляет восстановление спектра в интервале энергии 10⁻³-10⁻¹ МэВ, так как существующие индикаторы обладают слабой чувствительностью в этой части спектра.

Погрешность определения спектра складывается из погрешности метода восстановления и погрешности измерения скорости реакций. Погрешность можно оценить путем сравнения результатов активационных измерений спектра и измерений «по времени пролета».

4.2. Измерения спектра нейтронов методом «по времени пролета». Оптимизация эксперимента. Возможность применения метода для измерения сечений

Идея метода состоит в следующем. Источник нейтронов работает в импульсном режиме. Частоту следования импульсов выбирают так, чтобы самые медленные нейтроны долетели до детектора прежде, чем самые быстрые от следующего импульса. Чтобы определить время пролета нейтроном заданного отрезка пути, нужно зафиксировать моменты начала и конца движения. Момент начала фиксируют по импульсу от возникающей в источнике одновременно с нейтроном заряженной частицы.

Одновременно с появлением нейтронного импульса запускается временной анализатор импульсов (ВАИ), связанный с детектором. В зависимости от времени пролета сигнал с детектора будет зарегистрирован в определенном канале ВАИ. В результате многократных повторений циклов в каждом канале накапливается некоторое число сигналов, которое пропорционально числу нейтронов соответствующей энергии. Распределение нейтронов по времени пролета, характеризует энергетический спектр нейтронов: $\varphi(t)dt = \Phi'(E)dE$.

После того как подсчитано распределение $\Phi'(E)$, определяется спектр $\Phi(E)$ с учетом того, что эффективность детектора ($\varepsilon(E)$) зависит от энергии нейтрона: $\Phi'(E) = \Phi(E) \cdot \varepsilon(E)$.

Погрешность измерения энергии нейтронов определяется погрешностью измерения времени пролета, которая складывается из погрешностей, обусловленных:

конечной длительностью нейтронного импульса (τ_{H}) ;

конечной шириной канала временного анализатора (т_а);

длительностью регистрируемого сигнала электронной аппаратуры ($\tau_{\rm H}$).

Полная погрешность $\tau = \sqrt{\tau_{H}^{2} + \tau_{a}^{2} + \tau_{9}^{2}}$. Наибольший вклад дает τ_{H} , так что $\tau \approx \tau_{H}$.

Известно, что $E = C \cdot v^2 = C \cdot \frac{\ell^2}{t^2}$, откуда $t = C_1 \cdot \frac{\ell}{\sqrt{E}}$. Про-

дифференцировав и перекомпоновав эту формулу, получим:

$$\Delta E / E = C_2 \cdot \frac{\sqrt{E}}{\ell} dt = C_2 \cdot \frac{\sqrt{E}}{\ell} \cdot \tau.$$
(4.13)

Из анализа формулы можно сделать выводы:

1) энергетическое разрешение экспериментальной установки ($\Delta E / E$) зависит от отношения τ / ℓ (ℓ – длина пролетной базы, τ – неопределенность времени пролета);

2) относительная погрешность определения энергии растет (разрешающая способность установки ухудшается) при увеличении энергии нейтрона пропорционально \sqrt{E} .

Скорость счета нейтронов детектором зависит от ряда факторов: числа нейтронов, возникающих в импульсе источника; частоты повторения импульсов; длины пролетной базы; эффективности детектора. Скорость счета сильно изменяется от канала к каналу ВАИ в пределах одного спектра.

Пример. Источник дает *n* (имп./с), причем в каждом импульсе содержится *g* нейтронов со спектром $\phi(E)$. Функция $\phi(E)$ норми-

рована $\left(\int_{0}^{\infty} \varphi(E)dE = 1\right)$. Тогда число нейтронов с энергией от E до E + dE в одном импульсе равно: $dg = g \cdot \varphi(E)dE$; поток нейтронов с энергией E на детектор, с учетом ослабления по мере удаления, равен: $\Phi(E) = g \cdot \varphi(E) \cdot \frac{n}{4\pi\ell^2}$; а число нейтронов в интервале энергии ΔE , регистрируемых детектором за 1 с, равно: $\Delta N = \varepsilon(E) \cdot \Phi(E) \cdot \Delta E = \varepsilon(E) \cdot g \cdot \varphi(E) \cdot n \cdot \frac{\Delta E}{4\pi\ell^2}$. Используя соотношение $E = C \cdot \frac{\ell^2}{t^2}$, можно перейти от интервала энергии ΔE к интервалу времени τ , в течение которого импульсы, соответствующие энергии нейтронов от E до $E + \Delta E$, регистри-

руются ВАИ:
$$\Delta E / E = C_2 \cdot \frac{\sqrt{E}}{\ell} \cdot \tau$$
, $\Delta E = C_2 \cdot E^{3/2} \cdot \frac{\tau}{\ell}$.

Число сигналов, регистрируемых в канале ВАИ в единицу времени, равно: $\Delta N = C_3 \cdot \varepsilon(E) \cdot g \cdot \phi(E) \cdot n \cdot E^{3/2} \cdot \frac{\tau}{\ell^3}$.

Видно, что скорость счета сигналов в канале ВАИ пропорциональна $1/\ell^3$. Кроме геометрического ослабления ~ $1/\ell^2$, увеличение пролетной базы ℓ приводит к растяжке нейтронного импульса во времени на большее число каналов, что уменьшает счет в отдельных каналах в ~ $1/\ell$ раз.

Итак, удаляя детектор от источника, можно улучшать энергетическое разрешение установки $\Delta E/E \sim 1/\ell$, однако при этом скорость набора числа отсчетов в канале снижается пропорционально $1/\ell^3$.

Задача эксперимента – определить спектр нейтронов с максимальным разрешением и малой статистической погрешностью (т.е. с максимальным набором статистики). Сравним различные варианты опыта, исходя из условия: сравнивать скорость счета при одинаковом разрешении (или разрешение при одинаковых скоростях счета). Сопоставим два варианта измерений спектра нейтронов одного источника при разной длине пролетной базы ℓ и разных параметрах работы источника (g, n, τ). При этом условии скорости счета в отдельном канале ВАИ, регистрирующем нейтроны с энергией от E_i до $E_i + \Delta E$, при использовании одинаковых детекторов и ВАИ будут соотноситься так:

$$\frac{\Delta N_1}{\Delta N_2} = \frac{\mathbf{g}_1 \cdot \mathbf{n}_1}{\mathbf{g}_2 \cdot \mathbf{n}_2} \cdot \frac{\tau_1}{\tau_2} \cdot \frac{\ell_2^3}{\ell_1^3}.$$
(4.14)

Если разрешающая способность установок одинакова, то $\Delta E/E = C_2 \cdot \frac{\sqrt{E}}{\ell_1} \cdot \tau_1 = C_2 \cdot \frac{\sqrt{E}}{\ell_2} \cdot \tau_2, \quad \frac{\tau_1}{\ell_1} = \frac{\tau_2}{\ell_2}, \quad и \text{ предыдущее соот-}$

ношение принимает вид:

$$\frac{\Delta N_1}{\Delta N_2} = \frac{g_1 \cdot n_1}{\tau_1^2} \cdot \frac{\tau_2^2}{g_2 \cdot n_2}, \qquad (4.15)$$

откуда видно, что определяющее значение имеет режим работы нейтронного источника.

Целесообразно сокращать длительность нейтронных импульсов даже ценой снижения числа нейтронов в импульсе (*g*). Если во



Рис. 4.7. Нейтронный импульс

время формирования импульса интенсивность генерации нейтронов постоянна и равна b (рис. 4.7), то $g = b \cdot \tau$, откуда:

$$\Delta N = \frac{D \cdot \tau \cdot n}{\tau^2} = \frac{D \cdot n}{\tau}.$$

В результате уменьшения длительности импульса τ скорость счета сигналов в канале увеличивается. В настоящее время существуют экспериментальные системы, в которых используют источники с $\tau \sim 10^{-9}$ с.

Установки для измерения спектра нейтронов в реакторе. Спектр нейтронов определяет важнейшие характеристики реактора. Результаты расчета спектра гораздо чувствительнее к выбору констант и метода расчета, чем, например, $k_{эф}$. Поэтому для тестирования расчетов реактора важно иметь данные о спектре.
Наиболее эффективный метод измерения нейтронного спектра в реакторе – метод «по времени пролета». Если в подкритическом реакторе направить импульс нейтронов N_0 от внешнего источника, то число нейтронов в результате их размножения увеличится:

$$N = N_0 \cdot \frac{1}{1 - k_{9\Phi}}$$
, где $\frac{1}{1 - k_{9\Phi}}$ – коэффициент умножения (КУ).

При $k_{3\phi} \rightarrow 1$ можно получить в подкритическом реакторе КУ = 50 и больше, и сформировать мощный импульс нейтронов, причем их спектр будет определяться свойствами реактора, а не внешнего источника.

Вначале в спектре будут присутствовать нейтроны внешнего источника (это продлится в течение времени, приблизительно равном времени жизни нейтрона), затем в результате деления ядер поток нейтронов возрастет, а их спектр приблизится к собственному спектру реактора.

Изменение числа нейтронов со временем после прихода импульса следует закону $N = N_0 \cdot \exp(-t/T)$, где T – период реактора, $T = \frac{\ell}{1 - k_{9\Phi}}$, где ℓ – среднее время жизни нейтрона в реакто-

pe.

По мере приближения $k_{3\phi}$ к единице одновременно увеличиваются и мощность импульса, и его длительность, что ограничивает на практике величину КУ (реально КУ не более 10 – 30).

Рассмотрим спектрометрическую систему на критстенде БФС-1, Россия. Пучок электронов из ускорителя (микротрона) попадает в мишень из Pb или U и создает тормозное гамма-излучение. На ядрах мишени идут реакции (γ , n) и (γ , f), ведущие к образованию нейтронов (рис. 4.8). Параметры работы источника: $E_e = 29$ МэВ, длительность импульса $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ с, частота следования n = 50 или 100 имп./с, выход нейтронов из мишени 10^9 нейтр./с. По вакуумному нейтроноводу длиной $\ell = 750$ м нейтроны устремляются к детектору. С помощью двух коллиматоров исключается попадание в детектор нейтронов, рассеянных на стенках. Детектор состоит из блока полиэтилена $540 \times 490 \times 180$ мм со 120 счетчиками. Эффективность $\varepsilon = f(E)$ определяется экспериментально с точностью 6–16 %. Она плавно уменьшается с увеличением энергии.

Пучок нейтронов для исследования спектра выводится из центра реактора. Возмущение спектра, вызванное введением нейтроновода в реактор, оценивается путем сравнения результатов измерения с активационными индикаторами при его присутствии и при отсутствии.

В результате времяпролетных измерений получены спектры различных реакторов. Точность в различных областях энергий от 8 до 15 %.

Отметим главные компоненты погрешности измерений:

в жесткой части спектра – погрешность є;

в мягкой – статистические погрешности.

Первоначально во многих случаях наблюдались расхождения эксперимента и расчета в мягкой части спектра (рис. 4.9), что обусловило необходимость уточнения расчетной методики.



Рис. 4.8. Схема эксперимента по определению нейтронного спектра в реакторе БФС-1 методом по времени пролета



(сравнение экспериментальных и расчетных данных)

Метод времени пролета широко применяют для определений нейтронных сечений по измерениям пропускания. В первом опыте измеряют распределение нейтронов $\varphi_1(t)$ без образца и преобразуют его в $\Phi_1(E)$, во втором опыте – распределение нейтронов, прошедших через образец $\varphi_2(t)$ (и $\Phi_2(E)$). Из соотношения результатов второго и первого опытов получают зависимость пропускания (и нейтронного сечения) от энергии (рис. 4.10).



Рис. 4.10. Типичные кривые пропускания в резонансной области, полученные с помощью тонкого (*a*) и толстого (*б*) образцов

ЛИТЕРАТУРА

1. Ломакин С.С., Петров В.И., Самойлов П.С. Радиометрия нейтронов активационным методом. – М.: Энергоатомиздат, 1983.

2. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. – М.: Атомиздат, 1976.

3. Климентьев В.Б., Копчинский Г.А., Фрунзе В.В. Активационные измерения потоков и спектров нейтронов в ядерных реакторах. – М.: Изд-во стандартов, 1974.

4. Казанский Ю.А., Матусевич Е.И. Экспериментальные методы физики ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1984.

5. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968.

Вопросы для самоконтроля

1. Почему границу поглощения нейтронов кадмиевым экраном нельзя считать константой?

2. Покажите, что сечения пороговых реакций не являются константами.

3. Можно ли управлять движением нейтронов?

4. Почему метод активационных детекторов плохо применим для измерения спектра нейтронов в диапазоне энергий 5–500 кэВ?

5. Какой детектор можно рекомендовать для времяпролетных измерений спектра нейтронов?

6. Почему спектр тепловых нейтронов в ядерном реакторе отличается от максвелловского?

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМНОЖАЮЩИХ СВОЙСТВ СРЕД

Во внутриреакторной среде, содержащей атомы топлива, замедлителя, конструкционных материалов и др., идут различные нейтронные реакции. При делении ядер топливных нуклидов рождаются новые нейтроны в количестве больше двух, т.е. идет размножение нейтронов. Отношение числа образующихся вторичных нейтронов к числу поглощенных первичных называют коэффициентом размножения нейтронов в бесконечной среде и обозначают k_{∞} .

$$k_{\infty} = \frac{\int v \cdot \Sigma_f(E) \cdot \Phi(E) dE}{\int \Sigma_a(E) \cdot \Phi(E) dE},$$
(5.1)

где v – число нейтронов, рождающихся в одном акте деления; Σ_f и Σ_a – макросечения деления и поглощения нейтронов.

Среду с $k_{\infty} > 1$ можно использовать для создания ядерного реактора конечных размеров, где потеря нейтронов происходит не только из-за их поглощения, но и вследствие утечки через поверхность. Изменяя размер и форму реактора (т.е. изменяя утечку) можно сделать коэффициент размножения *k* равным единице (критическое состояние) или меньше единицы (подкритическое состояние). Изменение числа нейтронов в некритическом реакторе определяется отличием *k* от единицы и временем нейтронного цикла ℓ . Изменение числа нейтронов *n* в единицу времени дается выражением:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n \cdot (k-1)}{\ell}.$$
(5.2)

Как показывает формула (5.2), для образования нейтронного поля в подкритическом реакторе необходим внешний источник нейтронов.

Эксперименты на подкритических реакторах имеют определенные преимущества, среди которых главные – повышенная безопасность и экономичность (для подкритического опыта требуется в несколько раз меньше реакторных материалов, чем для критического). С их помощью можно изучать нейтронные процессы в различных средах и определять некоторые характеристики критических реакторов.

5.1. Подкритический экспоненциальный опыт. Условия проведения. Обзор результатов. Ограничения применимости метода

Наиболее распространенным типом подкритических экспериментов является экспоненциальный опыт. В основании подкритического реактора (сборки), имеющего форму призмы или цилиндра, помещают источник нейтронов. В центральной части сборки возникает область с установившимся спектром нейтронов. Пространственное распределение нейтронов в этой области описывается уравнением:

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}) + \mathbf{x}^2 \cdot \Phi(\mathbf{r}) = 0.$$
 (5.3)

где æ² – материальный параметр, определяемый свойствами среды из которой собрана экспериментальная система.

Вид решения этого уравнения зависит от геометрической формы сборки. Для записи решения используем систему координат с началом в центре основания и осью Z, направленной по вертикальной оси симметрии сборки.

Рассмотрим сборку-параллелепипед с размерами $a_0 \times b_0 \times c_0$ по осям *X*, *Y*, *Z*. Поток нейтронов обращается в нуль на некотором удалении от физических границ реактора, поэтому эффективные размеры, в которых формируется нейтронное поле, больше геометрических размеров: $a = a_0 + 1,42\lambda_{tr}$ и т.д.

В случае разделения пространственных переменных, составляющих поток нейтронов, $\Phi(r) = X(x) \cdot Y(y) \cdot Z(z)$, уравнение (5.3) принимает вид:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} + \frac{d^2\Phi}{dy^2} + \frac{d^2\Phi}{dz^2} + \frac{a^2\Phi}{dz^2} + \frac{a^2\Phi}{dz^2$$

и может быть записано в форме:

$$\frac{1}{X} \cdot \frac{d^2 X}{dx^2} + \frac{1}{Y} \cdot \frac{d^2 Y}{dy^2} + \frac{1}{Z} \cdot \frac{d^2 Z}{dz^2} + \frac{1}{w^2} = 0.$$
(5.5)

Такой вид уравнения означает, что все слагаемые величины являются константами.

$$\frac{1}{X} \cdot \frac{d^2 X}{dx^2} = -\alpha^2, \quad \frac{1}{Y} \cdot \frac{d^2 Y}{dy^2} = -\beta^2, \quad \frac{1}{Z} \cdot \frac{d^2 Z}{dz^2} = \gamma^2,$$
$$\alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2 = \alpha^2. \tag{5.6}$$

Знаки перед α^2 и β^2 – одинаковые, поскольку распределения потока вдоль осей **x** и **y** должны быть подобны. Знак перед γ^2 – противоположный, что дает возможность параметру a^2 принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Параметр a^2 определяется размножающими свойствами среды и связан с диффузионными характеристиками и коэффициентом размножения нейтронов:

$$x^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{M^2},$$
 (5.7)

где M^2 – площадь миграции нейтронов в среде. В зависимости от величины k_{∞} параметр æ² принимает положительные или отрицательные значения. Критическое состояние достигается в случае, когда размеры среды совпадают с критическими. Решение уравнения (5.3), описывающее распределение нейтронов в сборке (призме с источником в основании), имеет вид

$$\Phi = \sum \boldsymbol{a}_{m,n} \cdot \sin\left(\frac{\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{x}}{\boldsymbol{a}}\right) \cdot \sin\left(\frac{\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{y}}{\boldsymbol{b}}\right) \cdot \exp(-\gamma_{m,n} \cdot \boldsymbol{z}),$$
$$\gamma_{m,n}^{2} = -\boldsymbol{x}^{2} + \frac{\boldsymbol{n}^{2} \cdot \boldsymbol{\pi}^{2}}{\boldsymbol{a}^{2}} + \frac{\boldsymbol{m}^{2} \cdot \boldsymbol{\pi}^{2}}{\boldsymbol{b}^{2}}.$$
(5.8)

Очевидно, длина релаксации 1/ ут п имеет наибольшее значение при m = n = 1 и убывает с ростом *n* и *m*. Поэтому на достаточно большом расстоянии от источника нейтронов высшие гармоники затухают, и распределение нейтронов в направлении z описывает-

ся экспонентой
$$e^{-\gamma \cdot z}$$
, где $\gamma^2 = \gamma_{11}^2 = -a^2 + \frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2}$

Материальный параметр a^2 можно определить, зная **a**, **b** и измерив у. Чтобы получить точный результат, величина у не должна быть очень большой, что выполняется, если $\frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2}$ не слишком

превышают a^2 (например, при $\frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} \approx 4 \cdot a^2$).

Значительный вклад в погрешность определения æ может вносить неточность значений **a** и **b**, обусловленная неопределенностью λ_{tr} . Вычисление λ_{tr} затруднено, потому что средний свободный пробег нейтрона зависит от его энергии. Поэтому величину λ_{tr} получают путем усреднения ее значений при разных энергиях. В некоторых случаях для определения эффективных размеров сборки проводят измерения распределений нейтронов по осям *x* и *y* и находят **a** и **b**, дающие наилучшее соответствие с экспериментальными распределениями.

Условия проведения экспоненциальных опытов. Экспоненциальный опыт может быть использован для измерений материальных параметров не только гомогенных, но и гетерогенных сред. В последнем случае линейные размеры сборки должны быть велики по сравнению с размерами элементарной ячейки решетки.

Для проведения экспоненциальных опытов используют радиоактивные нейтронные источники или пучки нейтронов из исследовательских реакторов. Распределение нейтронов в сборке измеряют с помощью ионизационных камер, счетчиков или методом активации фольг.

В процессе измерений решают две задачи:

определяют границы области с установившимся (неизменным) спектром нейтронов, где выполняется условие разделения переменных составляющих потока: $\Phi(r, E) = \Phi(r) \cdot \varphi(E)$. Для этого исследуют некоторую спектральную характеристику (например, кадмиевое отношение) в различных элементах объема сборки;

в области с установившимся спектром определяют γ-константу спада потока нейтронов вдоль оси Z.

Точность результатов определения материального параметра с помощью экспоненциального опыта может достигать 0,5 % даже при исследованиях систем с топливом из естественного урана, где a^2 находят как разность между большими числами: $a^2 = \frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} - \gamma^2$.

Как уже отмечалось, интерпретация результатов экспериментов на подкритических сборках обычно основана на теории материального параметра, а точнее на разделении пространственной и энергетической зависимостей потока нейтронов в области установившегося спектра. Если подкритическая сборка содержит недостаточное число ячеек, предположение о пространственной независимости спектра нейтронов может нарушаться. При этом распределения нейтронов разных энергий в поперечном сечении сборки не будут характеризоваться единым собственным числом, а спектр нейтронов в отдельных ячейках будет отличаться и изменяться в зависимости от размеров сборки. В сборках малых размеров велики градиенты нейтронного потока, сильны граничные эффекты. Полученные в таких условиях результаты не могут характеризовать изучаемый критический реактор.

Для доказательства правильности полученных результатов можно провести серию измерений a^2 или другого определяемого параметра на ряде сборок с одинаковым составом и структурой, но разным числом ячеек. Если полученные значения согласуются, результат может служить характеристикой изучаемого реактора. Например, при изучении уран-графитовых реакторов было установлено, что асимптотический спектр однородной решетки формируется в сборке с числом ячеек ≥ 25 , а для формирования спектра полирешетки, включающей ячейки двух типов, требуется сборка с числом ячеек в два раза больше.

Совокупность экспериментов на экспериментальных сборках можно разделить на две группы: измерение пространственных распределений нейтронов, характеризующих размножающие свойства сред, и опыты по изучению нейтронных реакций в реакторных решетках. Условия проведения каждой группы экспериментов отличаются. В первом случае измерения охватывают большую часть сборки, где должно выполняться условие разделения переменных. Во втором – условие должно выполняться лишь в локальном объеме вблизи места измерения. Измерения пространственных распределений могут проводиться при относительно низкой плотности

потока $(10^3 - 10^4$ нейтр./см²·с). Для измерений скоростей реакций активационным гамма-спектрометрическим методом с применением Ge-детектора требуются потоки с плотностью $\ge 10^7$ нейтр./см²·с.

Указанная высокая плотность потока достигается при использовании в качестве внешнего источника нейтронов для подкритических сборок пучков нейтронов из исследовательского реактора. Другая возможность – применение мощных (10^8-10^9 нейтр./с) радиоактивных источников ²⁵²Cf. Значительный выигрыш дает применение нейтронных преобразователей – буферных устройств, состоящих из топливных и замедляющих материалов, помещенных между источником и сборкой. Преобразователь усиливает поток и формирует пространственно-энергетическое распределение нейтронов, поступающих в сборку. При этом сокращается переходная область внутри сборки (и экономятся дорогие материалы), и за счет размножения в преобразователе увеличивается плотность потока нейтронов в сборке.

Для обеспечения радиационной безопасности работ при указанных выше плотностях потока нейтронов в сборках применяют соответствующую биологическую защиту. Взаимодействия нейтронов с защитой могут деформировать нейтронное поле в сборке. Для ослабления деформации и установления четкой границы в некоторых опытах покрывают поверхность сборок кадмием.

Результаты экспоненциальных опытов. На первом этапе реакторных исследований экспоненциальные опыты служили только для изучения размножающих свойств сред. Были изучены комбинации стержней естественного (или слабообогащенного) урана с различными веществами-замедлителями.

Коэффициент размножения нейтронов в тепловом реакторе часто представляют в виде произведения четырех сомножителей: $k_{\infty} = \mu \cdot \eta \cdot \phi \cdot \theta$. При увеличении соотношения уран/замедлитель в ячейке растет θ (коэффициент использования тепловых нейтронов) и уменьшается ϕ (вероятность избежать резонансного поглощения в процессе замедления), рис. 5.1. Существует оптимальное соотношение уран/замедлитель, которое обеспечивает максимальную величину k_{∞} (рис. 5.2).



Рис. 5.1. Изменение параметров θ и φ при увеличении объемной доли замедлителя в ячейке реактора



Рис. 5.2. Значения материального параметра в реакторных решетках с разными замедлителями

Наибольшее значение k_{∞} можно получить при использовании D₂O в качестве замедлителя. В среде естественный уран-графит максимальная величина k_{∞} лишь немного превосходит единицу. Создать реактор с помощью комбинации естественный уран-H₂O практически невозможно.

Применение обогащенного урана ведет к увеличению k_{∞} за счет роста η и θ и дает возможность создать реактор с любым замедлителем, расширяет выбор конструкционных материалов для обеспечения требуемой прочности реакторной установки. Кроме того, появляется возможность использовать вместо металлического топлива спеченный диоксид урана.

Плотность UO₂ равна 10,2–10,6 г/см³, что почти в два раза меньше, чем у металла. Пористая структура диоксида допускает накопление в ней большого количества газообразных продуктов деления в процессе облучения топлива в реакторе.

Присутствие кислорода в твэлах из UO_2 ведет к некоторому снижению вероятности избежать резонансного поглощения φ и, соответственно, коэффициента размножения, что недопустимо в реакторе с естественным ураном. В то же время возможность резко (приблизительно в 10 раз) увеличить глубину выгорания и некоторые другие преимущества UO_2 обеспечивают гораздо лучшие экономические показатели реактора с обогащенным диоксидным топливом.

Анализ зависимости величины k_{∞} от соотношения уран/замедлитель дает возможность прогнозировать влияние изменений температуры внутриреакторной среды на ее размножающие свойства. Правильный выбор этого соотношения с учетом температурного эффекта облегчает управление реактором во время его эксплуатации.

Остановимся теперь на недостатках экспоненциальных опытов:

1) для точного определения a^2 размеры области с постоянным спектром нейтронов должны быть достаточно велики. В некоторых случаях (например, если k_{∞} велико) это условие практически невыполнимо, так как спектр нейтронов изменяется по всему объему;

2) если среда гетерогенна, а экспериментальная система состоит из малого числа элементарных ячеек, то на результат эксперимента будет влиять различие свойств среды по разным направлениям.

Масштабы проведенных экспоненциальных экспериментов весьма велики. Только в Хенфорде США) в период 1951–1961 гг. были измерены значения a^2 для более 300 разных уран-графитовых решеток. В дальнейшем на подкритических сборках стали измерять и другие параметры, характеризующие соотношения между основными нейтронными реакциями в топливе, спектральные индексы, распределения нейтронов в ячейках вблизи границ, вблизи регуляторов. Поскольку размеры подкритических сборок относительно малы, легче осуществлять их нагрев для исследований температурных эффектов. Из сравнения результатов опытов на сборках с различной плотностью замедлителя (или теплоносителя) можно оценить эффекты обезвоживания каналов реактора и вскипания теплоносителя.

Экспоненциальный опыт, как метод исследований физики реакторов, имеет определенные ограничения для применения. Он не пригоден для прямых измерений параметров реакторной кинетики. С его помощью трудно исследовать неоднородные по объему многозонные реакторы; промежуточные реакторы с замедляющим отражателем, в которых спектр нейтронов сильно изменяется по объему; быстрые реакторы, где пробеги нейтронов велики и влияние граничных эффектов (главным образом, обратное рассеяние вылетевших из сборки нейтронов) может распространяться на весь объем сборки. Предположение о пространственной независимости спектра нейтронов не всегда выполняется при исследовании малогабаритных уран-легководных сборок.

5.2. Метод приближения к критическому состоянию

Этот метод служит для определения критических размеров и состава реакторов. В процессе эксперимента либо постепенно увеличивают размер сборки, либо изменяют состав сборки заданного размера. Геометрический параметр в критическом состоянии становится равным материальному параметру ($B_{kp}^2 = a^2$), поэтому данные о критразмере характеризуют размножающие свойства среды, из которой состоит сборка. На каждой стадии эксперимента должна контролироваться степень подкритичности реактора, чтобы при следующем изменении размера (или состава) сборка не оказалась сильно надкритической.

Во время эксперимента в сборку помещают источник нейтронов и один или несколько детекторов, служащих для наблюдений за изменениями плотности потока нейтронов. В детектор попадают нейтроны разного происхождения: одни испускаются источником (их число остается неизменным), другие возникают при делении топливных нуклидов (их число возрастает при увеличении размера сборки).

При одном поглощении нейтрона в сборке может рождаться несколько новых нейтронов, т.е. произойдет умножение. Если первоначально в сборке появились Q нейтронов, то в следующем поколении их станет $Q \cdot k$ и т.д. Всего на один первоначальный нейтрон

в сборке появится $\frac{Q + Q \cdot k + Q \cdot k^2 + ...}{Q} = \frac{1}{1 - k}$ нейтронов. Это соотношение называют коэффициентом усиления числа нейтронов:

$$\mathsf{K}\mathsf{Y} = \frac{1}{1-k}.$$

При одногрупповом представлении $k = \frac{k_{\infty}}{1 + M^2 \cdot B^2}$, а в крити-

ческом состоянии $k = 1 = \frac{k_{\infty}}{1 + M^2 \cdot B_{\text{кр}}^2}$. Тогда коэффициент усиле-

ния можно выразить так:

$$KY = \frac{1}{1-k} = \frac{\frac{k_{\infty}}{1+M^2 \cdot B_{kp}^2}}{\frac{k_{\infty}}{1+M^2 \cdot B_{kp}^2} - \frac{k_{\infty}}{1+M^2 \cdot B^2}} = \frac{1}{1-\frac{1+M^2 \cdot B_{kp}^2}{1+M^2 \cdot B^2}} = (5.9)$$
$$= \frac{1+M^2 \cdot B^2}{M^2(B^2 - B_{kp}^2)}.$$

При увеличении размера сборки B^2 стремится к B_{kp}^2 , числитель в формуле (5.9) – к постоянной величине равной (1 + $M^2 B_{kp}^2$), знаменатель – к нулю, коэффициент усиления возрастает. Соответственно, будет расти и скорость счета нейтронов детектором *J*.

Если построить график зависимости 1/J (обратного счета) от B, то критический размер $B_{\rm kp}$ (а значит, и æ) может быть получен экстраполяцией к нулю (рис. 5.3).

Результат особенно точен, когда значения k приближаются к единице. В случае больших реакторов с естественным или слабообогащенным ураном достаточно быстро начинает выполняться условие $M^2B^2 \ll 1$ и устанавливается линейная связь между 1/J и $B^2 - B_{\rm Kp}^2$, что подтверждает обоснованность оценки $B_{\rm Kp}^2$ путем линейной экстраполяции полученной зависимости к нулю.

На график зависимости 1/J от В существенно влияет выбор места расположения детектора в реакторе. Если детектор помещен вблизи источника, он регистрирует главным образом нейтроны из источника, и линейная зависимость может наблюдаться только при малых B^2 , т.е. больших размерах реактора. Наиболее належно критразмер будет предсказан в том случае, если совпадут ре-



Рис. 5.3. Зависимость обратного счета нейтронов от радиуса *R* экспериментальной сборки



Рис. 5.4. Формы загрузочных кривых при разных расположениях детекторов в сборке

зультаты экстраполяции по показателям двух детекторов, расположенных в разных позициях (рис. 5.4).

Вид графика может изменяться в зависимости от способа догрузки материалов в сборку. Например, существуют две возможности монтажа уран-графитовой сборки: можно загружать топливные стержни в готовую графитовую кладку или присоединять к сборке целые ячейки. Скорость счета детектора в этих случаях будет по-разному зависеть от количества загруженного топлива. При загрузке в кладку сборка представляет собой реактор с отражателем, из которого утечка нейтронов меньше, что обеспечивает большее значение КУ.

При исследованиях реакторов с жидким замедлителем (H₂O, D₂O) приближение к критическому состоянию может осуществляться изменением уровня замедлителя в баке, где установлена решетка топливных стержней. В этом случае значение B_{kp}^2 определяют по критическому уровню замедлителя.

Когда ядерный реактор впервые загружают топливом, обычно критическая масса точно неизвестна. Безопасный пуск реактора обеспечивает применение метода приближения к критическому состоянию. Загрузка топлива в реакторы ВВЭР включает этапы установки части ТВС в сухой корпус реактора, залив корпуса водным раствором борной кислоты и последовательную контролируемую догрузку остальных ТВС. Используется специальный нейтронный источник и несколько каналов контроля с детекторамиионизационными камерами.

5.3. Метод импульсного источника

Если в подкритическую экспериментальную систему (рис. 5.5) направить импульс нейтронов, то плотность потока нейтронов (без учета запаздывающих нейтронов) после завершения импульса будет экспоненциально спадать:

$$\Phi(t) = \mathbf{A} \cdot \exp(-\lambda \cdot t), \qquad (5.10)$$

где λ – дискримент затухания нейтронного импульса в системе. Величина λ определяется следующим уравнением:

$$\begin{split} \lambda &= \sum_{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{v} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}^2 - \sum_{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{k}_{\infty} = \sum_{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{v} \cdot (1 - \mathbf{k}_{\infty}) + \mathbf{D} \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}^2.\\ \text{поглощение утечка рождение} \end{split}$$
Рассмотрим случаи:
1) $\mathbf{B}^2 = 0, \quad \lambda = \sum_{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{v} \cdot (1 - \mathbf{k}_{\infty});$
2) $\mathbf{k}_{\infty} = 0, \quad \lambda = \sum_{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{v} + \mathbf{D} \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}^2$ – неразмножающая среда;
3) $\lambda = 0, \text{ поглощение + утечка = рождение, т.е. } \mathbf{k} = \mathbf{1}, \ \mathbf{B}^2 = \mathbf{B}_{\mathsf{kp}}^2 = \mathbf{E}_{\mathsf{kp}}^2 = \mathbf{$

$$= \mathfrak{a}^{2}, 1 = \frac{k_{\infty}}{1 + L^{2} \cdot B_{\mathrm{KP}}^{2}}, L^{2} = \frac{D}{\Sigma_{\mathrm{a}}},$$
$$\lambda = \Sigma_{\mathrm{a}} \cdot \nu \cdot (1 - k_{\infty}) + D \cdot \nu \cdot B_{\mathrm{KP}}^{2} = \Sigma_{\mathrm{a}} \cdot \nu \cdot (1 - 1 - B_{\mathrm{KP}}^{2} \cdot L^{2}) + D\nu \cdot B_{\mathrm{KP}}^{2} =$$
$$= -\Sigma_{\mathrm{a}} \cdot \nu \cdot B_{\mathrm{KP}}^{2} \cdot L^{2} + D \cdot \nu \cdot B_{\mathrm{KP}}^{2} = -D \cdot \nu \cdot B_{\mathrm{KP}}^{2} + D \cdot \nu \cdot B_{\mathrm{KP}}^{2} = 0.$$

Таким образом, в эксперименте по определению размножающих свойств среды методом импульсного источника проводят серию измерений на сборках разных размеров, измеряют значения дискримента затухания импульса нейтронов в этих сборках и строят зависимость величины λ от геометрического параметра. Точка пересечения кривой, описывающей эту зависимость с осью B^2 , дает значение a^2 . При этом позиция детектора нейтронов задается произвольно, поскольку в каждом случае обеспечивают выполнение условия разделения составляющих потока:

$$\Phi(r, E, t) = \Phi(r) \cdot \phi(E) \cdot T(t).$$



Рис. 5.5. Совокупность опытов на системах разных размеров

При проведении импульсного эксперимента по определению размножающих свойств среды должны выполнятся условия:

1) во всех системах с разными B^2 , на которых проводятся измерения, влияние утечки на спектр должно быть незначительным;

2) пространственно-энергетическое распределение нейтронов в период измерения λ должно оставаться неизменным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Loren C. Schmid. Critical Assemblies and Reactor Research. – Wiley-Interscience, New York/London/Toronto, 1971.

Вопросы для самоконтроля

1. Как можно доказать, что в опыте на экспоненциальной сборке переменные составляющие потока нейтронов разделились?

2. Какими преимуществами обладают подкритические эксперименты?

3. Почему в гетерогенных подкритических сборках не всегда выполняется условие разделения составляющих потока нейтронов?

