

Министерство образования и науки Российской Федерации

Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ»

В.В. Постников

И.С. Якунин

**КОНТРОЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ
В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА**

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

Москва 2012

УДК 621.039.564 (075.8)

ББК 31.46я7

П 63

Постников В.В., Якунин И.С. **Контроль распределения энерговыделения в активной зоне ядерного реактора: Учебное пособие.** – М.: НИЯУ МИФИ, 2012. – 92 с.

Даны обзор методов контроля распределения энерговыделения в активной зоне ядерного реактора, а также описание систем и алгоритмов контроля и регулирования распределения энерговыделения.

Предназначено для студентов и практикантов НИЯУ МИФИ, обучающихся по специальности «Прикладная математика и информатика», а также будет полезно инженерам и аспирантам, занимающимся вопросами разработки программного обеспечения для атомных электростанций.

Подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ
МИФИ

Рецензент канд. физ-мат. наук И.Ф. Моисеев

ISBN 978-5-7262-1758-1

© Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ», 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ	4
ПРЕДИСЛОВИЕ	6
ГЛАВА 1. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ	7
1.1. Методы контроля распределения энерговыделения	7
1.2. Средства контроля распределения энерговыделения	14
1.3. Влияние условий эксплуатации на работоспособность внутриреакторных детекторов	29
Список литературы к главе 1	32
ГЛАВА 2. СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ И РЕГУЛИРОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ	35
2.1. Комплексная система контроля, управления и защиты реакторов РБМК-1000	35
2.2. Комплекс систем контроля, управления и аварийной защиты реакторов ВВЭР-1000	39
2.3. Система контроля и управления реактора CANDU	41
2.4. Система контроля и управления реактора PWR в США	43
2.5. Нейтронные измерения на немецком PWR KWU	44
2.6. Системы контроля и регулирования распределения	46
Список литературы к главе 2	47
ГЛАВА 3. АЛГОРИТМЫ КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ	48
3.1. Физические основы дискретного контроля распределения энерговыделения	48
3.2. Восстановление распределения энерговыделения по дискретным измерениям	62
3.3. Безынерционный контроль энерговыделения по сигналам БЭДН и γ -камер	75
Список литературы к главе 3	81
ПРИЛОЖЕНИЕ. Конечный цилиндрический реактор	83
Список литературы к приложению	92

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ

АЗ	– аварийная защита;
АЗРТ	– подсистема аварийной защиты по технологическим параметрам;
АКПН	– аппаратура контроля нейтронного потока;
АРППН	– аксиальное распределение плотности потока нейтронов;
АЦП	– аналого-цифровой преобразователь;
БСМ	– быстрое снижение мощности;
БУСМ	– быстрое управляемое снижение мощности;
БЭДН	– бета-эмиссионные детекторы нейтронов;
ВНРД	– внереакторный детектор;
ВРД	– внутрореакторный детектор;
ВРДВ	– высотный внутрореакторный детектор;
ВРДР	– радиальный внутрореакторный детектор;
ГТ	– гамма-термометр;
ДИ	– диапазон источника;
ДП	– дополнительный поглотитель;
ДРЭ	– детерминированная составляющая распределения энерговыделения;
ИИС	– информационно-измерительная система;
ИК	– ионизационная камеры;
КСКУЗ	– комплексная система контроля, управления и защиты;
КЭДН	– комптоновские эмиссионные детекторы нейтронов;
МАР	– метод максимума апостериорного распределения;
МКД	– малогабаритная камера деления;
МНК	– метод наименьших квадратов;
МО	– математическое ожидание;
МСЭ	– метод статического эксперимента;
МТГК	– малогабаритная триаксиальная гамма-камера;
МТКД	– малогабаритные триаксиальные ионизационные камеры деления;
НФР	– нейтронно-физический расчет;

ОМП	– метод оценки максимального правдоподобия;
ПД	– промежуточный диапазон;
ППН	– плотность потока нейтронов;
ПШС	– пневмошариковая система;
РС	– регулирующий стержень;
РУ	– реакторная установка;
РЭ	– распределение энерговыделения;
СВИ	– система внутриреакторных измерений;
СВРК-М	– система внутриреакторного контроля модернизированной
СКО	– среднее квадратичное отклонение;
СКП	– среднеквадратичная погрешность;
СКРЭ	– система контроля и регулирования распределения энерговыделения;
СКУД	– системы контроля, управления и диагностики;
СКУЗ	– система контроля, управления и защиты;
СРЭ	– случайная составляющая распределения энерговыделения;
СУЗ	– система управления и защиты;
ТВС	– тепловыделяющая сборка;
ТК	– технологический канал;
ТНД	– термонейтронные детекторы;
ЭВМ	– электронно-вычислительная машина;
ЭД	– эмиссионный детектор;
ЭнД	– энергетический диапазон.

ПРЕДИСЛОВИЕ

При работе ядерного реактора необходимо в режиме реального времени осуществлять контроль распределения энерговыделения в активной зоне. В связи с этим становится актуальным усовершенствование математических алгоритмов, используемых в настоящее время для проведения эксплуатационных расчетов с целью повышения точности получаемых результатов.

Поскольку эксплуатационные расчеты базируются на показаниях внутриреакторных детекторов, то их конструкционные особенности вносят существенный вклад в итоговые результаты. Поэтому важно иметь представление о конструкции и принципах работы детекторов, использующихся в настоящее время для контроля распределения энерговыделения в ядерных реакторах.

Данная книга представляет собой результат многолетнего преподавания курса «Математическое обеспечение ядерных энергетических установок» на кафедре «Математическое обеспечение систем» в НИЯУ МИФИ. Пособие содержит краткий обзор проблем и методов их решения (как современных, так и применявшихся ранее), возникающих при эксплуатации ядерного реактора.

Книга предназначена для студентов вузов, соответствующих специальностей на этапе выполнения учебно-исследовательских работ, курсового и дипломного проектирования, а также может быть полезна в работе специалистам по прикладной математике.

ГЛАВА 1. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

1.1. Методы контроля распределения энерговыделения

Внутри- и внезонный контроль распределения энерговыделения (РЭ) в активной зоне ядерных реакторов осуществляется с помощью детекторов интенсивности реакторных излучений, температуры теплоносителя или топлива, фазового состояния и расхода теплоносителя и т.п. Случай, когда сигнал внутриреакторного детектора (ВРД) нельзя с достаточной точностью интерпретировать либо как энерговыделение, плотность потока тепловых Φ_T (или надтепловых $\Phi_{нт}$) нейтронов, либо как интенсивность γ -излучения N_γ , является скорее правилом, чем исключением. В современных реакторах путем обработки сигналов детекторов на ЭВМ обычно получают РЭ $N(\bar{r})$ и коэффициенты запаса до предельно допустимых значений РЭ. Промежуточные параметры расчетов Φ_T , $\Phi_{нт}$ и N_γ обычно в процессе эксплуатации не используются.

Методы измерения РЭ можно условно разделить на три основные группы. Первая – наиболее многочисленная – включает методы, основанные на взаимодействии нейтронов с веществом. Ко второй группе относятся методы, основанные на взаимодействии γ -излучения с веществом. К третьей – методы теплотехнического контроля РЭ.

Среди сопутствующих делению излучений для косвенного контроля РЭ чаще используется мгновенное, реже – запаздывающее γ -излучение.

Нейтронный контроль РЭ. Такой контроль чаще всего основан на реакциях нейтронов с веществом в области энергий, определяющей для данного реактора основную долю делений. Плотность взаимодействия нейтронов с ядрами чувствительного элемента детектора описывается выражением

$$R = \int_0^{\infty} n(v) \cdot \sum(v) \cdot v dv_A = \int_0^{\infty} n(v) \cdot N \cdot \sigma(v) \cdot v dv = N \cdot A, \quad (1.1)$$

где $n(v)$ – распределение плотности нейтронов по скоростям v ; $\sum(v)$ – макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с чувствительным элементом; A – плотность взаимодействия на ядро

чувствительного элемента; N – количество ядер чувствительного элемента.

На практике для интерпретации данных нейтронного контроля или в расчетах сигналов детекторов при дискретном контроле РЭ в реакторах на тепловых нейтронах многие десятилетия использовалось представление Весткотта [1], согласно которому

$$R = n \cdot (1 - f) \cdot \int_0^{\infty} \rho_T(v) \cdot \Sigma(v) \cdot v dv + \\ + n \cdot f \cdot \int_0^{\infty} \rho_{HT}(v) \cdot \Sigma(v) \cdot v dv, \quad (1.2)$$

$\rho_T(v)$ и $\rho_{HT}(v)$ – функции распределения тепловых и надтепловых нейтронов, удовлетворяющие нормировке

$$\int_0^{\infty} \rho_T(v) dv = \int_0^{\infty} \rho_{HT}(v) dv = 1; \quad (1.3)$$

$n = \int_0^{\infty} n(v) dv$ – полная плотность нейтронов; f – доля плотности ней-

тронов, приходящаяся на надтепловую часть спектра.

Введя обозначение

$$g = \frac{1}{v_0 \cdot \sigma_0} \cdot \int_0^{\infty} \rho_T(v) \cdot v \cdot \Sigma(v) dv, \quad (1.4)$$

и используя в качестве $\rho_T(v)$ распределение Максвелла, а в качестве $\rho_{HT}(v)$ – спектр Ферми $v_T \cdot \sqrt{\mu} \cdot \Delta / v^2$, где $\Delta = 1$, если $E > \mu \cdot k \cdot T$ и $\Delta = 0$, если $E < \mu \cdot k \cdot T$ ($v_0 = 2200$ м/с; $\Sigma_0 = \Sigma(v_0)$; $v_T = v_0 \cdot \sqrt{T/T_0}$; μ – параметр, обычно принимаемый равным $3 \div 5$, T – температура нейтронного газа, К, $T_0 = 293$ К), получаем

$$R = n \cdot v_0 \cdot \Sigma = n \cdot v_0 \cdot \Sigma_0 \cdot (g + r \cdot S) = \\ = n \cdot v_0 \cdot \Sigma_0 \cdot (g + r \cdot S_0 \cdot \sqrt{T/T_0}), \quad (1.5)$$

где $r = f \cdot \sqrt{\pi \cdot \mu} / 4$;

$$S = \sqrt{\frac{4 \cdot T}{\pi \cdot T_0}} \cdot \int_0^{\infty} \left[\Sigma(v) - \Sigma_0 \cdot g \cdot \frac{v_0}{v} \right] \cdot \frac{\Delta}{E} dE. \quad (1.6)$$

Зависимости $g(T)$ и $S(T)$ для некоторых элементов приведены в работе [2]. Величина S зависит от резонансного интеграла и является мерой отклонения сечения от закона $1/v$ в надтепловой области. Как следует из (1.3), (1.4) и (1.6), при $g = 1$ и $S = 0$ $\Sigma(v) = \Sigma_0 \cdot v_0 / v$. Отличие g от единицы характеризует отклонение от закона $1/v$ сечения реакции $\Sigma(v)$ в области для спектра Максвелла. Выражение, стоящее в скобках под знаком интеграла в формуле (1.6), представляет собой разность между истинным сечением элемента и сечением, которое при скорости нейтрона v_0 равно $\sigma_0 \cdot g$, и изменяется по закону $1/v$. В потоке чисто тепловых нейтронов $r = 0$. Величина r может быть определена методом измерения кадмиевого отношения R_{Cd} для тонкой фольги, сечение которой при низких энергиях ($< 0,5$ эВ) хорошо следует закону $1/v$, а при более высоких энергиях имеет резонансы.

Плотность потоков тепловых и надтепловых нейтронов находят как

$$\Phi_T = n \cdot v_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \cdot (1 - 4r \cdot \sqrt{\pi \cdot \mu}); \quad (1.7)$$

$$\Phi_{HT} = n \cdot v_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \cdot \left(\frac{2r}{\sqrt{\pi}} \right). \quad (1.8)$$

Очевидно, что удельную чувствительность детекторов удобно рассматривать в весткоттовском представлении отдельно для тепловых и надтепловых нейтронов:

$$\eta_T = \Sigma_0 \cdot G_T \cdot g(T_0) \text{ и } \eta_{HT} = \Sigma_0 \cdot G_{HT} \cdot S_0,$$

где G_T и G_{HT} – коэффициенты самоэкранирования для тепловых и надтепловых нейтронов в «толстых» детекторах.