4. Почему при увеличении обогащения уранового топлива растет коэффициент размножения нейтронов?

5. Почему зависимость k_{∞} от соотношения топливо/замедлитель имеет оптимум?

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РЕАКТОРНЫХ РЕШЕТОК

6.1. Параметры МКК, ²⁸ρ, ²⁵δ, ²⁸δ и их связь с нейтронными реакциями в топливе реактора

Большинство ядерных реакторов имеют гетерогенную структуру. Топливные элементы, окруженные теплоносителем (и замедлителем), образуют регулярную решетку. Главными реакциями в решетках с урановыми твэлами являются деление и радиационный захват нейтронов в ²³⁵U и ²³⁸U, которые дают основной вклад в баланс нейтронов и определяют критичность реактора.

В задачу экспериментов входит определение величин параметров, характеризующих относительные скорости реакций в этих нуклидах (МКК, ²⁸ δ) и относительные вклады тепловых и резонансных нейтронов в полные скорости реакций (²⁸ ρ , ²⁵ δ)*.

1. MKK =
$$\frac{\text{скорость реакции}^{238} \text{U}(n, \gamma) \text{ в топливе}}{\text{скорость реакции}^{235} \text{U}(n, f) \text{ в топливе}}$$
. (6.1)

2. ²⁸
$$\delta = \frac{\text{скорость реакции}^{238} \cup (n, f) \text{ в топливе}}{\text{скорость реакции}^{235} \cup (n, f) \text{ в топливе}}.$$
 (6.2)

3.²⁸
$$\rho = \frac{\text{скорость реакции }^{238} \text{U}(n, \gamma) \text{ на резонансных нейтронах}}{\text{скорость реакции }^{238} \text{U}(n, \gamma) \text{ на тепловых нейтронах}}.(6.3)$$

4. ²⁵
$$\delta = \frac{\text{скорость реакции }^{235} \text{U}(n, f) \text{ на резонансных нейтронах}}{\text{скорость реакции }^{235} \text{U}(n, f) \text{ на тепловых нейтронах}}.(6.4)$$

~~ -

^{*} Измерения скорости реакции ²³⁵U(*n*, γ) на экспериментальных сборках невозможны из-за большого периода полураспада продукта реакции ²³⁶U ($T_{1/2} = 2,39 \cdot 10^7$ лет).

6.2. Методы измерения параметров МКК, ²⁸ρ, ²⁵δ, ²⁸δ. Варианты опытов в различных реакторах

Для того чтобы определить модифицированный коэффициент конверсии (МКК), нужно измерить скорости реакций захвата нейтронов в ²³⁸U и деления ²³⁵U в твэлах. Реакции идут параллельно, их продукты (²³⁹Np и продукты деления) радиоактивны и, распадаясь, испускают гамма-лучи. С помощью гамма-спектрометрии можно получить необходимую информацию о скоростях обеих реакций, используя для опытов индикаторы, аналогичные по составу топливу и перекрывающие сечение твэлов. Таким образом, процедура опытов будет неразрушающей, а индикатор, помещенный внутрь экспериментального твэла, не возмутит поле нейтронов.

Захват нейтрона в ²³⁸U вызывает цепочку превращений: ²³⁸U(n, γ)²³⁹U $\xrightarrow{\beta, \gamma}_{23}$ ²³⁹Np $\xrightarrow{\beta, \gamma}_{2,3}$ ²³⁹Pu. Ее скорость измеряют пу-

тем регистрации излучения с энергией 277 кэВ, испускаемого 239 Np. Скорость реакции 235 U(*n*, *f*) измеряют путем регистрации излучения с энергией 293 кэВ продукта деления 143 Ce, период полураспада которого равен 33 ч. Для измерений используют спектрометр с Ge-детектором. Разрешающая способность такого спектрометра достаточна, чтобы выделить линии указанных нуклидов в спектре излучения облученного уранового индикатора (рис. 6.1). При одновременном измерении двух излучений эффекты искажений в измерительном тракте (просчеты импульсов и др.) не влияют на результат определения их относительной интенсивности.

Отношение пиков с энергиями 277 и 293 кэВ в измеренном спектре может быть представлено следующей формулой:

$$\frac{S_{277}}{S_{293}} = \frac{{}^{238}N}{{}^{235}N} \cdot \frac{{}^{-238}}{{}^{-235}}_{\sigma_{n,f}} \cdot \frac{\Phi}{\Phi} \cdot \frac{I_{\gamma}^{277}}{I_{\gamma}^{293}} \cdot \frac{1}{Y_{c}^{Ce}} \cdot \frac{K_{c}^{277}}{K_{c}^{293}} \cdot \frac{\epsilon^{277}}{\epsilon^{293}} \times \frac{(1 - \exp(-\lambda_{Np} \cdot t_{O})) \cdot \exp(-\lambda_{Np} \cdot t_{B})}{(1 - \exp(-\lambda_{U} \cdot t_{O})) \cdot \exp(-\lambda_{U} \cdot t_{B})},$$
(6.5)

где S_{277} и S_{293} – число импульсов, зарегистрированных в пиках ²³⁹Np и ¹⁴³Ce; ²³⁸N/ ²³⁵N – относительная концентрация ²³⁸U и

²³⁵U в топливе; Ф – поток нейтронов, I_{γ}^{277} и I_{γ}^{293} – квантовые выходы регистрируемых излучений; $\sigma_{n,f}^{-235}$ и $\sigma_{n,\gamma}^{-238}$ – средние сечения реакций ²³⁵U(*n*, *f*) и ²³⁸U(*n*, γ); Y_{235}^{Ce} – вероятность образования ¹⁴³Ce при делении ²³⁵U; K_c^{277} и K_c^{293} – коэффициенты поглощения излучений с энергиями 277 и 293 кэВ внутри уранового индикатора; ε^{277} и ε^{293} – эффективности регистрации этих излучений детектором; t_O и t_B – время облучения и время выдержки индикатора перед измерением.



Рис. 6.1. Спектр излучения облученного уранового образца, полученный с помощью Ge-детектора

Из определения МКК следует, что

$$\mathsf{MKK} = \frac{^{238}N}{^{235}N} \cdot \frac{\Phi}{\Phi} \cdot \frac{\overset{-238}{\sigma_{n,\gamma}}}{\overset{-235}{\sigma_{n,f}}}.$$
 (6.6)

Очевидно, что МКК можно вычислить, если знать отношение средних сечений реакций 235 U(*n*, *f*) и 238 U(*n*, *γ*) (усредненные по спектру нейтронов в реакторе сечения). В уравнении (6.5) дана связь между этими сечениями и пиками в спектре облученного индикатора. Эта связь устанавливается с помощью ряда коэффициентов (всего их 11), каждый из которых имеет некоторую погрешность. Поэтому погрешность определения сечения таким путем велика.

На практике применяют другой подход, который носит название «калибровка индикатора в потоке нейтронов со стандартным спектром». При этом индикатор, который облучали в твэле, второй раз облучают в потоке тепловых нейтронов с максвелловским спектром при температуре 20 °C. Измерения отношений пиков после первого и второго опытов проводят на одном спектрометре. Отношение пиков с энергиями 277 и 293 кэВ в спектре излучения индикатора, облученного в стандартном спектре тепловых нейтронов, определяется по следующей формуле:

$$\frac{S_{277}^{\text{TH}}}{S_{293}^{\text{TH}}} = \frac{2^{38}N}{2^{35}N} \cdot \frac{\sigma_{n,\gamma(\text{TH})}}{\sigma_{n,f(\text{TH})}} \cdot \frac{\Phi_{\text{TH}}}{\Phi_{\text{TH}}} \cdot \frac{I_{\gamma}^{277}}{I_{\gamma}^{293}} \cdot \frac{1}{Y_{235}^{\text{Ce}}} \cdot \frac{K_{c}^{277}}{K_{c}^{293}} \cdot \frac{\epsilon^{277}}{\epsilon^{293}} \times \\
\times \frac{(1 - \exp(-\lambda_{\text{Np}} \cdot t_{\text{O}})) \cdot \exp(-\lambda_{\text{Np}} \cdot t_{\text{B}})}{(1 - \exp(-\lambda_{\text{U}} \cdot t_{\text{O}})) \cdot \exp(-\lambda_{\text{U}} \cdot t_{\text{B}})}.$$
(6.7)

Разделив (7.5) на (7.7) и перекомпановав, получим:

$$\frac{\sigma_{n,\gamma}^{-238}}{\sigma_{n,f}^{-235}} = \frac{\sigma_{n,\gamma(\text{TH})}^{-238}}{\sigma_{n,f(\text{TH})}} \cdot \frac{S_{277}}{S_{293}} \cdot \frac{S_{293}^{\text{TH}}}{S_{277}^{\text{TH}}},$$
(6.8)

где тепловые сечения представляют собой известные с высокой точностью ядерные константы. В результате для определения искомой величины МКК теперь используются два измеренных отношения чисел отсчетов в пиках и две высокоточные константы, то обеспечивает малую погрешность искомой величины.

Опыт дает правильную информацию, если индикаторы, помещенные во внутриреакторную среду, не искажают поле нейтронов. Условие выполнимо при использовании индикатора, состав которого не отличается от состава окружающей среды. Поэтому для измерения скорости реакций 235 U(*n*, *f*) и 238 U(*n*, γ) используют индикаторы, вырезанные из топливных таблеток, сфабрикованных из двуокиси урана. Учитывая хрупкость спеченной UO₂, нецелесообразно делать их тоньше 1 мм. При калибровке в тепловой колонне

происходит возмущение потока нейтронов образцом, которое одинаково влияет на скорость обеих реакций, и поэтому не влияет на результат измерений.

Определение параметра $^{28}\delta$. При измерении $^{28}\delta$ используются два урановых индикатора с разным изотопным составом (рис. 6.2). Содержание 235 U в одном из них в 5–10 раз ниже, чем в



Рис. 6.2. Схема опыта по определению параметра $^{28}\delta$

естественном уране, во втором – такое же, как в топливе. Поверхность индикатора из обедненного урана защищают алюминиевыми фольгами от вылетающих из топлива осколков деления. При помещении индикатора из обедненного урана внутрь экспериментального твэла происходит локальное возмущение потока нейтронов, что влияет на результат измерения. Чтобы оценить эффект, проводят серию опытов, последовательно помещая в твэл один индикатор, два, три и т.д., и экстраполируют результаты измерений удельной активности к нулевой толщине индикатора. Поправку к результату измерения в одиночном стержне можно также вычислить по формуле:

$$M_{28} = \frac{{}^{28}\delta_{_{\rm HCT}}}{{}^{28}\delta_{_{\rm H3M}}} = 1 + \frac{\overline{\omega}}{\overline{\ell}}, \qquad (6.9)$$

где $\overline{\omega}$ – средняя хорда для быстрых нейтронов в образце; $\overline{\ell}$ – средняя хорда для быстрых нейтронов в твэле; ${}^{28}\delta_{изм}$, ${}^{28}\delta_{ист}$ – измеренное и истинное значения ${}^{28}\delta$; M_{28} в разных случаях составляет 1–3 %.

Скорость реакции деления в образце определяют по измерениям интенсивности гамма-излучения осколков деления (140 La или 143 Ce), для измерений используют спектрометры с Ge-детектором. Значение $^{28}\delta$ вычисляют по формуле:

$${}^{28}\delta = \frac{Y_{\text{La}}^{235}}{Y_{\text{La}}^{238}} \cdot \frac{A_1 \cdot m_2 / A_2 \cdot m_1 - N_1^{235} / N_2^{235}}{N_1^{238} / N_2^{238} - A_1 \cdot m_2 / A_2 \cdot m_1} \cdot \left(\frac{N^{238}}{N^{235}}\right)_{\text{топл}}, \quad (6.10)$$

где m_1 , m_2 – массы индикаторов; A_1 , A_2 – активности ¹⁴⁰La в индикаторах; N_1^{235} , N_2^{235} , N_1^{238} , N_2^{238} – содержания ²³⁵U и ²³⁸U в первом и втором индикаторах; ²³⁸N/²³⁵N – изотопное отношение в топливе.

Определение параметра ρ^{28} с помощью измерения кадмиевого отношения. Существует два способа определения $^{28}\rho$. Один основан на измерении кадмиевого отношения \mathcal{R}_{Cd}^{238} для реакции $^{238}U(n, \gamma)$, второй – на использовании индикатора тепловых нейтронов (обычно 164 Dy). Скорость реакции $^{238}U(n, \gamma)$ определяется по измерениям гамма-излучения 239 Np с помощью спектрометра с Gедетектором.

В первом случае формула для определения ρ^{28} имеет вид:

$${}^{28}\rho = \frac{1}{R_{\rm Cd}^{238} - 1}.$$
(6.11)

Величину \mathcal{R}_{Cd}^{238} находят по результатам двух опытов. В первом опыте часть экспериментального твэла, включая индикатор с расположенными по обе его стороны буферными прокладками, помещают в Cd-экран (рис. 6.3). Буферные прокладки по составу и диаметру аналогичны твэлу, они предохраняют индикатор от избыточной активации резонансными нейтронами, которые по слою кадмия, как по щели, могут проникать вглубь твэла.

При облучении в кадмии происходят возмущения потока нейтронов и скоростей реакций в экспериментальном твэле и вблизи

него. В закадмированной части топлива прекращается деление ²³⁵U тепловыми нейтронами, поток резонансных нейтронов на образец несколько ослабевает. Снижение активности индикатора можно оценить по результатам серии измерений с буферными прокладками разной толщины (d) и кадмиевым экраном соответствующих размеров (рис. 6.4).

Во втором опыте индикатор облучают без кадмия.

Точность определения ρ^{28} через R_{Cd}^{238} ухудшается при приближении R_{Cd}^{238} к единице, т.е. при измерении в реакторах с жестким спектром нейтронов. В таком случае для определения ρ^{28} применяют метод индикатора тепловых нейтронов. При этом







Рис. 6.4. Зависимость активности образца от толщины буферной прокладки

скорость реакции на резонансных нейтронах находят из разности между полной скоростью и скоростью реакции на тепловых нейтронах.

Определение параметра ρ^{28} с помощью индикатора тепловых нейтронов.

$${}^{28}\rho = \frac{\text{скорость реакции } {}^{238}\text{U}(n,\gamma)\text{ на резонансных нейтронах}}{\text{скорость реакции } {}^{238}\text{U}(n,\gamma)\text{ на тепловых нейтронах}} = \\ = \frac{{}^{238}R_{n,\gamma}^{-238}R_{n,\gamma}^{\text{TH}}}{{}^{238}R_{n,\gamma}^{\text{TH}}}$$
(6.12)

Чтобы определить скорость реакции 238 U(*n*, γ) на тепловых нейтронах в топливе (${}^{238}R_{n,\gamma}^{TH}$), используют индикатор тепловых ней-

тронов из 164 Dy и метод калибровки индикаторов в тепловой колонне. При этом индикатор из UO₂ вместе с индикатором из 164 Dy облучают в тепловой колонне, а затем в реакторе. Таким образом, определяют и учитывают различие потоков тепловых нейтронов в

реакторе и в тепловой колонне: $\frac{\Phi_{TH}^{p}}{\Phi_{TH}^{TK}} = \frac{D_{y}R^{p}}{D_{y}R_{n,\gamma}^{TK}}$, и находят скорость

реакции 238 U(*n*, γ) на тепловых нейтронах в реакторе, умножая скорость этой реакции в тепловой колонне на отношение потоков:

$${}^{238}R_{n,\gamma}^{\mathrm{TH}} = {}^{238}R_{n,\gamma}^{\mathrm{TK}} \cdot \frac{\Phi_{\mathrm{TH}}^{p}}{\Phi_{\mathrm{TH}}^{\mathrm{TK}}} = {}^{238}R_{n,\gamma}^{\mathrm{TK}} \cdot \frac{{}^{\mathrm{Dy}}R_{n,\gamma}^{p}}{{}^{\mathrm{Dy}}R_{n,\gamma}^{\mathrm{TK}}}$$

При облучении уранового индикатора в тепловой колонне происходит возмущение потока нейтронов, степень которого зависит от обогащения урана и толщины индикатора. Поправку можно получить из серии опытов с индикаторами разной толщины.

Определение параметра ²⁵ δ . Величину ²⁵ δ можно найти либо из измерений \mathcal{R}_{Cd}^{235} (рис. 6.5), либо с помощью индикатора тепловых нейтронов (¹⁶⁴Dy) (рис. 6.6).

1.
$${}^{25}\delta = \frac{1}{R_{Cd}^{235} - 1}$$
. (6.13)



Рис. 6.5. Схемы опытов по определению величины $^{25}\delta$ из измерений R_{Cd}^{235}

2.
$${}^{25}\delta = \frac{{}^{235}R_{n,f} - {}^{235}R_{n,f}^{\text{TH}}}{{}^{235}R_{n,f}^{\text{TH}}} = \left({}^{235}R_{n,f} - {}^{235}R_{n,f}^{\text{TK}} \cdot \frac{{}^{Dy}R^{\text{p}}}{{}^{Dy}R^{\text{TK}}} \right) / \left({}^{235}R_{n,f} \cdot \frac{{}^{Dy}R^{\text{p}}}{{}^{Dy}R^{\text{TK}}} \right).$$
(6.15)

При измерениях R_{Cd}^{235} используют специальный индикатор. Если взять индикатор с составом, аналогичным топливу (слабообогащенный UO₂), то при облучении в Cd-экране большая доля всех делений будет происходить за счет деления ²³⁸U (десятки процентов). Поэтому для изготовления индикатора применяют высокообогащенный ²³⁵U, в котором практически все деления происходят в ²³⁵U. Чтобы избежать возмущения потока нейтронов, уран разбавляют алюминием так, что макроскопические сечения поглощения уравниваются: $\Sigma_{a}^{инд} = \Sigma_{a}^{топл}$.



с помощью индикатора тепловых нейтронов (¹⁶⁴Dy)

При определении ²⁵ б по изменениям \mathcal{R}^{235}_{Cd} проблемой является определение точной величины кадмиевой границы (рис. 6.7), от которой зависит величина интеграла $\int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{n,f}^{235}(E_f) \cdot \Phi(E) dE$, представляющего деления ²³⁵U резонансными нейтронами.



поглощения нейтронов кадмиевым экраном

В зависимости от изменения E_{Cd} , вызванного, например, изменением эффективной толщины экрана из-за вариаций углового распределения падающих нейтронов, величина интеграла может изменяться на 10–15 % (установлено уменьшение на 11,6 % при изменении E_{Cd} от 0,4 до 0,6 эВ).

Если определять ²⁵б методом индикатора тепловых нейтронов, возникает другая проблема. Скорость деления ²³⁵U во многих тепловых реакторах в 5–10 раз выше, чем на резонансных нейтронах, поэтому $R_{n,f}^{235} - R_{n,f(TTH}^{235}$ есть разность близких величин, и погрешность полученного значения может стать неприемлемо большой.

6.3. Погрешности определения параметров решетки и меры по их снижению

В табл. 6.1 приведены данные о достижимой точности определения параметров решетки с помощью рассмотренных выше методик.

Таблица 6.1

Параметр	МКК	ρ^{28}	²⁵ δ	²⁸ δ
Минимальная погрешность (1σ), %	1,5–2,0	2,5–3,0	2,0–3,0	5,0

Погрешности определения параметров решетки реактора

Таким образом, с наименьшей погрешностью можно определить МКК, а самая большая – погрешность измерения ²⁸ б.

Можно ли считать такие погрешности допустимыми?

Рассмотрим выражение $k_{\infty} = \mu \cdot \eta \cdot \phi \cdot \theta$. Часто считают, что погрешность определения коэффициента размножения нейтронов не должна превышать 1% ($\Delta k_{\infty}/k_{\infty} \leq 1\%$). Если предположить, что все четыре параметра вносят одинаковый вклад в погрешность оп-

ределения
$$k_{\infty}$$
, то $\frac{\Delta k_{\infty}}{k_{\infty}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \eta}{\eta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mu}{\mu}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \phi}{\phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta}{\theta}\right)^2} = 1\%$

и нужная точность определения каждого из них равна 0,5 %.

Выразим μ через ²⁸б: $\mu = 1 + \delta^{28} \cdot \frac{\nu^{238} - 1}{\nu^{235}}$. Величина μ в типичных тепловых реакторах $\approx 1,05-1,10$, погрешности величин ν^{235} и ν^{238} пренебрежимо малы. Чтобы связать погрешность определения μ с погрешностью измерения ²⁸δ, продифференцируем выше представленное выражение и получим:

$$\Delta \mu / \mu = \Delta^{28} \delta / {}^{28} \delta \cdot (\mu - 1) / \mu \cong 0,1 \Delta^{28} \delta / {}^{28} \delta .$$

Таким образом, погрешность ²⁸ б, равная 5 %, не превышает допустимого значения.

6.4. Определение эффективного резонансного интеграла поглощения нейтронов в ²³⁸U

В реакторе в процессе замедления нейтронов возможен их захват нейтронов. Вероятность захвата зависит от состава реактора: если концентрация топлива велика, поглощение может быть столь сильным, что ни один нейтрон не достигнет области тепловых энергий. Если поток нейтронов зависит от энергии как 1/E, соответствующую плотность замедления можно записать в виде:

$$g = \sum_{j} \xi_{j} \cdot \sigma_{s,j} , \qquad (6.15)$$

где сумма берется по всем рассеивающим ядрам.

Если сечение рассеяния замедлителя – $\sigma_{\text{зам}}$, сечение потенциального рассеяния поглотителя – $\sigma_{\text{погл}}$ и

$$\boldsymbol{g} = \boldsymbol{\xi}_{3 \text{ам}} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{3 \text{ам}} + \boldsymbol{\xi}_{\text{погл}} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\text{погл}},$$

то вероятность поглощения нейтронов в і-м резонансе (рис. 6.8):

$$P_{(n,\gamma),i} = \frac{\int \sigma_{(n,\gamma),i} \cdot \Phi dE}{g} = \frac{J_i}{\xi_{3am} \cdot \sigma_{3am} + \xi_{\text{погл}} \cdot \sigma_{\text{погл}}}, \quad (6.16)$$

где Ф – поток нейтронов, падающих на резонанс.



Рис. 6.8. Зависимость сечения $\sigma_{n,\gamma}^{238}$ от энергии

Соответственно, вероятность избежать поглощения

$$\varphi_i = 1 - P_{(n,\gamma),i}.$$

Для группы *i* резонансов (в предположении, что при отсутствии резонансов поток ~ 1/E) вероятность избежать поглощения $\varphi = \prod_{i} (1 - P_{(n,\gamma),i}).$

Если все отдельные вероятности поглощения малы, то предыдущее уравнение можно приближенно записать:

$$\varphi \approx \exp\left(-\sum_{i} P_{(n,\gamma),i}\right) = \exp\left(-\sum_{i} \frac{J_{i}}{\xi_{\text{3AM}} \cdot \sigma_{\text{3AM}} + \xi_{\text{погл}} \cdot \sigma_{\text{погл}}}\right).(6.17)$$

Величина $\sum_{i} J_{i}$ называется эффективным резонансным интегралом J_{acb} .

i panom σ_{эф}.

$$J_{\Im\Phi}^{238} = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{n,\gamma}^{238}(E) \cdot \Phi(E) dE, \quad \Phi(E) \neq 1/E. \quad (6.18)$$

В реакторных решетках U-C и U-D₂O расстояния между стержнями велики (обычно выбирают шаг решетки $d \sim \sqrt{\tau}$, где τ – возраст нейтронов в замедлителе). Поток замедляющихся нейтронов вдали от топливных стержней изменяется с энергией по закону 1/*E*. Для определения $J_{3\varphi}$ индикатор вместе с буферными прокладками в Cd-экране помещают в стержень, индикатор-стандарт тоже в Cd-экране устанавливают в замедлителе между стержнями. Стандарт – тонкий (0,2–0,5 мкг/см²) слой урана, нанесенный на подложку, для которого величина $J_{3\varphi}^{cr}$ хорошо известна (мало отличается от резонансного интеграла при бесконечном разбавлении J_{∞}). Искомую величину резонансного интеграла стержня находят

из соотношения:
$$J_{\Im \varphi}^{238} = J_{\infty}^{238} \cdot \frac{S_{Np}}{S_{Np}^{CT}} \cdot f(E)$$
. Поправка $f(E) = 1 - \Delta$

учитывает малую резонансную самоэкранировку стандарта, $\Delta = 2 - 3$ %.

Изучены зависимости величины эффективного резонансного интеграла от диаметра топливного стержня и от температуры.

1. Зависимость от диаметра топливных стержней имеет вид: $J_{9\phi} = a + b \cdot \sqrt{\frac{S}{M}}$, где коэффициенты *a* и *b* зависят от вида топлива (уран или торий, металл или диоксид и др.).

2. Зависимость от температуры топлива имеет вид: $J_{3\phi}(T) = J(T_0) \cdot \left[1 + \beta(\sqrt{T} - \sqrt{T_0})\right]$, где β – коэффициент, зависящий от вида топлива и геометрии твэлов.

В реакторах конечных размеров потери нейтронов в процессе замедления происходят не только из-за поглощения, но и из-за утечки. Эффективная вероятность избежать резонансное поглощение представляет собой ту часть нейтронов, которые избегают захвата и, кроме того, утечки. В некоторых случаях используют понятия эффективной вероятности избежать резонансное поглощение $\varphi_{эф} = \phi \cdot \exp(-\tau \cdot a^2)$, которая учитывает потерю нейтронов в процессе замедления не только в результате поглощения, но и утечки. Соответственно, эффективный коэффициент использования тепловых нейтронов представляет собой долю тепловых нейтронов, поглощенных в топливе, на один произведенный в реакторе тепловой нейтрон $\theta_{a\phi} = \theta \cdot [1/(1 + L^2 \cdot a^2)]$. Эффективный коэффициент размножения нейтронов описывают формулой: $k_{a\phi} = \mu \cdot \eta \cdot \phi \cdot \theta [\exp - a^2 \cdot \tau) / (1 + L^2 \cdot a^2)]$, где L – длина диффузии тепловых нейтронов; τ – возраст нейтронов.

Особенности измерений в системах с кластерами и с неоднородной решеткой. Если ячейка содержит пучок твэлов, то внешние твэлы экранируют внутренние от нейтронов, приходящих из замедлителя. Средняя по всем твэлам скорость реакции:

$$\overline{R} = \frac{\sum_{i=1}^{n} R_{i} \cdot n_{i}}{\sum_{i=1}^{n} n_{i}},$$
(6.19)

где n_i – число твэлов в *i*-м кольцевом ряду; R_i – скорость реакции в твэле *i*-го ряда.

Решетки реальных реакторов неоднородны, могут различаться твэлы и TBC, загруженные в активную зону одного реактора. В экспериментах на неоднородных решетках требуется определить величины физических параметров для ячеек каждого типа и установить соотношения между скоростями реакций, происходящих в разных ячейках. При этом условия на разных участка границы элементарной ячейки неодинаковы. В результате плотность потока и спектр нейтронов, поступающих в ячейку с разных направлений, могут различаться. Однотипные ячейки в неоднородных решетках могут иметь разное окружение, что вызывает различие в скорости происходящих в них реакций. Для определения соотношений между скоростями реакций в разных элементарных ячейках в них одновременно облучают соответствующие индикаторы. Индикатор для измерения *k*-й реакции в ячейки № 1 не идентичен индикатору для измерения *т*-й реакции в ячейки № 2. Эти индикаторы калибруют в тепловой колонне и вычисляют искомое соотношение по формуле:

$$\frac{R_k^1}{R_m^2} = \frac{N_k}{N_m} \cdot \frac{\sigma_{k,\text{TH}}}{\sigma_{m,\text{TH}}} \cdot \frac{A_k}{A_m} \cdot \frac{A_m^{\text{TK}}}{A_m^{\text{TK}}}, \qquad (6.20)$$

где N_k – содержание в ячейке № 1 нуклида, в котором идет реакция k; N_m – содержание в ячейке № 2 нуклида, в котором идет реакция m; A_k – активность продукта k-й реакции в индикаторе из ячейки № 1; A_m – активность продукта m-й реакции в индикаторе из ячейки № 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бушуев А.В., Озерков В.Н. Применение гамма-спектрометрии в исследованиях по физике ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1989.

2. Loren C. Schmid. Critical Assemblies and Reactor Research. Wiley-Interscience, New York/London/Toronto, 1971.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое эффективный резонансный интеграл, можно ли его измерить?

2. Почему при исследовании нейтронных реакций в твэлах нельзя помещать кадмиевый экран вплотную к индикатору?

3. Зачем производят калибровку индикаторов в тепловой колонне?

4. Можно ли для измерения МКК вместо германиевого гаммаспектрометра использовать сцинтилляционный?

5. Почему при измерениях резонансного поглощения в ²³⁸U с помощью кадмиевого экрана не возникает проблема интерпретации результата, а при измерении деления ²³⁵U резонансными нейтронами возникает?

6. Почему при измерении нейтронных реакций в топливе стремятся использовать индикаторы из того же материала?

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ РЕАКТОР И ИЗМЕРЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ

7.1. Определение реактивности по асимптотическому периоду изменения потока нейтронов. Границы применимости метода. Реактиметр

Реактивность – параметр, характеризующий отклонение эффективного коэффициента размножения нейтронов от единицы:

$$\rho = \frac{k_{\Im \varphi} - 1}{k_{\Im \varphi}}.$$
(7.1)

Единицы измерения ρ. Реактивность измеряют:

в абсолютных единицах: $\rho = \beta_{235} = 0,0065$;

в процентах, где то же ρ = 0,65 %;

в долларах, где доллар равен текущему значению β;

в обратных часах (реактивность, которая соответствует установившемуся периоду изменения числа нейтронов в реакторе, равному 1 ч).

Среднее время жизни нейтрона в реакторе ($\overline{\ell}$) – период от момента рождения нейтрона до его исчезновения в результате поглощения или утечки.

Если в реакторе с эффективным коэффициентом размножения $k_{3\phi}$ в момент времени *t* было *N* нейтронов, то скорость исчезновения нейтронов равна *N*/ ℓ , а скорость их рождения в реакторе равна $k_{3\phi}N/\ell$, причем часть $N(1-\beta_{3\phi})k_{3\phi}/\ell$ появляется мгновенно, а часть $N\beta_{3\phi}k_{3\phi}/\ell$ – с запаздыванием. В реакторе в момент времени *t* есть эмиттеры запаздывающих нейтронов *i*-й группы с концентрацией *C_i*, которые образовались в результате деления ядер до этого момента. Кроме того, в реакторе могут быть источники нейтронов, интенсивность которых *Q* зависит от мощности реактора.

Баланс нейтронов в реакторе:

$$dN / dt = -N / \ell + N / \ell \cdot \left(1 - \beta_{\Im \varphi}\right) k_{\Im \varphi} + \sum_{i=1}^{o} \lambda_i C_i + Q. \qquad (7.2)$$

Образование и распад эмиттеров запаздывающих нейтронов *i*-й группы описывается уравнением:

$$dC_i/dt = \beta_{\Im\phi,i} \cdot k_{\Im\phi} \cdot N/\ell - \lambda_i C_i .$$
(7.3)

Эти уравнения *точечной кинетики*^{*} лежат в основе многих экспериментальных методов исследования изменений нейтронных полей во времени. Их решение описывается суммой семи экспонент:

$$N(t) = \sum_{j=1}^{7} A_j \exp(\omega_j t).$$
(7.4)

При $k_{3\phi} > 1$ шесть показателей экспонент являются отрицательными величинами, а коэффициенты в их показателях – близкими к постоянным распада эмиттеров λ_i (*i* = 6). Мощность (поток нейтронов) в асимптотике изменяется по экспоненциальному закону с наибольшим периодом $T_0 = 1/\omega_0 = 1/\omega_i$, *j*=7.

При $k_{3\phi} < 1$ все ω_j – действительные отрицательные числа, причем шесть из них при малых значениях реактивности близки к λ_i . В этом случае также можно выделить асимптотический отрицательный период $T_0 = 1/\omega_0$, однако он существенно отличается от других $1/\omega_i$, только если его величина больше 100 с.

Коэффициенты A_i вычисляют по формуле:

$$A_{j} = \frac{\Lambda + 1/k_{\Im \oplus} \cdot \sum_{i=1}^{6} \beta_{\Im \oplus,i} / (\omega_{j} + \lambda_{i})}{\Lambda + \sum_{i=1}^{6} \lambda_{i} \beta_{\Im \oplus,i} / (\omega_{j} + \lambda_{i})}, \quad \Lambda = \frac{\ell}{k_{\Im \oplus}}.$$
 (7.5)

^{*} Согласно приближению «точечной кинетики» поток нейтронов по всему объему реактора изменяется со временем одинаково.

Простая связь между введенной реактивностью и асимптотическим периодом реактора существует при условии (рис. 7.1), что $-0.2\beta_{3D} \le \rho < 0.2\beta_{3D}$.

Эта связь имеет вид

$$\rho = \omega_0 \Lambda + \omega_0 \sum_{i=1}^{6} \beta_{\vartheta \oplus, i} / (\omega_0 + \lambda_i).$$
(7.6)

Для того чтобы установился асимптотический период, необходимо, чтобы после введения реактивности прошло время, равное $3\div5$ периодам T_0 .



Рис. 7.1. Зависимость T_0 от ρ для реактора с ²³⁵U

Как видно из формулы 7.6, поведение реактора после введения в него отрицательной или положительной реактивности определяется начальными условиями и величинами Λ, β_{эф. i}, λ_i, ρ.

Измерения реактивности – очень важная задача, при этом диапазон значений измеряемой величины широк: от (10÷30) $\beta_{3\varphi}$ в случае определения реактивности глубоких подкритических состояний при перегрузках топлива в реакторах, до $10^{-3} \beta_{3\varphi}$ при измерениях доплеровского коэффициента реактивности с нагревом малого образца.

Как уже отмечалось, простое соотношение между изменениями потока нейтронов и введенной реактивностью устанавливается
только при малых значениях реактивности. При введении в реактор больших реактивностей (> β_{эф}) приближения точечной кинетики оказываются неправомерными, а интегральные параметры (Λ, β_{эф}), входящие в уравнения, могут существенно изменяться. Поэтому в результаты измерений больших отрицательных реактивностей необходимо вводить поправки.

Метод асимптотического периода. При $k_{3\phi} > 1$ изменение потока нейтронов в реакторе описывается суммой экспонент. По прошествии некоторого времени (переходный период) рост потока происходит экспоненциально с периодом, определяемым реактивностью ($\omega_0 = 1/T$):

$$\rho/\beta_{\vartheta\phi} = \frac{\Lambda}{\beta_{\vartheta\phi}T} + \sum_{i=1}^{6} \frac{\beta_i \,\xi_i}{(1+T\lambda_i)\beta_{\vartheta\phi}},\tag{7.7}$$

где ξ_i – коэффициенты относительной эффективности для *i*-й группы запаздывающих нейтронов со спектром $\varphi(E)$. Первым слагаемым можно пренебречь, так как даже в тепловом реакторе, где $\Lambda \sim 10^{-3}$ с, величина $\Lambda\beta/T$ не превышает 1 % второго члена при $T \ge 10$ с.

Поэтому $\frac{\rho}{\beta_{\vartheta\varphi}} = \sum_{i=1}^{6} \frac{\xi_i a_i}{1 + \lambda_i T}$, где $a_i = \beta_i / \beta_{\vartheta\varphi}$ – парциальные до-

ли групп запаздывающих нейтронов $\left(\beta_{\mathbf{9}\mathbf{\phi}} = \sum_{i=1}^{6} \beta_{\mathbf{9}\mathbf{\phi},i} = \sum_{i=1}^{6} \beta_i \xi_i = \right)$

$$=\beta\sum_{i=1}^{6}\boldsymbol{a}_{i}\boldsymbol{\xi}_{i}=\beta\sum_{i=1}^{6}\boldsymbol{a}_{i,\Im\Phi}\bigg).$$

При $k_{3\phi} < 1$ изменение потока описывается суммой семи экспонент с отрицательными показателями, из них шесть экспонент имеют показатели (периоды), которые по абсолютным значениям меньше (либо равны) периоду распада эмиттеров самой долгоживущей группы запаздывающих нейтронов (около 55 с), а одна – период от –∞ до –55 с, если величина реактивности от 0 до –0,3β. По-

этому можно выделять асимптотические периоды T > -100 с и определять реактивность.

Установление асимптотического изменения потока нейтронов означает, что пространственно-энергетическое распределение нейтронов в реакторе остается неизменным во времени $(\Phi(r, E, t) = \Phi(r) \varphi(E) T(t))$. Поэтому для установки детектора возможна любая позиция, для измерений могут использоваться разные типы детекторов.

Принимая во внимание требования ядерной безопасности (период удвоения потока нейтронов должен быть больше 10 с), можно установить границы применения метода асимптотического периода для изменения реактивности от $+0,25\beta_{3\phi}$ до $-0,25\beta_{3\phi}$. Малым значениям реактивности (положительным и отрицательным) соответствуют большие значения асимптотического периода. Измерять большие периоды мешает нестабильность реактивности, обусловленная дрейфом и непостоянством различных технологических параметров реактора (изменение температуры, перемещение регуляторов и др.) и при низких уровнях мощности флуктуациями потока нейтронов из-за статистической природы реакции деления.

Пример. Можно с погрешностью ~ 10 % регистрировать изменения потока нейтронов при введении реактивности $\rho = 5 \cdot 10^{-2}$ % (соответствующей периоду $T \sim 2 \cdot 10^4$ с).

Для определения реактивности в единицах $\beta_{3\phi}$ по асимптотическому периоду надо знать λ_i , a_i , ξ_i . Эта информация необходима для точного определении реактивности конкретного реактора, поскольку спектры запаздывающих нейтронов $\phi_i(E)$ в каждой группе свои, а вклад групп зависит от изотопного состава топлива.

Измерения периода проводят с помощью специального цифрового устройства или ЭВМ, соединенного с детектором нейтронов и работающего в режиме реального времени. Искомый период можно определить по отсчетам детектора при двух последовательных измерениях в заданных временных интервалах:

$$N_{D,j} = \int_{t_j}^{t_j + \Delta t} \varepsilon W_0 \exp\left(\frac{t}{T}\right) dt = \varepsilon W_0 \left[\exp\left(\frac{t_j + \Delta t}{T}\right) - \exp\left(\frac{t_j}{T}\right)\right] T, \quad (7.8)$$

и за следующий интервал времени:

$$N_{D,j+1} = \varepsilon \cdot W_0 \left[exp\left(\frac{t_j + 2\Delta t}{T}\right) - exp\left(\frac{t_j + \Delta t}{T}\right) \right] T, \qquad (7.9)$$

где W_0 – уровень мощности реактора; є – эффективность детектора. Искомую величину периода дает выражение $T = \frac{\Delta t}{\ln(N_{D,i+1}/N_{D,i})}$.

Время выдержки с момента введения реактивности до начала измерений зависит от величины реактивности и необходимой точности определения периода (рис. 7.2).



Рис. 7.2. Зависимость времени выдержки перед измерением от требуемой точности определения периода

7.2. Метод сброса поглощающего стержня

Ранее было показано, что после введения в реактор небольших реактивностей, как положительных, так и отрицательных, спустя некоторое время устанавливается экспоненциальный рост (или спад) числа нейтронов, причем период, с которым происходит изменение числа нейтронов, связан с реактивностью соотношением:

$$\frac{\rho}{\beta_{\mathsf{9}\mathsf{\phi}}} = \sum_{i=1}^{6} \frac{\xi_i \mathbf{a}_i}{1 + \lambda_i T},\tag{7.10}$$

где $a_i = \beta_i / \beta$, ξ_i – коэффициенты относительной эффективности для *i*-й группы запаздывающих нейтронов. Такой метод измерения применим для диапазона $0.25\beta_{3cb} < \rho < 0.25\beta_{3cb}$.

Для измерений отрицательных реактивностей, в том числе больших, применяют *метод сброса стержня*.



Рис. 7.3. Изменение числа нейтронов в реакторе после ввода отрицательной реактивности

Перед началом опыта реактор находится в критическом состоянии ($k_{3\phi}=1$), в нем содержится n_0 нейтронов. После сброса стержня число нейтронов за малое время резко уменьшается, а затем медленно спадает (рис. 7.3). Для упрощения все запаздывающие нейтроны нужно объединить в одну группу с постоянной распада λ . Тогда изменение числа нейтронов с момента сброса стержня можно описать уравнением:

$$n(t) = n_0 \left[\frac{\beta_{3\phi}}{\beta_{3\phi} - \rho} e^{-t/T_0} - \frac{\rho}{\beta_{3\phi} - \rho} e^{-t/T_1} \right], \quad (7.11)$$

где $T_0 \cong \frac{\beta_{3\phi} - \rho}{\lambda \rho}, \ T_1 = \frac{\Lambda}{\beta_{3\phi} - \rho}.$

За малое время $t^* = 4\Lambda/(\beta_{\Im \oplus} - \rho), \quad e^{-t/T_1} \to e^{-4} \to 0,$ $e^{-t/T_0} \to 1$, и число нейтронов в реакторе уменьшается скачком до $n(t^*) \approx n_0 \frac{1}{1 - \rho/\beta_{\Im \oplus}},$ тогда $\rho/\beta_{\Im \oplus} = 1 - \frac{n_0}{n(t^*)}.$

За промежуток времени после сброса, равный нескольким Λ , заканчивается переходный период, и число нейтронов выходит на новый уровень, который поддерживают эмиттеры запаздывающих нейтронов. Концентрация эмиттеров запаздывающих нейтронов в течение $10^{-2} \div 10^{-3}$ с соответствует равновесной на уровне мощности W_0 , затем эмиттеры распадаются.

В экспериментах обычно измеряют скорость счета n_0 в критическом реакторе, затем проводят серию измерений после сброса и, экстраполируя их результаты назад к моменту времени t^* , определяют $n(t^*)$. Из-за влияния переходных процессов и конечного времени введения стержня результаты получают не очень точные.

7.3. Коэффициенты реактивности: температурный, мощностной, по глубине погружения регулирующего стержня и др.

Чтобы реактор проработал запланированный срок, он должен иметь запас реактивности, превосходящий сумму всех эффектов, приводящих к изменению реактивности на протяжении компании:

$$\rho_{\text{3anac}} > \left| \rho_{\text{выг}} \right| + \left| \rho_{\text{Xe}} \right| + \left| \rho_{\text{шлак}} \right| + \left| \rho_{\text{темп}} \right| + \dots,$$

где $\rho_{\text{выг}}$, ρ_{Xe} , $\rho_{\text{темп}}$, $\rho_{\text{шлак}}$ – изменение реактивности из-за выгорания топлива, отравления ксеноном, температурных изменений, поглощения нейтронов продуктами деления соответственно.

В процессе кампании запас реактивности в реакторе уменьшается в результате выгорания топлива, зашлаковывания, стационарного отравления самарием и т.д. Определим коэффициенты реактивности:



Рис. 7.4. Изменения реактивности при перемещении поглощающих стержней по высоте активной зоны реактора

$$\alpha_T = \frac{\Delta \rho}{\Delta T}\Big|_{T_0}$$
 – темпера-

турный коэффициент реактивности – изменение реактивности при изменении температуры на один градус от состояния с температурой T_0 ;

$$\alpha_P = \frac{\Delta \rho}{\Delta W} \bigg|_{W_0}$$
 – мощно-

стной коэффициент реактивности – изменение реактивности при изменении мощности реактора на единицу от состояния W_0 ;

$$\alpha_{\text{погл}} = \frac{\Delta \rho}{\Delta H}\Big|_{H_0} - \kappa o \varphi$$
-

фициент реактивности поглощающего стержня – изменение реактивности при перемещении поглощающего стержня на 1 см от положения H_0 .

Изменение реактивности связано с перемещением стержня нелинейно (рис. 7.4). Если нейтроны распределены по оси Z как $\Phi(Z) = \cos \frac{\pi Z}{H}$, то область

сильных изменений реактивности (больших значений α_{погл}) располагается

там, где поток нейтронов максимален. Имеются мертвые зоны, где

перемещения стержня не влияют на реактивность. Для эффективного регулирования **необходима информация о законе изменения** р при перемещении поглощающего стержня и о скорости изменения реактивности.

Регулирование реактора производится с помощью системы поглощающих стержней. Эффективность (вес) каждого стержня можно измерить, но вес суммы стержней не равен сумме весов отдельных стержней, поскольку между ними существует интерференция. Поэтому нужна информация о реактивности при использовании разных комбинаций стержней.

Температурный коэффициент реактивности. Изотермический коэффициент реактивности α_{T_0} – изменение реактивности, вызванное единичным изменением температуры во всем реакторе, до этого находившемся в состоянии с одинаковой по всему объему температурой T_0 .

При изменении температуры замедлителя изменяется спектр тепловых нейтронов и сечения реакций на тепловых нейтронах. При изменении температуры топлива происходит уширение резонансов в сечениях. Изменяется плотность среды и утечка нейтронов из реактора. В результате происходит изменение коэффициента размножения нейтронов. Рассмотрим этот эффект подробнее, используя выражение:

$$k_{\mathbf{3}\mathbf{\phi}} = k_{\infty} \cdot P_{L} = \frac{\mu \cdot \boldsymbol{\phi} \cdot \boldsymbol{\theta} \cdot \boldsymbol{\eta}}{1 + (L^{2} + \tau)\boldsymbol{\varpi}^{2}} , \qquad (7.12)$$

где L – длина диффузии; τ – возраст нейтрона; P_L – вероятность нейтрону избежать утечки из реактора. L^2 , τ зависят от плотности замедлителя (и теплоносителя), а значит, от температуры; η , θ , ϕ зависят от температуры. Разогрев приводит к уменьшению плотности H₂O и уменьшению отношения N_H/N_U в ячейке ВВЭР.

Возможны два случая.

1. $\frac{\Delta k_{\infty}}{\Delta T} > 0$, увеличение температуры ведет к росту k_{∞} . 2. $\frac{\Delta k_{\infty}}{\Delta T} < 0$, увеличение температуры ведет к уменьшению k_{∞} . Таким образом, от выбора отношения V_{3am}/V_{TONN} коэффициент размножения нейтронов может либо уменьшаться с ростом температуры, либо увеличиваться (рис. 7.5).

Для разогрева активной зоны реактора при экспериментах существуют разные возможности: либо электронагрев (малая активная зона), либо нагрев теплоносителя перед введением его реактор (большая активная зона).



Рис. 7.5. Зависимость коэффициента размножения нейтронов от водотопливного отношения

Перед началом эксперимента по определению температурного коэффициента реактивности коэффициент размножения нейтронов в реакторе $k_{3\phi}=1$, $\rho=0$. Начинают разогрев реактора. Если при повышении температуры до T_1 коэффициент размножения нейтронов увеличивается (и число нейтронов в реакторе N растет), то измеряют асимптотический период разгона $1/\omega_0$ с помощью реактиметра:

$$T = \frac{1}{\omega_0} = \frac{\Delta t}{\ln(N_{D,j+1}/N_{D,j})}$$
(7.13)

и находят значение реактивности:

$$\frac{\rho}{\beta_{\vartheta\varphi}} = \sum_{i=1}^{6} \frac{\xi_i \, \boldsymbol{a}_i}{1 + \lambda_i \, \boldsymbol{T}} \,. \tag{7.14}$$

Затем снова с помощью поглощающего стержня приводят реактор в состояние $k_{\rm эф}$ =1, ρ =0, получая реактор при температуре

 T_1 в стационарном состоянии, нагревают его теперь до температуры T_2 и измеряют реактивность, и т.д. Результаты экспериментов показаны на рис. 7.6.



Рис. 7.6. Изменение коэффициента реактивности с ростом температуры активной зоны

Мощностной коэффициент реактивности. Изменения мощности могут сопровождаться изменениями температуры, но со сдвигом во времени. Рассмотрим пример (без учета запаздывающих нейтронов).

Пусть $n(t) = n_0 \exp\left(\frac{k_{\Im \oplus} - 1}{l}t\right)$ – изменение числа нейтронов в некритическом реакторе. По этому же закону меняется и число делений в реакторе: $N_f(t) = N_f^0 \exp\left(\frac{k_{\Im \oplus} - 1}{l}t\right)$, и мощность: $W(t) = CV_{\Im}N_f(t)$. Рассмотрим случай, когда между реактивностью и мощностью нет обратной связи, $\alpha_P = 0$, $T_{as} = \text{const}$ (рис. 7.7).



Рис. 7.7. Изменения числа нейтронов и мощности реактора при изменении реактивности (без обратной связи)

Следующий случай, когда между реактивностью р и мощностью *W* существует обратная связь. Изменение реактивности приводит к изменению мощности и последующему изменению температуры активной зоны. При этом начинает влиять температурный коэффициент реактивности и реактивность системы изменяется:

$$t < t_1, \ W = W_0, \ \rho = 0;$$

$$t = t_1, \ \Delta k_{ab} > 0, \ \rho = \rho_1, \ k_{ab} = 1 + \Delta k_{ab}$$

$$t > t_1, \ k_{\Im \oplus}(t) = 1 + \Delta k_{\Im \oplus} + \alpha_T T;$$

$$\frac{dW}{dT} = \frac{\Delta k_{\Im \oplus} + \alpha_T T}{I}, \quad W(t) = W_0 \exp\left(\frac{\Delta k_{\Im \oplus} + \alpha_T T}{I} t\right)$$

Таким образом, температура и мощность связаны нелинейно. С учетом температурного эффекта построим новые графики (рис. 7.8) при условиях: $\alpha_T(T) < 0$, скорость отвода тепла неизменна.



Рис. 7.8. Изменения мощности и температуры реактора при изменении реактивности (с обратной связью)

Как показано на рис. 7.8 в момент времени t_3 величина $k_{3\phi}$ уменьшается до значения < 1, цепная реакция затухает, падает мощность. В дальнейшем начинает падать температура (t_4) , про-изведение $\alpha_T T$ становится положительным и $k_{3\phi}$ начинает возрастать.

Таким образом, если температурный коэффициент реактивности является отрицательной величиной, реактор обладает свойством саморегулирования цепной реакции, препятствующим возникновению аварийных ситуаций.

ЛИТЕРАТУРА

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

Вопросы для самоконтроля

1. Почему величина β_{эф} в работающем реакторе зависит от температуры активной зоны?

2. В каком из реакторов, тепловом или быстром, число нейтронов будет возрастать быстрее после введения одинаковой положительной реактивности?

3. Сравните зоны действия одного и того же поглощающего стержня в быстром и тепловом реакторах.

4. Что такое реактиметр, из чего он состоит?

5. Какие проблемы затрудняют измерения малых реактивностей?

6. Почему физический вес одиночного поглощающего стержня и того же стержня, работающего в системе, отличаются?

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ОТРАБОТАВШЕГО РЕАКТОРНОГО ТОПЛИВА

8.1. Реакции, изменяющие состав топлива. Задачи измерения изотопного состава топлива

Процесс обращения с ядерным топливом состоит из ряда этапов: добычи руды, выделения урана и его обогащения делящимся изотопом ²³⁵U, изготовления твэлов, их загрузки в реактор и облучения, выгрузки после достижения заданной глубины выгорания, выделения оставшихся неиспользованными делящихся элементов из отработавшего топлива и их повторного использования для фабрикации новых твэлов. На этом топливный цикл замыкается. В настоящее время освоен и применяется уран-плутониевый топливный цикл (рис. 8.1).



Рис. 8.1. Схема уран-плутониевого топливного цикла ядерных реакторов

В процессе обращения с ядерным топливом основной задачей является обеспечение эффективной и безопасной работы реактора и предприятий внешнего топливного цикла. Управление реактором и планирование процесса рефабрикации осуществляются на основе расчетов и измерений. В разных типах реакторов используется разное топливо, отличаются условия его облучения. Общим является стремление к увеличению глубины выгорания, к возвращению топлива в реактор после переработки (возможно, в реактор другого типа), использованию альтернативных топливных циклов^{*}. При таком разнообразии вариантов расчет далеко не всегда обеспечивает требуемую точность решения задач, что вызывает необходимость создания запасов «прочности», и, в конечном счете, экономические потери.

Для обоснования и уточнения расчетов нужны экспериментальные данные об нуклидном составе топлива при различных условиях работы (разные позиции внутри реактора, разные глубины выгорания). Другими словами, требуются комплексы высокоточных экспериментальных данных. В настоящее время почти для каждого определяемого параметра топлива может быть предложено несколько методов анализа. При выборе метода стремятся обеспечить заданную точность измерений, высокую производительность (максимальное количество анализов за определенное время), низкую трудоемкость и стоимость анализа.

В топливе ядерного реактора в результате ядерных реакций и радиоактивных распадов идет образование новых нуклидов и выгорание исходных [3]. Изменение состава топлива происходит главным образом за счет реакций (*n*, *f*), (*n*, γ), (*n*, 2*n*) и распадов с испусканием β^- , β^+ - и α -частиц. Пороги реакций (γ , *n*) и (*n*, 2*n*) равны около 7 МэВ, при делении нейтроны таких энергий образуются в двух случаях из ста. Гамма-кванты с энергией 7 МэВ могут возникать при захватах нейтронов в конструкционных материалах (Fe, Ni, Al, Zr).

Некоторые тяжелые нуклиды (236 U, 240 Pu) накапливаются в топливе в больших количествах и их содержание нужно знать с высокой точностью. Другие образующиеся нуклиды (232 U, 238 Pu, 242 Cm, 244 Cm) обладают сравнительно короткими периодами полураспада, испускают жесткое γ -излучение или нейтроны, что создает

^{*} Для реакторов ВВЭР-440 средняя глубина выгорания топлива достигает в настоящее время 50 (МВт · сут)/кг. Планируется ее увеличение до 60 (МВт · сут)/кг, а также повышение обогащения топлива, использование новых видов топлива, включая топливо с профилированным обогащением, топливо, содержащее выгорающие поглотители, и др.

главные трудности при перевозке и переработке облученного топлива. Информация о накоплении некоторых трансурановых нуклидов, например кюрия, представляет самостоятельный интерес ввиду их значительной стоимости.

Изотопный состав топлива в реакторе формируется в зависимости от исходного состава, спектра и плотности потока нейтронов, истории облучения. Схемы изотопных превращений в уранплутониевом и уран-ториевом топливных циклах иллюстрируются рис. 8.2 и 8.3.



Рис. 8.2. Изотопные превращения в уран-плутониевом топливном цикле



Рис. 8.3. Изотопные превращения в уран-ториевом топливном цикле

Рассмотрим цепочку последовательных захватов нейтронов, в результате которых из ядер массой A образуются ядра с массами A + 1, A + 2, A + 3 и т.д. Система дифференциальных уравнений, описывающая изменения содержания радионуклидов со временем, будет иметь вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1;$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1^c \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2;$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2^c \cdot N_2 - \lambda_3 \cdot N_3;$$

$$\dots;$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1}^c \cdot N_{n-1} - \lambda_n \cdot N_n,$$
(8.1)

где величина $\lambda_{n-1}^{c} \cdot N_{n-1}$ – скорость захвата нейтронов ядрами типа n-1, равная скорости образования ядер типа n $(\lambda^{c} = n \cdot v \cdot \sigma_{c})$, а величина $\lambda_{n} \cdot N_{n}$ – скорость убыли ядер типа nза счет всех возможных процессов $(\lambda = \lambda^{c} + \lambda^{f} + \lambda^{\alpha} + \lambda^{\beta} + \lambda^{sf})$. Если при t = 0 имеется N_1^0 ядер стартового изотопа, а N_2^0 , N_3^0 , ..., $N_n^0 = 0$, то система уравнений (8.1) имеет следующее решение:

$$N_{1} = N_{1}^{0} \cdot \exp(-\lambda_{1} \cdot t);$$

$$N_{2} = \lambda_{1}^{c} \cdot N_{1}^{0} \cdot \left(\frac{\exp(-\lambda_{1} \cdot t)}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} + \frac{\exp(-\lambda_{2} \cdot t)}{\lambda_{1} - \lambda_{2}}\right);$$

$$N_{3} = \lambda_{1}^{c} \cdot \lambda_{2}^{c} \cdot N_{1}^{0} \cdot \left(\frac{\exp(-\lambda_{1} \cdot t)}{(\lambda_{2} - \lambda_{1}) \cdot (\lambda_{3} - \lambda_{1})} + \frac{\exp(-\lambda_{2} \cdot t)}{(\lambda_{1} - \lambda_{2}) \cdot (\lambda_{3} - \lambda_{1})} + \frac{\exp(-\lambda_{3} \cdot t)}{(\lambda_{1} - \lambda_{3}) \cdot (\lambda_{2} - \lambda_{3})}\right);$$

$$\dots;$$

$$N_{n} = \lambda_{1}^{c} \cdot \lambda_{2}^{c} \cdot \dots \cdot \lambda_{n-1}^{c} \cdot N_{1}^{0} \cdot \sum_{i=1}^{n} \frac{\exp(-\lambda_{i} \cdot t)}{\prod_{j \neq i} (\lambda_{j} - \lambda_{i})}.$$

$$(8.2)$$

Анализ формул показывает, что чем больше последовательных превращений требуется для образования нуклида, тем сильней его концентрация зависит от плотности потока нейтронов и времени облучения (т.е. флюенса нейтронов). Так, согласно экспериментальным данным, содержание в топливе ²⁴⁴Cm пропорционально флюенсу в степени 4,3.

Эффективное сечение нейтронной реакции в тепловом реакторе можно представить в виде:

$$\sigma = \sigma_{th} + \gamma \cdot RI,$$

где σ_{th} – тепловое сечение; RI – резонансный интеграл; γ – коэффициент, характеризующий отношение плотностей потоков нейтронов резонансной и тепловой частей спектра (жесткость спектра); $\gamma = \Sigma_a / \xi \cdot \Sigma_s$, где Σ_a – макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов в среде; $\xi \cdot \Sigma_s$ – замедляющая способность среды. В разных тепловых реакторах величина γ отличается в 10 и более раз. Увеличение жесткости спектра нейтронов ведет к резкому возрастанию эффективных сечений захвата четно-четных (ЧЧ) нуклидов. Сечения ядер с четным числом нейтронов и нечетным числом протонов (ЧН) практически не изменяются. Величины тепловых сечений и резонансных интегралов захвата некоторых тяжелых нуклидов приведены в табл. 8.1.

Таблица 8.1

Величины тепловых сечений и резонансных интегралов захвата некоторых тяжелых нуклидов

Нуклид	²³² ₉₀ Th (ЧЧ)	²³¹ ₉₁ Pa (ЧН)	²³⁶ ₉₂ U (ЧЧ)	²⁴⁰ ₉₄ Pu (ЧЧ)	²⁴¹ ₉₅ Am (ЧН)	²⁴⁴ ₉₆ Cm (ЧЧ)	²⁴⁹ ₉₇ Bk (ЧН)
σ _{th} , б	7,37	200	5,11	289,5	587,1	15,2	746
<i>RI</i> , б	85	525	360	8100	1425	650	1100
RI/σ_{th}	11,5	2,6	70	28	2,4	43	1,5

Условия облучения топлива в тепловом и быстром реакторах сильно отличаются. Плотность потока нейтронов в быстром реакторе в сотни раз выше, а их средняя энергия в 10⁶ раза больше. Сечения нейтронных реакций в быстром реакторе в десятки и сотни раз меньше, чем в тепловом. В быстром реакторе с урановым топливом^{*} коэффициент конверсии в 2–2,5 раза выше, чем в энергетических реакторах на тепловых нейтронах, а образующийся плутоний выгорает слабее. В тепловых реакторах содержание плутония в топливе стремится к некоторому постоянному значению (в ВВЭР несколько больше 6 кг Pu/TU). Количество ²³⁷Np увеличивается почти пропорционально времени облучения, достигая 300–400 г/тU. Количество америция составляет несколько десятков г/тU.

После выгрузки из реактора и выдержки топливо можно отправлять на переработку. Для обеспечения необходимого теплосъема остаточное тепловыделение топлива нужно знать с точностью 10 % (при выдержке меньше 1 года). Для расчета защиты от

^{*}Урановое топливо энергетических быстрых реакторов содержит в 5–10 раз больше ²³⁵U, чем топливо энергетических тепловых реакторов.

нейтронного излучения топлива мощность источника надо знать с точностью 20 %.

Отработавшее топливо теплового реактора (особенно BBЭР-1000) содержит много ²³⁵U (в 3–4 раза больше, чем в отвальном уране) и после дообогащения его можно вновь использовать. Уран, выделенный из отработавшего топлива, содержит новые по сравнению с природным ураном изотопы: ²³⁶U, ²³⁷U, ²³²U. Концентрация ²³⁶U достигает 0,5 % и более, поглощение в этом нуклиде следует учитывать при рассмотрении баланса нейтронов в реакторе. При работе с регенерированным ураном радиационная обстановка существенно ухудшается из-за наличия ²³⁷U и ²³²U. Период распада ²³⁷U мал, его активность спадает примерно через 4 месяца после выгрузки топлива из реактора. Жесткое гамма-излучение продуктов распада ²³²U со временем усиливается и даже при работе с однократно регенерированным ураном могут возникать радиационно опасные ситуации. 1 мг ²³²U на расстоянии 1 м создает максимальную мощность дозы 13 мР/ч через 10 лет.

Представление о составе плутония, накапливающемся в топливе разных тепловых реакторов, дают следующие цифры: ²³⁹Pu:²⁴⁰Pu:²⁴¹Pu:²⁴²Pu – 55:21:18:6 (ВВЭР-1000) и 44:38:10:8 (РБМК-1000). Наилучшее применение такой плутоний может найти в качестве топлива быстрых реакторов. Сорок четыре реактора ВВЭР-1000 должны работать в течение года, чтобы произвести плутоний для загрузки быстрого реактора такой же мощности^{*}. При последующем облучении Pu-U-топлива в быстром реакторе содержание 239 Ри, 240 Ри и 242 Ри в нем практически не изменяется, а содержание ²³⁸Ри и ²⁴¹Ри уменьшается. Общая активность плутония из теплового реактора составляет около 250 Ки/кг, определяющий вклад в нее принадлежит ²³⁸Ри. Высокая альфа-активность требует герметизации технологического оборудования при обращении с неочехлованным плутонием. Нейтронная активность плутония из теплового реактора составляет 4 · 10⁵ нейтр./(с · кг Ри), она обусловлена спонтанным делением ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu и ²⁴²Pu и (α , *n*)-реакциями на легких ядрах (кислороде, углероде и др.). Нейтронную активность

^{*} В 2000 г. суммарное накопление плутония в отработавшем топливе тепловых энергетических реакторов во всем мире достигло более 1500 тыс. т.

отработавшего Pu-U-топлива быстрого и теплового реакторов определяют ²⁴²Cm и ²⁴⁴Cm. Содержащийся в плутонии изотоп ²³⁶Pu распадается в ²³²U, что, как уже отмечалось, создает возможность радиационно-опасных ситуаций при обращении с топливом. Содержание в топливе ²³²U, ²³⁶Pu, ²³⁸Pu влияет на выбор технологии переработки и изготовления твэлов и, в конечном счете, на экономику ядерной энергетики.

В настоящее время сформулированы требования к точности необходимых данных о составе отработавшего топлива. При выработке требований к точности определения содержания основных делящихся и сырьевых нуклидов исходили из необходимости оценивать эффективный коэффициент размножения нейтронов (или критическую загрузку) с точностью 1 %, в случае других актиноидов – из соображений безопасности при транспортировке и переработке топлива. При анализах уранового топлива тепловых реакторов требуется определять содержание ²³⁵U с точностью 1 %, делящихся изотопов плутония – 2–3 %, ²³⁶U и ²⁴⁰Pu – 3–5%, изотопов америция и кюрия – 20–30 %, радиационно опасных нуклидов ²³²U, ²³⁶Pu, ²³⁸Pu – 20–30 %. Требования к точности анализов состава облученного Pu-U-топлива быстрых реакторов представлены в табл. 8.2.

Таблица 8.2

Нуклид	Требуемая точность, %	Нуклид	Требуемая точность, %
²³⁶ Pu	30	²⁴² Pu	10
²³⁸ Pu	20	²⁴¹ Am	5
²³⁹ Pu	1	²⁴³ Am	20
²⁴⁰ Pu	5	²⁴² Cm	20
²⁴¹ Pu	4	²⁴² Cm	30

Требования к точности анализов состава облученного Pu-U-топлива быстрых реакторов

Итоги рассмотрения. Экспериментальные данные о нуклидном составе отработавшего топлива необходимы для проверки и коррекции физических расчетов, планирования и оптимизации топливного цикла, обеспечения контроля за соблюдением гарантий МАГАТЭ.

Выработаны требования к точности анализов на содержание в топливе определенных нуклидов.

В число задач экспериментов входят и отдельные особо точные лабораторные измерения и массовые анализы на производственных предприятиях атомной промышленности. Для решения этих задач необходимы соответствующие экспериментальные методы.

8.2. Понятия о неразрушающих и разрушающих методах

При анализах содержания отдельных нуклидов в отработавшем реакторном топливе используют различия их масс, радиоактивных излучений, химических свойств.

Регистрируемое излучение может испускаться образцом независимо от воздействия экспериментатора (пассивный метод анализа) или возникать в процессе эксперимента под действием внешнего источника возбуждения (активный метод). После завершения эксперимента образец может сохраняться или оказаться разрушенным (в результате механического воздействия, растворения, испарения). Метод, использованный в первом случае, называется *неразрушающим*, во втором – *разрушающим*. Наиболее распространенные методы анализа представлены на рис. 8.4.



Рис. 8.4. Экспериментальные методы, используемые при исследованиях отработавшего топлива

Задачу широкого исследования отработавшего топлива ядерных реакторов разных типов можно решить лишь на основе простых неразрушающих методов анализа. Применение неразрушающих методов создает предпосылки для автоматизации измерений, что обеспечит проведение массовых анализов продукции атомной промышленности.

При разработке неразрушающих методов приходится учитывать:

 – большую длину и диаметр тепловыделяющих сборок (TBC) и неоднородное распределение тяжелых и осколочных нуклидов в ее объеме после облучения;

высокие интенсивности гамма- и нейтронных излучений (активность отдельной отработавшей ТВС достигает 10⁵–10⁶ Ки);

высокую плотность топлива (как правило, для анализов можно использовать лишь излучения с большой проникающей способностью);

 сложный нуклидный состав облученного топлива (некоторые нуклиды могут перераспределяться в объеме вследствие миграции).

Эксперименты с целыми ТВС или отдельными твэлами проводят в горячих камерах, бассейнах выдержки отработавшего топлива или сухих хранилищах (рис. 8.5). Измерения основаны на регистрации нейтронов или спектрометрии гамма- и рентгеновских излучений, испускаемых топливом.

Главные недостатки неразрушающих методов анализа:

 необходимо корректировать результаты измерений с учетом сильного влияния искажающих факторов (поглощения излучений внутри TBC, сильного фона и др.), что увеличивает их погрешность;

 прямые измерения излучений тяжелых нуклидов из облученного топлива крайне затруднены, а это ограничивает объем непосредственно получаемой информации.







Более обширную и точную информацию можно получать с помощью разрушающих методов. Преимущества разрушающих методов состоят в следующем.

1. Анализируя вырезки из твэлов, получают детальную информацию об изотопных полях в объемах реакторов.

2. Активность вырезок много меньше, чем целых твэлов и ТВС, их состав можно анализировать в аналитических лабораториях, где используются высокоточные экспериментальные методы (масс-спектрометрия и др.).

3. С помощью химических операций из образца могут быть удалены фракции, мешающие проведению анализа.

Выбор надлежащих химических операций зависит от специфических требований, предъявляемых к образцу при использовании разных экспериментальных методов (масс-, альфа-, гаммаспектрометрии). Эти требования определяют массу и однородность образца, его толщину, допустимые концентрации мешающих фракций.

Химические методы позволяют производить поэлементное разделение фракций, входящих в состав отработавшего топлива. Сложность задачи заключается в необходимости использования тончайших различий в химических свойствах разделяемых элементов, а также в высокой радиоактивности растворов, радиолитическом разложении применяемых реагентов и необходимости дистанционного осуществления процессов отбора и подготовки образцов. Определяемые элементы присутствуют в топливе в концентрациях, отличающихся на порядки.

Разрушающий анализ начинается с отмывки и сушки ТВС, извлечения отдельных твэлов и вырезки (механической или лазерной) образцов для исследований. Образцы взвешивают (с погрешностью 10^{-2} %) и растворяют в азотной кислоте при температуре 90 – 95 °C. Из раствора поэтапно выделяют отдельные фракции.

1. Отделяют уран и плутоний от продуктов деления (ПД), трансплутониевых и редкоземельных элементов (ТПЭ и РЗЭ) методами распределительной хроматографии и ионного обмена. Эти методы позволяют получать уран и плутоний с фактором очистки от ПД и ТПЭ = $10^{-5} - 10^{-6}$.

2. Выделяют сумму РЗЭ и ТПЭ (америций и кюрий) методом лантан-фторидного осаждения.

3. Разделяют РЗЭ к ТПЭ методом электромиграции на бумаге. Если для последующих исследований используют массспектрометрию, тщательно очищают фракцию ТПЭ от урана и плутония, имеющих изобары (фактор очистки от плутония $\geq 10^{-4}$, от урана $\geq 10^{-6}$). Пример хроматографического разделения фракций приведен на рис. 8.6 (римскими буквами обозначены валентности элементов). Типичная схема многоступенчатого радиохимического анализа образцов топлива показана на рис. 8.7.



Рис. 8.6. Разделение фракций отработавшего топлива с помощью экстракционной хроматографии

Итоги рассмотрения. Наиболее точную информацию о содержании в топливе отдельных нуклидов и выгорании дают разрушающие методы анализа. Широкое использование этих методов затруднено их высокой трудоемкостью. Данные, полученные с помощью разрушающих методов, могут служить для калибровки неразрушающих методов.

Неразрушающие методы проще и экспрессивнее разрушающих, но их точность существенно ниже. В перспективе, когда точность неразрушающих методов повысится, число анализов с применением химии сведется к необходимому минимуму.



Рис. 8.7. Схема-пример химических операций при разрушающем анализе состава отработавшего топлива

ЛИТЕРАТУРА

1. Бушуев А.В. Методы измерений ядерных материалов. – М.: МИФИ, 2007.

Вопросы для самоконтроля

1. Что затрудняет применение 233 U в качестве реакторного топлива?

2. Как при облучении ядерного топлива в реакторе изменяется изотопный состав урана и плутония?

3. Какие новые изотопы урана присутствуют в регенерированном топливе по сравнению с естественным ураном?

4. Что такое МОХ-топливо, где его используют?

5. Как и почему отличается топливо для тепловых и быстрых реакторов?

6. Укажите тенденции развития ядерного топливного цикла.

РАЗРУШАЮЩИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ИЗОТОПНОГО СОСТАВА РЕАКТОРНОГО ТОПЛИВА

9.1. Метод изотопного разбавления

Метод изотопного разбавления служит для определения количества m_x элемента Z в образце исследуемого вещества. Изотопный состав этого элемента x_i должен быть известен (ранее измерен).

Метод основан на применении индикатора-навески того же элемента, но с изотопным составом, отличающимся от состава элемента в исследуемом образце. В раствор образца исследуемого материала добавляют определенное количество индикатора m_0 с изотопным составом x_i^0 . После их смешивания берут пробу. Изотопный состав элемента в пробе \overline{x}_i отличается от состава в образце x_i и индикаторе x_i^0 :

$$\sum_{i} \mathbf{x}_{i} = \sum_{i} \mathbf{x}_{i}^{0} = 1; \qquad (9.1)$$

$$\overline{\mathbf{x}}_{i} = \frac{1}{\mathbf{A}_{i}} \cdot \left[\mathbf{m}_{\mathbf{x}} \mathbf{x}_{i} + \mathbf{m}_{0} \mathbf{x}_{i}^{0} \right] / \sum_{i} \frac{1}{\mathbf{A}_{i}} \cdot \left[\mathbf{m}_{\mathbf{x}} \mathbf{x}_{i} + \mathbf{m}_{0} \mathbf{x}_{i}^{0} \right], \qquad (9.2)$$

где A_i – атомная масса *i*-го изотопа элемента Z.