В результате

$$R = n \cdot v_0 \cdot \left[\eta_T \cdot \frac{g(T)}{g(T_0)} + \eta_{HT} \cdot r \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \right]. \quad (1.9)$$

Недостатки формализма Весткотта – необходимость сложного определения величины T , не имеющей ясного физического смысла

для всех сред, и невозможность применения на реакторах на надтепловых и быстрых нейтронах.

В последнее время в связи с совершенствованием средств вычислительной техники и программ нейтронно-физического расчета, в особенности с внедрением методов Монте-Карло, все чаще используется подход, основанный на оценках вместо потоков тепловых и надтепловых нейтронов интенсивности захватов на ядро чувствительного элемента, что позволяет дать универсальную величину чувствительности детектора, применимую для сред с любым спектром нейтронов. Выражение для определения чувствительности детектора в этом случае имеет вид

$$\varepsilon_R = \varepsilon_a \cdot \frac{N_a^c}{N_R^c}; \quad \varepsilon_a = \frac{I_n}{N_a}, \quad (1.10)$$

где I_n – нейтронная составляющая сигнала детектора в процессе калибровки; N_a – интенсивность активации на одно ядро активационного индикатора на поверхности детектора при калибровке;

$\frac{N_a^c}{N_R^c}$ – рассчитанное по программе типа MCU [3] отношение интенсивности активации на одно ядро активационного индикатора к интенсивности поглощения на одно ядро чувствительного элемента детектора.

Таким образом, расчетный ток детектора в реальной ситуации составит $J = \varepsilon_R \cdot N_R$, где N_R – рассчитанная для этой ситуации интенсивность захватов на одно ядро чувствительного элемента детектора.

В детекторах контроля РЭ [4, 5] для регистрации нейтронного излучения используются следующие реакции:

$(n, \beta\gamma)$ – активация вещества с последующим β - и γ -распадом;

$(n, \gamma)(\gamma, e)$ – радиационный захват или неупругое рассеяние нейтронов, сопровождающиеся испусканием электрона в результате комптон-эффекта, образования пар, фотоэффекта или образования электрона внутренней конверсии;

(n, f) – реакция деления;

(n, α) – захват нейтронов с испусканием α -частиц;

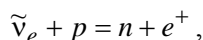
(n, p) – захват нейтрона с испусканием протона [4].

Контроль интенсивности γ -излучения. Данный контроль основан на (γ , e)-взаимодействиях γ -излучения с веществом, в которых вторичные электроны испускаются в результате фотоэффекта, эффекта образования пар и комптон-эффекта. Для регистрации вторичных электронов, как правило, используются методы, основанные на ионизации газа и на преобразовании кинетической энергии электронов в тепловую. γ -Излучение в реакторе состоит, в основном, из мгновенного γ -излучения, выделяющегося за время $\sim 10^{-14}$ с и при делении, а также запаздывающего γ -излучения, испускаемого продуктами деления и активации [6]. Мгновенные γ -кванты, в среднем, обладают значительно большей энергией, чем запаздывающие, и поэтому в меньшей степени экранируются элементами конструкции активной зоны и защиты реактора. В связи с этим относительная доля мгновенного γ -излучения существенно зависит от конструкции реактора, размещения и типа детектора. Так, доля мгновенного γ -излучения в общем излучении в центре ТК реакторов АМБ Белоярской АЭС составляла ~ 63 % [7], в активной зоне тяжеловодного реактора «Саванна-Ривер» она была равна 65 % [8]. В то же время за защитой исследовательского реактора бассейнового типа эта доля увеличивается до 98,6 % [9].

Теплотехнический контроль РЭ. Контроль РЭ и мощности реактора основан на измерениях расходов и приращения энтальпии или изменении фазового состава теплоносителя, соответственно, в реакторах с одно- и двухфазным теплоносителем, а также на измерениях температур различных элементов конструкции реактора. Для измерения температур теплоносителя вне реактора используются хорошо освоенные в технике термоэлектрический метод и метод электрического сопротивления [10]. Для измерений расходов в реакторе используются дифференциальные, тахометрические калориметрические, электромагнитные, звуковые, ультразвуковые и статистические методы [11]. Наибольшее применение нашли дифференциальные и тахометрические методы. Для измерений объемного и массового паросодержания в ТК реактора чаще всего применяется метод, основанный на измерениях объемных расходов на входе и выходе из активной зоны.

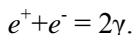
Контроль мощности реактора ВВЭР в нейтринной лаборатории Ровенской АЭС по потоку антинейтрино $\tilde{\nu}_e$. Поскольку

рождение антинейтрино сопровождается β -распадом продуктов деления, поток антинейтрино можно считать пропорциональным мощности реактора. Для регистрации его используется реакция



где p – протон; n – нейтрон; e^+ – позитрон. Сечение реакции $6 \cdot 10^{-44}$ см². Используется жидкий сцинтиллятор с высоким содержанием водорода и небольшим содержанием соли кадмия объемом 5 м³.

Далее идет реакция



Нейтрон поглощался через несколько микросекунд в кадмии, давая каскад γ -частиц, которые регистрировались по схеме совпадений с первой вспышкой.

Классификация методов контроля РЭ. Такая классификация по видам регистрируемых параметров, по инерционности и пространственной разрешающей способности необходима для выбора типа детектора, структуры систем контроля и регулирования РЭ, а также методов математической обработки сигналов детекторов в ЭВМ. В общем случае сигнал детектора, обусловленный одним или несколькими видами излучений, а также и тепловыделением, может быть представлен как

$$J(t) = \int_{V_d} \int_{V_0} G(\vec{r}, \vec{r}_d, t - t') \cdot N(\vec{r}, t') dt' dV dV_d, \quad (1.11)$$

где V и V_d – объемы реактора и чувствительной части детектора; \vec{r} и \vec{r}_d – координаты для реактора и чувствительной части детектора; t' и t – переменная интегрирования по времени и время с момента пуска реактора; $G(\vec{r}, \vec{r}_d, t - t')$ – доля сигнала детектора в момент времени t , обусловленная влиянием энерговыделения в единичном объеме реактора в точке \vec{r} на единичный объем детектора в точке \vec{r}_d за единичный временной интервал в момент времени t' после первого пуска реактора.

Введем следующую классификацию детекторов [12]. Детектор называется *безынерционным*, если для любых возможных $N(\vec{r}, t')$ интеграл по времени можно считать совпадающим с точностью до константы с временной зависимостью $N(\vec{r}, t')$.

Детектор считается *эквивалентным*, если для любых возможных $N(\vec{r}, t')$ значение интеграла по объему реактора в любой точке \vec{r}_d можно считать совпадающим с точностью до константы с $N(\vec{r}, t')$.

Детектор считается *точечным*, если для любых возможных $N(\vec{r}, t')$ значение интеграла по объему детектора можно считать совпадающим с точностью до константы со значением подынтегрального выражения для центра детектора.

В противных случаях детектор называется, соответственно, *инерционным*, *неэквивалентным* и *протяженным*. Очевидно, что принадлежность детектора к одному из перечисленных классов определяется допустимой погрешностью контроля РЭ, производной от РЭ по координатам в объеме и в окрестностях детектора, а также характером функции G .

Точечные эквивалентные детекторы назовем *локальными*, а детекторы, обладающие хотя бы в отдельности свойствами протяженности или неэквивалентности, – *нелокальными*. Приведем примеры. Контроль энтальпии и расходов в канальном реакторе обеспечивает точечный, эквивалентный контроль двумерного распределения мощностей ТК и является инерционным при использовании обычных термопар или термометров сопротивления. Контроль мощности группы таких ТК следует считать эквивалентным и протяженным. Гамма-камеру или платиновый эмиссионный детектор малых размеров в реакторе ВВЭР следует рассматривать как точечный неэквивалентный инерционный детектор, а камеру деления малых размеров с делящимся покрытием, аналогичным по составу и обогащению топливу в ближайших твэлах реакторах ВВЭР, – локальным безынерционным детектором. Пространственная часть функции $G(\vec{r}, \vec{r}_d, t - t')$ для нейтронных детекторов в активной зоне или в отражателе реактора может быть представлена, например, как аналитическая функция влияния [13]. В тех случаях, когда необходимы расчетные значения $J(t)$, распределение $\int_V dV G(\vec{r}, \vec{r}_d, t - t') \cdot N(\vec{r}, t)$ наряду с распределением $N(\vec{r}, t)$ также может быть получено при физических расчетах, проводимых на ЭВМ. Временная часть $G(\vec{r}, \vec{r}_d, t - t')$ может быть определена в соответствии с периодами β -распада в эмиттере эмиссионного детек-

тора, законами спада γ -активности в топливе при использовании гамма-детекторов или в соответствии с постоянными времени термомпар при теплотехническом контроле.

1.2. Средства контроля распределения энерговыделения

Рассмотрим основные типы детекторов и устройств, используемых для контроля РЭ.

Активационные индикаторы. Они являются одним из наиболее распространенных средств контроля распределений ППН. В качестве твердых индикаторов используются золото, индий, марганец, медь, кобальт, сера, фосфор и т.п. в виде фольг, проволок и шариков [5, 14]. Применяются также индикаторы в виде газа и жидкости [6]. Наибольшее распространение активационный метод на энергетических реакторах (чаще всего на реакторах PWR тепловой мощностью 1300 МВт (ФРГ)) получил в пневмошариковых системах (ПШС). В этих системах стальные шарики-индикаторы вводятся в реактор по сухим направляющим трубкам и выводятся из него в устройство для обсчета активности пневматически – при помощи сжатого азота. В первых ПШС измерялась активность марганца, содержащегося в стали, в последующих для сокращения времени между повторными измерениями – активность ванадия, вводимого (в количестве 1,5 %) в материал шарика [15]. Измерения активности шариков проводятся при помощи либо кольцевой ионизационной камеры, либо сцинтилляционного счетчика, либо полупроводниковых детекторов. Диаметр шариков 1,6 мм, внутренний диаметр направляющих трубок 2 мм. Количество последних в активной зоне доходит до 28 – 32.

Для проверки точности физических расчетов и оценки погрешности измерений РЭ другими методами часто используются измерения распределений полной γ -активности и γ -активности некоторых продуктов деления по твэлам и технологическим каналам остановленного реактора [5, 16, 17]. Сканирование активности топлива на остановленном реакторе с помощью гамма-камер широко применялось на реакторе АМБ и РБМК в качестве метода периодической поверки детекторов системы оперативного контроля РЭ.

Термонейтронные детекторы (ТНД). Такие детекторы, как и активационные индикаторы, применялись практически с самого

начала развития реакторостроения [5]. Конструкция ТНД приведена на рис. 1.1.

Их преимущества – низкие требования к сопротивлению изоляции и сравнительно большой сигнал. Необходимость внесения поправок на нелинейность, а также инерционность ТНД, затрудняющая их применение в системах аварийной защиты, послужили причинами последующей замены детекторов этого типа малогабаритными камерами деления (МКД) и эмиссионными детекторами (ЭД).

Гамма-термометр (ГТ). Такой детектор, напоминающий по конструкции ТНД, нашел наибольшее применение в системе контроля РЭ на реакторе «Саванна-Ривер» (США) [5, 8]. Сигналы ГТ использовались для расчетов РЭ и в локальной аварийной защите реактора. Достоинство ГТ – практическая неизменность чувствительности при длительной работе в реакторе и идентичность чувствительности детекторов.