Отношение содержаний изотопов і и ј в смеси равно:

$$\overline{\mathbf{x}}_i / \overline{\mathbf{x}}_j = \frac{1}{\mathbf{A}_i} \cdot \left[\mathbf{m}_{\mathbf{x}} \mathbf{x}_i + \mathbf{m}_0 \mathbf{x}_i^0 \right] / \frac{1}{\mathbf{A}_j} \cdot \left[\mathbf{m}_{\mathbf{x}} \mathbf{x}_j + \mathbf{m}_0 \mathbf{x}_j^0 \right], \quad (9.3)$$

откуда получают формулу для определения *m_x* :

$$\boldsymbol{m}_{\boldsymbol{x}} = \boldsymbol{m}_{\boldsymbol{o}} \boldsymbol{x}_{i}^{0} \left(1 - \frac{\overline{\boldsymbol{x}}_{i} \boldsymbol{x}_{j}^{0} \boldsymbol{A}_{i}}{\overline{\boldsymbol{x}}_{j} \boldsymbol{x}_{i}^{0} \boldsymbol{A}_{j}} \right) / \boldsymbol{x}_{i} \left(\frac{\overline{\boldsymbol{x}}_{i} \boldsymbol{x}_{j} \boldsymbol{A}_{i}}{\overline{\boldsymbol{x}}_{j} \boldsymbol{x}_{i} \boldsymbol{A}_{j}} - 1 \right).$$
(9.4)

Минимальная погрешность анализа получается при использовании индикатора, содержащего изотоп, которого нет в образце, и отсутствуют изотопы, которых в образце больше всего, а массы образа и индикатора близкие: $m_x \approx m_0$. Чтобы использовать метод изотопного разбавления, нужно иметь подходящий индикатор с известным составом и прибор для измерений изотопных отношений в образце и смеси (обычно массспектрометр, реже альфа-спектрометр). С помощью метода изотопного разбавления определяют содержание в топливе урана, плутония и осколочных нуклидов.

При анализах образцов урана индикатором может служить 233 U, плутония – 242 Pu или 244 Pu. В процессе приготовления смеси выполняются сложные операции дистанционного взвешивания образца и отбора определенных количеств растворов образца и индикатора. Необходимо добиваться хорошего смешивания образца и индикатора, чтобы уран (плутоний) из образца и индикатора приобрели одинаковые свойства и в процессе последующих превращений (при выделении элемента из раствора топлива, при образовании ионов в ионном источнике масс-спектрометра) вели себя идентично. Для этого применяют многократные окислительно-восстановительные циклы.

Чувствительность метода изотопного разбавления определяется количеством индикатора, которое необходимо для анализа, а также количеством исследуемого материала, которое нужно использовать, чтобы изотопные составы смеси и индикатора стали существенно различаться. При работе вблизи предела чувствительности, а также в случае, если количество элемента в образце намного превышает количество добавленного индикатора, погрешности анализа велики. Важный ограничивающий фактор – загрязнения из воздуха, со стенок установки, из химических реактивов (например, загрязнение образца ураном, присутствующим в окружающей среде). Обычно для анализов используют образцы урана массой несколько микрограммов и плутония массой несколько десятых долей микрограмма.

Метод изотопного разбавления с масс-спектрометрическим окончанием дает возможность определять содержание плутония в топливе с погрешностью 0,5 %, если его содержание достигает 0,5 % и более.

9.2. Масс-спектрометрия. Устройство прибора. Источники погрешностей результатов. Метод Resin-Bead

Начиная с 1949 г, масс-спектрометрия является одним из основных методов анализа ядерных материалов (ЯМ). Уникальные характеристики делают этот метод наиболее подходящим при решении ряда задач. Сущность метода заключается в следующем: в источнике ионов анализируемый образец переводят в пар. Атомы и молекулы пара ионизируются вблизи нагретой до высокой температуры (~ 2500 К) поверхности рениевой или вольфрамовой ленты. Полученные ионы формируются в пучок, ускоряются и вводятся в поперечное магнитное поле, где происходит их разделение в зависимости от отношения массы к заряду. Потоки ионов разделенных изотопов измеряют, и по величине токов определяют относительное содержание изотопов в образце.

Траектории движения заряженных частиц в магнитных полях зависят от их масс и скоростей. Уравнение, описывающее движение ионов, имеет вид:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q_e \vec{E} + q_e [\vec{v} \cdot \vec{B}], \qquad (9.5)$$

где m – масса иона; q_e – электрический заряд; \vec{V} – скорость иона; \vec{E} – напряженность электрического поля; \vec{B} – вектор индукции магнитного поля.

Если пучок моноэнергетических одинаково заряженных ионов направить в поперечное магнитное поле, то их траектории будут представлять собой круговые орбиты с радиусом, пропорциональным массам ионов. Поэтому ионы разных масс имеют разные траектории, что позволяет их разделять и идентифицировать.

Не все ионные источники производят строго моноэнергетические ионы. В статическом магнитном поле ионы разделяются и по массам, и по энергиям, что затрудняет их анализ. Подобрав подходящее сочетание электрического и магнитного полей (в том числе переменных), можно скомпенсировать разделение ионов по энергии. Приборы, построенные по этому принципу, называют спектрометрами с двойной фокусировкой. В настоящее время наиболее распространена масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой, пригодная для анализа образцов почти всех естественных и искусственных элементов и изотопов в твердой, жидкой и газообразной формах.

На современных масс-спектрометрах можно разделять изотопы самых тяжелых элементов, если даже их содержания в смеси отличаются в 10^4 раз.

Процесс масс-спектрометрического анализа включает этапы формирования ионного пучка или пакета из атомов (молекул) исследуемого вещества, разделения ионов с помощью магнитного или электрического полей и улавливания ионов с одинаковым отношением массы к заряду.

Масс-спектрометр состоит из следующих элементов: источника ионов (выполняет функцию получения и ускорения ионов, формирования пучка или пакета ионов); анализатора (служит для разделения ионов в зависимости от соотношения между их массами); детектирующей системы (осуществляет регистрацию ионов, накопление и обработку информации).

Процесс анализа распадается на ряд этапов:

ввод газа (пара) исследуемого вещества в источник ионов;

получение ионов из атомов или молекул газа (пара) и формирование их в пучок или пакет;

разделение ионов по массам;

детектирование ионов;

регистрация ионных токов;

обработка результатов.

Интенсивность линий в масс-спектре связана с содержанием отдельных компонент в исследуемом образце:

$$H_i = k_i \cdot P_{i0} , \qquad (9.6)$$

где H_i – высота (или площадь) пика в масс-спектре; P_{i0} – весовое или относительное количество *i*-й компоненты в образце; k_i – коэффициент пропорциональности.

Величина k_i зависит от того, какая часть анализируемой компоненты образца попала в детектор и была зарегистрирована, что, как правило, неизвестно. Поэтому чаще всего масс-спектрометр используют для относительных измерений. Коэффициент k_i является характеристикой чувствительности прибора и для каждого вида атомов (молекул) имеет свое значение. Требуется, чтобы k_i оставался неизменным в течение измерения, что не всегда выполняется. Для проведения количественных измерений прибор калибруют с целью определения величины k_i .

В начальной стадии анализа вводят образец в источник ионов путем нанесения его на эмиттер. Для получения ионов из атомов твердых летучих веществ используют процесс испарения. Для тугоплавких веществ применяют искровой разряд, лазерное облучение, ионную или электронную бомбардировку.

В ионном источнике атомы образца превращаются в ионы, которые с помощью электрического поля направляются в анализатор. Энергии ионов пропорциональны их зарядам, и, если заряды одинаковые, то источник производит моноэнергетические ионы. При использовании некоторых типов источников разброс ионов по энергиям меньше 0,05 % и даже 0,01 %.

Для исследований образцов тяжелых нуклидов широко используется масс-спектрометрия с термоэмиссионными источниками. В таком источнике анализируемый образец наносят на лентуиспаритель, ионизация происходит вблизи другой ленты-ионизатора. Коэффициент извлечения ионов равен нескольким процентам. Вакуум ниже 10⁻⁷.

В последнее время используют ионные источники кассетного типа, содержащие несколько образцов (до одиннадцати) для последовательных анализов. При этом достигается экономия времени на замену образцов и откачку воздуха, поскольку образцы сменяются без потери вакуума.

В начале масс-спектрометрического анализа в результате преимущественного испарения легких изотопов состав элемента в паре отличается от его состава в образце (дискриминация по массе, эффект возрастает при анализах малых образцов). Лишь спустя определенное время в паре устанавливаются истинные значения изотопных отношений. Из-за выгорания образца ток ионов может изменяться со временем. Эти эффекты могут вносить систематические погрешности в результаты анализов.

Для введения поправок на дискриминационный эффект используют индикатор, содержащий по два различающихся по массе и отсутствующих в образце изотопа урана и плутония: ²³³U + ²³⁶U + + ²⁴²Pu + ²⁴⁴Pu. Смешав этот индикатор с образцом и измерив массспектр смеси, можно по линиям указанных изотопов оценить дискриминационный эффект и при необходимости скорректировать его влияние на результат анализа состава образца.

Ионы из источника под действием электрического поля выходят в анализатор, где сканирование масс-спектра может производиться магнитным полем: в зависимости от напряженности поля происходят изменения траекторий движения ионов, так что в детектор последовательно попадают ионы разных масс. Если вместо медленного сканирования магнитным полем использовать быстрое сканирование электрическим полем с помощью изменений ускоряющего напряжения на источнике в сочетании с методом счета отдельных ионов детектором, то выгоранием образца в источнике можно пренебречь. Ускоряющее напряжение на источнике ионов изменяется, каждому значению напряжения соответствует определенная масса ионов регистрируемых детектором. Сканирование электрическим напряжением используется, когда диапазон различий масс ионов мал, сканирование магнитным полем – когда широк.

Для регистрации ионов применяют разные детекторы и разные режимы измерений (счетный и токовый). Токовый режим применяют при анализах относительно больших образцов. Распространенный тип детектора – электронные умножители (ВЭУ) с коэффициентом усиления ~ 10⁶.

В настоящее время получают распространение многоколлекторные детектирующие системы. Каждый из коллекторов настроен на определенную массу иона, система в целом одновременно дает информацию о содержании в образце нескольких изотопов (до девяти). Например, при анализе образца плутония можно сразу накапливать информацию о содержании в нем изотопов с массами 238 – 244. Анализ ведется без сканирования. Применение многоколлекторной системы позволяет в несколько раз сократить продолжительность измерений.

При использовании обычного масс-спектрометра (один образец в ионном источнике, один коллектор) за неделю удается проанализировать лишь один-два образца (включая анализы содержания U, Pu, Am и их изотопных составов).

Масс-спектрометры используют для изотопного и элементного (методом изотопного разбавления) анализов состава отработавшего

топлива. Для проведения изотопных анализов приготовляют образцы выделенных из топлива урана, плутония, ТПЭ. При элементных анализах и измерениях выгорания образцы топлива смешивают с индикаторами-метками.

Атомы актиноидов могут находиться в разных валентных состояниях и химических соединениях. Как уже отмечалось, в процессе приготовления смеси материалов образца и индикатора требуется придать им одинаковые свойства, чтобы на последующих этапах масс-спектрометрического анализа их поведение было идентичным. Количество материала в образце ограничено следующими обстоятельствами:

экспериментальная установка обслуживается вручную, не дистанционно, ее загрязнение радиоактивными веществами не должно превышать нормы безопасной работы;

при слишком малом количестве анализируемого материала результат опыта может быть искажен из-за попадания в образец веществ из окружающей среды и с внутренней загрязненной поверхности прибора.

Обычно масса уранового образца составляет несколько десятых долей микрограммов. Снижение необходимого для анализа количества материала дает существенные преимущества: малое загрязнение химического оборудования и спектрометра, что позволяет поддерживать максимальную чувствительность^{*}, расширить круг задач, для решения которых может быть использована массспектрометрия (в том числе анализ ТПЭ). При усовершенствовании конструкции ионного источника и системы регистрации ионов удается проводить анализы образцов с содержанием изотопов 10^{-8} – 10^{-9} г (ошибка в определении содержания 1–2 %) и даже 10^{-10} – 10^{-11} г (ошибка 5–10 %).

Развитие методики анализа нанограммовых образцов создало основу для использования так называемой техники Resin-bead: зерно анионообменной смолы диаметром менее 1 мм выдерживается в кислоте, содержащей раствор отработавшего топлива, в течение 20–40 ч. Уран и плутоний сорбируются на этом зерне, которое служит образцом для последующего масс-спектрометрического

^{*} Изотопическая чувствительность – отношение фонового тока ионов в точке спектра масс $M \pm 1$ к току ионов с массой M.

анализа. Применение такой техники облегчает транспортировку образцов топлива с предприятия в аналитическую лабораторию.

При лабораторных масс-спектрометрических исследованиях топлива образец растворяют и отбирают пробы раствора для анализов. Для изотопных анализов выделяют из раствора образцы урана и плутония и производят их очистку. В урановом образце определяют содержание изотопов ²³⁴U, ²³⁵U, ²³⁶U, ²³⁸U, в плутониевом образце – ²³⁸Pu, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu, ²⁴²Pu. Точность при изотопных анализах топлива ВВЭР достигает 0,1–0,5 %. Для определения содержания ²³⁸Pu необходима тщательная очистка плутония от урана, иначе результат может быть искажен из-за присутствия ²³⁸U.

Для определения массовых долей урана и плутония в топливе применяют изотопное разбавление, индикаторами служат ²³³U и ²⁴²Pu. При одновременном анализе содержания урана, плутония и выгорания топлива в пробу раствора вносят комплексную меткуиндикатор ²³³U + ²⁴²Pu + ¹⁴²Nd, а затем выделяют уран, плутоний и неодим и измеряют их масс-спектры. По результатам измерений, используя формулу (9.4), подсчитывают содержание в топливе осколка-монитора выгорания и суммарные содержания изотопов урана и плутония. Выгорание топлива в процентах определяют по формуле:

$$\boldsymbol{B} = \frac{100 \cdot \boldsymbol{N}_{\mathsf{M}}}{\boldsymbol{N}_{0} \cdot \langle \boldsymbol{Y}_{\mathsf{M}} \rangle} / \left(1 + \frac{\boldsymbol{N}_{\mathsf{Pu}}}{\boldsymbol{N}_{\mathsf{U}}} + \frac{\boldsymbol{N}_{\mathsf{M}}}{\boldsymbol{N}_{\mathsf{U}} \cdot \langle \boldsymbol{Y}_{\mathsf{M}} \rangle} \right), \tag{9.7}$$

где $N_{\rm M}$, $N_{\rm U}$, $N_{\rm Pu}$ – концентрации осколка-монитора, урана и плутония в топливе; $\langle Y_{\rm M} \rangle$ – выход осколка-монитора с учетом вкладов от делений всех тяжелых нуклидов, присутствующих в топливе.

Если выгорание топлива определяют путем изотопного разбавления, меткой-индикатором служит ¹⁵⁰Nd. В качестве монитора выгорания при анализах топлива BBЭР используют ¹⁴⁸Nd, выход которого одинаковый при делении ²³⁵U (1,69 %) и ²³⁹Pu (1,70 %). В быстрых реакторах выходы продуктов деления могут изменяться в зависимости от спектра нейтронов, и захват нейтронов в осколкемониторе заметно влияет на его накопление: при выгорании 10 % топлива потеря монитора из-за выгорания может достигать 5 %.

При анализах топлива быстрых реакторов мониторами служат ¹⁴³Nd, ¹⁴⁵Nd, ¹⁴⁶Nd. Их суммарный выход для всех делящихся изотопов – одинаковый и практически не зависит от спектра нейтронов, они не имеют изобаров среди других элементов.

Выгорание топлива тепловых реакторов определяется с погрешностью 1,5–2,0 %, выгорание топлива быстрых реакторов – с несколько большей погрешностью.

Итоги рассмотрения. Масс-спектрометрию с изотопным разбавлением используют для анализов элементного состава топлива.

Масс-спектрометрия является наиболее точным методом определения изотопных концентраций ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Pu, ²⁴²Pu, ²³⁵U, ²³⁶U и выгорания топлива, практически единственным методом определения ²⁴²Pu и ²³⁶U.

Возможны анализы на рекордно малых количествах вещества, что позволяет использовать масс-спектрометрию при исследованиях изотопного состава ТПЭ (рис. 9.1).

Недостатком метода является необходимость специальной химической подготовки образцов, сложность техники измерений. При анализах методом изотопного разбавления требуется дополнительная операция смешивания образца и индикатора.

9.3. Альфа-спектрометрия

Радиоактивные распады с испусканием альфа-частиц испытывают две группы нуклидов: нуклиды тяжелее свинца и редкоземельные с числом нейтронов ≥ 84 (табл. 9.1). Спектр альфа-частиц, испускаемых при радиоактивных распадах, – дискретный. Энергии альфа-частиц лежат в диапазоне 4–7 МэВ. Моноэнергетический характер альфа-излучений дает возможность проводить точные спектрометрические измерения.

Прецизионная альфа-спектрометрия проводится с помощью магнитных спектрометров разных типов, которые представляют собой сложные многотонные системы внушительных размеров. Они отличаются высокой разрешающей способностью и малой светосилой (а значит, система обладает малой эффективностью). Например, создан спектрометр с двойной фокусировкой пучка альфа-частиц на угол $\pi\sqrt{2}$ при телесном угле около $10^{-4}/4\pi$. Для

детектирования альфа-частиц применяют мозаичные системы позиционно-чувствительных ППД.



Рис. 9.1. Масс-спектр смеси изотопов америция и кюрия
Таблица 9.1

Нуклид	<i>T</i> _{1/2} , лет	Энергия альфа-частиц, МэВ	Выход альфа частиц, %
²³⁸ Pu	87,74	5,499 5,456	72 28
²³⁹ Pu	24110	5,157 5,145 5,106	73,3 15,1 11.5
²⁴⁰ Pu	6537	5,168 5,123	76 24
²⁴² Pu	3,763·10 ⁵	4,856 4,901	22,4 77,5
²⁴¹ Am	433,6	5,486 5,443 5,389	86 12,7 1,3
²⁴² Cm	0,446	6,069 6,113	25,9 74,1
²⁴⁴ Cm	18,11	5,763 5,805	23,6 76,4

Ядерные данные об альфа-излучающих нуклидах

На практике наиболее часто для альфа-спектрометрии используют поверхностно-барьерные Si(Au)-детекторы, которые имеют тонкое входное окно (толщиной 30 нм) и работают без охлаждения. Площадь чувствительной поверхности Si(Au)-детекторов может достигать 10–15 см². Однако разрешающая способность больших детекторов обычно хуже, чем малых. Это объясняется увеличением емкости детектора и поверхностных токов утечки по мере роста его размера. Высокая стабильность полупроводниковых спектрометров позволяет проводить длительные измерения со слабыми источниками. Полупроводниковые спектрометры имеют важное преимущество благодаря большому телесному углу, в котором регистрируются вылетающие из образца альфа-частицы: этот угол (а значит, и светосила прибора) в 10^3 – 10^6 раз выше, чем при измерениях на магнитном альфа-спектрометре.

Энергетическое разрешение Si(Au)-детекторов площадью 1 см² не лучше 13–15 кэВ, поэтому с их помощью нельзя разделять альфа-частицы, энергии которых отличаются менее чем на 50 кэВ.

Ширина линий в измеренном альфа-спектре зависит не только от разрешающей способности спектрометра, но и от ряда искажающих факторов.

1. Альфа-частицы теряют энергию внутри образца – в слое радиоактивного вещества и в покрывающей его пленке. Для альфачастицы энергией 6 МэВ потери а слое составляют около 0,2 кэВ на 1 мкг/см². Ионизационные потери приводят к уменьшению энергии вылетающих из образца альфа-частиц и увеличению их разброса по энергиям, т.е. к уширению и сдвигу пиков в сторону низких энергий, появлению у них длинных "хвостов", простирающихся на несколько сот килоэлектронвольт.

Для изготовления образцов с тонким и равномерным слоем радиоактивного вещества используют разные способы: испарение в вакууме, катодное распыление, электрохимическое выделение, лазерное напыление. Чтобы уширение пиков из-за торможения альфа-частиц внутри образца не превосходило 10 кэВ, слой вещества не должен быть толще 5–10 мкг/см². Материалами для подложек образцов служат полированная нержавеющая сталь или стекло.

2. Альфа-частицы могут терять энергию в результате взаимодействий с молекулами воздуха в пространстве между образцом и детектором. Поэтому образец и детектор помещают в вакуумную камеру. Чтобы уширение и смещение пиков не превышало 10 кэВ, давление воздуха в камере не должно превышать 10 мм рт.ст.

3. Альфа-частицы могут терять энергию во входном окне ("мертвом" слое) детектора. Из-за разных углов падения альфачастиц длины их пробегов во входном окне различны, что вызывает разные потери энергии. Это ведет к уширению пиков и возрастанию их "хвостов". Чтобы уравнять пробеги, либо удаляют образец от детектора, либо используют диафрагму с коллимационными отверстиями. Применяемые винтовые устройства позволяют изменять расстояние детектор-образец без нарушения вакуума в камере.

Существенную роль в искажении линий могут играть краевые эффекты, возникающие при попадании альфа-частиц на края детек-

тора, где его свойства изменяются. Краевой эффект можно ослабить путем коллимации потока альфа-частиц, летящих к детектору.

Искажение формы пиков усложняет обработку альфа-спектров на ЭВМ. Асимметрия формы пиков возникает при измерениях с толстыми образцами, при использовании детекторов с толстым входным окном, из-за плохого сбора носителей заряда в детекторе. Для обработки спектров в таких случаях нужно использовать специальные вычислительные программы, в которых линии аппроксимируются асимметричными гауссианами.

При измерениях альфа-спектров источником фона могут стать дочерние альфа-активные ядра отдачи (особенно опасны короткоживущие), испускаемые из образца и накапливающиеся на поверхности детектора. Для защиты детектора используют фольгуфильтр, поскольку пробег ядер отдачи меньше, чем у альфа-частиц. Однако из-за неоднородности толщины фильтра происходит уширение пиков в спектре. Существуют и другие способы: повышение давления воздуха в камере не позволяет ядрам отдачи достигать детектора, включение разности потенциалов заставляет эти ядра возвращаться обратно в образец. Например, увеличение давления до 30 мм рт.ст. и включение обратного напряжения 225 В между образцом и детектором позволило снизить фон ядер отдачи в 50 раз при незначительном ухудшении разрешения с 17 до 20 кэВ.

Рассмотрим пример широкого использования альфа-спектрометрии при анализе отработавшего топлива. Образец топлива растворяли, пробу раствора наносили на подложку и высушивали. В спектре излучения образца (рис. 9.2) наблюдали четыре группы альфа-частиц: с энергией около 5,16 МэВ (239 Pu+ 240 Pu), около 5,5 МэВ (238 Pu+ 241 Am), 5,8 МэВ (244 Cm) и 6,1 МэВ (242 Cm). Таким образом, для определения содержания 244 Cm и 242 Cm не требуется выделять и очищать кюрий. Сочетание измерений удельной альфаактивности исходного раствора и спектра его альфа-излучения позволяло определить содержание 244 Cm и 242 Cm в единице массы анализируемого горючего.



Рис. 9.2. Спектр альфа-излучения отработавшего топлива ВВЭР-440 (*a*) и выделенных из него плутония (б) и урана (в)

Затем из раствора топлива выделяли плутоний, изготавливали образец и измеряли спектр. В полученных с помощью Si(Au)детектора спектрах можно было разделить альфа-пики ²³⁹Pu и ²⁴⁰Pu, а также ²³⁸Pu и ²⁴¹Am только с помощью специальных программ^{*}. В спектре, измеренном вскоре после химической сепарации плутония (и сброса америция), выделялось излучение ²³⁸Pu, что дало возможность определить отношение (²³⁹Pu + ²⁴⁰Pu)/²³⁸Pu.

Через несколько месяцев в результате бета-распадов ²⁴¹Pu в образце накапливался ²⁴¹Am и площадь суммарного пика ²³⁸Pu +

^{*} При использовании магнитного спектрометра с разрешением лучше 6–7 кэВ можно разделить линии ²³⁹Pu + ²⁴⁰Pu и определить их относительные интенсивности с погрешностью 3–4 %.

+ ²⁴¹Am (*E* ≈ 5,5 MэB) увеличивалась. Вычитая ранее измеренную площадь пика ²³⁸Pu, находили вклад ²⁴¹Am, а по накоплению ²⁴¹Am вычисляли содержание ²⁴¹Pu и изотопное отношение ²⁴¹Pu/²³⁸Pu в образце.

Для определения содержания ²⁴²Pu можно использовать пик 4,9 МэВ, который создают очень близкие по энергии альфачастицы ²⁴¹Pu и ²⁴²Pu, не разделимые даже на лучших магнитных спектрометрах. Этот пик располагается в области "хвостов" от гораздо более сильных пиков 5,16 МэВ (²³⁹Pu + ²⁴⁰Pu) и 5,5 МэВ (²³⁸Pu). Чтобы снизить фон вблизи пика 4,9 МэВ до приемлемого уровня, необходимо использовать коллиматор. Зная содержание ²⁴¹Pu, вычитали его вклад из суммарной линии 4,9 МэВ и по разности определяли интенсивность излучения ²⁴²Pu и его концентрацию в образце.

Энергия альфа-излучения ²³⁶Pu (5,7 МэВ) существенно выше, чем у других изотопов плутония. Однако эти изотопы испускают в единицу времени в 10^4 – 10^6 раз больше альфа-частиц, а импульсы, создаваемые альфа-частицами в спектрометрическом тракте, могут накладываться, суммироваться. В результате возникают импульсы большой амплитуды, создающие фон, который маскирует слабый пик 5,7 МэВ. Эффект суммирования нарастает с увеличением загрузки спектрометра, а повышение загрузки желательно, чтобы сокращать время измерений, достигающее при измерениях альфаизлучения ²³⁶Pu десятков часов. Для ослабления эффекта суммирования применяют специальные электронные схемы – *режекторы наложений импульсов*, что позволяет увеличить загрузку спектрометра в несколько раз (и, соответственно, сократить время измерения).

Для анализа содержания в топливе изотопов америция сначала отделяют фракцию, содержащую америций, кюрий и РЗЭ, и измеряют концентрацию ²⁴¹Am. Затем отделяют и очищают америций, и измеряют в нем изотопное отношение ²⁴²Am/²⁴¹Am. Этот же образец используют для оценки содержания ^{242m}Am, по накоплению его дочернего нуклида – ²⁴²Cm. В табл. 9.2 приведены погрешности альфа-спектрометрических анализов топлива BBЭP.

Таблица 9.2 Погрешности альфа-спектрометрических анализов топлива ВВЭР

Нуклид	²³⁶ Pu	²³⁸ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu	²⁴¹ Am	²⁴² Am	²⁴² Cm	²⁴⁴ Cm
Погрешность, %	8-12	< 1	3	8	5	3–10	2,5	2



Рис. 9.3. Пример разделения с помощью ЭВМ пяти слившихся альфа-пиков ²³⁹Ри и ²⁴⁰Ри в спектре, полученном с помощью Si(Au)-детектора

Возможности альфа-спектрометрии при исследованиях изотопного состава урана невелики: в полученных с помощью ППД спектрах наблюдаются линии 4,2 МэВ 238 U, 4,5 МэВ – суммарная 236 U + 235 U, 4,8 МэВ 234 U и относительно слабая линия 5,3 МэВ 232 U. По относительной интенсивности линий 5,3 и 4,2 МэВ определяют содержание 232 U в образце с погрешностью около 10 % (требуется очень высокая степень очистки образца от плутония).

Итоги рассмотрения. Альфа-спектрометрический метод малочувствителен к присутствию в образца радиоактивных продуктов деления, но требует приготовления однородных тонких (~ 10 мкг/см²) образцов. В практической альфа-спектрометрии наиболее применимы Si(Au)-спектрометры. Их разрешающая способность недостаточна для решения некоторых важных задач (трудно разделить излучения 239 Pu и 240 Pu, 236 U и 235 U). Эти задачи можно решить путем разложения спектров с помощью ЭВМ (рис. 9.3), оснащенных специальными программами.

Альфа-спектрометрия является подходящим методом для определения содержания некоторых важных, но присутствующих в малых количествах нуклидов: ²³⁶Pu, ²³⁸Pu, ²⁴⁴Cm, ²⁴²Cm.

ЛИТЕРАТУРА

1. Donald R., Rogers. Handbook of Nuclear Safeguards Measurment Methods. Sept 1983.

2. Тельдеши Ю., Браун Т., Кирш М. Анализ методом изотопного разбавления. – М.: Атомиздат, 1975.

3. Пупышев А.А., Суриков В.Т. Масс-спектрометрия с индуктивно связанной плазмой. – Екатеринбург, 2006.

Вопросы для самоконтроля

1. Назовите принципиальное различие разрушающих и неразрушающих экспериментов, их задачи.

2. Почему стремятся уменьшить массу образцов, анализируемых на масс-спектрометре?

3. Какую информацию об образце можно получит с помощью масс-спектрометрических анализов?

4. Для чего к образцу анализируемого на масс-спектрометре вещества добавляют вещество-индикатор (метку)?

5. Зачем откачивают воздух из измерительной камеры в альфеспектрометре?

6. Какую форму имеют пики в альфа-спектрах, измеренных на Si(Au)-детекторе?

НЕРАЗРУШАЮЩИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ВЫГОРАНИЯ И ИЗОТОПНОГО СОСТАВА РЕАКТОРНОГО ТОПЛИВА

10.1. Измерения выгорания топлива

Выгорание топлива (*B*) определяют как отношение разделившихся тяжелых ядер к их полному начальному содержанию в топливе:

$$B = \frac{N_f}{\sum_{i=1}^n N_i^0},\tag{10.1}$$

где N_f – полное число делений; N_i^0 – начальное число атомов *i*-го тяжелого нуклида в топливе.

Величина выгорания характеризует как выработку энергии, так и накопление продуктов деления в твэлах. Обычно все характеристики облученного топлива соотносятся с его выгоранием. Глубину выгорания измеряют в единицах выработанной энергии на единицу массы урана, первоначально содержавшегося в топливе (1 (МВт · сут)/кг), или в процентах разделившихся тяжелых атомов (% т.а.). Переход от одной единицы измерения к другой осуществляется с учетом количества энергии, выделяющейся в одном акте деления (около 200 МэВ), табл. 10.1. Выгорание топлива в реакторах ВВЭР равно 40–50 (МВт · сут)/кг или 4,0–5,0 % т.а.

Таблица 10.1

Количество энергии, выделяющейся в одном акте деления, для разных нуклидов

Нуклид	Спектр нейтронов	МэВ/деление
²³⁵ U	Тепловой	201,7±0,6
²³⁸ U	Нейтроны деления	205,0±0,9
²³⁹ Pu	Тепловой	210,0±0,9
²⁴¹ Pu	Тепловой	212,4±1,0

Увеличение выгорания топлива ВВЭР до 60 (МВт · сут)/кг в ТВС существующих конструкций дало бы экономический эффект в размере 11–13 % стоимости существующего топливного цикла.

Возможны два пути повышения выгорания:

постепенное увеличение выгорания топлива в существующих твэлах при тщательном контроле их состояния после каждой кампании;

усовершенствование конструкций топливных таблеток, твэлов и TBC (использование втулочных таблеток и таблеток с более крупным зерном, оболочек из циркония с покрытием их внутренней поверхности слоем графита или чистого циркония и др.).

Для обоснования работоспособности твэлов и TBC до высоких выгораний требуются статистически значимые экспериментальные данные, которые могут быть получены только путем контрольных измерений параметров большого числа твэлов (TBC) после их облучений.

При исследованиях выгорания определяют абсолютное выгорание в некотором элементе объема топлива; изучают распределения выгорания по длине твэлов, по объемам ТВС; определяют среднее выгорание топлива в твэле (ТВС). Искомую величину находят либо используя данные, полученные при решении первых двух задач, либо растворяя весь твэл и анализируя пробу раствора.

Выгорание оценивают либо по уменьшению общего количества тяжелых ядер за период облучения топлива в реакторе, либо по количеству накопившихся продуктов деления. Наибольшее распространение получили методы определения полного числа делений по результатам измерений накопления какого-либо осколкамонитора выгорания:

$$N_f = \frac{N_{\rm M}}{Y_{\rm M}} (1 + \Delta_{\rm B})(1 + \Delta_{\rm p}), \qquad (10.2)$$

где $N_{\rm M}$ – число ядер осколка-монитора; $Y_{\rm M}$ – его выход при делении; $(1 + \Delta_{\rm B})$, $(1 + \Delta_{\rm p})$ – поправки на выгорания и на распад осколка-монитора за время облучения топлива.

С учетом (10.2) выражение (10.1) преобразуется к виду:

$$\boldsymbol{B} = \frac{\boldsymbol{N}_{\mathsf{M}}}{\langle \boldsymbol{Y}_{\mathsf{M}} \rangle} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{n} \gamma_{i}^{0} \boldsymbol{A}_{i}}{\boldsymbol{P}_{0} \boldsymbol{N}_{a}} (1 + \Delta_{\mathsf{B}}) (1 + \Delta_{\mathsf{p}}), \qquad (10.3)$$

где $\langle Y_{\rm M} \rangle$ – выход осколка-монитора, усредненный по всем присутствующим в топливе тяжелым нуклидам с учетом их вкладов; γ_i^0 – начальное содержание *i*-го нуклида в топливе (атомные проценты); A_i – атомный вес *i*-го нуклида; P_0 – вес исходного количества топлива; N_a – число Авогадро.

Для измерений содержания в топливе осколка-монитора выгорания применяют гамма-спектрометрию с использованием Geдетекторов коаксиального типа. Гамма-спектрометрические определения выгорания обычно основаны на неразрушающей процедуре. Спустя год после выгрузки из реактора спектр гамма-излучения ТВС содержит свыше 30 линий в диапазоне 0,4–2,0 МэВ. Применение Ge-спектрометра позволяет наблюдать в спектре излучения ТВС изолированные пики ряда нуклидов (рис. 10.1).



Рис. 10.1. Спектр гамма-излучения отработавшего топлива через год после облучения

Свойства нуклида-монитора выгорания должны отвечать следующим требованиям:

его период полураспада должен быть велик по сравнению с временем облучения топлива в реакторе;

его сечение поглощения нейтронов должно быть мало;

ядерные данные о нем должны быть достаточно точными;

сам нуклид и его предшественники по цепочке распадов не должны мигрировать в топливе.

Некоторые легкоподвижные продукты деления могут смещаться в более холодную часть топлива. Увеличение температуры топлива усиливает миграцию атомов внутри твэлов, что может вести к перераспределению продуктов деления.

В табл. 10.2 представлены данные, о гамма-излучении осколочных нуклидов, которые наиболее часто используют в качестве мониторов выгорания.

Таблица 10.2

Нуклид	Период полу- распада	Выход на деление ²³⁵ U, %	Выход на деление ²³⁹ Pu, %	Энергия гамма- излучения, кэВ	Кванто- вый выход, %
⁹⁵ Zr	64,0 сут	6,50	4,89	724,2 756,7	43,1 54,6
¹⁰⁶ Ru	374,6 сут	0,40	4,28	622,2	9,8
¹³⁴ Cs	2,06 года	-	_	604,7 795,8	97,6 85,4
¹³⁷ Cs	30,17 года	6,22	6,69	661,6	85,1
¹⁴⁴ Ce- ¹⁴⁴ Pr	284,5 сут	5,48	3,74	696,5 2185,6	1,3 0,7
¹⁵⁴ Eu	8,5 года	_	_	996,3 1274,4	10,3 35,5

Данные о нуклидах, используемых для определения выгорания

 137 Cs, 106 Ru и 144 Ce являются прямыми продуктами деления, а 134 Cs и 154 Eu – вторичными. Они образуются в результате следующих цепочек распада:



Основным источником накопления 154 Eu является 153 Eu, но вклад других осколков (152 Sm, 151 Pm) в накопление 154 Eu растет с увеличением выгорания.