Недостатком ранних ГТ, как и ТНД, являлось некоторое изменение чувствительности за счет изменения теплопроводности элементов конструкции при увеличении флюенса. Этот недостаток был устранен в последней конструкции ГТ для реакторов BWR, что позволило отказаться от сложной механической системы периодической калибровки стационарных внутризонных детекторов. В конструкции ГТ, представленной на рис. 1.2, каждый детектор имеет две термодпары – одна, изолированная от корпуса газовым пространством и вторая – неизолированная. Разность их сигналов отражает мощность гамма-излучения в месте их размещения. Обе термодпары находятся в контакте с нагревательной жилой. Соизмеряя мощности, выделяемые в нагревательной жиле за счет периодической подачи электрического тока и за счет гамма-излучения реактора, проводят привязку разности сигнала термодпар к мощностям, выделяемым ближайшими топливными кассетами. Коррекция сигнала на запаздывающую составляющую гамма-излучения и сигнала термодпары осуществляется с помощью вычислительного устройства. В каждой аксиальной сборке содержится четыре ГТ. Откорректированные сигналы ГТ используются для контроля РЭ, управления и аварийной защиты реактора.

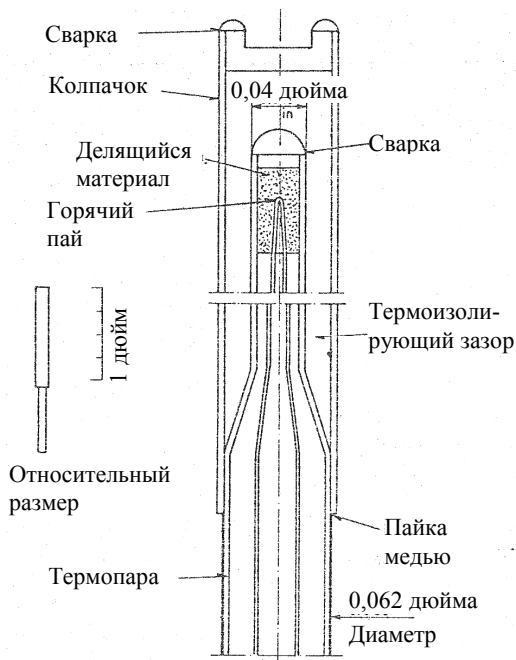


Рис. 1.1. Конструкция ТНД

Ионизационные камеры (ИК). Такие камеры в большинстве случаев являются основным средством контроля мощности реактора и РЭ. По чувствительности и условиям работы ИК можно разделить на вне- и внутриреакторные, а по основному режиму работы – на импульсные, флукуационные (работающие по методу Кэмпбелла) и токовые. Камеры некоторых типов могут работать в двух или трех режимах, однако наибольший перекрываемый диапазон изменения мощности реактора и лучшая надежность обеспечиваются при использовании в каждом режиме камер различной конструкции. В импульсном и флукуационном режиме применяют нейтронно-чувствительные камеры деления, а в токовом режиме также камеры с борным покрытием и гамма-чувствительные. В ток нейтронно-чувствительной секции токовой камеры дает вклад также гамма-излучение реактора. Для компенсации этого вклада в большинстве токовых камер имеется гамма-чувствительная секция, ток которой вычитается из суммарного сигнала нейтронно-

чувствительной секции. Боковые ионизационные камеры, равномерно размещенные вокруг реактора в отражателе (в 4 – 12 каналах), используются для контроля мощности реактора и радиально-азимутальных перекосов РЭ по первым гармоникам. Для контроля аксиальных перекосов по высоте каждого такого канала размещается от 2 до 6 камер. Тем не менее во многих случаях боковые камеры не способны контролировать не только РЭ в активной зоне, но и мощность реактора вследствие деформаций этого распределения, изменении физических характеристик отражателя при его разогреве, изменении плотности замедлителя и концентрации бора и т.п. Результирующие отклонения соотношений между мощностью реактора и суммарным сигналом боковых ионизационных камер от номинальных могут достигать нескольких десятков процентов.

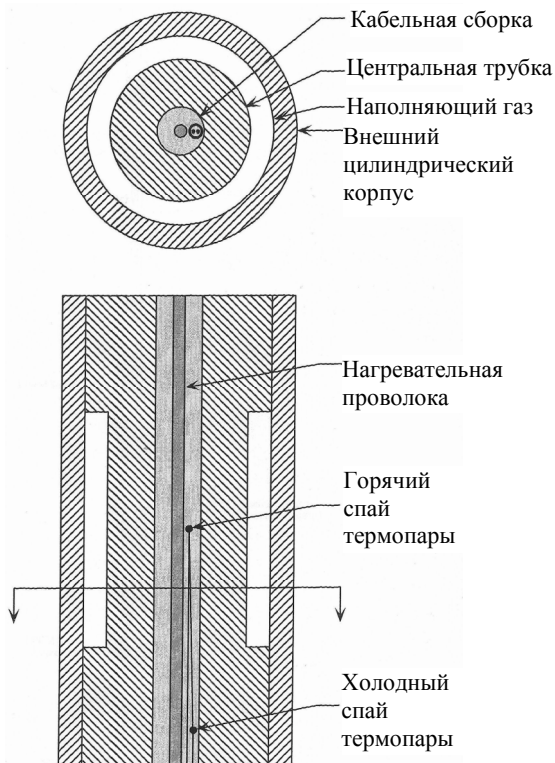


Рис. 1.2. Конструкция ГТ

Малогабаритные ионизационные камеры деления (МКД).

Они во многих случаях стали основным детектором в системах внутриреакторного контроля РЭ [5] на всех реакторах BWR и некоторых PWR. На этих реакторах используются МКД коаксиальной двухэлектродной конструкции, в которой в корпусе камеры и соединительного кабеля размещен центральный электрод. Наружный диаметр типовых камер для реакторов такого типа составляет $1,5 \div 6,4$ мм, длина нейтронно-чувствительной части $2,5 \div 3,5$ см, рабочая температура 300 °С, давление 7 МПа, напряжение питания $75 \div 125$ В. На рис. 1.3 представлено сечение коаксиальной МКД.

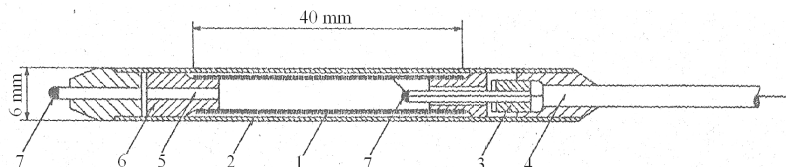


Рис. 1.3. Сечение коаксиальной МКД:

1 – титановый электрод, покрытый ураном 93 % обогащения по U; 2 – зазор между электродами $0,2$ мм, заполненный аргоном; 3 – металло-керамический герметизатор; 4 – коаксиальный кабель с минеральной изоляцией и оболочкой из инконеля; 5 – отверстия для заполнения камеры аргоном; 6 – керамический держатель электрода; 7 – пайка

Для воспроизводства выгорающего делящегося материала в МКД предлагались смеси ^{235}U с ^{238}U [18]; ^{235}U с ^{234}U [19]; ^{233}U с ^{232}Th и ^{235}U с ^{232}Th [20]; ^{239}Pu с ^{238}U [5]. Однако используются эти смеси редко. Средняя чувствительность МКД $(3 \div 16) \cdot 10^{-18}$ А/(нейтр/(см²·с)).

МКД могут работать в трех режимах: импульсном, флуктуационном и токовом. В импульсном режиме, который перекрывает $5 \div 7$ декад, регистрируется средняя скорость счета

$$\bar{n}_n = \frac{\alpha_n \cdot \Phi}{1 + \alpha_n \cdot \Phi \cdot \tau_p}, \quad (1.12)$$

где α_n – нейтронная чувствительность, см²; Φ – ППН; τ_p – разрешающее время импульсного канала.

В токовом режиме регистрируется средний ток МКД

$$\bar{J}(t) = \bar{n}_n \cdot \bar{q}_n + \bar{n}_\gamma \cdot \bar{q}_\gamma, \quad (1.13)$$

где \bar{n}_n – средняя интенсивность делений; \bar{q}_n – средний заряд, регистрируемый МКД на одно деление; \bar{n}_γ – средний поток γ -квантов; \bar{q}_γ – средний заряд, регистрируемый на один γ -квант.

В последнее время применение флуктуационного режима сокращено ввиду расширения диапазона, контролируемого в импульсном режиме благодаря снижению τ_p аппаратуры. В импульсном и токовом режиме измеряется первый момент сигнала, т.е. его среднее значение. Во флуктуационном режиме измеряется дисперсия сигнала за время T :

$$D_i = \frac{1}{T} \cdot \int_{t-T}^t i^2(t) dt. \quad (1.14)$$

В результате отношение $(\bar{q}_\gamma / \bar{q}_n)$ принимает вид $(\bar{q}_\gamma / \bar{q}_n)^2$ и уменьшается с 10^{-4} до 10^{-8} . Запаздывание сигнала во флуктуационном режиме не превышает 0,1 с.

Импульсный режим обладает высокой дискриминацией вклада от γ -излучения и высокой чувствительностью, требует защиты от помех; флуктуационный режим обладает большим значением заряда на один осколок, требуется высокий уровень защиты от помех; токовый режим имеет сравнительно низкое отношение $\bar{n}_n / \bar{n}_\gamma$.

МКД работоспособны при флюенсе нейтронов $(2 \div 6) \cdot 10^{21}$ нейтр/см², однако их надежность не всегда удовлетворительна. Отмечались случаи временного увеличения тока камер, способного привести к ложным срабатываниям системы защиты реактора [21]. В других случаях наблюдались изменения чувствительности МКД, не согласующиеся с законами выгорания делящихся покрытий. Отказы коаксиальных МКД, в основном, были вызваны либо ухудшением изоляции в кабеле или детекторе, либо утечкой газа из камеры из-за нарушения целостности металлокерамического изолятора [5]. Вклад в величину сигнала остаточной активности продуктов деления в делящихся покрытиях после длительной работы МКД составляет $\sim 0,1$ %, поэтому диапазон измерений в токовом режиме ограничен $2 \div 3$ порядками.

Достоинствами МКД являются: широкий диапазон контролируемой ППН, обеспечение локального контроля (благодаря малым размерам МКД и эквивалентности ее сигнала). К недостаткам МКД относятся: низкая максимальная температура, высокий уровень собственных шумов, большие габариты, высокая скорость выгорания чувствительного элемента, большой разброс чувствительности, необходимость источника питания, ограничение на максимальную ППН.

Коаксиальные γ -камеры. Они обычно имеют конструкцию, аналогичную МКД. Их диаметр $1,8 \div 6$ мм, длина $4,5 \div 9,5$ см, рабочее напряжение $10 \div 300$ В. Длина γ -камер, применявшихся на Белоярской АЭС, составляла 6000 мм. Камеры отказали через ~ 3 месяца из-за потери сопротивления изоляции.

Конструкция γ -камер во многих случаях отличается от конструкции МКД лишь увеличением в несколько раз давления рабочего газа. Чувствительность их находится обычно в диапазоне $(1,6 \div 10) \cdot 10^{-6}$ кг, предельно допустимая регистрируемая мощность дозы составляет 10^3 А/кг.

Малогабаритные триаксиальные ионизационные камеры деления (МТКД). Такие камеры обладают, благодаря особенностям своей конструкции, повышенной надежностью, простотой в изготовлении и способностью работать при высоких температурах [22, 23]. Основная особенность МТКД – конструктивное исполнение линии связи и чувствительной части как единого целого на основе триаксиального кабеля. В результате собирающий электрод МТКД по всей длине межэлектродной изоляции (включая рабочий объем) отделен от корпуса охранным электродом. На рис. 1.4 показана токовая МТКД типа КТВ-17, которая более 25 лет использовалась в системе локального автоматического регулирования и локальной аварийной защиты реактора РБМК-1000 [24]. Центральный электрод камеры является продолжением центральной жилы триаксиального кабеля, а охранный электрод камеры – продолжением промежуточной оболочки кабеля. Материалом электродов кабеля служит коррозионно-стойкая сталь, а изоляцией – спрессованная MgO.

По длине наружного электрода триаксиального кабеля в рабочей полости камеры удалены кольцеобразные участки наружной оболочки кабеля и ее изоляции от промежуточного электрода. Часть

оставшихся участков наружной оболочки и изоляции из оксида магния вместе с приваренными к ним дистанционирующими кольцами образуют дистанционирующие изоляторы, отделяющие охранный электрод от корпуса камеры. Остальные участки наружной оболочки электрически соединены изолированными от охранного электрода перемычками с центральным электродом камеры и служат в качестве собирающего электрода; поверхность этих участков (площадью $\sim 25 \text{ см}^2$) покрыта слоем урана толщиной $0,1 \text{ мг/см}^2$ обогащением $1,4 \% \text{ }^{235}\text{U}$. Корректировка сигнала МТКД для учета изменений ее чувствительности проводилась на основе показаний системы внутриреакторного контроля, использовавшей серебряные эмиссионные детекторы.

Поверхность собирающего электрода после установки перемычки сохраняет свою исходную геометрическую форму. Зазор между корпусом камеры и собирающим электродом равен $0,7 \text{ мм}$. Внутренний объем камеры заполняется аргоном до давления 10^5 Па . Ток ионизации возникает в заполненном газом пространстве между секциями собирающего электрода и корпусом камеры. На охранный электрод, минуя низкоомный измерительный прибор, подается тот же потенциал, что и на собирающий электрод. Таким образом, устраняются возможные фоновые токи между собирающим и охранным электродами, а токи утечки между охранным электродом и корпусом нагружают лишь источник питания и не влияют на показания измерительного прибора. Схема источника питания, применяемого на РБМК-1000, обеспечивала автоматическое выравнивание напряжений на охранным и собирающем электродах с точностью $\pm 5 \text{ мВ}$. В схемах без автоматического выравнивания напряжений падение сопротивления изоляции между охранным и собирающим электродами приводит к незначительному шунтированию низкоомного измерительного прибора и не может исказить его показания. Особенности конструкции камеры и источника питания обеспечивают работоспособность МТКД при снижении сопротивления изоляции до $5 \cdot 10^3 \div 1 \cdot 10^4 \text{ Ом}$, т.е. требования к сопротивлению изоляции МТКД на $3 \div 4$ порядка ниже, чем для МКД коаксиальной конструкции. Чувствительность МТКД типа КТВ-17 составляет $5 \cdot 10^{-18} \text{ А/(нейтр./(\text{см}^2 \cdot \text{с}))}$, рабочее напряжение – 75 В . Срок службы камеры в реакторе доходил до семи лет.

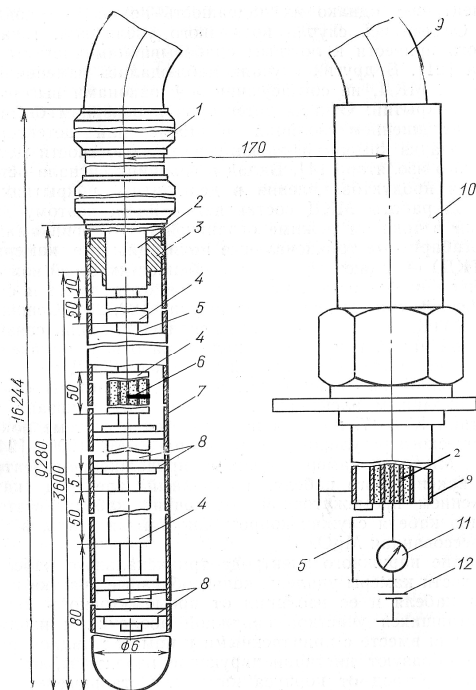


Рис. 1.4. Схема малогабаритной триаксиальной камеры деления:
 1 – втулка биологической защиты; 2 – линия связи; 3 – переходник;
 4 – собирающий электрод; 5 – охранный электрод; 6 – перемычка; 7 – корпус камеры; 8 – дистанционирующий изолятор; 9 – защитная трубка; 10 – разъем с герметизирующими изоляторами; 11 – низкоомный измеритель тока;
 12 – источник питания

Кроме МТКД с типовым диаметром 6 мм для контроля РЭ, на реакторах и в экспериментальных исследованиях нашли применение МТКД диаметром 5, 4 и 3 мм. Верхний предел расстояния между секциями собирающего электрода и число секций практически неограничены. Перенос герметизирующих изоляторов из активной зоны в линию связи способствует повышению надежности камеры. При правильном выборе соотношения между объемами газа в камере и в порах изоляции линии связи вплоть до герметизирующих изоляторов медленные изменения чувствительности камеры вследствие перетечки газа между этими объемами сводятся до разумного минимума.

Для МТКД, установленной в центральном отверстии пароперегревательного канала Белоярской АЭС и работавшей при $650 \div 700$ °С, наклон плато вольт-амперной характеристики не превышал 0,012 %/В сразу после ее установки и лишь незначительно ухудшился (до 0,03 %/В) через 17000 ч работы в реакторе, когда флюенс тепловых нейтронов составил $5 \cdot 10^{20}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Наклон плато вольт-амперной характеристики МТКД, работавшей в потоке тепловых нейтронов плотностью $2,5 \cdot 10^{14}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) и температуре 80 °С составил не более 0,02 %/В и практически не изменился вплоть до флюенса $3 \cdot 10^{21}$ нейтр./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Для снижения помех особенно при работе во флуктуационном режиме разработан квадраксиальный вариант камеры на основе квадраксиального кабеля, имеющего три цилиндрических электрода и одну центральную жилу из коррозионной стали, взаимно изолированные MgO. В принципе переход от триаксиальной к квадраксиальной конструкции осуществляется изоляцией корпуса и наружной оболочки линии связи МТКД от металлоконструкции реактора и механической защитой дополнительной изоляции с помощью металлической оболочки.

Сборки МТКД предназначены для контроля РЭ или ППН по высоте реактора и для широкодиапазонного нейтронного контроля распределения. В отличие от существующихборок коаксиальных МКД, представляющих собой набор нескольких независимых камер, сборки МТДК (рис. 1.5) имеют общий герметичный корпус, общий охранный электрод, общую изоляцию и общий рабочий объем. Сборки изготавливаются на основе многожильного триаксиального или квадраксиального кабеля. Кабели этих типов вместо одной имеют две или четыре центральные жилы, изолированные друг от друга и от охранныго электрода. Каждая жила с помощью изолированной перемычки подключается к своим (одной или нескольким) секциям собирающего электрода. В зависимости от типа применяемого кабеля сборки могут содержать две или четыре МТКД.

На рис. 1.5 показано электрическое подключение сборки из четырех камер, предназначенной для широкодиапазонного нейтронного контроля с γ -компенсацией, для чего слоем делящегося материала покрыто только два из четырех собирающих электродов сборки. Использование в сборке разных делящихся покрытий по-

зволяет измерить характеристики нейтронного спектра. Например, при нанесении на собирающие электроды ^{235}U и ^{239}Pu сборки могут с успехом использоваться для измерений температуры нейтронного газа. Малогабаритная двухсекционная триаксиальная сборка из одной камеры деления и одной γ -камеры с успехом используется для измерений распределений энерговыработки в топливных сборках РБМК-1000, благодаря тому, что отношение их сигналов сильно зависит от энерговыработки ТВС. Одинаковое давление газа для всех камер сборки повышает точность проводимых с ее помощью относительных измерений. По своим габаритам сборки МТКД не уступают сборкам ЭД, так как диаметры типовыхборок из двух и четырех МТКД равны, соответственно, 6 и 7 мм.

Сборки малогабаритных триаксиальных гамма-камер (МТГК). Такие сборки, размещенные в специальных охлаждаемых водой каналах, использовались для контроля аксиальных распределений ППН на реакторах РБМК-1500 Игналинской АЭС в течение всего срока их эксплуатации (с 1983 по 2009 г.). Они использовались также на реакторах РБМК-1000 Смоленской АЭС. Каждая сборка содержит две γ -камеры. В каждом из 20 каналов размещены четыре сборки МТГК; γ -камеры регистрируют в основном γ -излучение, генерируемое в материалах каналов, названных каналами-конверторами n - γ . Поэтому эти γ -камеры являются средством безынерционного контроля ППН.

Эмиссионные детекторы (ЭД). Их принцип действия был впервые описан в работах [25, 26, 27]; во многих случаях они вытеснили традиционные ранее отработанные средства измерений. Схема ЭД представлена на рис. 1.6. Конструкция ЭД проста и надежна. Избыток электронов, образующихся на коллекторе за счет взаимодействия нейтронов с ядрами эмиттера или γ -квантов с материалом эмиттера, создает ток в цепи эмиттер-коллектор, регистрируемый внешним измерительным прибором.

Из 80 процессов, которые могут определять работу ЭД, лишь 22 рассмотрены к настоящему времени в теоретических и экспериментальных работах и только 25 из 80 не влияют на процесс токообразования, хотя, в принципе, представляют интерес при рассмотрении изменений чувствительности из-за выгорания; 35 из 80 реакций влияют на сложные электронные процессы в изоляции ЭД, пока недостаточно изучены, несмотря на то, что их влияние на работу

детекторов в некоторых условиях весьма существенно [28]. По основному процессу, определяющему работу детектора, ЭД можно разделить на три вида: бета-эмиссионные детекторы нейтронов, комптоновские эмиссионные детекторы нейтронов и эмиссионные детекторы γ -излучения. Предложено и исследовано большое количество материалов эмиттера (Rh, V, Co, Pt, Ce, Os, Ta, Pd, W, Tl, Er, Hf, ^{11}B , Ag, Gd, Yb, Au [5], Li, In, ^{238}U , ^{235}U [29], Be [30]), однако на практике используется лишь несколько материалов (Ag, V, Rh, Co, Pt, Hf).

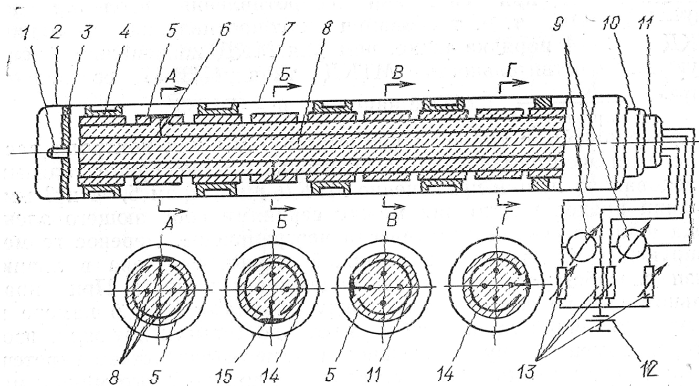


Рис. 1.5. Схема сборки МТКД:

1 – ниппель; 2 – колпачок; 3 – заглушка; 4 – дистанционирующий элемент;
 5 и 14 – собирающие электроды, соответственно, с делящимся покрытием и без покрытия; 6 – перемычка; 7 – корпус; 8 – центральные жилы; 9 – милливольтметр;
 10 – наружный электрод кабеля; 11 – промежуточный (охранный) электрод кабеля; 12 – источник питания; 13 – резисторы; 15 – крышечка



Рис. 1.6. Схема ЭД:

1 – коллектор (герметичная оболочка из инконеля); 2 – эмиттер; 3 – изоляция из MgO ; 4 – оболочка кабеля; 5 – сигнальная жила кабеля; 6 – компенсационная жила кабеля; 7 – измерительный прибор

Бета-эмиссионные детекторы нейтронов (БЭДН). БЭДН – первая разновидность ЭД, нашедшая практическое применение для контроля РЭ на многих реакторах. Далее первый индекс для реакции будет указывать на зону, в которой происходит процесс: э – эмиттер; и – изоляция между эмиттером и коллектором; к – коллектор; в – внешняя среда. Для заряда первый индекс указывает зону возникновения, второй – зону поглощения электрона.