При исследованиях отработавших твэлов реакторов ВВЭР не было обнаружено миграций перечисленных в табл. 10.2 нуклидов, включая цезий. Более высокая линейная мощность твэлов быстрых

реакторов по сравнению с тепловыми реакторами и обусловленная этим высокая температура топлива стимулируют миграцию. В твэлах быстрых реакторов миграция цезия возможна. При резких изменениях удельной нагрузки твэлов (локальные скачки мощности, изменения мощности при работе АЭС в режиме следования за нагрузкой в сети, аварийные условия) миграция продуктов деления может резко усиливаться.

Измерив спектр гамма-излучения отработавшего топлива (при неразрущающих анализах – твэла или ТВС, при разрушающих – пробы раствора), определяют площадь пика S_M , принадлежащего монитору выгорания. При неразрушающем анализе абсолютную концентрацию монитора выгорания в слое твэла единичной ширины находят по формуле:

$$N_{\rm M} = \frac{S_{\rm M} \exp(\lambda_{\rm M} t_{\rm Bb, \rm I})}{\lambda_{\rm M} I_{\gamma}^{\rm M} \varepsilon_{\rm 1} K_{\rm C} b}, \qquad (10.4)$$

где *b* – площадь участка поверхности ТВС, который «видит» детектор сквозь коллиматор; $t_{выд}$ – время охлаждения ТВС после облучения; $\lambda_{\rm M}$ – постоянная радиоактивного распада осколкамонитора; $I_{\gamma}^{\rm M}$ – квантовый выход регистрируемого гаммаизлучения; $K_{\rm C}$ – поправка, учитывающая поглощение излучения внутри ТВС; ε_1 – эффективность регистрации излучения.

Эффективность регистрации ε_1 можно определить с помощью калибровочного источника, поместив его на место ТВС. Если монитором выгорания служит ¹³⁷Cs, то, используя источник из того же радионуклида с известным числом атомов N_M^0 , сразу находят комплекс $\lambda_M I_{\gamma}^M \varepsilon_1 b$. Если в распоряжении экспериментаторов есть ТВС с известным выгоранием, то используя ее для калибровочных измерений можно найти комплекс $\lambda_M I_{\gamma}^M \varepsilon_1 K_C b$.

При разрушающем анализе абсолютную концентрацию осколкамонитора в пробе раствора топлива находят по формуле:

$$N_{\rm M} = \frac{S_{\rm M} \exp(\lambda_{\rm M} t_{\rm выд})}{\lambda_{\rm M} I_{\gamma}^{\rm M} \varepsilon_2 K_C b}, \qquad (10.5)$$

где є₂ – эффективность регистрации излучения монитора из пробы.

Проба содержит несколько десятков микрограммов топлива.

Определив *N*_M, вычисляют выгорание:

$$B = \frac{S_{\rm M} \exp(\lambda_{\rm M} t_{\rm Bbig}) \sum_{i=1}^{n} \gamma_i^0 A_i (1 + \Delta_{\beta}) (1 + \Delta_{P})}{\lambda_{\rm M} I_{\gamma}^M \varepsilon_2 K_c b \langle Y_{\rm M} \rangle P_0^{(1)} N_a}, \qquad (10.6)$$

где $P_0^{(1)}$ – количество топлива под участком поверхности TBC, ограниченным коллиматором.

Средний выход осколка-монитора выражается формулой:

$$\left\langle \mathbf{Y}_{\mathsf{M}} \right\rangle = \frac{235 \sum_{f} 235 \mathbf{Y}_{\mathsf{M}} + 238 \sum_{f} 238 \mathbf{Y}_{\mathsf{M}} + 239 \sum_{f} 239 \mathbf{Y}_{\mathsf{M}} + 241 \sum_{f} 241 \mathbf{Y}_{\mathsf{M}}}{235 \sum_{f} + 238 \sum_{f} + 239 \sum_{f} + 241 \sum_{f} 241 \sum_{f} \mathbf{Y}_{\mathsf{M}}}, \quad (10.7)$$

где ${}^{235}\Sigma_f$, ${}^{238}\Sigma_f$, ${}^{239}\Sigma_f$, ${}^{241}\Sigma_f$ – макроскопические сечения деления 235 U, 238 U, 239 Pu, 241 Pu; ${}^{235}Y_f$, ${}^{238}Y_f$, ${}^{239}Y_f$, ${}^{241}Y_f$ – выход осколка-монитора при делениях перечисленных нуклидов.

Вклад плутония может быть значительным. Например, при выгорании топлива ВВЭР около 32 (МВт \cdot сут)/кг на долю плутония приходится 34 % всех делений. Данные о выходах ¹³⁷Cs при делениях нуклидов тепловыми (*T*) и быстрыми (*F*) нейтронами даны в табл. 10.3.

Таблица 10.3

Данные о выходах ¹³⁷Cs при делениях нуклидов тепловыми (*T*) и быстрыми (*F*) нейтронами

Нуклид		²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	²³³ U	²³² Th
Выход	Т	6,22 (0,5) [*]	Ι	6,69(0,5)	6,86(1,4)	6,80(0,7)	
¹³ ′Cs, %	F	6,15(0,7)	6,00(1,0)	6,47(1,4)	6,57(2)	6,62(6)	6,64(6)

* В скобках приведены погрешности данных в процентах.

Погрешности данных о выходах могут вносить значительный вклад в погрешность оценки выгорания, а в случае плутонийуранового топлива быстрых реакторов их вклад определяющий. Погрешность оценки возрастает с увеличением концентрации плутония (особенно его тяжелых изотопов) в исходном топливе.

Надежность определения выгорания можно повысить, если использовать несколько мониторов выгорания – ¹⁰⁶Ru, ¹³⁷Cs, ¹⁴⁴Ce. Величину выгорания в этом случае вычисляют как средневзвешенную по результатам измерений с каждым из мониторов.

Выход ¹⁰⁶Ru при делении ²³⁵U и ²³⁹Pu отличается более чем в 10 раз (см. табл. 10.2). Пренебрегая вкладами ²³⁸U и ²⁴¹Pu в деление, можно установить простые связи между содержаниями ¹⁰⁶Ru и ¹³⁷Cs в топливе и выгораниями ²³⁵U и ²³⁹Pu:

$$N_{137} = {}^{235}Y_{137} {}^{235}N_f + {}^{239}Y_{137} {}^{239}N_f; \qquad (10.8)$$

$$N_{106} = {}^{235}Y_{106} {}^{235}N_f + {}^{239}Y_{106} {}^{239}N_f .$$
 (10.9)

Измерив содержание в топливе 106 Ru и 137 Cs, можно оценить выгорание 235 U и 239 Pu с погрешностью 6–8 %.

Используя результаты измерений содержания в топливе двух продуктов деления с существенно различающимися периодами полураспада (например, ¹³⁷Cs и ¹⁴⁴Ce), можно определить время охлаждения топлива:

$$t_{\text{выд}} = \frac{1}{\lambda^{144} - \lambda^{137}} \ln \left[\frac{N_{144}(t_{\text{выд}}) \cdot Y_{137} \cdot (\lambda^{144} + \sigma_C^{144} \cdot \Phi - \sigma_a^{235} \cdot \Phi)}{N_{137}(t_{\text{выд}}) \cdot Y_{144} \cdot (\lambda^{137} + \sigma_C^{137} \cdot \Phi - \sigma_a^{235} \cdot \Phi)} \times \frac{(e^{-\sigma_a^{235} \cdot \Phi \cdot t_{06n}} - e^{-(\lambda^{137} + \sigma_a^{137} \cdot \Phi) \cdot t_{06n}})}{(e^{-\sigma_a^{244} \cdot \Phi \cdot t_{06n}} - e^{-(\lambda^{144} + \sigma_a^{144} \cdot \Phi) \cdot t_{06n}})} \right],$$
(10.10)

где t_{obn} – время облучения топлива; Φ – поток нейтронов.

Проверка данных о времени охлаждения может проводиться, например, с целью контроля за использованием топлива инспекторами МАГАТЭ. Точность оценки $t_{выд}$ составляет около 5 % при временах охлаждения 0,5–5,0 лет.

Таким образом, измерения спектра гамма-излучения отработавшего топлива дают информацию о выгорании топлива, о парциальных выгораниях ²³⁵U и ²³⁹Pu, о времени охлаждения топлива после окончания облучения. Погрешности результатов даны в табл. 10.4. Наибольший вклад в погрешность при неразрушающих измерениях ТВС РБМК давал разброс результатов при повторных опытах. Плохая воспроизводимость объяснялась неоднородностью сердечника твэла, обусловленной частичным разрушением и осыпанием топливных таблеток.

Таблица 10.4

Тип реактора	Неразрушающие измерения	Разрушающие измерения	Требуемая точность	
Тепловой	5–8	1,5–2	1,0	
Быстрый	5-8	2–3	1,0	

Погрешности определения абсолютной величины выгорания при гамма-спектрометрических измерениях, %

Метод изотопных корреляций. При облучении топлива в результате реакций деления и захвата нейтронов в нем накапливаются осколочные и тяжелые нуклиды. Под изотопными корреляциями понимают связи между концентрациями этих нуклидов, в том числе корреляции между содержаниями в топливе радиоактивных продуктов деления, изотопов тяжелых элементов, и выгоранием; между содержанием тяжелых нуклидов и выгоранием.

Применение метода изотопных корреляций дает возможность по результатам неразрушающих измерений спектров гамма-излучения топлива получать информацию об изотопных составах и массовых содержаниях тяжелых элементов в топливе, для прямых определений которых необходимы высокотрудоемкие разрушающие эксперименты.

В спектре гамма-излучения отработавшего топлива присутствуют линии, принадлежащие продуктам деления (¹⁰⁶Ru, ¹³⁷Cs) и вторичным нуклидам, образовавшимся в результате захвата нейтронов продуктами деления (¹⁵⁴Eu, ¹³⁴Cs). Активность *i*-го продукта деления в первом приближении по флюенсу нейтронов (Φt) можно записать: $A_i \sim \sigma_{n,f} \Phi t$; активность *j*-го вторичного нуклида во втором приближении по флюенсу дается выражением: $A_j \sim \sigma_{n,f} \sigma_{n,\gamma}^{j-1} (\Phi t)^2$, тогда $A_j / A_i \sim \sigma_{n,\gamma}^{j-1} \Phi t$.

Аналогично записываются выражения для выгорания: $B \sim \sigma_{n,f} \Phi t$, и элементного отношения плутоний/уран в топливе:

 $N_{\rm Pu} / N_{\rm U} \sim \sigma_{n,\gamma}^{238} \Phi t$. Проведенное рассмотрение показывает, что между выгоранием, отношением плутоний/уран и отношением активностей осколочных нуклидов должны существовать линейные связи следующего вида:

$$\boldsymbol{R}_{\boldsymbol{y}} = \boldsymbol{c} + \boldsymbol{m} \boldsymbol{R}_{\boldsymbol{x}} \,, \tag{10.11}$$

где R_y – либо выгорание^{*}, либо отношение N_{Pu}/N_U , а $R_x = {}^{134}\text{Cs}/{}^{137}\text{Cs}$. Величины *с* и *m* зависят от спектра нейтронов, которым облучалась TBC и истории облучения. Зависимость от истории облучения объясняется тем, что период полураспада ${}^{134}\text{Cs}$ сравним со временем облучения TBC. Убыль ${}^{134}\text{Cs}$ в результате радиационного захвата нейтронов может существенно влиять на его содержание в топливе. Захват идет преимущественно на резонансных нейтронах, поэтому коэффициенты *с* и *m* зависят от жесткости спектра нейтронов.

При исследованиях топлива реактора ВВЭР-440 разрушающим методом определялось выгорание и с помощью гаммаспектрометрии измерялось отношение ¹³⁴Cs/¹³⁷Cs. Было установлено, что при изменении выгорания от 7 до 41 (МВт · сут)/кг действительно наблюдалась линейная зависимость. Среднеквадратичное отклонение значений, вычисленных по корреляционной формуле, от результатов прямых измерений равнялось 4 %.

Для исследований корреляций отношений N_{Pu}/N_U и $R_x = {}^{134}\text{Cs}/{}^{137}\text{Cs}$ использовали данные разрушающих измерений содержания плутония и урана в топливе и гамма-спектрометрических измерений ${}^{134}\text{Cs}/{}^{137}\text{Cs}$. Наблюдаемый разброс экспериментальных точек относительно корреляционной прямой мал (1–2%). Дело в том, что сечения $\sigma_{n,\gamma}^{238}$ и $\sigma_{n,\gamma}^{133}$ имеют похожие зависимости от энергии нейтронов, и поэтому коэффициенты *c* и *m* сохраняют свои значения при вариациях спектра.

^{*} При определении выгорания через отношение ¹³⁴Cs/¹³⁷Cs можно обойтись без калибровки абсолютной эффективности спектрометра, что необходимо, если использовать методику, описанную в гл. 1.

Для уточнения корреляционных зависимостей нужно учитывать распад и выгорание нуклидов, что лишает метод корреляций его важного достоинства – простоты. Однако в силу указанных причин реальные зависимости могут существенно отличаться от линейных. В таких случаях корреляционные зависимости устанавливаются согласно экспериментальным данным и аппроксимируются подходящими функциями. Например, связи между изотопными отношениями *R* и выгоранием *B* могут быть представлены формулой:

$$\lg R = k + a \cdot \lg B, \qquad (10.12)$$

где *к* и *а* – коэффициенты, связывающие *R* и *B*.

В табл. 10.5 приведены параметры формулы (10.12) для топлива из реактора ВВЭР-440 с начальным обогащением 3,6 %.

Таблица 10.5

R	а	k
²⁴⁰ Pu/ ²³⁹ Pu	0,71±0,04	$-1,52\pm0,04$
²⁴² Pu/ ²³⁹ Pu	1,23±0,04	-2,36±0,05
²⁴⁰ Pu/ ²³⁸ U	1,03±0,06	-4,2±0,1
²⁴² Cm/ ²³⁸ U	2,2±0,2	$-8,2\pm0,4$
²⁴⁴ Cm/ ²³⁸ U	4,7±0,2	-12,0±0,04

Значения коэффициентов корреляционной формулы, связывающей изотопные отношения и выгорание топлива из реактора ВВЭР-440

Определение выгорания по интенсивности нейтронного излучения топлива. Собственное нейтронное излучение отработавшего топлива возникает в результате спонтанного деления трансурановых нуклидов и (α , n)-реакций на присутствующих в топливе легких элементах. Данные о выходах нейтронов спонтанного деления и (α , n)-реакций для различных нуклидов даны в табл. 10.6.

Наиболее интенсивными излучателями нейтронов спонтанного деления в облученном топливе являются 238 Pu, 240 Pu, 242 Cm, 244 Cm. Те же нуклиды вместе с 239 Pu и 241 Am производят нейтроны путем (α , *n*)-реакций.

Нуклид	Период α-распада, лет	Период спонтанного деления, лет	Выход нейтро- нов спонтанного деления, Нейтр./(с · г)	Выход (α, <i>n</i>)- нейтронов из оксида, нейтр./(с · г)
²³⁸ Pu	87,7	$4,77 \cdot 10^{10}$	$2,59 \cdot 10^{3}$	$1,34 \cdot 10^4$
²⁴⁰ Pu	$6,56 \cdot 10^{3}$	$1,16 \cdot 10^{11}$	$1,02 \cdot 10^{3}$	$1,41 \cdot 10^2$
²⁴² Cm	0,447	$6,56 \cdot 10^6$	$2,10 \cdot 10^{7}$	$3,76 \cdot 10^{6}$
²⁴⁴ Cm	18,1	$1,35 \cdot 10^7$	$1,08 \cdot 10^7$	$7,73 \cdot 10^4$

Данные о выходах нейтронов спонтанного деления и (а, *n*)-реакций для различных нуклидов

Собственное нейтронное излучение отработавшего топлива образуют несколько нуклидов, причем их относительные вклады зависят от глубины выгорания и времени охлаждения топлива. Выход собственных нейтронов сильно изменяется с глубиной выгорания: при увеличении выгорания топлива ВВЭР от 12 до 28 (МВт · сут)/кг удельный выход нейтронов увеличивается в 60 раз. На рис. 10.2 показаны вклады отдельных нуклидов в нейтронное излучение при разных временах охлаждения топлива. Установлено, что при выгорании более 15 (МВт · сут)/кг и временах охлаждения больше двух лет основным излучателем нейтронов является ²⁴⁴Cm, вклад от спонтанных делений других нуклидов и вызванных ими (α , *n*)-реакции пренебрежимо мал. Зависимость содержания ²⁴⁴Cm от выгорания можно описать эмпирической формулой:

$$N^{244} = 4,8 \cdot 10^{-12} B^{4,3}. \tag{10.13}$$

Наблюдаемая зависимость собственного нейтронного излучениия топлива от его выгорания послужила основой для создания метода и аппаратуры контроля за выгоранием. Созданы установки для измерений нейтронной активности ТВС непосредственно в бассейне выдержки отработавших ТВС. В качестве детекторов используют камеры деления, снабженные зарядочувствительными предусилителями. Рациональный выбор уровня дискриминации позволяет отделить импульсы, созданные нейтронами, от фоновых импульсов, образованных гамма-квантами. Герметизированная измерительная головка, содержащая несколько соединенных параллельно детекторов, одевается на чехол с ТВС и перемещается по высоте. Время измерения одной ТВС составляет 5–10 мин. Погрешность определения содержания ²⁴⁴Cm около 5 %. Затем по формуле (10.13) подсчитывают выгорание. Указанная формула дает усредненную зависимость, отклонения для отдельных ТВС обусловлены конкретными условиями их облучения в реакторе. Особенно велики различия в реакторах РБМК, где спектр нейтронов во время облучения не остается постоянным из-за изменений паросодержания в каналах и перегрузок топлива в соседних ячейках. В результате погрешность оценок выгорания по измерениям собственного нейтронного излучения там достигает около 30 %.



Рис. 10.2. Относительные вклады нуклидов в нейтронную активность топлива ВВЭР: *a* – выгорание 6 (МВт·сут)/кг; *б* – выгорание 32 (МВт·сут)/кг

В настоящее время накоплен опыт проведения измерений при временах охлаждения отработавшего топлива более полугода. При уменьшении времени охлаждения усиливается фон гаммаизлучения (и тормозного излучения возбуждаемого β-частицами), его спектр становится более жестким. При выдержках менее полугода наибольший вклад в собственное нейтронное излучение топлива вносит ²⁴²Cm. Связь между выходом нейтронов и глубиной выгорания усложняется, она представляет сумму вкладов ²⁴⁴Cm и ²⁴²Cm, которые описываются разными степенными функциями.

В последнее время ряд исследовательских реакторов в России и за рубежом остановлены в связи с выработкой ресурса, и начат процесс их выведения из эксплуатации. В хранилищах некоторых из них находятся сотни ТВС с различным выгоранием и временем охлаждения, некоторые – без необходимой документации. Для их транспортировки и переработки необходимы достоверные данные об остаточном содержании делящихся изотопов. Методики измерения, применяемые на АЭС (см. гл. XII), не могут быть использованы из-за больших различий в начальном обогащении топлива, глубины выгорания, режимах облучения. Требуется серьезная модернизация методик.

10.2. Рентгеновская спектрометрия. Возможности определения изотопных составов урана и плутония по результатам спектрометрических измерений

Характеристическое рентгеновское излучение атома происходит вследствие удаления электрона с оболочки. Образовавшаяся вакансия заполняется электроном с более высокого уровня. При этом испускается электромагнитное излучение с энергией, эквивалентной разности энергий уровней, между которыми совершается электронный переход.

Электронные оболочки атома обозначают символами K (n = 1), L (n = 2), M (n = 3), N (n = 4) и т.д. На каждой оболочке может находиться максимальное число электронов, равное $2n^2$. Энергии связи электрона на каждой оболочке имеют определенные значения, которые зависят от заряда ядра Z. Поэтому спектр рентгеновского излучения атомов каждого химического элемента имеет индивидуальный характер, что позволяет по измеренным спектрам определять состав образцов.

Характеристическое рентгеновское излучение вещества можно возбуждать, облучая образец гамма-лучами, заряженными части-

цами, излучением рентгеновской трубки. Возбуждение происходит в результате поглощения первичного излучения (фотоэффект) или его рассеяния. Вероятность фотоэффекта зависит от энергии гаммалучей и атомного номера элемента. Вероятность максимальна, если энергия гамма-лучей незначительно превышает энергию связи электронов на соответствующей оболочке. При рентгеноспектрометрических исследованиях образцов на содержание тяжелых элементов возможны разные варианты опыта.

1. Образец содержит внутренние источники возбуждения рентгеновского излучения (сильно радиоактивный образец, содержащий, например, осколки деления).

2. Для анализа требуется подсветка образца внешним источником (образец очищен от осколков деления).

3. Используется комбинированная подсветка внутренним и внешним источниками (например, анализа проб раствора топлива, где вероятность возбуждения рентгеновского излучения гаммаизлучением осколков мала из-за малой плотности материала).

Самопоглощение рентгеновских излучений внутри топлива и образцов тяжелых нуклидов велико, наибольшей проникающей способностью обладают кванты излучений К-серий, энергии которых даны в табл. 10.7.

Таблица 10.7

Элемент	₉₀ Th	₉₁ Pa	₉₂ U	₉₃ Np	₉₄ Pu	₉₅ Am	₉₆ Cm
$K_{\alpha 1}$	93,33	95,85	98,42	100,78	103,3	105,95	108,74
$K_{\alpha 2}$	89,94	92,27	94,65	96,84	99,17	101,61	104,17

Значения энергий рентгеновских излучений К-серии, кэВ

Для возбуждения рентгеновских *К*-излучений актиноидов используются радиоактивные источники ⁵⁷Со (энергия гамма-излучения 122 кэВ) и ¹⁵³Gd (энергия гамма-излучения около 100 кэВ), а также ¹⁹²Ir (310,6 кэВ). При использовании ¹⁹²Ir меньше вероятность возбуждения, но меньше и фон рассеянных квантов в области *К*-линий актиноидов, а значит, лучше соотношение эффект/фон. Активности применяемых источников достигают десятки кюри. Схема экспериментальной установки с внешним источником дана на рис. 10.3.



Рис. 10.3. Схема экспериментальной установки при активном рентгенофлюорисцентном анализе

Для спектрометрии рентгеновских излучений используют ППД разных типов: планарные Ge, а также Si(Li), все они оснащаются охлаждаемыми предусилителями. Такие ППД обладают максимальной разрешающей способностью (500 эВ) и достаточно высокой эффективностью в диапазоне энергий *K*- и *L*-излучений актиноидов.

Электронные системы полупроводниковых спектрометров обладают ограниченной пропускной способностью. При измерениях с образцами отработавшего топлива импульсы, создаваемые рентгеновским излучением актиноидов, составляют малую часть от всех импульсов, проходящих по спектрометрическому тракту, поэтому набор полезной информации длится долго – десятки минут. Если с помощью коллиматора сформировать пучок квантов от образца, направить его на подходящую кристаллическую решетку и расположить ППД под соответствующим углом к решетке, то в ППД будут попадать лишь кванты определенных энергий (например, кванты с энергиями 90–130 кэВ). В этом случае загрузка спектрометра импульсами от квантов других энергий ослабевает, скорость набора полезной информации многократно повышается, продолжительность измерения уменьшается. При измерениях спектров излучения отработавших урановых твэлов наблюдаются линии характеристических рентгеновских излучений урана и плутония, источником возбуждения которых являются гамма-кванты продуктов деления. Число квантов рентгеновского излучения *i*-го элемента I_i связано с содержанием этого элемента N_i , функцией возбуждения *K*-излучения W_i^K и его выходом ω_i^K следующим соотношением:

$$I_i = N_i \cdot W_i^K \cdot \omega_i^K. \tag{10.14}$$

Функция возбуждения рентгеновского излучения представляет собой произведение сечения фотоэффекта на *К*-оболочке $\sigma_{\Phi}(E)$ и потока квантов источника на образец $\Phi_{\gamma}(E)$ (E_{rp}^{i} – порог фотоэффекта):

$$W_{i}^{K} = \int_{E_{rp}}^{\infty} \sigma_{\Phi}^{i}(E) \cdot \Phi_{\gamma}(E) \cdot dE. \qquad (10.15)$$

С учетом зависимости сечения фотоэффекта от заряда атомов исследуемого элемента и энергии гамма-квантов $\left(\sigma_{\Phi}^{i} \sim \frac{Z_{i}^{5}}{E_{\gamma}^{3}}\right)$ получаем формулу для определения отношения концентраций в топливе

урана (N_{U}) и плутония (N_{Pu}) по результатам измерений интенсивностей их рентгеновских излучений (I_{U} и I_{Pu}):

$$\frac{N_{\mathsf{Pu}}}{N_{\mathsf{U}}} = \frac{I_{\mathsf{Pu}}}{I_{\mathsf{U}}} \cdot \left(\frac{Z_{\mathsf{U}}}{Z_{\mathsf{Pu}}}\right)^{5} \cdot \left\{ 1 + \frac{\frac{E_{\mathsf{K}}^{\mathsf{Pu}}}{\int_{\kappa}^{\infty}} (\Phi_{\gamma}(E)/E_{\gamma}^{3}) dE}{\int_{E_{\mathsf{K}}^{\mathsf{Pu}}}^{\infty} (\Phi_{\gamma}(E)/E_{\gamma}^{3}) dE} \right\} \cdot \frac{\omega_{\mathsf{U}}^{\mathsf{K}}}{\omega_{\mathsf{Pu}}^{\mathsf{K}}}.$$
 (10.16)

Для оценок отношения интегралов нужно знать спектр гаммаизлучения продуктов деления $N_{\gamma}(E)$ в области энергии выше E_{K}^{\cup} , который изменяется в зависимости от времени охлаждения топлива.

По относительной интенсивности рентгеновских линий 103,7 кэВ (Pu) и 98,4 кэВ (U) (рис. 10.4) можно определять отношение (N_{Pu}/N_{U}) в поверхностном слое топлива^{*}. Если плутоний распределен равномерно по диаметру твэла (TBC), полученный результат характеризует содержание плутония в твэле (TBC), если неравномерно – для определения содержания нужны сведения о распределении плутония по диаметру.



Рис. 10.4. Спектр излучения твэла быстрого реактора в район К_α-линий урана и плутония

Распределение плутония зависит от спектра нейтронов, которыми облучалось топливо. Из-за малой величины сечения реакции 238 U(*n*, γ) и малого диаметра твэлов в активных зонах быстрых реакторов блокировка внутреннего объема твэлов мала, и плутоний

^{*} Для излучения с энергией 100 кэВ слой половинного поглощения в UO₂ равен 0,12 мм.

распределен равномерно по их поперечным сечениям. В тепловых реакторах сечение захвата нейтронов большое, и скорость образования плутония к центру твэлов снижается. Поэтому измерения рентгеновского излучения дают завышенную оценку содержания плутония, и требуется ее корректировка на основе данных о распределении плутония по диаметру твэла (ТВС). Погрешность корректировки и относительно низкое содержание плутония в топливе тепловых реакторов из-за его интенсивного выгорания обуславливает низкую точность оценки (15–20 %).

Для определения содержания плутония в отработавших ТВС быстрых реакторов проводили измерения излучения со всех шести граней на уровне ее полувысоты, по результатам измерений вычисляяли среднее значение отношения (N_{Pu}/N_U) и вносили следующие поправки:

K_Z – учитывала изменение содержания плутония по высоте TBC (ее определяли по результатам специальных измерений или из расчета);

 K_R – учитывала повышенное (на несколько процентов) накопление плутония в твэлах, расположенных вблизи оболочки TBC;

 K_{C}^{Pu-U} – учитывала некоторые различия коэффициентов поглощения рентгеновских квантов Pu и U и эффективностей их регистрации (поправка мала (1–2 %), так как указанные эффекты почти полностью компенсируют друг друга).

Исправленное значение $(N_{Pu}/N_U)' = (N_{Pu}/N_U) \cdot K_Z \cdot K_R \cdot K_C^{Pu}$ использовали для определения содержания плутония в TBC.

При определении количества плутония в облученном топливе по результатам измерения отношения (N_{Pu}/N_{U}) учитывали выгорание урана на выгорание и его конверсию в плутоний:

 $N_{\rm Pu} = (N_{\rm Pu}/N_{\rm U})' \cdot N_{\rm U} = (N_{\rm Pu}/N_{\rm U})' \cdot (N_{\rm U}^{0} - N_{\rm Pu} - N_{f}),$ (10.17) где $N_{\rm Pu}$, $N_{\rm U}$ – число атомов плутония и урана в единице объема облученного топлива; $N_{\rm U}^{0}$ – число атомов урана в единице объема топлива в начале облучения; $N_{f} = N_{f}^{235} + N_{f}^{238} + N_{f}^{239}$ – суммарное число делений ²³⁵U, ²³⁸U и ²³⁹Pu за время облучения в единице объема. Учитывая, что $B = \frac{N_f}{N_U^0} = \frac{N_U^0 - N_{Pu} - N_U}{N_U^0}$ или

 $N_{\rm U}^0 = \frac{N_{\rm Pu} + N_{\rm U}}{(1 - B)}$, формулу (10.17) можно представить в следую-

Λ1

щем виде:

$$N_{Pu} = (N_{Pu}/N_{U})' \cdot N_{U}^{0} \cdot (1 - \frac{N_{Pu}}{N_{U}^{0}} - B) = (N_{Pu}/N_{U})' \cdot N_{U}^{0} \times \\ \times \left[1 - \left(\frac{N_{Pu}}{N_{Pu} + N_{U}} \right) \cdot (1 - B) - B \right] =$$
(10.18)
$$= (N_{Pu}/N_{U})' \cdot N_{U}^{0} \cdot \left[1 - \frac{(N_{Pu}/N_{U})}{(N_{Pu}/N_{U}) + 1} \cdot (1 - B) - B \right] =$$
$$= (N_{Pu}/N_{U})' \cdot N_{U}^{0} \cdot (1 - B) \cdot \frac{1}{1 + (N_{Pu}/N_{U})}.$$

Точность такого анализа может достигать 4 %. Достоверность получаемых данных подтверждена путем взвешивания плутония, выделенного из ТВС и твэлов, ранее подвергнутых рентгеноспектрометрическим исследованиям.

Измерения возможны, если содержание плутония в топливе превосходит 0,5 %, с ростом концентрации плутония точность результатов повышается. Метод пригоден для анализов элементного состава необлученного и облученного смешанного плутонийуранового и уран-ториевого топлива (в растворах, порошках и в некоторых случаях в изделиях – твэлах, ТВС).

Анализ, основанный на спектрометрии рентгеновского излучения, может являться неразрушающим или разрушающим, анализируемое вещество может находиться в разных агрегатных состояниях.

Для измерений используют ППД, их разрешающая способность в диапазоне *К*-излучений актиноидов должна быть не хуже 600– 700 эВ.

Рентгеноспектрометрическая методика определения содержания плутония в отработавших ТВС может использоваться для массовых анализов отработавших ТВС быстрых реакторов на АЭС и на предприятиях внешнего топливного цикла.

Разрушающие рентгеноспектрометрические анализы с применением внешних источников возбуждения могут проводиться на относительно малых образцах, содержащих несколько микрограммов вещества.

10.3. Примеры комплексных исследований состава отработавшего топлива

В России и за рубежом осуществляются программы исследований топлива ядерных реакторов с использованием комплексов различных экспериментальных методов. Схемы исследований топлива ВВЭР и БН представлены на рис. 10.5 и 10.6. Эксперименты включали определение выгорания топлива, элементный и изотопный анализы его состава. Схемы исследований и применяемые методы различались. Это объясняется, во-первых, существенными различиями в составах анализируемого топлива (например, в отработавшем урановом топливе БН содержится очень мало ТПЭ) и, во-вторых, разной оснащенностью исследовательских лабораторий. В процессе исследований топлива БН были переработаны относительно большие массы топлива, что позволило приготовить большие образцы и использовать гравихимический метод (элементный состав определялся путем выделения и дистанционного взвешивания отдельных фракций топлива).

Для повышения надежности данных некоторые важные анализы проводились несколькими методами. Точность почти всех полученных данных удовлетворяет требованиям или даже их превосходит.

В настоящее время для проведения почти каждого анализа может быть использовано несколько методов. Выбор зависит от конкретных условий проведения анализа.

Полный объем необходимой экспериментальной информации о составе топлива может быть получен лишь при использовании комплекса методов.







Рис. 10.6. Схема комплексного анализа топлива БН

Дальнейшее развитие методов анализа нуклидного состава топлива будет основываться на все более широком применении программ математической обработки для расшифровки сложных гамма- и альфа-спектров, и повышения скорости получения информации и автоматизации измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дуглас Райли, Норберт Энслин, Хэйстингс Смит, Сара Крайнер. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. – М.: Бином, 2000.

2. Трунов АД. Определение выгорания топлива в тепловых и быстрых реакторах: Реферат // Атомная техника за рубежом. – 1980. – № 6. – С. 18.

3. Зеленков А.Г., Пирожков С.В. и др. Применение методов альфа- и гамма-спектрометрии для анализа содержания трансурановых нуклидов в топливе АЭС // АЭ. –1984. – 20. 11. 407.

Вопросы для самоконтроля

1. Какие методы используют для определения выгорания отработавшего реакторного топлива?

2. Назовите причины, ограничивающие выгорание реакторного топлива.

3. Почему нужно знать выгорание и остаточное содержание делящихся изотопов в отработавшем реакторном топливе?

4. Почему содержание плутония в отработавших твэлах быстрого реактора можно определить путем измерения рентгеновского *К*-излучения, а в твэлах теплового реактора нельзя?

5. В чем состоит идея метода изотопных корреляций?

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ РЕАКТОРЫ

11.1. Типы исследовательских реакторов и их предназначение. Понятие «качества» для исследовательского реактора

Процесс создания ядерного реактора носит сложный характер и включает этапы исследования, проектирования и испытаний. От широкого исследования целого класса реакторов осуществляется постепенный переход к выбору и определению конструкции и характеристик конкретного реактора и его компонентов, режима работы, условий безопасной эксплуатации. На всех этапах разработки важную роль играет нейтронно-физический реакторный эксперимент.

Времяпролетные измерения на исследовательских реакторах дают информацию о дифференциальных нейтронных сечениях, которая служит основой для создания расчетных констант. Групповые константы проверяют и корректируют по результатам интегральных экспериментов на стендах. В других экспериментах на стендах моделируют реакторы, изучают их статические и динамические характеристики. Ресурсные испытания реакторных компонентов проводят на исследовательских реакторах. При физических пусках энергетических реакторов экспериментально проверяют проектные предсказания. В последующем эксплуатационные характеристики реактора определяют и контролируют с помощью комплексных периодических и непрерывных измерений.

Условия проведения реакторных экспериментов сильно различаются, например плотности потока нейтронов на стендах и в энергетических реакторах могут отличаться на десять порядков. Точность полученной информации сильно зависит от возмущения нейтронного поля, производимого экспериментальным устройством (степень возмущения зависит от спектра нейтронов, структуры и состава внутриреакторной среды, конструкции и размеров вводимого в реактор устройства). Детекторы должны сохранять работоспособность во внутриреакторных условиях. Успех эксперимента определяется правильным аппаратурно-методическим решением задачи.

Спектр нейтронов ядерного реактора деления охватывает 11 порядков энергии: от 10⁻⁴ до 10⁷ эВ. Изменяя состав реактора, используя различные устройства и аппаратуру можно изменять доли нейтронов различных энергетических групп в общем потоке, ослаблять мешающие излучения. Времяпролетная методика позволяет из общего потока событий выделять случаи, вызванные нейтронами определенных энергий. Таким образом; реактор может служить источником нейтронов для различных экспериментов.

Первый исследовательский реактор СР-1, построенный на естественном уране и графите, был запущен в США в 1942 г. Он не имел системы охлаждения. Его мощность составляла 200 Вт, средняя по активной зоне плотность потока тепловых нейтронов – около $10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}$. Применение в дальнейшем обогащенного урана дало возможность использовать термостойкие материалы и повысить тепловые нагрузки, резко уменьшить размеры реакторов, и увеличить плотность потока нейтронов.

С помощью исследовательских реакторов решают задачи, связанные с определением сечений взаимодействия нейтронов с материалами активной зоны и отражателя, изучением поведения материалов и конструкций в полях нейтронного и гамма-излучений, получением и исследованием свойств нуклидов, в том числе трансактинидов. Пучки нейтронов из исследовательских реакторов используют в качестве источников для подкритических экспериментов.