Чаще всего в БЭДН используются эмиттеры из Rh, V и Ag. Основным процессом токообразования в БЭДН служит $(n, \beta)_3(\gamma, e)_3 \rightarrow +e_{эк} (+e - \text{положительный заряд, возникший на эмиттере, равный по величине заряду электронов, участвующих в этом процессе}) - \text{реакция в эмиттере с поглощением } \beta\text{-частицы в коллекторе, однако некоторый вклад дают также процессы } (n, \gamma)_3(\gamma, e)_3 \rightarrow +e_{эк} \text{ и } (n, \beta)_3(\gamma, e)_3 \rightarrow +\Delta e_{эк} (+\Delta e - \text{собранная на эмиттере часть зарядов электронов, участвующих в данном процессе}).$ В соответствии с этим БЭДН имеют запаздывающие составляющие сигнала (две у Rh, три у Ag и одну у V), характеризующиеся периодами полураспада $T_{1/2}$ β -активных ядер эмиттера, а также сравнительно небольшую мгновенную составляющую того же знака от $(n\gamma)$ -, (γe) -реакции.

В формализме Весткотта под нейтронной чувствительностью БЭДН и ЭД других типов обычно понимают чувствительность к тепловым нейтронам максвелловского спектра с температурой $T_0 \sim 27^\circ \text{C}$ [31]. Чувствительность ЭД, отнесенную к единице длины эмиттера с объемом V_3 можно записать, соответственно, для тепловых и надтепловых нейтронов как

$$\eta_T = e \cdot \Sigma_0 \cdot G_T \cdot \beta_T \cdot g(T_0) \cdot V_3 \quad \text{и} \quad \eta_{HT} = e \cdot \Sigma_0 \cdot G_{HT} \cdot \beta_{HT} \cdot S_0 \cdot V_3, \quad (1.15)$$

где β_T и β_{HT} – вероятности для β -частицы, рожденной в эмиттере, соответственно, тепловыми и надтепловыми нейтронами, закончить свой пробег в коллекторе; e – заряд электрона.

ЭД становится существенно неэквивалентным при $g(T) \gg 1$ и $S_0 \gg 0$ для реакторов с ^{235}U в качестве топлива. Высокую эквивалентность в реакторах на тепловых нейтронах с ^{235}U в качестве топлива обеспечивают ЭД с ванадиевым эмиттером, для которого $g(T) \approx 1$ (1/ ν -детектор); достаточную эквивалентность – ЭД с серебряным эмиттером, в меньшей степени – с родиевым. Жесткость нейтронного спектра также влияет на эквивалентность (а следова-

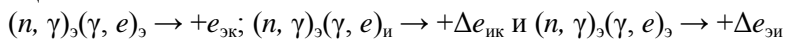
тельно, и на локальность) ЭД. Так, в тяжеловодном реакторе доля сигнала родиевого ЭД, обусловленная надтепловыми нейтронами, составляет несколько процентов полного сигнала, в то же время эта доля в реакторах типа PWR исчисляется десятками процентов [32] и сильно меняется в процессе выгорания детектора.

При изготовлении ЭД по промышленной технологии, принятой для кабельных термодар, диаметр и масса эмиттера может иметь отклонения от номинальных значений как в среднем по детектору, так и в отдельных его частях. Без принятия специальных мер эти отклонения могут достигать $10 \div 12$ %. Поэтому поставщики ЭД для реакторов PWR и CANDU проводят калибровку всех выпускаемых детекторов на легко- и тяжеловодных исследовательских реакторах [33].

Как указывалось ранее, учет нейтронной чувствительности сильно упрощается при использовании вместо нейтронного потока интенсивности захвата на ядро чувствительного элемента детектора.

Комптоновские эмиссионные детекторы нейтронов (КЭДН).

Такие детекторы находят в настоящее время широкое применение в системах контроля, управления и защиты реакторов большой мощности. Основную роль в формировании сигнала КЭДН играют реакции



с образованием γ -кванта в эмиттере и последующим переносом комптон-электрона, родившегося в эмиттере или изоляторе, по направлению к коллектору. Чаще всего в КЭДН используются эмиттеры из ^{59}Co , обладающего низкой скоростью выгорания и малым сечением поглощения, достаточно хорошо подчиняющимся закону $1/v$. Исследовались также КЭДН с эмиттерами из Gd, Cd, Hf, Er и других элементов [4]. Основное достоинство КЭДН – их практическая безынерционность. В то же время по величине полезного сигнала, отнесенного к скорости поглощения нейтронов, они значительно уступают БЭДН.

С 1983 г. на реакторах РБМК проводилась замена серебряных БЭДН и МТКД на КЭДН с эмиттером из HfO_2 . Эти КЭДН стали одновременно использоваться для контроля, управления и аварийной защиты. Существуют две разновидности КЭДН с эмиттером из HfO_2 : радиальные внутриреакторные детекторы (ВРДР) с длиной

чувствительной части, близкой к высоте активной зоны, и высотные внутриреакторные детекторы (ВРДВ), содержащие четыре чувствительные секции с длиной, равной 1/4 высоты активной зоны. Поперечное сечение ВРДР представлено на рис. 1.7.

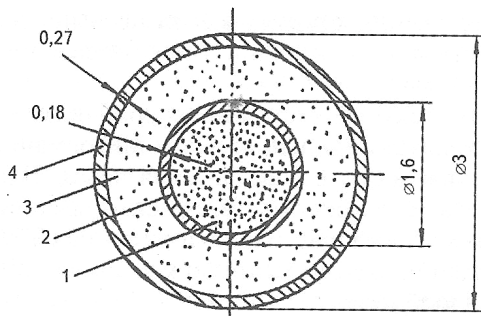


Рис. 1.7. Сечение чувствительного элемента ВРДР типа Дг-4:
1 – эмиттер из HfO_2 ; 2 – оболочка эмиттера; 3 – изоляция из MgO ; 4 – оболочка чувствительного элемента

Чувствительным элементом ВРДР и ВРДВ является кабель с наружной оболочкой и оболочкой эмиттера из нержавеющей стали и изоляцией из MgO . Преимуществами КЭДН с эмиттером из высшего оксида (в данном случае из HfO_2) являются возможность изготовления эмиттеров из широкого круга материалов, способность работать при высоких температурах, робастность и технологичность. Вариация оболочки эмиттера позволила обеспечить практически нулевую чувствительность детектора к γ -излучению. Детекторы позволяют контролировать мощность реактора РБМК-1000 на мощностях $0,02 \div 130 \% N_{\text{ном}}$ и являются основным датчиком систем контроля РЭ, управления и защиты реактора в энергетическом диапазоне.

Чувствительность к мощности тепловыделяющей сборки (ТВС), указанная в паспорте каждого детектора в единицах мкА/МВт, определяется на основе измерения количества HfO_2 в чувствительном элементе внутриреакторного детектора (ВРД).

Эмиссионные детекторы γ -излучения (ЭДГ). Они являются, по-видимому, одним из наиболее перспективных типов ВРД, также находят широкое применение в системах контроля, управления и защиты реакторов.

Основную роль в формировании сигнала ЭДГ играют реакции $(\gamma, e)_3 \rightarrow -e_{\text{ЭК}}$ и $(\gamma, e)_3 \rightarrow +\Delta e_{\text{ИК}}$ с образованием комптоновских и фотоэлектронов в эмиттере и последующим их переносом по направлению к коллектору. Практическое применение пока находят только ЭДГ с эмиттером из платины. Исследовались другие эмиттеры ЭДГ из Se, Ta, W и Os [4]. Основные преимущества ЭДГ – крайне низкая скорость выгорания и малое поглощение нейтронов. По величине полезного сигнала, отнесенного к скорости поглощения нейтронов, они уступают, в принципе, лишь γ -камерам.

Инерционность сигнала ЭДГ, как и любого детектора γ -излучения, зависит от типа реактора и места размещения детектора в активной зоне.

1.3. Влияние условий эксплуатации на работоспособность внутриреакторных детекторов

Напряженные условия работы ВРД явились, по-видимому, основной причиной сравнительно позднего создания надежно работающих систем внутриреакторного контроля РЭ. В наиболее распространенных в настоящее время реакторах на тепловых нейтронах плотность потока на номинальной мощности в местах установки ВРД составляет $10^{13} \div 2 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, а мощность дозы γ -излучения – $30 \div 150$ А/кг. Максимальная температура в местах установки ВРД для реакторов ВВЭР, PWR, BWR, РБМК ~ 300 °С.

Очевидно, что срок службы ВРД определяется не только их характеристиками, но и конструкцией самого реактора, которая по возможности должна обеспечивать независимость замены ВРД от перегрузок топлива, органов управления и других эксплуатационных операций.

Влияние излучения и температуры на кабели с минеральной изоляцией и на ЭД. Такое влияние рассмотрено в работах [4, 28]. Кабель с минеральной изоляцией является одним из основных элементов конструкции ВРД всех типов. Основной вид изоляции в кабелях и ЭД – порошкообразный оксид магния (MgO). Порошкообразный оксид алюминия (Al_2O_3) дает меньшее сопротивление кабелей и ЭД при высоких температурах и обладает меньшей радиационной стойкостью. Применение в МКД кабелей с Al_2O_3 снижает по сравнению с MgO выделение в рабочий газ ионизирующих доба-

вок, однако создает в КЭДН с малым сигналом фоновые токи из-за наведенной β -активности Al.

Состав и давление рабочего газа в МКД. Состав и давление могут также изменяться в процессе эксплуатации камеры за счет поглощения нейтронов рабочим газом (например, аргоном) и выделения газообразных продуктов деления, что приводит к смещению начала газового усиления в область более низких напряжений, увеличивая наклон вольт-амперной характеристики камеры и влияя на ее чувствительность. Применение азота вместо аргона способствует сохранению в течение длительного времени низкого наклона «плато» вольт-амперной характеристики в МКГ, однако в МКД приводит к ускоренному разрушению делящегося покрытия, во всяком случае для отдельных технологий его нанесения. Радиационный разогрев элементов конструкции камеры может приводить к перераспределению плотности газа по объему МКД и поэтому должен учитываться при выборе конструкции собирающего электрода [34] МКД или размещении чувствительных участков по длине триаксиальной МКД.

Условия работы ЭД. Условия работы ЭД оказывают существенное влияние на долговечность и точность показания детекторов. Чем меньше чувствительность детектора, тем жестче должны быть требования к материалам конструкции ЭД, тем эффективнее должна быть экранировка детектора от внешнего β -излучения. Наилучшим материалом для трубок, в которых размещаются сборки ЭД, с низкой чувствительностью считается циркалой [35]. Несмотря на то, что Al имеет низкое сечение поглощения нейтронов, характерный для него β -распад с $T_{1/2} = 2,3$ мин может сильно исказить сигнал расположенного рядом с алюминиевой конструкцией ЭД. По той же причине нежелательно использовать в детекторах с низкой чувствительностью изоляцию из оксида алюминия, часто с успехом применяемую в обладающих высокой чувствительностью родиевых ЭД. Значительные искажения сигнала низкочувствительных ЭД могут иметь место, когда детекторы устанавливаются в непосредственном контакте с БЭДН, обладающими большим сигналом. Существенное влияние на надежность ЭД при установке их в сухие гильзы оказывает сорт и влажность наполняющего гильзу газа. Известно, что под действием излучения во влажном воздухе образуется азотная кислота, приводящая к межкристаллитной коррозии и

разрывам оболочек ЭД, как из инконеля, так и из нержавеющей стали. В частности, испытания опытной партии из 15 БЭДН кабельного типа с серебряным эмиттером и оболочкой 3x0,3 мм из нержавеющей стали показали, что в среде влажного воздуха при температуре ~ 300 °С в центральных гильзах ТВС реактора РБМК-1000 срок службы детекторов не превышает 1 года. В то же время срок службы штатного БЭДН той же конструкции, но разработанного с дополнительной оболочкой в атмосфере сухого аргона был ограничен практически лишь выгоранием серебряного эмиттера.

Надежность ВРД. Это один из основных параметров, определяющих выбор типа детектора, устройств для их размещения в реакторе, количества детекторов, устанавливаемых в реактор, структуры вторичной электронной аппаратуры. Большинство отказов МКД коаксиальной конструкции происходит из-за снижения сопротивления изоляции между собирающим электродом и землей; реже – из-за ускоренной потери чувствительности. Так, по данным испытаний партии из 68 МКД фирмы «Дженерал Электрик» (США) в 1967 – 1969 гг. средняя интенсивность отказов в год составляла ~ 12 % [21]. По данным испытаний 232 МКД фирм «Дженерал Электрик» и KWU (ФРГ) в 1971 – 1974 гг., средняя относительная интенсивность отказов в год составила ~ 3 %, однако в это количество не вошли отказы, классифицированные как «отказы из-за недостатков конструкции» [4]. Надежность кобальтовых и ванадиевых ЭД была изучена в течение 39 месяцев испытаний партии из 40 детекторов в Халленском реакторе в Норвегии. Средняя относительная интенсивность отказов в год для детекторов обоих типов составила ~ 4 % [4]. Для родиевых детекторов, работавших при температуре ~ 650 °С в пароперегревательных каналах Белоярской АЭС, средняя относительная интенсивность отказов в год не превышала 10 % [36]. На первом этапе эксплуатации реактора РБМК-1000 Ленинградской АЭС интенсивность отказов ВРД составляла ~ 5 % в год, однако, в дальнейшем, после внесения усовершенствований в конструкцию и технологию детекторов интенсивность отказов уменьшилась. Так, за первый год эксплуатации реактора РБМК-1000 энергоблока №1 Курской АЭС из 130 радиальных детекторов отказал только один.

Список литературы к главе 1

1. Весткотт С.Х. и др. Доклад № 202 (Канада), представленный на международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958.
2. Эффективные сечения для спектра тепловых реакторов // Атомная энергия. 1959. Т. 6. Вып. 2. С. 218.
3. Гомин Е.А., Майоров Л.В., Гуревич М.И. и др. Программа MCU-RFFI/A с библиотекой констант DLC/MCUDAT-1.0. Федеральный надзор России по ядерной и радиационной безопасности. Регистрационный номер паспорта аттестации 61 от 17.10.1996.
4. Böck H. Miniature detectors for reactor incore neutron flux monitoring // Atomic energy review. 1976. V. 14. N 1. P. 87–132.
5. Емельянов И.Я., Константинов Л.В., Постников В.В. Контроль за распределением энерговыделения в активных зонах ядерных реакторов // Атомная энергия. 1971. Т. 30. Вып. 3. С. 275–285.
6. Weiss H. Experimental comparison Between In-Core Gamma Radiation and Neutron Flux Distribution in Pressurized Water Reactor // Atomkernenergie. 1970. Bd 15. N 4. P. 249–254.
7. Емельянов И.Я., Алексеев В.И., Константинов Л.В. и др. Применение гамма-камер для измерения мощности топливных каналов реактора Белоярской АЭС // Атомная энергия. 1970. Т. 29. Вып. 5. С. 327–330.
8. Stutheit J.S. Fast-response gamma thermometers // Nucl. Instrum. and Methods. 1968. V. 63. N 3. P. 300–306.
9. Czaika J., Kerr W. The use of a gamma sensitive detector to measure thermal reactor power // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1969. V. NS-16. N 1. P. 255–259.
10. Лысиков Б.В., Прозоров В.К., Васильев В.В. и др. Температурные измерения в ядерных реакторах. М.: Атомиздат, 1975.
11. Боланд Дж. Приборы контроля ядерных реакторов: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1973.
12. Емельянов И.Я., Дроздов А.В., Константинова Л.В. и др. Дискретный контроль полей энерговыделения в активных зонах ядерных реакторов // Атомная энергия. 1974. Т. 37. Вып. 6. С. 451–454.
13. Беркурц К., Виртц К. Нейтронная физика: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1968.

14. Goldstein N.P., Sun K.H., Gonzalez J.L. An in-core detector for measuring power and breeding distributions in power breeder's // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1971. V. NS-18. N 1. P. 380–387.

15. Das Kugelmess System zum Ausmessen der Leistungs-dicheverteilung bei Druchwasserreaktoren. Nuclex-72. Technical Meeting.

16. Aline P.G., Duckart A.C., Egan M. R., Imai R. Measurements to confirm the Tsuruga BWR power distribution by gamma scan of fuel Assemblies // Trans. Amer. Nucl. Sci. 1971. V. 14. P. 58–59.

17. Dawson J.T. Determination of rating distributions for gamma scanning measurements // J. Brit. Nucl. Energy Society. 1973. V. 12. N 2. P. 167–174.

18. Loosemore W., Henderson R., Knile G. The continuous measurement of high-intensity thermal-neutron flux at high-temperature // Neutron Dosimetry. 1963. V. 1. P. 89.

19. Bunch W., Wood M. Regenerating in-core neutron-flux chambers // Trans. Amer. Nucl. 1965. V. 11. P. 23.

20. Дмитриев А.Б., Греков А.С., Малышев Е.К. Невыгорающие радиаторы камер делений // Атомная энергия. 1967. Т. 22. Вып. 4. С. 314.

21. Wirth W. Out-of-core measurements. Reactor protection. Functional group control at HDR // IAEA-119 Panel. Instrumentation for Nuclear Power Plant Control. Vienna. 1969. P. 17–21.

22. Емельянов И.Я., Алексеев В.И., Липин В.Ф. и др. Внутрореакторная высокотемпературная ионизационная камера // Атомная энергия. 1977. Т. 43. Вып. 1. С. 41–43.

23. Алексеев В.И., Емельянов И.Я., Постников В.В. и др. Ионизационная камера // Бюл. изобрет. 1976. № 29. С. 212.

24. Емельянов И.Я., Алексеев В.И., Воронцов Б.А. и др. Опыт эксплуатации триаксиальных камер на Ленинградской АЭС им. В. И. Ленина // Атомная энергия. 1977. Т. 3. Вып. 1. С. 44–46.

25. Ferrant W. Einrichtung zum Messung der Intensität von Neutronen. Deutsche Patent No 691575, 1938, Kl. Kl. 21g. 18.02.

26. Gray A. Measuring flux distribution in power reactors // Nucl. Power. 1958. V. 3. P. 171.

27. Миттельман М.Г., Розенблюм Н.Д., Ерофеев Р.С. Преобразование энергии короткоживущих радиоактивных изотопов // Атомная энергия. 1961. Т. 10. № 1. С. 72.

28. Емельянов И.Я., Власов В.И., Володько Ю.И. и др. Радиационные и термические испытания электронно-эмиссионных детекторов нейтронов и кабелей с минеральной изоляцией // Атомная энергия. 1974. Т. 37. Вып. 1. С. 72–76.
29. Accini F., Tonolini F. Revelation di neutron autoalimentati // Energia Nucl. 1968. V. 15. No 5. P. 311.
30. Upton J.W. Jr., Brown D.P., Spear W.G. In-core self-powered flux monitors // Trans. Amer. Nucl. Sci. 1970. V. 13. P. 14.
31. Kroon J. Initial absolute calibration factors of some neutron sensitive self-powered detectors. IAEA specialist meeting on in-core instrumentation and failed-fuel detection and location. Ontario, Canada, 1974. AECL-5124-110. P. 135.
32. Laaksonen T., Saastomoinen J. Calculation studies of sensitivity characteristics and their burnup behaviour for rhodium self powered neutron detectors // Ibid. P. 111.
33. Joslin C.W. Preliminary remarks to introduce J. C. Kronn's paper // Ibid. P. 151.
34. Dayal Y., Neissel J.P. Gas-loss-compensated fission chamber // Trans. Amer. Nucl. Sci. 1973. V. 16. N 1. P. 258–259.
35. Shields R.B. Some practical considerations in the use of self-powered flux detectors // IAEA specialist meeting on in-core instrumentation and failed-fuel detection and location. Ontario, Canada. 1974. AECL-5124-110. P. 121.
36. Мительман М.Г., Дубовский Б.Г., Любченко В.Ф., Розенблюм Н.Д. Детекторы для внутриреакторных измерений энерговыделения. М.: Атомиздат, 1977.

ГЛАВА 2. СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ И РЕГУЛИРОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

2.1. Комплексная система контроля, управления и защиты реакторов РБМК-1000

Основные особенности КСКУЗ [1] РБМК-1000:

- реализация в составе КСКУЗ двух систем остановки (АЗ и БСМ), каждая из которых способна самостоятельно переводить активную зону реактора в подкритическое состояние;
- объединение функций остановки реактора по нейтронным и теплотехническим параметрам;
- наличие двух независимых комплексов аппаратуры обработки информации, выработки аварийных и управляющих сигналов;
- автоматическая самодиагностика в аппаратуре аварийной защиты;
- соблюдение принципа разнообразия (диверсификации), т.е. выбор разных разработчиков, изготовителей и т.п.

Каждый из двух комплексов оборудования КСКУЗ состоит из двух подсистем:

- СКУЗ – для обработки информации от датчиков нейтронного потока и обеспечения исполнительных воздействий (в каждом из двух комплексов СКУЗ содержится 126 или 128 ВРД с эмиттером из NfO_2 (90 или 92 – с чувствительной частью длиной 7 м и 36 – с четырьмя чувствительными секциями длиной 1,75 м каждая));
- АЗРТ – для обработки информации от датчиков технологических параметров с обеспечением исполнительных воздействий.

Обе системы остановки (АЗ и БСМ) обеспечивают автоматическую остановку и поддержание реактора в подкритическом состоянии. Система АЗ, содержащая 33 стержня, обеспечивает также аварийную защиту реактора. Система БСМ использует введение в реактор 190 РС, из них 12 РС – локального автоматического регулирования (стабилизации) РЭ.

КСКУЗ выполняет следующие функции:

- контроль и регистрацию нейтронной мощности реактора и периода (скорости) ее увеличения от подкритического состояния до $130\% N_{\text{ном}}$;
- пуск реактора из подкритического состояния;

- контроль совместно с ИИС «Скала-М» РЭ по объему активной зоны в диапазоне (0,02 – 130 %) $N_{\text{ном}}$;
- контроль положения РС и оперативного запаса реактивности на РС;
- задание и автоматическое поддержание мощности реактора в пределах (0,3 – 100 %) $N_{\text{ном}}$;
- ручное регулирование 3-мерного РЭ в активной зоне;
- автоматическая стабилизация радиально-азимутального РЭ с помощью 12 РС локального автоматического регулирования;
- управляемое снижение мощности реактора со скоростью 1,0 или 2 %/с в режимах БУСМ-1, БУСМ-2 и БУСМ-3, соответственно, до 50 % $N_{\text{ном}}$, 60 % $N_{\text{ном}}$ и до исчезновения первопричины, но не ниже 30 % $N_{\text{ном}}$.

Выработка сигналов АЗ и БУСМ осуществляется при достижениями сигналами определенного количества ВНРД или ВРД заранее установленных уровней. Для каждого ВРД уровень соответствует достижению предела безопасной эксплуатации хотя бы для одного ТК, находящегося вблизи данного ВРД. Для каждого ВНРД этот уровень на ~ 15 % выше сигнала этого датчика в установившемся режиме работы реактора на номинальной мощности. Для суммарных сигналов групп датчиков ВРД или ВНРД уровень АЗ на ~ 15 % выше суммарного сигнала на номинальной мощности.

Срабатывание АЗ происходит в общем случае при превышении уровня АЗ тремя ВРД, принадлежащим не менее, чем двум различным группам. Ставится также условие, что большинство этих датчиков должно быть расположено в небольшой области реактора.

Срабатывание АЗ должно также происходить при снижении периода разгона реактора ниже 20 с, рассчитанного по суммарным сигналам ВРД или ВНРД в трех из шести групп. Среди многочисленных вариантов условий срабатывания режимов БУСМ преобладает превышение сигналами ВРД и ВНРД уровней на 5 % меньших уровней, принятых для АЗ.

Калибровка ВРД на реакторе РБМК-1000. В качестве ВРД на реакторах РБМК-1000 используются КЭДН с эмиттером из NfO_2 , для которых СКО начальной чувствительности может составлять 2 – 3 %. В связи с этим предусмотрены процедуры калибровки (оценки индивидуальной чувствительности детекторов). Испол-

зуются калибровки двух типов. Первая проводится при изготовлении ВРД. Вторая – после их установки в реактор.