Для измерений сечений, применяют времяпролетную технику. Необходимые для этого нейтронные импульсы получают либо путем прерывания пучка нейтронов из стационарно работающего реактора, либо используя реактор, работающий в пульсирующем режиме, либо облучая подкритический реактор импульсами нейтронов из мишени ускорителя. Нужные нуклиды получают, облучая малые ампулированные образцы внутри реакторов. Радиационные испытания узлов и конструкций проводят в специально оборудованных устройствах – экспериментальных петлях, проходящих через реактор.

Выявились неудобства совмещения физических и технических экспериментов. Так, в процессе испытаний твэлов возможны

радиоактивные загрязнения оборудования и помещений. При таких испытаниях и при производстве нуклидов требуются длительные облучения при постоянной мощности реактора. Постановка физического эксперимента включает продолжительную операцию наладки аппаратуры, когда реактор должен работать на малой мощности. Поэтому исследовательские реакторы специализированы, их конструкции, режимы работы, оборудование различаются в зависимости от предназначения.

Рассмотрим особенности и характеристики исследовательских реакторов.

11.2. Выбор топлива и замедлителя для исследовательских реакторов

Из $v_{3\phi}$ вторичных нейтронов, возникающих при поглощении первичного нейтрона в топливе, один нейтрон расходуется на поддержание цепной реакции, а $v_{3\phi}$ –1 поглощаются вне топлива или вылетают из реактора. Часть из них можно использовать для проведения исследований.

Критическое условие имеет вид:

$$\boldsymbol{k}_{\infty} \cdot \boldsymbol{P}_{\boldsymbol{L}} = \boldsymbol{1}, \tag{11.1}$$

где P_L – вероятность нейтрону избежать утечки из реактора; k_{∞} – коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде. Вероятность утечки нейтрона из активной зоны равна:

$$1 - P_L = \frac{k_{\infty} - 1}{k_{\infty}}.$$
 (11.2)

При работе реактора на мощности W в нем за 1 с происходит W/E_f делений и образуется $v \cdot W/E_f$ нейтронов (энергия, выделяющаяся в результате акта деления, $E_f \approx 200$ МэВ; v – число вторичных нейтронов, рождающихся в акте деления).

Общее число нейтронов, покидающих реактор в единицу времени, равно:

$$N = \frac{k_{\infty} - 1}{k_{\infty}} \cdot \frac{v \cdot W}{E_f}.$$
 (11.3)

Максимально возможное значение $k_{\infty} = v_{3\phi}$ (случай, когда поглощение нейтронов вне топлива не происходит). Соответствующее количество избыточных нейтронов, отнесенное на единицу мощности реактора, дается выражением:

$$\frac{N_{\max}}{W} = \frac{v_{\Im\varphi} - 1}{v_{\Im\varphi}} \cdot \frac{v}{E_f}.$$
(11.4)

Ниже приведены значения комплекса $\frac{v_{9\varphi} - 1}{v_{9\varphi}} \cdot v$ для делящихся

нуклидов (табл. 11.1).

Таблица 11.1

Значения комплекса	$\frac{v_{9\phi}-1}{2}$.	и для делящихся	нуклидов
	ν _{эф}		•

Цуления	Спектр нейтронов					
Пуклид	тепловой	промежуточный	быстрый			
²³³ U	1,41	1,39	1,50			
²³⁵ U	1,26	0,96	1,41			
²³⁹ Pu	1,43	1,28	1,90			

Таким образом, рассматриваемый комплекс может изменяться от 1 до 2. Наряду с количеством избыточных нейтронов важным фактором является их стоимость. Одна из причин, сильно ограничивающая использование плутониевого топлива, – высокая стоимость производства твэлов, обусловленная токсичностью плутония.

Применение в качестве топлива естественного урана не позволяет получать высокое значение k_{∞} . Высокообогащенный уран дает возможность достигать $k_{\infty} \approx 2$ в реакторах с любым замедлителем. Сравним топливные составляющие стоимости реакторов на естественном $\left(k_{\infty} = 1,05, \frac{k_{\infty} - 1}{k_{\infty}} = 0,05\right)$ и высокообогащенном уране. Очевидно, для производства одинакового количества ней-

тронов мощность реактора с естественным ураном должна быть в 10 раз больше, и в единицу времени будет сгорать в 10 раз больше топлива.

В табл. 11.2 приведена стоимость единицы массы ²³⁵U с различным обогащением.

Таблица 11.2

Обогащение, %	0,7	1,0	2,0	10,0	20,0	90,0
Стоимость, отн.ед.	1,00	1,35	1,93	2,82	2,88	3,00

Стоимость единицы массы ²³⁵U с различным обогащением

С учетом стоимости топлива для производства одинаковых количеств нейтронов затраты на топливо для реактора с естественным ураном окажутся в 3 раза выше, чем в реакторе с ураном 90 % обогащения. Кроме того, для снятия большей мощности потребуются более высокие капитальные затраты (на оборудование, помещение). В связи с большой топливной загрузкой в реактор с естественным ураном (1 т ²³⁵U), плотность потока нейтронов в нем окажется значительно ниже, чем в реакторе с ураном 90 %-ного обогащения (загрузка 10 кг ²³⁵U).

В исследовательских реакторах, как правило, используют дисперсионные твэлы, в которых допустимая глубина выгорания топлива зависит от вида и концентрации разбавителя. Чем больше разбавителя, тем выше допустимая глубина выгорания. При заданном соотношении ядер ²³⁵U и разбавителя увеличение обогащения урана приводит к улучшению характеристик твэлов. Во многих исследовательских реакторах в России и за рубежом используют уран 90 %-ного обогащения.

Плотность потока нейтронов в реакторе пропорциональна его мощности, коэффициент пропорциональности зависит от параметров активной зоны и отражателя. Поток нейтронов связан с плотностью энерговыделения:

$$\Phi = \frac{g}{E_f} \cdot \frac{1}{\Sigma_f},\tag{11.5}$$
где Σ_f – макроскопическое сечение деления топлива, $\Sigma_f = \frac{G}{V} \cdot \frac{N_A \cdot \sigma_f}{A}$; N_A – число Авогадро, A – массовое число, G – загрузка топлива в реактор, V – объем активной зоны.

Выражение (11.5) можно преобразовать к виду:

$$\Phi = \frac{A}{N_A \cdot \sigma_f} \cdot \frac{g}{E_f} \cdot \frac{V}{G}.$$
 (11.6)

Согласно последней формуле поток нейтронов в реакторе зависит от плотности энерговыделения g и концентрации топлива G/V. Если величина g задана, то для увеличения потока следует уменьшать концентрацию топлива в активной зоне.

Концентрация топлива минимальна в гомогенном реакторе больших размеров без конструкционных материалов и ²³⁸U. В этом случае критическое уравнение имеет вид: $\theta \cdot v_{ach} = 1$.

Учитывая, что
$$\theta_{\text{гом}} = \frac{\sum_{a}^{\text{гопл}}}{\sum_{a}^{\text{гопл}} + \sum_{a}^{3\text{ам}}}$$
, получим:
 $\frac{\sum_{a}^{\text{гопл}}}{\sum_{a}^{3\text{ам}}} = \frac{1}{v_{3\phi} - 1}$, (11.7)

где $\Sigma_a^{\text{топл}}$, $\Sigma_a^{\text{зам}}$ – макроскопические сечения поглощения нейронов в топливе и замедлителе.

Поскольку $v_{\Im \varphi} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{v}$, $\mathbf{X} = \frac{\sum_{f}}{\sum_{a}^{\mathsf{топл}}} = \frac{v_{\Im \varphi}}{v}$, можно преобразовать

выражение (11.7) к виду:

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_a^{\text{3aM}}} = \frac{v_{3\phi}}{v_{3\phi} - 1} \cdot \frac{1}{v}.$$
 (11.8)

Если **g**_{max} – максимально допустимая плотность энерговыделения, то соответствующая ей плотность потока тепловых нейтронов описывается выражением:

$$\Phi_{\max} = \frac{g_{\max}}{E_f} \cdot \frac{1}{\Sigma_f} = \frac{\nu_{\Im \oplus} - 1}{\nu_{\Im \oplus}} \cdot \nu \cdot \frac{1}{\Sigma_a^{\Im \Im M}}.$$
 (11.9)

Величины максимально возможной плотности потока нейтронов в реакторах с высокообогащенным топливом даны в табл. 11.3 (*g*_{max} = 100 кВт/л).

Таким образом, наибольшую величину Φ_{max} можно получить в реакторе с тяжелой водой. Значение $g_{max} = 100$ кВт/л не является предельным для тяжелой воды, реально возможная величина составляет 500 кВт/л.

Таблица 11.3

Замедлитель	H ₂ O	D_2O	Be	С
$\Phi_{ m max} \cdot 10^{15}$ нейтр./(см $^2 \cdot$ с)	0,20	60,4	3,56	10,2

Максимально возможная плотность потока тепловых нейтронов

Если лимитирующим фактором является не g_{max} , а мощность реактора W, то для оценок можно использовать следующее выражение:

$$\Phi = \frac{A}{N_A \cdot \sigma_f} \cdot \frac{1}{E_f} \cdot \frac{W}{G}.$$
 (11.10)

В этом случае Φ_{max} соответствует минимальной критической загрузке топлива в реактор (около 0,3 кг²³⁵U в реакторе с легководным замедлителем и бериллиевым отражателем и в реакторе с тяжеловодным замедлителем и отражателем). В этих случаях отношение средней (по активной зоне) плотности потока тепловых нейтронов к мощности достигает ~ $7 \cdot 10^7$ нейтр./(см² · с · Вт). Это отношение носит название качества исследовательского реактора.

Сопоставление существующих исследовательских реакторов с реакторами других типов (энергетическими, судовыми, промышленными) приводит к заключению, что первые имеют наибольшие плотности потока нейтронов, наиболее развитые поверхности теплосъема, наибольшие скорости движения теплоносителя, наибольшие тепловые нагрузки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бать Г.А., Коченов А.С., Кабанов Л.П. Исследовательские ядерные реакторы. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

Вопросы для самоконтроля

1. Как изменяется спектр нейтронов в реакторе при увеличении обогащения топлива?

2. На каких установках можно изготавливать радиоактивные источники нейтронов?

3. Что такое бустер и для чего его используют?

4. Где спектр нейтронов более жесткий: в активной зоне реактора или в ловушке нейтронов?

5. В чем состоит принципиальное различие задач проектирования исследовательского и энергетического реактора?

6. Как изменится качество исследовательского реактора в результате снижения обогащения топлива?

7. Почему ресурсные испытания в реакторе должны сопровождаться измерениями спектра и флюенса нейтронов?

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА НЕЙТРОННЫХ ПУЧКАХ И В ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ КАНАЛАХ

По назначению исследовательские реакторы подразделяются на реакторы для физических исследований, материаловедческие реакторы и реакторы для производства радионуклидов.

12.1. Реакторы для физических экспериментов, ресурсных испытаний, производства изотопов. Специальные устройства, используемые на исследовательских реакторах. Их применения

Реакторы для физических исследований служат для измерений нейтронных сечений, для исследований по физике твердого тела, по ядерной физике и др. Такие исследования обычно проводят на экспериментальных установках, расположенных вне реактора. Пучки нейтронов из реактора поступают в установки по каналам, пронизывающим отражатель и защиту.

Нейтральность нейтрона затрудняет формирование пучков и в большинстве случаев делает невозможным управление нейтронными пучками. Для формирования пучков используют многощелевые коллиматоры с перегородками из поглощающих нейтроны материалов. Число нейтронов *J* на выходе коллиматора связано с потоком Ф на входе следующим выражением:

$$J = \frac{1}{4\pi} \cdot \Phi \cdot \mathbf{S} \cdot \Delta \varphi_r \cdot \Delta \varphi_h, \qquad (12.1)$$

где S – площадь пучка; $\Delta \varphi_r$, $\Delta \varphi_h$ – угловые расходимости пучка по горизонтали и вертикали. На расстоянии *r* от выхода коллиматора площадь пучка равна:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}) = \mathbf{S} + \mathbf{r}^2 \cdot \Delta \phi_r \cdot \Delta \phi_h \,. \tag{12.2}$$

На больших расстояниях, где $S << r^2 \cdot \Delta \varphi_r \cdot \Delta \varphi_h$, интенсивность пучка убывает по закону: $J \sim \frac{\Phi \cdot S}{4\pi r^2}$. Поэтому выгодно соз-

давать компактные экспериментальные установки, максимально приближая их к реактору.

Потери нейтронов на пути до установки в некоторых случаях можно снизить путем использования зеркального нейтроновода. Известно, что нейтроны, падающие на зеркальную поверхность под малым углом, испытывают полное отражение. При заданном угле падения полное отражение испытывают те нейтроны, длина волны которых превышает критическое значение, определяемое рассеивающими свойствами вещества. Если стенки коллиматора обладают отражающими свойствами, нейтроны будут двигаться по каналу, ограниченному этими стенками. Таким образом, фактор $1/r^2$ исключается, потери нейтронов на многометровом пути внутри нейтроновода оказываются относительно малы. Обычно для транспортировки холодных (энергия 10^{-4} –5 · 10^{-3} эВ) и тепловых нейтронов используют нейтроноводы из полированных стеклянных пластин с напыленным на их поверхность слоем никеля. Нейтроноводы изгибают так, что радиус их кривизны определяет верхнюю границу энергии пропускаемых нейтронов. Нейтроны более высоких энергий покидают нейтроновод. В результате на расстоянии в десятки метров от реактора можно получить пучок нейтронов с энергиями ниже тепловой.

Нейтронные импульсы для времяпролетных измерений можно формировать путем прерывания пучка нейтронов. Когда щели во вращающемся прерывателе совпадают со щелями в неподвижном коллиматоре, в экспериментальную систему проходит нейтронный импульс. Прерыватель для медленных нейтронов простой и легкий: пучок можно перекрывать с помощью тонкого листа кадмия. Из-за уменьшения сечений с ростом энергии для прерывания пучка замедляющихся нейтронов необходим массивный, быстро вращающийся прерыватель (скорость вращения – десятки тысяч оборотов в минуту). Используют многороторные селекторы, роторы которых подвешены в магнитном поле и вращаются в вакуумированных кожухах практически без трения. Они пропускают нейтроны только в те моменты, когда совпадают щели во всех прерывателях и коллиматоре. С их помощью получают короткие импульсы длительностью 1 мкс и даже 0,25 мкс. Такие системы были использованы для исследований сечений доступных лишь в малых количествах сильно радиоактивных нуклидов (трансплутониевые и осколочные элементы).

Материаловедческие реакторы. Материаловедческие реакторы используют для радиационных испытаний материалов, конструкций, электронных элементов и блоков и др. Иногда такие реакторы называют "петлевыми". Петля (рис. 12.1) – это автономный контур для испытаний, в ее состав входят циркулятор теплоносителя, теплообменник, фильтры. Экспериментальные петли малой мощности (10–50 кВт) служат для исследований образцов материалов, средней мощности (100–500 кВт) – для испытаний твэлов, большой (1000–5000 кВт) – для ресурсных испытаний полномасштабных ТВС. В активных зонах материаловедческих реакторов поле нейтронов формируется под совместным влиянием рабочих и петлевых каналов. Например, в отечественном реакторе MP на 32 рабочих канала приходилось до 30 петлевых. Их характеристики даны в табл. 12.1.

Испытания ТВС продолжаются от нескольких месяцев до нескольких лет. За это время в активной зоне происходят изменения, влияние которых необходимо учитывать.

Число образующихся радиационных дефектов определяется флюенсом и энергетическим распределением нейтронов. Специальные исследования, проведенные в потоках нейтронов с разными энергетическими распределениями, показали, что при одинаковом флюенсе количества образовавшихся дефектов существенно различались. Считают, что повреждающими полупроводниковые материалы являются нейтроны с энергией выше 0,1 МэВ, а конструкционные материалы – нейтроны с энергиями выше 0,5 МэВ.

Для определения флюенсов и спектров нейтронов при радиационных испытаниях применяют активационные детекторы. Спектр нейтронов получают с помощью набора из 20–30 детекторов с разной энергетической зависимостью сечений (резонансные, пороговые и др.). Для измерений флюенса используют реакции с образованием долгоживущих радиоактивных нуклидов (чей период полураспада много больше продолжительности испытания). Флюенс тепловых нейтронов обычно определяют по числу реакций ⁵⁹Co(n, γ)⁶⁰Co ($T_{1/2} = 5,27$ лет) в кобальтовой проволоке, облучавшейся вместе с испытуемой ТВС. Для оценки флюенса повреждающих нейтронов все шире используют реакцию ⁹³Nb(n, n')^{93m}Nb $(T_{1/2} = 16,1 \text{ года})$, ее эффективный порог при облучении в реакторе на тепловых нейтронах равен 1 МэВ. Точность определения спектра в разных энергетических интервалах составляет 10–30 %, флюенса тепловых нейтронов 10–15 %, флюенса повреждающих нейтронов – 15–20 %.

Таблица 12.1

Петля	Тепло- носитель	Мощ- ность, кВт	Дав- ление, МПа	Расход тепло- носи- теля, т/ч	Макси- мальная темпера- тура теп- лоносите- ля, °С	Макси- мальная темпера- тура по- верхности твэла, %	Макси- сималь- маль- ное число каналов в петле
ПВЦ- 1	Вода – паро- водород- ная смесь	До 3000	10,0	30	310	320	7
ПВО	Вода	До 2000	20,0	30	330	360	3
ПО	Органи- ческая жидкость	1000	2,0	30	400	450	2
ПГ	Гелий	1000	10,0	2	800	1500	1
ППГ	Инертный газ	50	5,0	_	_	1700	1

Характеристики экспериментальных петель реактора МР



Рис. 12.1. Петлевой канал реактора МР: *I* – термопара; *2* – внешний чехол канала; *3* – корпус канала; *4* – место расположения ТВС; *5* – сильфон; *6* – трубопровод; *7* – вывод термопар; *8* – вакуумная трубка

Реакторы для производства радионуклидов. При работе АЭС в их топливе образуются новые тяжелые радионуклиды. Их содержание растет при увеличении глубины выгорания и включении плутония в начальный состав топлива. Ядерные данные об этих нуклидах необходимы для расчетов реакторов и установок внешнего топливного цикла, хранилищ радиоактивных отходов.

Некоторые трансплутониевые нуклиды благодаря своим свойствам (короткие периоды альфа-распада или спонтанного деления, высокие величины сечения деления и др.) могут представлять большую ценность (табл. 12.2). Нуклиды ²³⁸Pu, ²⁴²Cm, ²⁴⁴Cm используют в изотопных источниках для "малой" энергетики, ²⁵²Cf служит мощным нейтронным источником для активационного анализа, нейтронного каротажа, радиотерапии и т.д.

В отработавшем топливе АЭС далекие трансплутониевые нуклиды содержатся в очень малых концентрациях ($10^{-4}-10^{-8}$ %), и их выделение представляет собой высокотрудоемкий и дорогой процесс, основанный на переработке больших количеств высокоактивных материалов. Большинство указанных нуклидов быстрее и дешевле получать путем облучения соответствующих стартовых материалов-мишений в исследовательских реакторах.

Таблица 12.2

Нуклид	Тепловое сечение σ _f , б	Резонансный интеграл <i>RJ_f</i> , б	Число вторичных нейтронов v, нейтр./дел.
²⁴² Am	6080 ± 500	2260 ± 200	$3,25 \pm 0,10$
²⁴⁵ Cm	2070 ± 150	805 ± 80	3,80 ± 0,16
²⁴⁹ Cf	1715 ± 80	2200 ± 100	4,56±0,21

Физические характеристики некоторых трансплутониевых нуклидов

Скорость наработки нуклидов определяется исходным составом мишени, плотностью потока и спектром нейтронов. Например, для получения ²⁴²Cm путем облучения мишени из ²⁴¹Am целесообразно использовать максимальный поток тепловых нейтронов без примеси резонансных нейтронов. Увеличение потока резонансных нейтронов повышает скорость образования ²⁴²Сm, но еще больше усиливает его выгорание.

Обычно получение далеких трансплутониевых нуклидов включает несколько этапов:

первый – превращение ²³⁹Ри в ²⁴²Ри;

второй – превращение 242 Ри в 241 Ат и 242 Ст;

третий – наработка ²⁵²Сf путем облучения полученных на предыдущем этапе нуклидов;

четвертый – наработка эйнштейния и фермия путем облучения изотопов калифорния.

После каждого этапа проводится химическая переработка облученных мишеней и изготовление новых мишеней. На первом этапе для получения ²⁴²Pu используют обычный энергетический реактор, последующие облучения проводят в высокопоточном исследовательском реакторе.

Для облучения используют вертикальные экспериментальные каналы, проходящие через активную зону, отражатель или ловушку нейтронов. Ловушкой называют заполненную замедлителем полость в активной зоне реактора. Плотность потока тепловых нейтронов в ловушке существенно (в несколько раз) выше, чем в окружающей активной зоне. Наибольшие потоки получают в ловушках водо-водяных реакторов с промежуточным спектром нейтронов.

При облучениях малых количеств делящихся материалов энерговыделение невелико. Мишени помещаются внутри ампул – облучательных устройств без контура охлаждения. Для облучений в реакторе СМ-2 применяют ампулы, вмещающие несколько контейнеров (рис. 12.2). Мишени охлаждаются водой первого контура, проходящей через отверстия в донышках и крышках ампул. Ампулы изготовлены из стали, зазор между основным и вспомогательным корпусом может заполняться гелием или азотом.

Перечислим современные установки для облучения нейтронами построенные в США.

1. Реактор HFJR в Ок-Ридже – корпусный, водо-охлаждаемый с Ве-отражателем. Номинальная мощность 100 МВт (тепловых).



Рис. 12.2. Ампульные устройства реактора СМ-2:
а – для облучения при температуре теплоносителя; б – для облучения при различных температурах; в – с газовым зазором;
I – узел герметичного вывода термопар; 2 – труба с фланцем для крепежа на крышке реактора; 3 – термопары; 4 – контейнеры с образцами;
5 – корпус ампулы; 6 – образцы; 7 – винтовое устройство;
8 – вспомогательный корпус; 9 – подвеска; 10 – ампула с образцами

Служит для облучений большими потоками тепловых нейтронов с регулируемым спектром.

2. ANS – тяжеловодный реактор для получения самых интенсивных в мире пучков тепловых нейтронов.

3. FFTF – петлевой реактор на быстрых нейтронах в Ханфорде. Охлаждается натрием. Номинальная мощность 400 МВт. Используют для облучений быстрыми нейтронами (плотность потока нейтронов с энергией выше 100 кэВ достигает $3 \cdot 10^{15}$ нейтр./(см² · с)). Применяют ампулы диаметром 28 мм.

Рассмотрим теперь подробнее некоторые стационарные исследовательские реакторы. Реактор СМ-2 в г. Демитровограде (Россия) – промежуточный уран-легководный реактор с бериллиевым отражателем. Мощность 100 МВт. Поток тепловых нейтронов в активной зоне при номинальной мощности составляет около $2 \cdot 10^{15}$ нейтр./(см² · с); а в ловушке достигает $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./(см² · с). Предназначен для получения трансурановых нуклидов и физических исследований на пучках нейтронов (главным образом, для времяпролетных измерений).

Объем активной зоны равен 35 л, она собрана из 28 ТВС, содержащих пластинчатые твэлы. Годовое потребление ²³⁵U составляет 140 кг, из них 40 кг сжигается. Качество реактора достигает $0.5 \cdot 10^8$ нейтр./(см² · с · Вт).

Распределение потоков нейтронов по радиусу реактора СМ-2 показано на рис. 12.3.

<u>Реактор GHFR (Гренобль, Франция)</u> – тяжеловодный корпусной реактор. Мощность 60 МВт, поток тепловых нейтронов в отражателе достигает $1.5 \cdot 10^{15}$ нейтр./(см² · с), в активной зоне – $5 \cdot 10^{15}$ нейтр./(см² · с). Предназначен для исследований в области ядерной физики и физики твердого тела.

Активная зола реактора объемом 52,5 л вмещает одну топливную сборку, содержащую 8,6 кг²³⁵U. Этого количества хватает на 42 дня непрерывной работы. Полная масса тяжелой воды в реакторе составляет 40 т, она служит замедлителем, теплоносителем и отражателем нейтронов.

В отражателе расположен источник холодных нейтронов (ИХН), содержащий 25 л жидкого дейтерия при температуре 25 К. Тепловые нейтроны внутри этого объема "сбрасывают" температуру, "холодные" нейтроны используют для исследований по физике твердого тела. Они транспортируются к экспериментальным установкам по зеркальным нейтроноводам.



Рис. 12.3. Распределение не возмущенных нейтронных потоков Φ и энерговыделения в отражателе Q_{γ} при мощности реактора 100 МВт: Φ_1 – поток быстрых нейтронов с E > 5 кэВ; Φ_2 – поток эпитепловых нейтронов с 5 кэВ > E > 0,6 эВ; Φ_3 – поток тепловых нейтронов с E < 0,6 эВ

В отражателе также расположен источник "горячих" нейтронов – блок графита внутри вакуумированного сосуда за счет поглощения гамма-излучения графит нагревается до температуры 2200 К. Пучки нейтронов, выходящие из этого источника, обогащены нейтронами с энергиями 0,1–1,0 эВ. Схема расположения каналов реактора GHFR представлена на рис. 12.4.



Рис. 12.4. Схема расположения каналов реактора GHFR: *H* – горизонтальные каналы; *V* – вертикальные каналы; *l* – активная зона; *2* – ИГН; *3* – ИХН

<u>Реактор ИРТ.</u> Маломощные исследовательские реакторы используются в ряде стран для обучения студентов соответствующих специальностей (например, в Австралии, Венгрии и др.). В США в 1970-е годы реакторы работали в 76 университетах, сейчас – в 28.

В России эти реакторы служат базой для обучения (и, разумеется, исследований) в двух вузах: МИФИ и Томском политехническом университете. ИРТ-МИФИ – бассейновый реактор мощностью 2000 кВт. Топливо – частицы диоксида высокообогащенного урана, диспергированные в алюминиевую матрицу, или сплав U-Al. ТВС собраны из твэлов, представляющих собой прямоугольные коаксиальные трубы. Стенки бассейна реактора, элементы конструкции и покрытие твэлов изготовлены из алюминия. Средняя штатная глубина выгорания топлива достигает 50 % ²³⁵U.

Конструкции реактора и СУЗ обеспечивают высокую степень безопасности при эксплуатации. Это подтверждено данными экспертиз, проведенных специалистами из России и МАГАТЭ.

ИРТ-МИФИ оборудован 10 горизонтальными экспериментальными каналами (ГЭК), по которым нейтроны поступают в экспериментальные установки. Потоки через ГЭК составляют 10^{10} – 10^{11} нейтр./с. Сквозь активную зону реактора, отражатель и тепловую колонну проходят вертикальные экспериментальные каналы (ВЭК), в основном используемые для облучений. Максимальный поток в ВЭК – $5 \cdot 10^{13}$ нейтр./(см² · с).

Некоторые ГЭК служат источниками нейтронов для подкритических стендов, используемых в лабораторном практикуме по физике реакторов. На других ГЭК и ВЭК обучаются и работают студенты и аспиранты, специализирующиеся в области ядерной физики, физики твердого тела и др. Ежегодно на ИРТ-МИФИ проводится обучение десятков специалистов. Картограмма активной зоны и схема расположения экспериментальных каналов ИРТ даны на рис. 12.5.

Повышение плотности потока нейтронов позволяет интенсифицировать все реакторные исследования: ускорить времяпролетные измерения сечений, ресурсные испытания, наработку трансплутониевых нуклидов.

На практике желание увеличить плотность потока, по сравнению с достигнутой в существующих высокопоточных реакторах, приводит к необходимости увеличить мощность реактора, что, в свою очередь, требует повышения удельного энерговыделения и уменьшения толщины твэлов. С развитием поверхности твэлов увеличивается доля конструкционных материалов в активной зоне, что ведет к потере нейтронов. Реально повышение мощности в 10 раз позволит увеличить поток только в 3 раза, неся при этом огромные затраты на сооружение и эксплуатацию реактора. Практически 10^{16} нейтр./ (см² · с) – предельная плотность потока для стационарных исследовательских реакторов.



Рис. 12.5. Расположение вертикальных (*a*) и горизонтальных (б) экспериментальных каналов ИРТ

Следует также отметить, что способ формирования нейтронных импульсов для времяпролетных измерений путем прерывания пучка мало эффективен: в экспериментальную систему проходит менее 1 % нейтронов, остальные поглощаются в прерывателе.

12.2. Импульсные реакторы и бустеры

К этому классу принадлежат пульсирующие реакторы, ускорители, в мишенях которых импульсы заряженных частиц конвертируются в нейтронные, и подземные ядерные взрывы. Импульсные источники используют для времяпролетных экспериментов и ряда других исследований. Для решения подобных задач импульсные источники предпочтительнее: при одинаковой (со стационарные реактором) мощности они генерируют более высокие плотности нейтронов в импульсах.

Пульсирующие реакторы работают в режиме коротких вспышек, разделенных интервалами, во время которых реактивность – отрицательная. Вспышки получают за счет введения положительной реактивности, в результате чего реактор оказывается надкритическим на мгновенных нейтронах. К пульсирующим реакторам относятся так называемые бустеры – подкритические сборки, усиливающие импульсы нейтронов от внешних источников.

Каждый из упомянутых импульсных источников имеет свои особенности. Первый не требует ускорителя, однако производит относительно широкие импульсы, и, кроме того, надкритический реактор опасен. Реакторы-бустеры генерируют более узкие импульсы, к тому же подкритические реакторы безопасны.

Реакторное топливо расходуется экономно, если ширина импульсов много меньше ширины интервалов между ними. При заданном числе нейтронов в импульсе его продолжительность тем короче, чем меньше время жизни нейтронов в реакторе и больше скорость изменения реактивности. Поэтому быстрый реактор обладает двумя важными преимуществами: малым временем жизни нейтронов ($10^{-6}-10^{-8}$ с) и возможностью легко изменять реактивность. Простой способ изменения реактивности быстрого реактора с малой активной зоной и высокой вероятностью утечки нейтронов стоит в перемещении части отражателя, укрепленной на вращающемся диске. При этом нет необходимости осуществлять теплоотвод от движущейся части реактора.

Одна из важных характеристик импульсного источника – уровень фона между импульсами. Фон от запаздывающих нейтронов зависит от выбранного топлива. Доля запаздывающих нейтронов β при делении ²³⁹Pu примерно в 3 раза меньше, чем при делении ²³⁵U, поэтому использование плутония (или его оксида) обеспечивает более низкий уровень фона. По этой же причине применение плутония в реакторе-бустере позволяет получать больший коэффициент усиления (КУ) нейтронных импульсов, чем при использовании ²³⁵U:

$$KY_{max} = \frac{1}{1 - K_{max}} = \frac{1}{\beta}.$$
 (12.3)

Особый тип импульсного реактора был предназначен для радиационных испытаний материалов и конструкций путем кратковременного разового облучения весьма интенсивным потоком нейтронов (например, таким образом имитировали аварийную ситуацию). Реактор может работать либо в режиме самогасящейся вспышки, либо в регулируемом режиме длительностью несколько секунд. В первом случае для гашения используют отрицательный температурный эффект, во втором применяют принудительное гашение. Подобный реактор сильно отличается по конструкции и составу от вышеупомянутых пульсирующих реакторов.

Обзор импульсных источников нейтронов. Реактор ИБР-2 (Дубна, Россия) – пульсирующий реактор на быстрых нейтронах. Средняя мощность 4 МВт, мощность в импульсе при работе с частотой 5 имп./с достигает 8300 МВт. Если увеличить частоту в 10 раз, мощность в импульсе уменьшается во столько же раз. Полуширина импульса 120 мкс. Полная утечка нейтр./с равна 1,75 · 10¹⁷, максимальный поток тепловых нейтронов на входе в экспериментальный канал составляет 10¹⁶ нейтр./(см² · с).

Активная зона объемом 22 л, представляющая собой неправильный шестиугольник с полостью в центре (рис. 12.6), собрана из 78 шестигранных ТВС. Каждая ТВС состоит из семи твэлов диаметром 8,0 мм, выполненных из PuO₂. Отношение высоты активной зоны к ее эквивалентному диаметру равно 1,7, удлиненная форма выбрана с целью увеличения эффективности подвижного бокового отражателя. Теплосъем осуществляется натрием. При работе реактора в составе бустера в центральную полость помещают мишень ускорителя.

Толщина подвижного отражателя (вольфрам) – 6,5 см, дополнительного отражателя – 3,5 см. Ротор подвижного отражателя вращается со скоростью 3000 об./мин, дополнительный вращается тем же двигателем через редуктор с тремя разными передаточными отношениями. Таким образом, возможны четыре частоты следования импульсов: 50, 25, 10, 5 имп./с.

Реактор ИБР-2 предназначен для физических исследований и изучения импульсных радиационных воздействий. При средней мощности в 25 раз меньшей, чем у СМ-2, он создает на 2–3 порядка более мощные импульсы нейтронов.

В качестве мощных импульсных источников нейтронов используют реакторы-бустеры и мишени из тяжелых материалов, облучаемые заряженными частицами из ускорителей. Мишени значительно уступают бустерам по плотности потока (нет размножения нейтронов).

Источниками заряженных частиц служат протонные или электронные ускорители. Протоны в мишенях рождают нейтроны в результате spallation-реакции, электроны – по реакции ($e-\gamma-n$). Число образующихся нейтронов зависит от вида заряженных частиц (pили e), их энергии и силы тока.

Процесс множественного испускания нейтронов под действием заряженных частиц называют *глубоким расщеплением* (spallation). Процесс идет в два этапа. На первом в результате взаимодействия частицы с нуклидами из ядра вылетают быстрые нуклоны и мезоны, а остаточное ядро оказывается сильно возбуждено. На втором этапе возбуждение снимается путем испускания нуклонов, более тяжелых частиц и гамма-квантов. Вылетевшие на первой стадии из ядра частицы высоких энергий попадают в другие ядра и повторяют процесс.



Рис. 12.6. Горизонтальный разрез реактора ИБР-2:

1 – бериллиевый вкладыш дополнительного подвижного отражателя; 2 – дополнительный подвижной отражатель; 3 – основной подвижной отражатель; 4 – стержень автоматического регулятора; 5 – водный замедлитель; 6 – жидководородный замедлитель; 7 – блоки медленной аварийной защиты; 8 – канал мишени ускорителя; 9 – плутониевые ТВС; 10 – блок компенсатора реактивности; 11 – блок быстрой аварийной защиты; 12 – блок ручного регулятора; I–XI – оси нейтронных пучков

Сопоставление ускорителей протонов и электронов показывает, что энергия, выделяемая при рождении одного нейтрона, составляет около 50 МэВ при использовании быстрых протонов ($E_p \approx 10^3$ МэВ) и около 2000 МэВ при использовании электронов ($E_e \approx 10^2$ МэВ). Таким образом, при наличии ограничений по энерговыделению применение протонного ускорителя позволяет получать значительно более мощные нейтронные импульсы, чем при использовании электронных. В настоящее время в ряде стран (США, Канада, Россия) построены подобные ускорители: средний ток в них достигает несколько миллиампер, энергия протонов около 1 ГэВ.

Известно, что при использовании времяпролетной методики разрешение нейтронного спектрометра определяется формулой:

$$R = \frac{\Delta E}{E} = C \cdot \sqrt{E} \cdot \frac{\tau}{\ell}, \qquad (12.4)$$

где τ – длительность нейтронного импульса; ℓ – пролетное расстояние.

При сравнении различных источников для времяпролетных экспериментов используют понятие качества спектрометра. В данном случае качество – функция *N*(*E*), характеризующая энергетическую зависимость интенсивности пучков нейтронов из разных источников при одинаковом разрешении спектрометра:

$$N(E) = \frac{n \cdot g}{\ell^2} \cdot \Phi(E) dE , \qquad (12.5)$$

где N – плотность потока нейтронов на образец в интервале энергии ΔE ; n – частота повторения нейтронных импульсов; g – количество нейтронов в импульсе; $\Phi(E)dE$ – спектр нейтронов. Например, в области резонансов $\Phi(E)dE \sim \frac{dE}{E}$, $N(E) \sim \frac{n \cdot g \cdot R}{\ell^2}$.