Первая калибровка основана на изготовлении для каждого ВРД с длиной чувствительной части 7 м образца-свидетеля с длиной чувствительной части 0,5 м, являвшейся в исходном состоянии продолжением чувствительной части ВРД. В специальных экспериментальных исследованиях было показано, что чувствительность единичной длины образца-свидетеля незначительно отличается от аналогичной величины для ВРД.

Каждый образец-свидетель калибруется, например, на исследовательском реакторе МИФИ. Полученная нейтронная чувствительность указывается в паспорте для каждого ВРД. Другая разновидность этой калибровки основана на том, что для каждого откалиброванного образца-свидетеля проводилась разделка, в результате которой определялись количество HfO_2 в образце-свидетеле, веса наружной оболочки, оболочки эмиттера и магнизиальной изоляции. Веса оболочек определялись на основе измерений электрического сопротивления оболочек и известной зависимости этого сопротивления от веса оболочки. Вес HfO_2 вместе с оболочкой эмиттера определялся путем механического удаления наружной оболочки и изоляции из MgO после продольного надреза оболочки. Вес HfO_2 определяется разностью веса HfO_2 в оболочке и веса самой оболочки. Вес MgO является весом образца-свидетеля за вычетом весов наружной оболочки и HfO_2 в оболочке.

Экспериментальные значения нейтронной чувствительности образцов-свидетелей аппроксимировались с помощью МНК линейной зависимостью от каждого из перечисленных параметров. СКП аппроксимационного выражения составила 0,7 %. В дальнейшем калибровка образцов-свидетелей на реакторе МИФИ не проводилась и определение чувствительности детектора осуществлялось на основе информации об указанных ранее параметрах образцов-свидетелей. Полученные нейтронные чувствительности ВРД были пересчитаны на АЭС в чувствительность к мощности свежего ТК с ВРД в единицах мкА/МВт на основе информации о тепловой мощности реактора. Именно такая чувствительность стала указываться в заводском паспорте ВРД (ВРДР и ВРДВ).

Калибровка второго типа проводится на работающем реакторе вскоре после загрузки большой партии вновь полученных ВРД без

заводской калибровки. Основой калибровки второго типа служит сканирование большого числа ТВС (~ 100) с помощью одного калибровочного ВРДР. Сигналы калибровочного ВРДР в каждом отсканированном ТК используются для восстановления мощностей ТК W_i со штатными ВРДР и затем для определения отношения W_i / J_i , которое с учетом поправок на выгорание ТК и ВРД используется для определения градуировочного коэффициента

$$K_{\text{гр}} = \frac{W_i}{J_i \cdot \xi_{\text{д}}(I) \cdot \xi_{\text{тд}}(E)}, \quad (2.1)$$

где $\xi_{\text{д}}(I)$ и $\xi_{\text{тд}}(E)$ – зависимости, учитывающие выгорание ВРД и ТК, соответственно, при интегральном токе ВРД I и энерговыработке ТК E .

СКП калибровки второго типа составляет 3–4 % и определяется, в основном, погрешностями восстановления мощностей ТК по сигналам сканирующего детектора. В то же время СКП калибровки первого типа равна ~ 1 %. Однако по мере выгорания ТК и ВРД в $K_{\text{гр}}$ накапливаются дополнительные погрешности, особенно из-за различия в аксиальных распределениях выгорания разных ТК и ВРД.

Поскольку чувствительные секции ВРДВ изготавливаются из одного 7-метрового отрезка кабеля-датчика, то градуировочный коэффициент, определенный при заводской калибровке для этого образца, используется для всех секций с учетом разницы в длине. Из-за неточностей накопления аксиального распределения интегрального тока для секций ВРДВ определение градуировочных коэффициентов для каждой секции проводится на основе сканирования. Предварительно на основе сканирования с помощью ВРДР определяется аксиальное распределение ППН в каждом отсканированном ТК как

$$\Phi(h) = \frac{dJ_{\text{врдр}}(h)}{dh} \cdot \text{const}. \quad (2.2)$$

Для устранения шумовой составляющей проводится усреднение $\Phi(h)$ на участке $[h - 5 \text{ см}, h + 5 \text{ см}]$. Полученное таким образом $\bar{\Phi}(h)$ используется для восстановления 3-мерного распределения ППН 3-мерного ППН $\Phi^*(\vec{r})$.

Градуировочный коэффициент i -й секции j -го ВРДВ определяется как

$$K_{грjij} = \frac{\int \Phi_{ij}^*(h) \cdot \xi_d[I(h)] dh}{J_{ij}}, \quad (2.3)$$

где $\xi_d[I(h)]$ – зависимость коэффициента выгорания детекторов от распределения интегрального тока на высоте секции; J_{ij} – ток i -й секции j -го ВРДВ; Δ_{ij} – длина i -й секции j -го ВРДВ.

2.2. Комплекс систем контроля, управления и аварийной защиты реакторов ВВЭР-1000

Рассмотрим последние проекты, реализованные, в частности, на ВВЭР-1000 [2, 3] Тяньваньской АЭС (Китай). Нейтронные измерения осуществляются с помощью внереакторных ионизационных камер и ВРД по аналогии с рядом зарубежных реакторов PWR. Сигналы внереакторных камер обрабатываются в аппаратуре АКПН.

Аппаратура контроля нейтронного потока (АКПН). АКПН измеряет уровень плотности потока нейтронов и скорость изменения ППН (период). При превышении ими установленных значений вырабатываются сигналы, передающиеся в систему управления и защиты. Она также обеспечивает регистрацию и представление информации оператору реактора.

АКПН включает в себя три функционально независимые подсистемы:

- систему измерения нейтронного потока для СУЗ;
- систему контроля перегрузок топлива;
- систему контроля для резервного пульта.

Подсистема, обеспечивающая информацией СУЗ, состоит из двух идентичных наборов оборудования с полностью независимыми нейтронно-измерительными каналами. Обе части обеспечивают работу в трех диапазонах: диапазоне «источника», «промежуточном диапазоне» и «энергетическом диапазоне», как и во многих реакторах PWR. Сигналы ВРД обрабатываются в аппаратуре СВРК-М, являющейся составной частью комплекса СКУД.

Комплекс систем контроля, управления и диагностики. В типовом варианте в состав СКУД входят системы:

- СВРК-М;
- комплексного анализа;
- оперативной диагностики;
- контроля течей теплоносителей первого контура;
- контроля вибраций основного оборудования;
- обнаружения свободных и слабо закрепленных предметов в главном циркуляционном контуре.

В СВРК используются сигналы 64 внутриреакторных сборок, включающих шесть равномерно распределенных по высоте активной зоны родиевых БЭДН и термопару, измеряющую температуру воды на выходе из топливной кассеты.

При создании СВРК-М для повышения быстродействия были выполнены следующие действия:

- включен в измерительный канал каждого ВРД индивидуальный АЦП с числом разрядов не менее 16, циклом обработки не более 160 мс, уровнем шумов не более 10^{-10} А;
- введена в обработку каждого сигнала родиевого БЭДН специальная программа, исключаяющая влияние запаздывания β -распада ^{104}Rh и обеспечивающая быстродействие БЭДН.

Для повышения точности применялись:

- кубические сплайны при аппроксимации зависимостей от высоты, выгорания активной зоны и других параметров;
- индивидуальные калибровочные коэффициенты и термостабилизация характеристик термопар;
- резервирование измерительных каналов, выполняющих основные функции;
- введение развитой процедуры самодиагностики.

Системы оперативной диагностики предназначены, в основном, для диагностирования оборудования первого контура в части контроля вибронегруженности конструктивных элементов, контроля герметичности контура циркуляции теплоносителя, прогнозирования его долговечности.

Локальная система обнаружения течи теплоносителя включает в себя две независимые подсистемы. Принцип действия этих подсистем основан на акустическом и влажностном методе неразрушающего контроля.

Типовая система контроля вибраций использует сигналы различных типов датчиков: датчики для измерений механических перемещений, ВРД нейтронного потока, вне реакторные датчики нейтронного потока, датчики для измерения пульсации давления.

Система обнаружения свободных и слабо закрепленных предметов основана на постоянном сравнении среднеквадратичных значений сигналов от датчиков с программно-устанавливаемым порогом. Для тестирования измерительных каналов в системе предусмотрено специальное устройство с молотками, наносящими тестовые удары по оборудованию для имитации сигналов от незакрепленных предметов.

Система комплексного анализа позволяет осуществлять раннее выявление отрицательных тенденций для их превентивного устранения. Система позволяет, в частности, оценивать допустимую концентрацию борной кислоты и прогнозировать подкритичность на основе прогнозирования изменения параметров активной зоны.

2.3. Система контроля и управления реактора CANDU

Система контроля и управления реактора CANDU [4] обеспечивает:

- управление реактором;
- аварийную защиту реактора;
- управление доступом в помещения с высоким уровнем радиации;
- детектирование утечек тяжелой воды;
- контроль и локализацию отказавших топливных элементов;
- противопожарную защиту.

Максимальная реализация в проекте CANDU автоматического контроля и управления обусловлена стремлением снизить рутинную загрузку эксплуатирующего персонала, обеспечить более высокий уровень контроля состояния установки и повысить таким образом эффективность ее эксплуатации.

Для контроля реактора в диапазоне приблизительно десяти порядков изменения мощности используются пропорциональные счетчики (только при первых пусках при наборе критичности или запусков после длительной остановки в диапазоне 10^{-10} – 10^{-6} от полной мощности), некомпенсированные ионизационные камеры и

эмиссионные детекторы. Для контроля распределения плотности потока нейтронов на высоких уровнях мощности используется 102 ванадиевых детектора. Для регулирования плотности потока нейтронов в диапазоне $10^{-6} \div 0,15$ от полной мощности применяются три ионизационные камеры. Для регулирования распределения ППН и полной мощности на энергетических уровнях используются 28 внутриреакторных платиновых детектора. Для аварийной защиты в каждой из двух подсистем защиты используются по три вне-реакторных ионизационных камеры, 34 и 32 внутриреакторных платиновых детектора. Для дополнительных измерений мощности задействованы 24 термометра сопротивления, расположенные на входе и выходе реактора, а также четыре набора для измерения мощности парогенератора (расходомер пара, расходомер питательной воды, измеритель температуры питательной воды). Термометры сопротивления привлекаются в качестве дополнительных средств для обеспечения автоматического регулирования мощности реактора между 10^{-7} и 100 % от полной мощности.

Мощность реактора поддерживается на заданном уровне посредством устройств регулирования реактивности, включающих:

- легководные зональные регулирующие поглотители;
- четыре механических регулирующих поглотителя;
- 21 твердотельный устанавливаемый по мере необходимости стержень.

Долговременное введение отрицательной реактивности обеспечивается добавлением в замедлитель растворимого поглотителя (бора или гадолия).

Контроль распределения ППН. Платиновые детекторы, используемые для пространственного регулирования, не могут точно представлять среднюю зональную мощность, так как они не являются локальными детекторами. Калибровка этих детекторов для точных измерений зональной мощности проводится системой из 102 ванадиевых детекторов. Сигналы этих детекторов обрабатываются в программах управляющего компьютера для получения зональных мощностей. Обработка сигналов детекторов включает проверку их достоверности, учет их выгорания и отбраковку недостоверностей. Программы восстановления распределения ППН оценивают максимальные уровни нейтронного потока и инициа-

ругают снижение мощности, если мощности в некоторых сборках слишком высоки.

2.4. Система контроля и управления реактора PWR в США

Система должна обеспечивать на реакторах PWR контроль и поддержание параметров РУ в предопределенных эксплуатационных пределах [5].

Управление реактором обеспечивается благодаря:

- температурным коэффициентам реактивности;
- перемещению кластерных регулирующих стержней;
- введению поглощающей нейтроны борной кислоты.

Нейтронная система измерений использует два полностью независимых устройства для измерения утечки нейтронов из активной зоны и для измерений ППН внутри зоны. Утечка нейтронов из активной зоны является мерой мощности реактора и источником информации для систем регулирования реактора.