Сравнение показывает, что для исследований в каждой области энергии нейтронов существует оптимальные источники. В области тепловых нейтронов это стационарные реакторы с прерывателем пучка и импульсные реакторы типа ИБР. В резонансной области – линейные электронные ускорители с неразмножающими или размножающими мишенями. В области быстрых нейтронов – протонные ускорители на энергии 10⁸–10⁹ эВ.

На рис. 12.7 представлена сводка данных о мощности нейтронных источников всех поколений.



Рис. 12.7. Эффективные тепловые нейтронные потоки источников трех поколений:

1 – ранние источники, основанные на использовании радиоактивных источников и маломощных ускорителей;
 2 – стационарные реакторы;
 3 – импульсные источники

Подземные ядерные взрывы представляют собой предельный случай работы реактора в импульсном режиме. Характеристики взрыва можно существенно варьировать, изменяя конструкцию ядерного устройства.

Например, при взрыве мощностью, эквивалентной 100 кт тринитротолуола (цилиндрический заряд диаметром 45 см), за время 10^{-7} с испускается ~ 10^{25} нейтр. Это намного больше, чем можно получить на ускорителях. При использовании ядерных взрывов становятся осуществимыми эксперименты, которые на ускорителях длились бы десятки и сотни лет.

Проведенные исследования показали возможность времяпролетных измерений сечений в диапазоне энергии от единиц до миллионов электронвольт при использовании очень малых количеств веществ. Другая область применения подземных ядерных взрывов – получение новых тяжелых нуклидов, образующихся путем последовательного захвата нескольких нейтронов. Так были впервые получены фермий и эйнштейний, а также далекий изотоп урана ²⁵⁷U, образующийся при захвате 19 нейтр. в ²³⁸U.

Для изучения получаемых короткоживущих нуклидов развиты экспресс-методы их выделения из облученных мишений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абов Ю.А., Елютин Н.О. Пучки нейтронов и нейтроннооптические явления. – М.: МИФИ, 1983.

2. Круглов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

3. Бушуев А.В., Кожин А.Ф. и др. Определение выгорания ТВС исследовательского реактора методом их повторного облучения // Атомная энергия. – 2004. – Т. 97. – Вып. 2. – С. 138–145.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое «тепловая колонна» и для чего ее используют?

2. Почему для определения сечений методом «по времени пролета» в резонансной области энергий требуются более короткие нейтронные импульсы, чем в тепловой области?

3. Каким способом можно получить импульсы нейтронов?

4. Какие устройства применяют для транспортирования медленных нейтронов от реактора на удаленные экспериментальные установки?

5. Как уменьшить поток гамма-квантов в нейтронном пучке, выходящем из реактора?

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА РЕАКТОРАХ «НУЛЕВОЙ» МОЩНОСТИ (КРИТСТЕНДАХ)

13.1. Эксперименты на подкритических и критических сборках

Процесс создания ядерного реактора всегда сопровождается физическими расчетами и серией экспериментов. Задача физического расчета – получить детальную информацию о поле нейтронов в реакторе и их ценностях. В процессе проектирования реактора нужно рассчитать топливную загрузку, распределение энерговыделения, накопление и выгорание актиноидов и продуктов деления, поведение реактора после возмущения стационарных условий его работы. Чтобы получить точные характеристики, необходимо учесть детальный ход нейтронных сечений и адекватно описать состав и структуру реактора. На практике в расчетах обычно используют системы усредненных по интервалам энергии сечений и упрощенную модель реального реактора.

Требования к точности предсказаний реакторных характеристик установлены в работах, где руководствовались как экономическими, так и технологическими соображениями. Проведенный анализ показал, что в обозримом будущем одни только измерения дифференциальных нейтронных сечений не обеспечат требуемой точности расчетов. Для достижения цели необходимы интегральные реакторные эксперименты. Кроме того, физические измерения нужны для проверки обоснованности расчетных моделей. Сопоставление экспериментальных и расчетных результатов позволяет проверять и совершенствовать расчетные методы и константы. Например, согласно оценке, коррекция констант по результатам интегральных экспериментов позволила улучшить точность расчетов параметров реактора БН-1600 в 1,5–2,5 раза.

В интегральных экспериментах обычно определяют величины либо характеризующие изучаемый реактор в целом (критические параметры, коэффициенты реактивности), либо усредненные по спектру нейтронов в некоторой части объема реактора (спектральные индексы, интегральные сечения реакций). Интегральные эксперименты проводят на критических и подкритических сборках^{*}, представляющих собой реакторы нулевой мощности (максимальный уровень мощности ниже 1 кВт), плотность потока нейтронов в реакторе на тепловых нейтронах не превышает $10^7 - 10^8$ нейтр./(см² · с), на быстрых нейтронах – $10^9 - 10^{10}$ нейтр./(см² · с). Использование реакторов нулевой мощности дает возможность оперативно изменять состав, геометрию и конфигурацию изучаемых систем. Низкий уровень мощности (а значит, низкая наведенная радиоактивность реакторных компонентов) позволяет использовать одни и те же компоненты для создания ряда сборок и производить перегрузки вручную, без специальных автоматизированных устройств. Нет необходимости применять принудительный теплосъем, конструкция реактора упрощена.

Существуют два направления исследований: эксперименты на моделях проектируемых реакторов и эксперименты для исследования особенностей определенного класса реакторов. В первом случае основной задачей эксперимента является проверка результатов расчета и получение таких необходимых для эксплуатации характеристик, как запас реактивности, эффективность системы СУЗ, распределение энерговыделения по объему. Особая задача – экспериментальное сопровождение эксплуатации реакторов. Оно включает моделирование эффектов, возникающих в результате мер по модернизации: изменение обогащения топлива, применение выгорающих поглотителей, усовершенствование системы СУЗ и др.

Результаты экспериментов на моделях конкретных реакторов трудно использовать для развития теорий и методов расчета реакторов. Часто результаты проведенных экспериментов невозможно перенести на другие, даже близкие по физическим свойствам реакторы, отличающиеся по составу и конфигурации.

Эксперименты второго типа проводят на универсальных стендах, позволяющих собирать достаточно простые для расчета системы, менять в широких пределах их характеристики и устанавливать в результате закономерности, присущие целому классу реак-

^{*} Сборка – устройство для экспериментального изучения характеристик и параметров размножающей среды; стенд – комплекс, включающий сборку и оборудование для ее эксплуатации, проведения экспериментов и обеспечения ядерной, биологической и общепромышленной безопасности.

торов. Варьирование концентраций топлива и замедлителя позволяет изменять спектр нейтронов.

Второе направление исследований связано с необходимостью уточнения констант для расчета реакторов. При постановке "константных" экспериментов стремятся максимально упростить геометрию сборки (простая модель дает минимальную модельную погрешность) и ее состав (минимальное число составляющих позволяет лучше выделить материалы, сечения которых подлежат коррекции). Сравнение измеренных и расчетных значений дает возможность внести коррективы в систему констант.

Сборки бывают двух типов: первый – из твэлов неразъемной конструкции – используют для моделирования конкретных реакторов или для экспоненциальных опытов по определению размножающих свойств реакторных решеток. На сборках второго типа реакторные материалы в виде блочков или пластинок загружают в трубы, что позволяет широко изменять состав и геометрию активной зоны.

Для каждого типа реакторов существует определенный набор измеряемых нейтронно-физических параметров, представляющих наибольший интерес для отработки методик расчета. Эксперимент должен быть информативен: в результате его осуществления должна быть уменьшена дисперсия предсказания соответствующей реакторной характеристики. Цель – снижение дисперсии – может достигаться двумя путями:

1) высокоточными измерениями по одной методике;

2) путем использования нескольких методик, обеспечивающих умеренную точность, с тем чтобы снизить скоррелированные погрешности результатов за счет взаимного погашения методических погрешностей.

При выборе измеряемых параметров и методов их измерения необходимо учитывать лабораторные возможности и трудоемкость, а также доступное время работы реактора.

Эксперименты на подкритических сборках. Эффективным инструментом для исследований по физике больших реакторов на тепловых нейтронах является подкритический эксперимент. Размеры реакторов с естественным или слабообогащенным ураном во много раз больше длины миграции нейтронов во внутриреакторной среде, спектр практически не изменяется по объему. Масштабы

таких реакторов настолько велики, что осуществление критических экспериментов весьма затруднительно. В подобных случаях можно, используя для подкритической сборки значительно меньшее, чем для критического опыта, количество материалов, определить ряд важных характеристик исследуемого реактора. Кроме экономии материалов (и снижения объема работ при перегрузках) подкритический эксперимент во многих случаях отличается от критического повышенной безопасностью (и пониженными требованиями к системе СУЗ).

Существуют разные варианты подкритического эксперимента: на сборках с внешним источником нейтронов (стационарным или импульсным) и на вставках в критический реактор, когда исследуемую подкритическую сборку окружают особой "запальной" зоной. Подкритический опыт с применением внешнего стационарного источника нейтронов носит название "экспоненциальный".

Как уже отмечалось, для четкой интерпретации результатов экспериментов на подкритической сборке требуется установить разделение пространственной и энергетической зависимостей потока нейтронов в объеме сборки, т.е. сформировать асимптотический спектр.

Измерения спектральных характеристик в шестиугольных сборках из шаровых твэлов ВТГР показали, что асимптотический спектр может быть сформирован в шестиграннике с размером под ключ не менее 1,3 длины миграции нейтронов в изучаемой среде (рис. 13.1). При использовании графитового отражателя размер можно уменьшать приблизительно до одной длины миграции. При этом число используемых твэлов оказывалось в 10–20 раз меньше, чем требуется для критического эксперимента.

На первом этапе исследований по физике реакторов экспоненциальные опыты в основном служили для определения размножающих свойств различных сред. В дальнейшем на подкритических сборках стали измерять параметры, характеризующие соотношения между скоростями нейтронных реакций в топливе (МКК, $^{28}\delta$, $^{25}\delta$, $^{28}\rho$), спектральные индексы (отношения сечений деления 239 Ри и 235 U, сечений захвата нейтронов в Lu и 164 Dy, различные кадмиевые отношения и др.), распределение нейтронов определенных энергий в ячейках, вблизи границ и вблизи стержней СУЗ, резонансные интегралы поглощения нейтронов в урановых и ториевых топливных загрузках. Поскольку размеры подкритических сборок относительно малы, легче осуществлять их нагрев с целью исследований температурных эффектов. По результатам ряда экспериментов на сборках с различной плотностью теплоносителя оценивали эффекты обезвоживания и вскипания воды.



Первоначально для проведения экспериментов широко использовали радиохимический метод: растворяли облученные в сборках образцы, выделяли продукты исследуемых реакций и измеряли их радиоактивность с помощью газонаполненных или сцинтилляционных детекторов. В дальнейшем, после разработки ППД, был осуществлен переход к неразрушающим гамма-спектрометрическим измерениям, что позволило упростить экспериментальную процедуру и повысить точность результатов.

Большую пользу для исследований по физике перспективных реакторов может дать развитие расчетных методов для интерпретации результатов экспериментов, когда спектр нейтронов в сборке не соответствует точно спектру в изучаемом реакторе. Располагая таким методом, можно будет еще уменьшить размеры сборок, что позволит осуществлять исследования систем с новыми типами топлива, которые в настоящее время невозможны из-за большой стоимости или высокой радиоактивности компонентов (например, с топливом, содержащим плутоний или ²³³U).

Эксперименты на критических сборках. Наиболее универсальным методом исследований по физике реакторов являются эксперименты на критических сборках. Критический эксперимент дает возможность, наряду с теми данными, которые дают подкритические опыты, получать много дополнительной ценной информации, используя для этого более широкий набор методик и приборов.

Сечения взаимодействия нейтронов разных энергий отличаются в 100 раз и более, следствием чего являются различия в структурах нейтронного поля в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах и в величинах эффектов возмущения поля при введении в реактор экспериментальных устройств или нарушения однородности активной зоны. Например, создание полости для размещения экспериментального устройства в быстром реакторе ведет к относительно слабому возмущению поля, соответствующие поправки (несколько процентов) могут быть получены из расчета. Эффекты возмущения в тепловых реакторах в десятки раз сильнее, что делает подобный эксперимент неинформативным. Поэтому различаются как конструкции сборок и наборы исследуемых характеристик, так и применяемые экспериментальные методы.

Плотность потока нейтронов в критических экспериментах приблизительно такая же, как в описанных ранее подкритических опытах: $10^7 - 10^8$ нейтр./(см² · с) в тепловых и $10^9 - 10^{10}$ нейтр./(см² · с) в быстрых реакторах. Причина ограничений – желание не допускать слишком высокой активации топлива и обойтись без принудительного охлаждения.

Важная проблема – обеспечение безопасности при проведении критических экспериментов. Система СУЗ должна обеспечивать безаварийную эксплуатацию реактора, желательно без применения поглощающих стержней, которые нарушают однородность активной зоны, затрудняя построение адекватной расчетной модели. На практике используют несколько разных способов регулирования или их комбинации. Управление нейтронным полем осуществляют:

путем перемещения из активной зоны части топливных элементов;

путем перемещения составных стержней, нижняя часть которых состоит из топлива, верхняя – из поглощающего материала;

путем изменения уровня замедлителя.

Для того чтобы построить адекватную расчетную модель экспериментальной сборки, необходимо располагать точными данными о составе и геометрии ее компонентов. Этому мешает неопределенность данных, обусловленная технологическими допусками при их изготовлении. Неточность в паспортизации ядерного топлива и других компонентов может являться причиной значительного разброса экспериментальных результатов и создавать серьезные проблемы при анализе расхождений между расчетом и экспериментом. Для уменьшения неопределенности данных либо проводят специальную аттестацию реакторных компонентов с целью уточнения их характеристик, либо используют компоненты, изготовленные по "бездопусковой" технологии. Влияние допусков на результаты экспериментов оценивают с помощью вариантных расчетов.

Значения $k_{3\varphi}$ для критических сборок легко измерить, но не просто интерпретировать из-за необходимости введения ряда поправок (например, на регулярность границы). Следует отметить, что критические параметры являются глобальными характеристиками реакторов, поэтому проверка расчетов только по этим данным недостаточна из-за возможности взаимной компенсации нескольких расчетных погрешностей. Так $k_{3\varphi}$ чувствителен к разности $v \cdot \sigma_f - \sigma_a$, и ошибки разных сечений могут взаимно погашаться. Для выявления скомпенсированных ошибок включают в анализ результаты измерений других физических параметров критической сборки.

13.2. Устройство критстендов для экспериментов по физике тепловых и быстрых реакторов. Измеряемые параметры и используемые методики. Возможности коррекции расчетных программ по результатам интегральных экспериментов

Стенд ZR-6 (Будапешт, Венгрия). Стенд служил базой для исследований по физике уран-легководных решеток, проводившихся в 1972–1990 гг. специалистами международного коллектива. Технологическая схема критического стенда представлена на рис. 13.2.

Бак критической сборки имеет объем 10 м³ (высота 1,8 м). Активная зона содержит верхнюю и нижнюю дистанционирующие плиты, в которые вставляются хвостовики твэлов. Шаг решетки $12,7 \pm 0,05$ мм или $11,0 \pm 0,05$ мм. Для сохранения шага использовали промежуточные дистанционирующие плиты из стали, алюминия, плексигласа.

Для аварийной защиты и регулирования мощности использовали стержни, верхняя часть которых была заполнена карбидом бора, а нижняя — обычным топливом, их число в разных случаях было от 4 до 8. Управление цепной реакцией осуществляли стержнями регулирования или изменением уровня воды в баке.

Сливная труба служит для быстрого удаления воды из бака в случае срабатывания аварийной защиты. Два подпиточных бака используются для подготовки и хранения замедлителя. В одном хранится вода, во втором – раствор борной кислоты (H₃BO₃) в воде. Замедлитель из подпиточного бака сначала поступает в бак слива, откуда перекачивается в бак критической сборки, где заранее устанавливаются решетки твэлов. Для быстрого заполнения бака служит центробежный насос производительностью до 0,15 м³/мин, для медленного заполнения – дозирующий насос мембранного типа производительностью до 0,009 м³/мин.



Рис. 13.2. Критический стенд ZR-6 – схема: *I* – подпиточный бак; *2* – бак критической сборки; *3* – уровнемер; *4* – сливная труба; *5* – бак слива; *6* – насос центробежный; *7* – дозирующий насос; *8* – электронагреватель

Контроль за мощностью осуществлялся с помощью двух импульсных и четырех токовых каналов. Оценка поступающих данных с измерительных приборов производилась логической системой, которая в случаях превышения заданных предельных величин включала звуковую и световую сигнализацию или команду на срабатывание органов управления. Логическая система являлась самоконтролируемой. Для измерений уровня замедлителя в баке критической сборки служил грубый уровнемер поплавкового типа (точность измерения уровня ± 1 мм) и точный уровнемер контактного типа (точность $\pm 0,02$ мм).

Точность измерений концентрации борной кислоты в воде достигала $\pm 0,5$ %.

Мощность, выделявшуюся в критических сборках, определяли из абсолютных измерений активности облученных золотых фольг. Она составляла 10-50 Вт, что соответствовало средней плотности потока тепловых нейтронов $1 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^7$ нейтр./(см² · с). Твэлы содержали ядерное топливо из UO₂ в виде таблеток длиной 28-30 мм, диаметром 7,65 мм. Длина заполненной топливом части твэлов равнялась 1250 ± 3 мм (результаты контрольных нейтроннорадиографических просвечиваний). Средняя плотность топлива в твэлах отличалась от плотности UO2 из-за зазоров между таблетками на 1,5-2,0 % (толщина зазоров 0,3-0,4 мм). Плотность топлива в твэлах с обогащением 1,6 % равнялась 10,33 ± 0,01 г/см³, в твэлах с $3.6\% - 10.56 \pm 0.03$ г/см³, с обогащением обогашением $4,4 \% - 10,42 \pm 0,01$ г/см³. Величина обогащения топлива была определена с точностью ± 0,05 % путем выборочных массспектрометрических измерений. Значения внутреннего и внешнего радиусов циркониевой оболочки твэлов: $\eta_{\text{вчени}} = 4,525 + 0,025 \text{ мм},$ $\eta_{\text{BHVTD}} = 3,875 \pm 0,025$ MM.

С помощью расчета было оценено влияние неопределенности данных о компонентах критических сборок на нейтроннофизические параметры. Результаты приведены в табл. 13.1.

Из таблицы видно, что отклонения технических данных на величину установленного разброса значений могли существенно влиять на результаты экспериментов (например, вариации обогащения топлива и содержания воды в ячейке из-за изменений диаметра твэла могли заметно влиять на величину МКК).

Для сравнения приводим некоторые технические данные относительно английских бездопусковых сборок в Винфриде (Великобритания). Там отклонения от номинальных значений были минимальны: обогащение урана составляло $3,003 \pm 0,011$ %, плотность – $3 10,44 \pm 0,01$ г/см³, масса оболочки (стальной) на единицу длины – 3 0,6983 ± 0,0035 г/см³. Это позволяло более точно описывать экспериментальные сборки и при одинаковой погрешности измерений точнее корректировать расчет по результатам эксперимента.

Таблица 13.1

Технические	Отклонение от	Изменение параметра, %				
данные номинальных значений		k _{əф}	М*	МКК	²⁸ δ	
Плотность	+ 0,5 %	- 0,013	- 0,25	+ 0,19	+ 0,33	
Шаг решетки	+ 0,2 мм	- 0,08	+ 0,14	+ 0,32	+ 0,44	
Обогащение топлива	+ 1 % (отн.)	+ 0,14	- 0,013	- 0,47	- 0,22	
Внешний диа- метр оболочки	— 0,05 мм	+ 0,097	- 0,63	- 0,46	- 0,55	

Результаты исследования для решетки с шагом 12,7 мм, обогащение топлива 3,6%

* Длина миграции нейтронов.

В число экспериментов на критических сборках ZR-6 входили:

определения коэффициента реактивности по уровню замедлителя и критического уровня замедлителя $H_{\kappa p}$. Методика была основана на измерениях реактивности в подкритических состояниях в зависимости от уровня замедлителя по мере долива воды (или раствора борной кислоты) в бак критической сборки. Реактивность определяли в единицах $\beta_{эф}$ по времени удвоения мощности;

измерения макрополей (для проверки малогрупповых констант, для определения величин æ² и др.) с помощью следующих методик:

 а) по активации твэлов получали распределение энерговыделения в активной зоне. Измерения основывались на регистрации гамма-излучения продуктов деления из облученных твэлов с помощью NaI-детектора с коллиматором;

б) по активации помещенных в сборку фольг (из Cu, In, Eu, Dy, Al, Au+Al) получали информацию о пространственных распределениях нейтронов разных энергий вблизи границы активной зоны с отражателем, вблизи полостей и др.;

в) по активации проволоки, состоящей из 10 % Dy + 90 % Al, измеренной с помощью пластмассового сцинтиллятора с коллиматором, получали распределение тепловых нейтронов;

измерения микрополя (распределения нейтронов в элементарной ячейке) с помощью фольг из Dy, Lu, Cu (фольги помещали внутри твэла и вокруг него);

измерения физических параметров решетки (МКК, ²⁸δ, ²⁵δ, ²⁸ρ), спектральных индексов, коэффициента проигрыша по тепловым нейтронам с использованием гамма-спектрометрии с ППД и NaI-детектором.

Для обеспечения экспериментов использовали автоматизированную систему обсчета и хранения результатов. Система осуществляла обработку результатов измерений, подсчет поправок к результатам, вычисление величин определяемых параметров и их погрешностей, анализ результатов с применением статистических критериев.

Полученные из экспериментов на ZR-6 результаты образуют комплекс, который по полноте и точности данных находится на самом передовом уровне. Эти данные использовались для научных (верификация расчетных программ в России, Польше, Венгрии, Германии и др.) и практических (проектирование водо-водяных реакторов) целей.

Стенд «Макет» (ИТЭФ, Москва, Россия). Стенд использовался для экспериментов по физике уран-тяжеловодных реакторов. Алюминиевый бак критической сборки диаметром 2,6 м и высотой 3,65 м расположен внутри защитного бака. Стенд был снабжен гидросистемой, обеспечивавшей изменение уровня D₂O в баке мерными порциями и в заданное время. Гидросистема технически обеспечивала сохранность количества и уровень качества D₂O в течение 2-3 лет. Система СУЗ использовала детекторы-камеры деления и счетчики, часть которых размещалась под дном защитного бака, а остальные – в вертикальных сухих каналах в активной зоне. Для контроля за уровнем мощности служили пять импульсных и (максимально допустимая три токовых канала мощность составляет 1 кВт), контроль за нарастанием мощности осуществлялся с помощью двух токовых каналов. Дозиметрический контроль в помещении критического стенда производился стационарными приборами в двух точках по тепловым нейтронам, в двух -

по промежуточным, в двух – по быстрым и в 30 – по гаммаизлучению.

В число измеряемых физических параметров сборок вхоили:

критические параметры (путем достижения критического уровня или методом догрузки топлива);

экстраполированные размеры сборок (с помощью активационной методики);

пространственные распределения энерговыделения в сборках и в отдельных ТВС;

плотность и распределение потока нейтронов и спектральные характеристики в объемах активных зон и элементарных ячеек (использовали активационную методику, камеры деления, сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов);

абсолютные величины и пространственные распределения потоков гамма-квантов (использовали ионизационные камеры и термолюминесцентные детекторы);

физические веса стержней СУЗ и элементов аварийной защиты (методом импульсного нейтронного генератора, методом сброса стержней, по периоду нарастания мощности, по изменению критического уровня D₂O и др.);

температурные, пустотные и легководные эффекты реактивности (по изменению критического уровня D₂O);

кинетические параметры сборки методом импульсного нейтронного генератора.

Результаты экспериментов на стенде "Макет" послужили для тестирования методик расчетов тяжеловодных решеток, усовершенствования режимов работы находящихся в эксплуатации реакторов, уточнения характеристик перспективного реактора ТВР ИТЭФ.

Критические стенды для экспериментов по физике быстрых реакторов. Сборки состоят из блочков различных материалов (обогащенный и естественный уран, плутоний, железо, графит, натрий и др.) в виде цилиндров (БФС, ФЭИ) или квадратных призм (ZPR, SNEAK), толщина которых (1–10 мм) сравнима со средним свободным пробегом нейтронов. На критических сборках ZPR (США) для загрузки блоков использовали горизонтальные лоткидержатели квадратного сечения. Эти лотки устанавливали в стеллажах без бака. В критических сборках MASURCA (Франция),
SNEAK (Германия) имелся бак, где вертикально расположенные трубы квадратного сечения устанавливали на плите-решетке. В критических сборках БФС блочки загружают в каналы – цилинд-рические вертикальные трубы, опирающиеся на плиту.

рические вертикальные трубы, опирающиеся на плиту. Число блочков в сборках ~ 10⁶, массы используемых делящихся материалов достигают сотен (SNEAK – 500 кг²³⁵U и 200 кг²³⁹Pu) и тысяч (БФС-2) килограмм. Ядерная безопасность при проведении работ обеспечивается использованием высокоэффективных систем СУЗ и достижением глубокой подкритичности после остановки реактора. Обычно органы регулирования имеют тот же состав, что и активная зона. На БФС часть каналов сделана подвижными, они крепятся на обоймах приводов и могут опускаться из активной зоны реактора. В некоторых случаях (ZPR) сборка состояла из подвижной и неподвижной частей, что позволило получать глубокую подкритичность путем удаления подвижной части.

При расчетном моделировании сборки обычно представляют состоящими из плоскопараллельных слоев материалов. В действительности на сборках ВФС слои материалов пронизаны трубами, между которыми существуют сквозные зазоры, заполнявшиеся трехгранными вытеснителями из А1 или Fe. Слои в разных трубах могут быть смещены по высоте из-за разброса в толщинах блочков (у блочков БФС разброс составляет ± 1 %). Поэтому реальные сборки отличались от упрощенных расчетных моделей.

Важное направление исследований на быстрых критических сборках представляли эксперименты с целью уточнения ядерных данных (так называемые константные или "чистые" опыты). Необходимость в уточнении ядерных данных возникает, во-первых, если константная компонента погрешности расчета основных нейтронно-физических характеристик проектируемого реактора превалирует над компонентами, обусловленными неточностью расчетных моделей и технологическими допусками, и, во-вторых, если суммарная погрешность расчетов приводит к недопустимо большим технико-экономическим проигрышам. Целесообразно снижать дисперсии ядерных данных пропорционально тем вкладам, которые они вносят в дисперсии характеристик реактора.

Когда цель эксперимента – проверка и коррекция расчетных констант, необходимо свести к минимуму модельные погрешности. В принципе этого можно достичь с помощью очень сложных рас-

четов: многозонный трехмерный со многими тысячами групп расчет с использованием высоких приближений для описания анизотропии рассеяния.

На раннем этапе такой подход был неосуществим, расчет проводили в очень простых приближениях (одномерный гомогенный расчет с числом групп 20–50), с последующим введением поправок для учета гетерогенных эффектов. Эти эффекты имеют место при изучении сборок из слоев материалов, при изменениях реактивностей, вносимых образцами разных составов и размеров, при исследованиях доплер-эффекта. Поправки получали с помощью дополнительных специальных расчетов и экспериментов.

Приведение экспериментов и расчетов к адекватным условиям называют оценкой результатов исследований. Трудность оценки зависит от различия свойств экспериментальной системы и от расчетной модели. В процессе оценки выявляется потребность в новых измерениях. По результатам экспериментов составляют библиотеки оцененных данных интегральных экспериментов, включающие результаты измерений, расчет их величины и поправки на неадекватность условий расчета и эксперимента.

Разные параметры имеют неодинаковую чувствительность к отклонениям расчетной модели от реального эксперимента. Параметр $k_{э\phi}$ весьма чувствителен к выбору эффективных границ сборки, к обогащению топлива и структуре активной зоны. Другие параметры (отношения сечений реакций, отношения коэффициентов реактивности, спектр нейтронов в центре сборки) слабо чувствительны к выбору границ и обогащению, но существенно зависят от гетерогенной структуры среды. Результаты измерений таких параметров требуют меньших коррекций (только поправка на гетерогенность и перетечку нейтронов по зазорам между каналами в сборке).

Успех расчета быстрого реактора сильно зависит от точности данных о сечениях и методики приготовления групповых констант. Особенно важны следующие данные:

для энергий нейтронов выше нескольких сотен килоэлектронвольт – сечения деления четно-четных ядер (²³⁸U, ^{240,242}Pu), данные о спектре нейтронов деления, данные об упругом и неупругом рассеянии, от которых зависят спектр нейтронов в реакторе и их утечка; для энергий от нескольких десятков до нескольких сотен килоэлектронвольт – сечения деления и захвата тяжелых ядер, параметры резонансов в сечениях рассеяния;

для энергий от нескольких до нескольких десятков килоэлектронвольт – параметры резонансов в сечениях деления и поглощения тяжелых ядер, сечения поглощения продуктов деления.

Типичные программы интегральных экспериментов на сборках включают следующее.

1. Измерения скоростей деления и захвата нейтронов в топливе. Поскольку на реакторе нулевой мощности невозможно прямо измерять захваты в 235 U и 239 Pu, сведения об этих реакциях получали из анализа результатов измерений реактивности, вносимой образцами указанных нуклидов в реактор. Измерения скоростей деления 235 U и 239 Pu и скорости захвата в 238 U проводили различными методиками. При оценке результатов измерений камерами деления учитывали возмущения, вносимые стенками камер, подводящими проводами и экспериментальными каналами, в которых помещались камеры. При активационных измерениях с помощью фольг возмущения были минимальны. Данные о погрешностях результатов измерений в разных лабораториях даны в табл. 13.2, где ANL и UKNDL – названия лабораторий.

Кроме вышеупомянутых, измеряли скорости ряда других реакций в топливе и реакций, которые обладают избирательной чувствительностью к нейтронам определенных энергий. В их число входили реакции деления ²³²Th, ^{233,234,236}U, ²³⁷Np, ^{240,241}Pu, захвата в ²³²Th, ²³⁶U, ²³⁷Np, ¹⁹⁷Au, ¹⁸¹Ta, (*n*, α)-реакции в ¹⁰B, ⁶Li.

2. Измерения спектра нейтронов в сборке. Использовали метод времени пролета, счетчики протонов отдачи, спектрометры с ⁶Liили ³He-счетчиками. Времяпролетные измерения проводили при подкритическом состоянии реактора, который облучали нейтронными импульсами, производимыми с помощью ускорителя заряженных частиц.

Один из комплексов для времяпролетных измерений спектров включал описанный ранее в гл. V стенд БФС-1 и микротрон (импульсный ускоритель электронов), рис. 13.3. Производимые ускорителем электроны тормозились в мишени из Pb или ²³⁸U, воз-

никало тормозное излучение, под действием которого в мишени по реакциям (γ , *n*) и (γ , *f*) рождались нейтроны.

Таблица 13.2

Отношение	Радио- химический анализ	Калибровка в потоке тепловых нейтронов	Калибровка с помощью камер деления	Измерение захвата в ²³⁸ U с помощью ²⁴¹ Am*
$^{235}\sigma_{n,f}/^{239}\sigma_{n,f}$	_	2,2 % ANL*	2,2 % ANL	-
$^{238}\sigma_{n,f}/^{239}\sigma_{n,f}$	3,1 % ANL	_	2,9 % ANL	-
$^{238}\sigma_{n,f}/^{235}\sigma_{n,f}$	3,6 % ANL	1,7 % UKNDL**	_	1,3 % UKNDL
²³⁸ $\sigma_{n,\gamma}$ / ²³⁵ $\sigma_{n,f}$	3,0 % ANL	1,5% ANL	_	2,9 % ANL

Погрешности измерений отношений скоростей реакций

* ANL – Аргонская национальная лаборатория;

** UKNDL – Лаборатория ядерных данных, Великобритания.

Нейтроны размножались в сборке, их спектр приобретал форму, характерную для их распределения в изучаемом реакторе. Нейтроны распространялись по нейтроноводу, время их пролета регистрировали детектором – системой гелиевых счетчиков.

С помощью времяпролетных измерений получены спектры нейтронов в ряде сборок БФС. Нижняя граница измерений – 200 эВ в сборках с жестким спектром и 30 эВ в сборках с мягким спектром. Главный источник погрешностей результатов при измерениях в верхней части диапазона – погрешность данных об эффективности регистрации нейтронов, в нижней – статистическая погрешность. Полная погрешность при измерениях в разных частях диапазона

^{*} При альфа-распадах ²⁴³Am так же, как и в реакции ²³⁸U(*n*, γ) образуется ²³⁹Np. Приготовив источник ²⁴³Am, измеряют его радиоактивность путем счета альфа-частиц и определяют равновесное содержание ²³⁹Np. Этот источник затем используют для калибровки эффективности измерительной системы, применяемой в измерениях скорости реакции ²³⁸U(*n*, γ) в реакторе.

энергии нейтронов составляла от 8 до 15 %. Аналогичные измерения спектра проводились также на зарубежных стендах с применением различных импульсных источников нейтронов.



Рис. 13.3. Комплекс БФС-1 – микротрон:

- 1, 3 мишени; 2 шибер; 4 БФС-1; 5 насос; 6 поворотный магнит; 7 – датчик положения пучка; 8 – электроновод; 9 – микротрон;
- 10 диффузионный насос; 11 фокусирующая линза; 12 корректирующая обмотка; 13 – измерительная камера; 14 – нейтроновод

3. Измерения реактивности, возникающей при введении в критический реактор малых образцов. Часто применяют осцилляторный метод: в экспериментальный канал, проходящий через активную зону, периодически вводят и извлекают образец исследуемого материала. Происходящее изменение потока нейтронов регистрируют нейтронным детектором – ионизационной камерой. Таким путем определяют реактивность образцов по отношению к эталону или отношение реактивностей, вносимых холодным и горячим образцом (при исследованиях Доплер-эффекта) и др.

4. Измерение времени жизни мгновенных нейтронов (оно характеризует скорость исчезновения нейтронов в реакторе вследствие поглощения и утечки). Для оценок динамических характеристик реактора необходимо знать отношение $\beta_{3\phi}/I$, его определяют различными методами, из которых наиболее распространенный основан на измерении декремента затухания нейтронного импульса в критическом реакторе.

5. Измерение ценности нейтронов. Этот параметр чувствителен к точности ядерных данных, и результаты измерений ценности служат для проверки расчетных констант и методик. В экспериментах определяют некоторые интегральные величины (например, усредненную по спектру нейтронов ценность). Методы основаны на измерениях эффектов, сопровождающих введение в реактор миниатюрного источника ²⁵²Cf (рост мощности и др.).

Оцененные данные экспериментов на БФС служили для верификации версий системы констант БНАБ, для обоснования проектов реакторов БОР-60, БН-350, БН-600, БН-800. Современные эксперименты связаны с разработками реактора для трансмутации долгоживущих радиоактивных нуклидов, перспективного энергетического реактора с Рb-теплоносителем и др.

Как показывает сравнение программ экспериментов на тепловых и быстрых критических стендах, исследования по физике быстрых реакторов охватывают более широкий круг параметров, разнообразнее применяемые методики и аппаратура. В целом же эксперименты на критических стендах не дают возможности определить все физические характеристики исследуемых реакторов. В критических опытах невозможно точно моделировать переходные процессы и долговременное поведение реактора, изучать некоторые важные нейтронные реакции. Недостающую информацию получают из измерений непосредственно на энергетических реакторах.

Эксперимент на «вставках» в критические сборки. Как отмечалось в разд. 13.1, эксперименты на "вставках" являются одним из вариантов подкритического опыта. Для их проведения используют как специальные, так и универсальные критические стенды.

Критический стенд "Грог" РНЦ «Курчатовский институт» служил для исследований по физике ВТГР. Центральная часть сборок состояла из шаровых твэлов ВТГР, окружающую "запальную" зону набирали из цилиндрических фторпластовых таблеток с разным содержанием высокообогащенного урана. Применение двухзонной системы преследует две цели:

экономию дефицитных шаровых твэлов – используют тысячи твэлов вместо десятков тысяч, необходимых для критической загрузки;

возможность изучения эффектов реактивности при внесении возмущений в центральную область сборки.

С помощью расчетов задают такой состав запальной зоны, чтобы его свойства приближались к свойствам вставки. Тем самым ослабляли граничные эффекты, и облегчали интерпретацию результатов экспериментов.

Опыты на вставках проводятся и на БФС. В некоторых случаях применение вставок позволило осуществить эксперименты с относительно малыми количествами топливных элементов: опыты по исследованию эффектов, обусловленных гетерогенной структурой активной зоны, когда вместо обычных топливных блочков толщиной 5 мм использовали более тонкие пластины из того же материала; опыты со вставками, содержавшими плутониевые блочки.

Другие эксперименты проводились во вставках из материалов, для которых величина k_{∞} близка к единице. Поскольку утечка из таких вставок мала, коэффициент размножения в них определяется только процессами поглощения и замедления нейтронов. Результаты измерения k_{∞} и отношений сечений нейтронных реакций в подобных вставках не содержат неопределенностей, связанных с учетом границы активной зоны критической сборки, а влияние гетерогенной структуры вставки лучше всего оценивается расчетом именно в случае бесконечной среды (среда с малой утечкой).

Итоги рассмотрения.

1. Интегральные эксперименты на реакторах нулевой мощности служат основным источником данных для проверки и коррекции расчетных констант и моделей, для обоснования проектов ядерных реакторов.

2. Особенности конструкций экспериментальных стендов позволяют широко варьировать состав и геометрию реактора и четко интерпретировать результаты опытов. Вместе с тем круг реакторных характеристик, поддающихся определению с помощью опытов на «нулевой» мощности, существенно ограничен.

3. Эксперименты на стендах отличаются наибольшим разнообразием применяемых методик и аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов З.Л. Критический эксперимент как средство изучения физических особенностей реактора (JAEA SM-42/86) // Proceedings of the simp. on Exponential and Critical Experiments. – Amsterdarm. – 1963. V. I. P. 125.

2. Казанский Ю.А., Зиновьев В.П. и др. Методы изучения реакторных характеристик на критсборках БФС. – М.: Атомиздат, 1989.

3. Бушуев А.В., Бычков С.А. и др. Экспериментальные и теоретические исследования формирования спектра нейтронов в подкритических сборках ВТГР // АЭ. – 1983. – Т. 55. – Вып. 6. – С. 414.

Вопросы для самоконтроля

1. Почему ресурсные испытания в реакторе должны сопровождаться измерениями спектра и потока нейтронов?

2. Можно ли в опытах на реакторах нулевой мощности (критсборках) исследовать захват нейтронов в ²³⁹Ри и деление ²³⁹Ри нейтронами?

3. Какими соображениями руководствуются, планируют опыт на критстенде с целью уточнения констант какого-либо материала?

4. Какие преимущества имеют эксперименты на реакторах нулевой мощности (критстендах)?

5. Как доказать, что спектр нейтронов, сформированный в подкритическом реакторе, тождественен спектру в критическом реакторе?

6. Почему многие методы и приборы, используемые с успехом для опытов на быстрых реакторах не применимы на тепловых реакторах?

НЕЙТРОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРАХ

14.1. Задачи и особенности нейтронных измерений на энергетических реакторах

Для безопасной работы реактора необходимо поддерживать его технологические параметры в заданных пределах. Улучшение экономических показателей связано с уменьшением разницы (запаса) между фактическими и максимально допустимыми величинами параметров.

Размеры современных энергетических реакторов велики: диаметр активной зоны РБМК-1000 равен 7 м, высота 11,8 м, отношение диаметра к длине миграции нейтронов более 10, масса загружаемого топлива во много раз превосходит критическую. Точечная модель непригодна для описания нестационарных процессов в таких реакторах. Пространственно-зависимые модели динамики сложны, не наглядны и не обеспечивают требований точного управления нейтронным полем. Из-за влияния случайных факторов и недостаточной информации о состоянии активной зоны точность расчета параметров стационарного состояния реактора также неудовлетворительная. В число причин, снижающих точность, входят неадекватность расчетной модели и реального объекта, неточность данных о размерах и составах компонентов активной зоны, погрешность данных о технологических параметрах (положениях регулирующих стержней, уровне мощности, температуре топлива и др.). Главная цель измерений на работающих энергетических реакторах – получение данных для управления, регулирования его параметров. Проблема управления особенно остро стоит для мощных реакторов, где энергораспределение неустойчиво и действуют положительные коэффициенты реактивности (температурный - в ВВЭР-1000, паровой – в РБМК) и другие факторы (например, ксеноновые колебания, вызывающие нестабильность реактора).

Измерения на реакторах АЭС относятся к категории промышленных экспериментов. Их отличают следующие особенности:

большое число факторов, влияющих на работу установки; возможность одновременного воздействия этих факторов;

сложность поддержания этих факторов в заданных пределах;

ограниченность возможности измерений с помощью штатной аппаратуры и невозможность в ряде случаев применять специальную исследовательскую аппаратуру.

Реакторные измерения подразделяются на:

единичные (при физическом пуске или специальном режиме работы, когда возможно применение исследовательской аппаратуры), их главная цель – проверка и уточнение проектных предсказаний реакторных параметров;

периодические (через 100–200 сут. после перегрузок топлива), их цель – определение изменившихся эксплуатационных характеристик;

непрерывные, с целью управления работой реактора.

Большое количество находящихся в эксплуатации реакторов требует максимальной унификации как программ, так и методов измерений, накопления и обработки информации и ее систематизации. Эти требования могут быть выполнены только при условии применения автоматизированных измерительных комплексов на основе ЭВМ, снабженных пакетом прикладных программ.

Существуют много параметров, лимитирующих работу реактора: критическая нагрузка и предельная плотность теплового потока в твэле, допустимые температуры топлива и оболочки и др. Все они прямо зависят от плотности потока нейтронов. Нейтронное поле первично, а все другие поля (температурное, энерговыделения, изотопное) вторичны.

Для нейтронных измерений на энергетических реакторах используют детекторы, входящие в системы внутриреакторного контроля (СВРК). Эти системы обеспечивают удержание параметров в безопасных пределах, предотвращение повреждения твэлов, позволяют определять энерговыделение в топливе. Информация от СВРК необходима для оптимизации режимов работы активной зоны. На первом этапе СВРК создавали для реакторов, работающих в базовом режиме. Современный этап связан с ростом мощности реакторов и переходом к эксплуатации АЭС в режиме следования за нагрузкой. Активная зона реактора малодоступна из-за высокого давления, температуры, мощного радиоактивного излучения, вибрации конструкций. В таких условиях детекторы должны безотказно работать длительное время, обеспечивая контроль за нейтронным потоком, величина которого может изменяться на десять порядков. Специфическая особенность детекторов CBPK – изменение их эффективности из-за выгорания нейтронно-чувствительного элемента (флюенс нейтронов за время работы детектора может превышать 10^{21} нейтр./см²).

14.2. Детекторы, применяемые в системах внутриреакторного контроля, построение системы СВРК

Детекторы прямой зарядки (ДПЗ). Существует два типа ДПЗ: БЭДН (бета-эмиссионный детектор нейтронов), где ток обусловлен бета-излучением радиоактивных нуклидов, образующихся в эмиттере под действием нейтронов, и КЭДН (комптоновский эмиссионный детектор нейтронов), где ток создают электроны, образующиеся в эмиттере в результате рассеяния гамма-квантов, испускаемых при радиационном захвате нейтронов в эмиттере.

Детекторы БЭДН состоят из двух коаксиальных электродов, изготовленных из материалов с существенно отличающимися сечениями (n, γ)-реакций, между которыми находится изолятор (рис. 14.1). Если сечения материалов внешнего электрода (коллектора) и изолятора малы, а при захвате нейтронов во внутреннем электроде возникает один бета-активный нуклид с постоянной распада λ , то после достижения равновесия между скоростями захвата и распада каждый захват будет сопровождаться испусканием одной бетачастицы. Движение бета-частиц от эмиттера к коллектору создает электрический ток, величина которого пропорциональна плотности нейтронного потока через детектор.

ДПЗ имеют две особенности:

у них отсутствует внутреннее усиление, поэтому они могут работать при высокой плотности потока нейтронов;

бета-частицы сами достигают коллектора, поэтому не требуется высокое напряжение для питания детектора (сам ДПЗ является источником тока, не зависящим от нагрузки во внешней цепи).



Рис. 14.1. Конструкция ДПЗ: 1 – эмиттер; 2 – изолятор; 3 – коллектор

Недостатком БЭДН является запаздывание изменений тока от изменений плотности потока нейтронов, обусловленное временем распада радиоактивных ядер (например, у родиевого БЭДН $T_{1/2} = 43$ с). Для снижения инерционности БЭДН его эмиттер делают из материала, в котором образуются короткоживущие радиоактивные нуклиды (из родия, серебра, гафния). КЭДН безынерционны. Типичные размеры ДПЗ: длина – от нескольких сантиметров до нескольких метров, диаметр - 1,2-5 мм, чувствительность родиевых детекторов ~ $4 \cdot 10^{-17}$ (A · см² · с)/нейтр., ванадиевых детекторов ~ $8 \cdot 10^{-17}$ (A · cm² · c)/нейтр. Чувствительность КЭДН в 2-3 раза ниже. Ток, генерируемый гамма-излучением (2-10 % всего тока), в БЭДН компенсируют с помощью дополнительного детектора, не содержащего нейтронно-чувствительного элемента. Ресурс БЭДН определяется стойкостью изоляции и составляет $\sim 10^{22}$ нейтр./см² (10^{20} нейтр./см² у КЭДН). В результате облучения флюенсом 10²¹ нейтр./см² эффективность детекторов уменьшается на 5–13 %

Ионизационные камеры. Применяют импульсные и токовые камеры с чувствительными элементами из В, Li или делящихся нуклидов (²³⁵U, ²³⁶U, ²³⁹Pu, ²³⁷Np и др.). Чтобы искажения нейтронного поля были минимальны и камеры могли помещаться в узкие каналы, их делают миниатюрными: диаметром 1–10 мм, длиной 10–30 мм.

Основное достоинство ионизационных камер – широкий возможный диапазон измерений: $10^3 - 10^{14}$ нейтр./(см² · с). Ресурс достигает 10^{20} нейтр./см², работоспособность некоторых типов ка-

мер сохраняется до температур 500–550 °С. Схема камеры деления для внутриреакторных измерений представлена на рис. 14.2.



Рис. 14.2. Конструкция камеры деления: *I* – внешний электрод; *2* – центральный электрод; *3* – радиатор; *4* – выводной изолятор; *5* – кабельная трасса; *6* – опорный изолятор; *7* – откачная труба

Активационные детекторы. Проволоки из Cu, Fe, Mn помещают в специальные каналы активной зоны реактора. После облучения проволоку извлекают и измеряют распределение активности по ее длине. Другой тип активационных детекторов – шарики с добавкой марганца, ванадия, кобальта, доставляемые пневмотранспортной системой, проходящей через вертикальные каналы в активной зоне. Создается возможность точно, быстро (время активации – 3 мин, вся процедура измерений до получения результата занимает 15 мин) восстановить трехмерное поле энерговыделения и проконтролировать запасы до допустимых границ эксплуатационных режимов.

Детекторы, основанные на тепловом эффекте. Детекторы представляют собой термопары с нанесенным на спай нейтронночувствительным элементом. Разогрев спая происходит за счет тепла, выделяемого при торможении заряженных частиц, образующихся при нейтронных реакциях ((n, α) -реакции в боре, литии или деления).

Достоинства таких детекторов – простота, надежность, отсутствие необходимости в источнике питания. Главный недостаток – нелинейность при измерениях в больших (выше 10^{13} нейтр./(см² · с)) потоках, когда из-за сильного разогрева спая материала термопары усиливается зависимость теплопроводности от температуры.

Невозможно отдать предпочтение какому-либо одному типу детекторов, поскольку ни один не отвечает всем требованиям. В ближайшее время не ожидается создания и широкого внедрения новых типов детекторов. Считают, что наиболее подходящими для BWR остаются камеры деления, для PWR и BBЭР – комптоновские и бета-эмиссионные детекторы и термопары.

Системы СВРК. Системы включают фиксированные и подвижные датчики. Фиксированные датчики дают информацию о нейтронном поле только в определенных точках, они недоступны для проверки и замены в период между перегрузками активной зоны.

Подвижные датчики позволяют непрерывно контролировать распределение мощности по высоте ТВС и точно определять максимальное энерговыделение, обнаруживать промежутки внутри твэлов, возникающие в результате уплотнения топливных таблеток под облучением. В качестве подвижных датчиков используют камеры деления или БЭДН, перемещаемые внутри специальных сухих каналов (например, полых трубок, установленных вместо твэлов). Подвижные датчики используют также для калибровки фиксированных датчиков.

Несколько расположенных равномерно по высоте активной зоны датчиков (БЭДН) или пар датчиков (БЭДН, который обеспечивает точные измерения в стационарном режиме, и малоинерционный КЭДН, служащий для измерений в нестационарных режимах) образуют сборку датчиков.

Другой вариант системы образуют несколько расположенных на разной высоте фиксированных БЭДН (или термопар) и соседний пневмотранспортный канал для периодической калибровки детекторов по результатам активационных измерений.

В качестве примера на рис. 14.3 показана структурная схема СВРК на реакторе PWR мощностью 1300 МВт. Система обеспечивает непрерывный контроль за мощностью реактора, включая следующие мероприятия:



Рис. 14.3. Структурная схема СВРК на РWR мощностью 1300 MBт

восстановление локальной мощности в 1239 точках по данным измерений в 364 точках;

определение энерговыработки в 1239 точках;

калибровку эффективности датчиков;

передачу функций управления реактором автоматической системе, если в процессе работы распределение энерговыделения приняло форму, запрещенную регламентом работы.

В некоторых BWR применяют две подсистемы CBPK для измерений от момента пуска до выхода на полную мощность (датчикикамеры деления) и для работы на мощности (КЭДН с кобальтовым эмиттером и БЭДН с ванадиевым эмиттером). КЭДН служит для измерений в режиме реального времени, что необходимо при работе реактора в режиме следования за нагрузкой.

Для управления полем нейронов в реакторах РБМК используют комбинированный расчетно-экспериментальный метод, основанный на непрерывном получении информации с нескольких сотен БЭДН, которые подключены к системе из нескольких ЭВМ разного уровня, обеспечивающих обработку данных и выдачу команд оператору и непосредственно на управление. Для этого производятся интерполяции между показаниями датчиков, расположенных в дискретных позициях, распределение нейтронов аппроксимируется полиномами и гармониками.

Погрешность восстановления распределения зависит от способа интерполяции и плотности размещения датчиков. Было установлено, что величина погрешности предсказания потока в точке \vec{r} при малых расстояниях между датчиками и при малом их числе $n_{\rm A}$ (при использовании данных только от ближайших к точке \vec{r} датчиков) линейно зависит от шага решетки датчиков, пропорционального $1/\sqrt{n_{\rm A}}$ и $1/\sqrt[3]{n_{\rm A}}$, соответственно, для радиально-азимутального и объемного контроля нейтронного распределения.

Выбор количества и мест размещения датчиков определяется рядом факторов, среди которых главными являются безопасность и эксплуатационные характеристики реактора. Из условия безопасности вблизи каждого регулирующего стержня нужно разместить 1–2 датчика для оперативного контроля без расчетов (чтобы предотвратить ошибочные извлечения регуляторов). При увеличении числа датчиков растет не только объем информации, используемой для принятия решений по перемещениям каждого регулятора, но и время сбора и обработки этой информации. На практике размещают датчики с шагом, кратным шагу регулирующих стержней (в системе СУЗ РБМК использовались 211 стержней, расположенных в охлаждаемых водой каналах). Контрольные измерения непрерывно проводили в более чем 100 точках по радиусу реактора и в 12 по высоте. Реальная погрешность восстановления нейтронного поля составляла около 10 %.

Реактиметр. Для определения текущей реактивности в переходных процессах, происходящих в реакторах, используют специальные аналого-цифровые устройства – реактиметры или автоматизированные СВРК. На вход реактиметра подают сигнал от одного или нескольких датчиков (ионизационных камер, КЭДН).

Большие энергетические реакторы содержат десятки критических масс топлива и представляют собой системы из нескольких связанных реакторов, поэтому возможны ситуации, когда в некоторой их части возникает надкритичность, в то время как в целом реактор остается критическим (или даже подкритическим). Понятие «реактивность» для большого реактора становится неопределенным, так как поток нейтронов в разных его частях может изменяться по-разному. Подавая на вход реактиметра сигналы от большого числа датчиков, можно получать информацию о некотором образом усредненных изменениях нейтронного потока во всем реакторе или в определенной его части.

Работа современных реактиметров (ПИР, ЦВР-9, "Памир") основана на решении уравнений кинетики точечного реактора, поэтому важным является выполнение условия разделения переменных составляющих нейтронного потока (или постоянства пространственно-энергетического распределения нейтронов в реакторе во время измерения). Уравнения кинетики решаются в приближении шести групп запаздывающих нейтронов.

В действительности условие разделения переменных в большом реакторе не выполняется, и полученный результат содержит систематическую погрешность, которая увеличивается с ростом вносимого возмущения и увеличения физических размеров реактора. В общем случае показания реактиметра могут зависеть от взаимного расположения датчика и места введения возмущения, а также от времени после окончания перемещения стержней и скорости их движения. Временные эффекты связаны с вкладом высших гармоник потока нейтронов, пространственные – с невыполнением приближения точечной модели. Для учета пространственно-временных эффектов при измерениях реактивности существуют разные возможности. Например, поправки к показаниям реактиметра могут быть получены с помощью предварительного расчетного моделирования конкретного эксперимента с применением трехмерной нестационарной программы.

В целом погрешность определения реактивности складывается из приборной (< 1 %), модельной (точечная модель) и константной (погрешности характеристик мгновенных и запаздывающих нейтронов). В качестве единицы измерений реактивности используют $\beta_{3\phi}$ (эффективная доля запаздывающих нейтронов). Для перевода полученного значения реактивности в абсолютные единицы надо знать реальное среднее по активной зоне значение $\beta_{3\phi}$ с учетом изменений нуклидного состава топлива и ценности нейтронов.

Например, расчеты показали, что для свежей топливной загрузки РБМК величины $\beta_{9\phi}$ в горячем и холодном состояниях одинаковы и равны 0,0071. По мере выгорания топлива $\beta_{9\phi}$ уменьшается и при выгораниях 800 (МВт · сут)/ТВС и выше в горячем состоянии составляет приблизительно 0,0059, а в холодном – 0,0061 (при снижении температуры уменьшается вклад от делений ²³⁹Pu). Максимальная неопределенность величины $\beta_{9\phi}$ не превышает 8 %. В табл. 14.1 даны значения $\beta_{9\phi}$ для реакторов РБМК.

Существуют разные наборы групповых констант запаздывающих нейтронов. Анализ величин реактивностей, полученных при использовании разных наборов в диапазоне отрицательных значений реактивности, – (0,15-5,5) $\beta_{3\phi}$ и положительного значения + $0,25\beta_{3\phi}$ показал, что отличия не превышают 3 %.

На практике измерения реактивности часто проводят без учета изменений состава топлива, пользуясь набором констант запаздывающих нейтронов ²³⁵U. Такой подход возможен, поскольку наиболее важные константы – постоянные распада предшественников запаздывающих нейтронов в пределах 10 % одинаковы для ²³⁵U, ²³⁹Pu и ²⁴¹Pu. Изменения нуклидного состава топлива учитывают путем коррекции величины β_{3d} .

Таблица 14.1

Реактор	Дата состояния	Число ТВС с обогащением 2,4 %	Среднее выгорание, (МВт·сут)/ТВС	$\beta_{\vartheta\varphi}\cdot 10^2$
1-й блок ИАЭС	24.11.90	0	885	0,589
1-й блок ИАЭС	19.07.91	0	845	0,594
2-й блок ИАЭС	18.09.90	0	881	0,590
2-й блок ИАЭС	09.02.91	0	865	0,591
1-й блок САЭС	05.10.89	577	1023	0,590
1-й блок САЭС	24.07.90	892	1126	0,582
1-й блок ЛАЭС (холодное состояние)	06.02.91	914	960	0,610

Величины Вэф реакторов РБМК

14.3. Регламентация экспериментов на реакторах АЭС

Условия проведения экспериментов на реакторах АЭС строго регламентированы, они проводятся в соответствии с документами, специально утвержденными Росатомом, руководством АЭС и согласованными с Госнадзором. В рабочей программе экспериментов определяются цель, методика, порядок и условия исследований, используемая аппаратура, способ обработки экспериментальных результатов, устанавливаются ответственные за эксперимент.

Особо определяются меры обеспечения безопасности при проведении экспериментов. Например, при проведении исследований нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора пятого энергоблока ЗАЭС должны выполняться следующие условия:

аварийная защита реактора находится в состоянии нормальной эксплуатации и может перевести реактор в подкритическое состояние при появлении аварийного сигнала или нажатия ключа аварийной защиты; система аварийного ввода бора должна быть работоспособна и находиться в режиме "ожидание";

исключаются любые технологические операции, которые могут привести к непредвиденному снижению концентрации борной кислоты в теплоносителе и давления в первом контуре;

не допускаются превышения скорости:

а) снижения температуры активной зоны более 30 °С/ч;

б) увеличения температуры активной зоны более 20 °С/ч;

в) изменения давления в первом контуре более 10 кг/(см²·мин);

В процессе проведения экспериментов контролируются: нейтронный поток, период реактора, реактивность, концентрация борной кислоты в реакторе, температура теплоносителя и давление в первом контуре, не допускается увеличение нейтронного потока в реакторе с периодом менее 60 с;

вывод реактора в критическое состояние после сброса органов регулирования СУЗ по сигналу аварийной защиты (при измерении эффективности аварийной защиты) осуществляется в соответствии с инструкцией по эксплуатации реакторной установки;

при возникновении аварийной ситуации на энергоблоке эксперименты прекращаются (оперативным персоналом выполняются действия в соответствии с инструкцией по ликвидации аварийной ситуации при эксплуатации реакторной установки);

ответственность за безопасное проведение экспериментов на энергоблоке АЭС несет начальник смены блока.

14.4. Определение нейтронно-физических характеристик активных зон ВВЭР

ВВЭР первых поколений (включая ВВЭР-440) благодаря небольшим размерам и другим своим свойствам имели устойчивое пространственное распределение энерговыделения, что позволяло надежно контролировать нейтронный поток и мощность с помощью внереакторных датчиков. Задача управления реактором ВВЭР-1000 намного сложнее из-за больших его размеров, высокой теплонапряженности активной зоны, пространственной неустойчивости энергораспределения, возможного влияния положительного температурного коэффициента реактивности. Рассмотрим, как производилась загрузка топлива в ВВЭР-440 и осуществлялся вывод реактора на минимальный контролируемый уровень мощности (МКУ = $10^{-6} - 10^{-4}$ % номинала). Цель – формирование в корпусе реактора активной зоны, состоящей из ТВС, загружаемых в соответствии с программой так, что вне зависимости от возможных ошибок при проведении операций полностью обеспечивается ядерная безопасность.

Порядок загрузки был следующий.

1. Устанавливали в сухой корпус реактора 37 ТВС АРК*.

2. Устанавливали в сухой корпус рабочие ТВС в соответствии с картограммой активной зоны.

3. Заливали корпус реактора до определенного уровня раствором борной кислоты с концентрацией не менее 0,012 кг H_3BO_3/kr H_2O_3 .

4. Загружали остальные рабочие ТВС.

Операции по загрузке выполнял оператор перегрузочной машины. Непрерывно контролировали:

нейтронный поток в активной зоне;

уровень гамма-излучения над активной зоной и радиационную обстановку в реакторном зале;

отсутствие сигналов датчиков о появлении воды в реакторе.

При увеличении нейтронного потока или уровня гаммаизлучения необходимо прекращать загрузку. В случае появления воды требуется немедленно включить насос и произвести откачку.

Затем производили заполнение реактора раствором борной кислоты и поднимали давление до 3,9 МПа. При отсутствии течей осуществляли комплексное апробирование системы СУЗ. Каналы контроля нейтронного потока проверяли с помощью источника нейтронов.

В дальнейшем проводился разогрев теплоносителя первого контура до температуры 110–120 °С. Давление поднимали до 12,9 МПа.

^{*} АРК – сборка, предназначенная для компенсации быстрых изменений реактивности, регулирования и аварийной защиты реактора.

При постоянном контроле за плотностью потока нейтронов поочередно поднимали каждый из органов СУЗ, а затем опускали его в нижнее положение. Выборочно проверялись скорости опускания отдельных регуляторов в режиме сброса (время падения должно быть 8,5–13 с).

Критическое состояние достигалось путем извлечения в верхнее положение всех управляющих групп и последующего снижения концентрации борной кислоты в первом контуре путем включения фильтров и подпитки контура чистым конденсатом.

После достижения контролируемого уровня потока для оценки подкритичности строили кривую 1/*N* (обратный счет) по показаниям приборов контроля. Выход реактора в критическое состояние определяли:

по установлению постоянной (или уменьшающейся) величины периода изменения нейтронного потока;

по появлению положительной реактивности согласно показаниям реактиметра;

по экспоненциальному росту потока нейтронов.

Результат испытания считался соответствующим проекту, если критическая концентрация борной кислоты отличалась от расчетного значения не более чем на 10 %.

Стандартная программа измерений на стадии физического пуска и освоения мощности ВВЭР-1000 включает определение следующих характеристик:

симметричности размножающих свойств топливной загрузки;

дифференциальной и интегральной эффективности органов СУЗ;

эффективности борной кислоты* (зависит от температуры);

коэффициентов реактивности по температуре активной зоны и давлению в первом контуре;

мощностного коэффициента реактивности;

постоянной времени стабилизации температурных полей в топливе, характеризующей качество и состояние топливных таблеток.

^{*} Эффективность определяется как изменение реактивности в ответ на увеличение концентрации H₃BO₃ в первом контуре.

При проведении экспериментов по разогреву, охлаждению, введению и выведению борной кислоты реактор поддерживается в квазистационарном состоянии с помощью периодической компенсации медленных изменений реактивности. Реактиметр фиксирует изменения реактивности в единицах $\rho/\beta_{эф}$. Во всех случаях реактивность ограничена в пределах – $0,1\beta_{эф} < \rho < +0,1\beta_{эф}$.

При обработке данных считают, что изменение реактивности при однократном перемещении регулятора $\Delta \rho_i / \beta_{9\phi}$ равно изменению реактивности за счет одного из перечисленных процессов за время $\Delta \tau$ (интервал времени между двумя нулевыми значениями реактивности).

Для измерений нейтронного потока используют ионизационные камеры КНК, суммарный сигнал с которых подается через смеситель на вход реактиметра. Погрешность измерений малых изменений реактивности при интегральном способе обработки равна ± 15 %, при дифференциальном – до ± 30 %. Температуру теплоносителя в различных точках реактора и первого контура измеряют с помощью термопар. Концентрацию борной кислоты в теплоносителе первого контура определяют путем химического анализа проб (точность 5–10 %). Рассмотрим два эксперимента.

14.5. Примеры экспериментов на реакторах АЭС

Изучение симметричности размножающих свойств топливной загрузки. Выведение реактора ВВЭР в критическое состояние осуществляется путем снижения концентрации раствора борной кислоты в первом контуре при полном извлечении 11 групп АРК (из 12 групп).

После вывода реактора на минимально контролируемый уровень мощности (МКУ) при 100 °С проводят эксперимент. Для этого симметрично расположенные в активной зоне АРК поочередно опускают из крайнего верхнего положения, а вводимую при этом реактивность компенсируют перемещением АРК-I2.

Результаты показывали, что разброс свойств активной зоны носит случайный характер и, как правило, не превышает 5-6 % величины компенсации. Определение температурного коэффициента реактивности $\partial \rho / \partial T$. Определение $\partial \rho / \partial T$ на ВВЭР-1000 является непростой задачей, так как изучаемый эффект мал и маскируется влиянием других факторов. Используют два способа решения задачи:

на определенных участках разогрева возникающую реактивность компенсируют изменением положения регулятора, и в результате получают набор значений температурного коэффициента, соотнесенных с перемещениями органа СУЗ;

разогрев компенсируют изменениями концентрации бора в воде (требуется достаточно точно определять концентрацию).

Наблюдаемые изменения реактивности представляют выражением:

$$\partial \rho / \partial \tau = \partial \rho / \partial T \cdot \partial T / \partial \tau + \partial \rho / \partial C \cdot \partial C / \partial \tau$$

где *T* – время; $\partial \rho / \partial C$ – коэффициент реактивности по содержанию борной кислоты; *C* – концентрация борной кислоты. При неизменной концентрации $\partial C / \partial \tau = 0$ и $\partial \rho / \partial \tau = \partial \rho / \partial T \cdot \partial T / \partial \tau$. Такое выражение неточно, если во время измерения изменяется атмосферное давление. Несмотря на то, что барометрический коэффициент реактивности $\partial \rho / \partial P$ мал, его не учет может приводить к значительным отклонениям значения $\partial \rho / \partial T$ от истинного. Поэтому изменения реактивности описывают выражением:

$$\Delta \rho = \partial \rho / \partial \boldsymbol{P} \cdot \Delta \boldsymbol{P} + \partial \rho / \partial \boldsymbol{T} \cdot \Delta \boldsymbol{T} .$$

В соответствии с этим для получения температурного коэффициента требуются дополнительные измерения при повышенном и пониженном давлении. Приведенное выражение справедливо, если изменение температуры активной зоны не вызывает значительного увеличения мощности реактора.

Определение нейтронно-физических характеристик реактора РБМК. Порядок измерений и расчетов основных характеристик реакторов РБМК регламентируется комплексной методикой. Измерение проводится на каждом энергоблоке с периодичностью, как правило, не более 300 эффективных суток.

Перед остановкой реактора на планово-профилактический ремонт (ППР) измеряются: эффективность аварийной защиты, паро-

вой и мощностной коэффициенты реактивности. Во время ППР на холодном разотравленном реакторе определяются: подкритичность реактора, эффективность аварийной защиты, градуировочные характеристики стержней СУЗ, эффект обезвоживания контура охлаждения (КО) СУЗ, и измеряются поля нейтронов в реакторе. При выходе на МКУ после ППР определяются температурный коэффициент реактивности и эффект обезвоживания технологических каналов. Рассмотрим некоторые эксперименты на РБМК.

Измерение парового коэффициента реактивности α_{φ} . Определение α_{φ} в энергетическом режиме работы реактора РБМК производится путем обработки на ЭВМ данных специального опыта, состоящего в регистрации изменения реактивности реактора при внесении возмущения технологических параметров, приводящих к изменению объемного паросодержания в каналах реактора (при относительной стабильности других влияющих на реактивность параметров). Согласно используемой методике вносят симметричные по сторонам реактора возмущения расхода питательной воды ($G_{\Pi B}$), с последующей компенсацией изменения реактивности перемещением стержней автоматического регулятора мощности (AP) или локального автоматического регулятора (ЛАР).

При проведении измерений α_{ϕ} на вход реактиметра подается либо суммарный сигнал четырех боковых ионизационных камер (ИК) или трехкамерных подвесок (равномерно расположенных по азимуту активной зоны), либо суммарный сигнал внутризонных датчиков ЛАР.

Исходное состояние – стационарная работа энергоблока на уровне мощности от 40 до 90 % от номинального. Чтобы свести к минимуму эффект нестационарного отравления ксеноном, мощность должна поддерживаться постоянной не менее суток до начала измерений. Перед началом опыта должен быть включен АР мощности с синхронной группой стержней или ЛАР.

Не более чем за 30 мин до начала опыта производится полный расчет параметров реактора. За 1 мин до начала опыта запускаются средства быстрой регистрации следующих параметров:

мощности реактора по показаниям ИК;

реактивности по показаниям реактиметра;

мощности по показаниям внутризонных датчиков; положения стержней АР (ЛАР); расходов питательной воды (по ниткам); давлений в барабан-сепараторах; уровней в барабан-сепараторах; расходов главных циркуляционных насосов (ГЦН).

В начале эксперимента производят одновременное увеличение расхода питательной воды в левой и правой половинах реактора на 100 т/ч за 10 с. Затем в течение 2 мин паросодержание в реакторе уменьшается, что при положительном α_{ϕ} вызывает перемещение стержней АР (ЛАР) из активной зоны, а при отрицательном α_{ϕ} – в зону. Измерения положения стержней фотографируются и записываются самописцами. После выдержки 2 мин расход питательной воды одновременно по половинам реактора уменьшается на 200 т/ч с каждой стороны (т.е. становится на 100 т/ч меньше, чем в исходном состоянии). Спустя еще 2 мин расход воды возвращается в исходное состояние.

Первый цикл возмущений $G_{\Pi B}$ по +100/–200 т/ч является оценочным. После него производят три основных цикла возмущений $G_{\Pi B}$ по +200/–400 т/ч на сторону реактора с промежуточной стабилизацией параметров энергоблока и выставлением стержней АР (ЛАР).

После завершения цикла и стабилизации параметров блока производится взвешивание стержней АР (ЛАР) на участке их перемещений во время эксперимента. Общая продолжительность опыта по определению α_{ϕ} около 40 мин. Наибольшие вклады в погрешности определения α_{ϕ} дают погрешность возмущения ($\Delta G_{\Pi B}$), его компенсации ($z_1 - z_2$) и результатов "взвешивания" АР.

Определение эффектов реактивности при обезвоживании технологических каналов. Эффект реактивности при обезвоживании технологических каналов в подкритическом состоянии представляет собой изменение реактивности при уходе воды из технологических каналов. Величина эффекта определяется как разность подкритичностей реактора с водой и без воды в контуре охлаждения. Обезвоживание осуществляется на остановленном, расхоложенном и разотравленном реакторе. Обезвоживание технологических каналов практически возможно спустя не менее 150 сут. после останова реактора. Эффект обезвоживания в подкритическом состоянии зависит от выгорания топлива, количества дополнительных поглотителей и незагруженных каналов в активной зоне. В режиме стационарных перегрузок при среднем выгорании топлива ~ 10 (MBt · сут)/кг, количестве ДП в зоне 100 шт. и малом числе незагруженных каналов (3–5 шт.) эффект отрицателен и составляет $2 - 3 \beta_{эф}$.

Эффект реактивности при заполнении водой технологических каналов в критическом состоянии определяется по измерениям подкритичности реактора, обусловленной введением в зону стержней ручного регулятора (PP).

Величина эффекта характеризуется разницей в числе извлекаемых PP при вводе реактора в критическое состояние с заполненными водой и обезвоженными каналами. Как правило, при вводе реактора с обезвоженным контуром в критическое состояние извлекается меньшее число PP, чем в случае с заполненным контуром, и эффект заполнения контура в критическом состоянии – отрицательный. Однако заполнять контур в критическом состоянии запрещается, поскольку при заполнении различных по высоте участков активной зоны реактивность ведет себя как знакопеременная величина.

Эффекты обезвоживания технологических каналов (и каналов охлаждения СУЗ) в критическом состоянии являются положительными по знаку. Величина эффекта обезвоживания в критическом состоянии оценивается как произведение соответствующего эффекта заполнения контура на отношение средних эффективностей стержней РР при обезвоженном и заполненном водой контурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филипчук Е.В., Потапенко П.Т., Постников В.В. Управление нейтронным полем ядерного реактора. – М.: Энергоиздат, 1981.

2. Комплексная методика определения физических и динамических характеристик реакторов РБМК. – М.: РНЦ "Курчатовский институт", уч. № 33Р-08/74 от 30.10.91. 1992.

Вопросы для самоконтроля

1. Почему после каждой загрузки топлива в реактор приходится снова определять эксплуатационные характеристики, а нельзя использовать результаты предыдущих измерений?

2. По каким причинам во время работы реактора изменяется величина $\beta_{9\Phi}$?

3. С помощью каких детекторов осуществляют пуск реактора?

4. Как определяют изменение эффективности детекторов во время работы реактора?

5. Перечислите особенности проведения экспериментов на реакторах АЭС.

6. Какими соображениями руководствуются при создании системы управления нейтронным полем реактора (выбирая тип и число детекторов и место их расположения)?