Функцией вне реакторной системы измерений является выдача:

- информации о мощности реактора от заглушенного состояния до номинальной;
- сигналов в систему аварийной защиты реактора во время пуска и работы на мощности;
- информации в систему автоматического управления стержнями;
- информации об аксиальном и радиальном распределении энерговыделения в процессе работы на мощности.

Существует три перекрывающихся диапазона вне реакторных измерений, позволяющих контролировать ППН от нескольких нейтр./см²·с (ДИ) до 120 % $N_{\text{ном}}$ (Энд). Функции измерения и защиты обеспечиваются двумя независимыми каналами ДИ, двумя независимыми каналами ПД и четырьмя независимыми каналами ЭД диапазона. Уровни канальных сигналов ЭД передаются в компаратор, где входные сигналы каждого канала ЭД сравниваются для того, чтобы обеспечить равномерное РЭ. Вне реакторная система рассматривается как система важная для безопасности.

Целью СВИ является выдача информации о распределении ППН и температурах на выходе топливных кассет в выбранных местах активной зоны. Она используется только для анализа данных и не

выполняет каких-либо функций по управлению РУ. В то время как роль компьютера системы контроля является весьма важной в анализе данных, она не существенна для работы СВИ. Получаемые данные в совокупности с периодически получаемой расчетной информацией могут быть использованы для расчета распределения мощности в активной зоне в любой момент ее эксплуатации. СВИ также обеспечивает информацию для расчета энтальпии теплоносителя и распределения выгорания топлива для оценки распределения потоков теплоносителя и для калибровки отклонений АРППН, получаемых вне реакторной системой измерений.

СВИ состоит из фиксированных термопар для измерения температуры теплоносителя на выходе топливных сборок и миниатюрных перемещаемых внутриреакторных детекторов ППН, способных обеспечить измерение локальных отклонений распределений ППН в активной зоне, которые можно было бы считать значительными. Типовое количество термопар и каналов для перемещения детекторов составляет, соответственно, 64 и 58.

2.5. Нейтронные измерения на немецком PWR KWU

Нейтронные измерения. Такие измерения проводятся внутриреакторной и вне реакторной измерительными системами [5]. Внутриреакторная система состоит из двух подсистем: первой, основанной на ВРД, и второй – пневмошариковой.

Внутриреакторные измерения локальных значений ППН проводятся с помощью восьми сборок по шесть кобальтовых эмиссионных детекторов в каждой. Эти детекторы расположены в наиболее информативных точках, отнюдь не эквидистантно вдоль сборок. Сигнал каждого чувствительного элемента разбивается на две части и затем используется в каждом из четырех каналов защиты по уровню удельной мощности, по линейной мощности и по запасу до кризиса теплообмена. Диапазон измерения составляет от 5 до 250 % локального удельного энерговыделения.

Пневмошариковая система управляется компьютером. Она применяется периодически и использует маленькие стальные шарики с содержанием 1,5 % ванадия. Шарики пневматически подаются по трубкам в активную зону для облучения в течение ~ 3 мин. После

для 28 каналов измеряется активность в 32 точках по высоте. Через 10 мин становятся доступными:

- 3-D распределение ППН в 28x32 точках;
- данные для наиболее горячего канала;
- максимальная удельная энергонапряженность;
- минимальный запас до кризиса теплообмена и его местонахождение;
- распределение выгорания;
- изотопный состав топлива;
- данные для калибровки кобальтовых эмиссионных детекторов, используемые для измерений распределения энерговыделения.

Вне реакторная измерительная система имеет обычный трехдиапазонный проект и выполняет функции измерения и защиты. ДИ перекрывает $10^{-11} \div 10^{-5}$ % от номинальной мощности. В ДИ используются два набора счетчиков с BF_3 по четыре счетчика в каждом (один счетчик с низким, три – с высоким давлением). ПД перекрывает $10^{-7} \div 125$ % от номинальной мощности и контролируется четырьмя γ -компенсационными камерами. Энд перекрывает $1 \div 125$ % номинальной мощности; контроль осуществляется с использованием четырех групп с четырьмя камерами каждая. Две из них в каждом канале расположены вблизи верхней половины активной зоны, две – вблизи нижней, обеспечивая грубую оценку состояния аксиального распределения, которая используется в системе защиты.

Измерения специальных параметров. К специальным параметрам относятся: средняя температура теплоносителя; температура теплоносителя на выходе топливного элемента; температура крышки корпуса реактора; пониженный уровень теплоносителя внутри корпуса реактора; система измерений после аварии.

Измерения средней температуры теплоносителя используются в системе регулирования реактора и в системе защиты. На PWR KWU используются термопары, имеющие малоинерционный и точный сигнал. Они располагаются в специально изготовленных стенках и обеспечивают 50 % сигнала менее чем через 2 с. Калибровка проводится с помощью термометров сопротивления, размещенных в той же стенке, что и термопары.

При измерении температуры теплоносителя на выходе топливного элемента используются три термопары, установленные на уровне головки топливного элемента в каждой из восьми сборок

ВРД, работающие в диапазоне 250 и 350 °С для семи групп и в диапазоне 0 и 1000 °С для одной группы. Такие измерения используются для анализа состояния внутриреакторных детекторов и для обеспечения ограниченной информации о радиальном распределении энерговыделения.

Когда проводят измерения температуры крышки корпуса реактора, то используют три термопары (размещенные в центре крышки корпуса, на ее краю и между этими двумя точками). Термопары способны работать в диапазоне от 0 до 400 °С и позволяют детектировать возможные нежелательные пузыри под крышкой.

При измерении пониженного уровня теплоносителя внутри корпуса реактора используют показания трех нагреваемых термометров сопротивления, размещенных в каждом из двух специальных аксиальных прорезях внутри корпуса реактора. Эти измерения обеспечивают информацию о низком уровне теплоносителя в случае аварии, аналогичной случившейся на Тримайайленде.

В системе измерений после аварии предусмотрено две разновидности режимов регулирования:

- реактор подстраивается под режим работы турбины;
- турбина подстраивается под режим работы реактора.

2.6. Системы контроля и регулирования распределения энерговыделения в реакторах BWR

Такие системы [4] (для корпусных, охлаждаемых кипящей водой реакторов) стали первыми системами, в которых ВРД являются единственным средством оперативного контроля мощности реактора и источником информации для расчетов на ЭВМ распределения энерговыделения и запасов до критических тепловых нагрузок, для общей и локальной аварийной защиты активной зоны [1-4]. СКРЭ реактора BWR состоит из трех подсистем, работающих в различных диапазонах мощности реактора, и перемещаемых внутриреакторных зондов для периодической калибровки детекторов энергетического диапазона. Первая подсистема пускового диапазона, использующая четыре импульсных МКД, контролирует мощность реактора в интервале $10^{-9} \div 0,5 \cdot 10^{-3}$ % номинальной. Во второй подсистеме промежуточного диапазона, контролирующей мощность реактора в интервале $10^{-4} \div 15$ % номинальной, используются

восемь [2] или четыре [1, 3] МКД, работающих во флуктуационном режиме. В третьей подсистеме энергетического диапазона, контролирующей мощность реактора и распределение энерговыделения в интервале $1 \div 125$ %, применяются токовые МКД в количестве 172 для реакторов электрической мощностью 1100 МВт. МКД этого диапазона объединены в вертикальные сборки (по четыре равномерно распределенные по высоте реактора в каждой). В зависимости от мощности и размеров реактора применяется от двух [3] до пяти [2] перемещаемых зондов. МКД считаются исчерпавшими ресурс работы, когда вклад γ -излучения в их сигнал достигает ~ 30 % [5]. МКД первых двух подсистем для продления срока службы извлекаются при мощностях $1 \div 125$ % номинальной из активной зоны на ~ 60 см в область, где плотность потока нейтронов низкая. В реакторах ВВР отсутствует разделение систем на СУЗ и систему внутриреакторного контроля. Все системы измерений, управления и расчетной обработки представляют собой единый комплекс. В реакторе предусмотрено введение всех ВРД снизу активной зоны, исключающее необходимость демонтажа детекторов при перегрузках топлива и других работах, связанных со снятием верхней крышки корпуса реактора.

Список литературы к главе 2

1. Абрамов М.И., Авдеев В.И., Адамов Е.О. Канальный ядерный энергетический реактор РБМК-1000. М.: ФГУП НИКИЭТ, 2006.
2. Калинушкин А.Е., Козлов В.В., Митин В.И. Система контроля, диагностики и управления для ЯЭУ большой мощности с водоводяными реакторами // Атомная энергия. 2009. Т. 106. Вып. 1. С. 3-8.
3. Митин В.И., Семченков Ю.М., Калинушкин А.Е. Развитие системы внутриреакторного контроля ВВЭР // Атомная энергия. 2009. Т. 106. Вып. 5. С. 278-285.
4. Филипчук Е.В., Потапенко П.Т., Постников В.В. Управление нейтронным полем ядерного реактора. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Modern Instrumentation and Control for Nuclear Power Plants: A Guidebook International Atomic Energy Agency Vienna, 1999.

ГЛАВА 3. АЛГОРИТМЫ КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ

3.1. Физические основы дискретного контроля распределения энерговыделения

В настоящее время существуют весьма точные и отработанные методы расчетов статических и динамических характеристик ядерных реакторов. Методы эти продолжают непрерывно совершенствоваться благодаря уточнению физических констант, разработке более детальных расчетных моделей, повышению объема памяти и быстродействия ЭВМ. Поэтому продолжительное время существовало мнение, что обеспечение высокой точности чисто расчетного контроля распределения энерговыделения в стационарных и переходных режимах работы реакторов АЭС – вопрос только времени и оснащения АЭС мощными ЭВМ, а также более совершенными программами расчета. При этом, однако, недооценивалось влияние случайных статических и динамических факторов на точность расчетов распределения энерговыделения и достаточность объема информации о состоянии активной зоны для обеспечения высокой точности. На самом деле реальное распределение энерговыделения в реакторе определяется не только детерминированными факторами, влияние которых может быть достаточно точно описано математической моделью реактора, но и другими детерминированными факторами, учет которых сложен и практически невозможен, и чисто случайными факторами.

Представление распределения энерговыделения в виде двух составляющих – ДРЭ и СРЭ. ДРЭ (которое является математическим ожиданием) $\tilde{N}(r)$ и СРЭ $\overset{\circ}{N}(r)$, т.е.

$$N(r) = \tilde{N}(r) + \overset{\circ}{N}(r), \quad (3.1)$$

упрощает изучение влияния случайных факторов, позволяет сформулировать разумные требования к точности измерений и расчетов различных внутриреакторных параметров [1]. В качестве СРЭ рассматривается в общем случае разность между истинным распределением и распределением, согласно выбранной модели (математическому ожиданию) распределения, например физический расчет.

Оценку математического ожидания в зависимости от реальных условий можно получить при решении практических задач одним из нескольких способов: на основе усреднения серии распределений, полученных в различные моменты времени, если они принадлежат одной генеральной совокупности, т.е. различие между ними носит случайный характер (допустимо при том условии также усреднение по отдельным пространственным координатам или одновременно во времени и пространстве); на основе априорной информации (например, физического расчета распределения энерговыделения); на основе аппроксимации единственной реализации распределения функцией выбранного класса с неизвестными постоянными, например полиномами с неизвестными коэффициентами. При этом желательно, чтобы функция, выбранная для аппроксимации, наилучшим образом отражала физическую сущность распределения [1]. Первый способ применим только в стационарных режимах работы реакторов, для которых общий характер распределения энерговыделения длительное время остается неизменным, и не может быть распространен на переходные режимы, в которых распределение энерговыделения часто резко отличается от установившегося. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать, в основном, комбинацию последних двух способов определения математического ожидания, принципиально пригодную для любых состояний реактора.

В случаях, когда для оценки $\tilde{N}(r)$ используется физический расчет, среди факторов, влияющих на СРЭ, можно указать, в первую очередь, на методическую неадекватность расчетной модели; отличие реальных конструктивных и физических характеристик элементов реактора от характеристик, используемых в нейтронно-физическом расчете, вызванное, например, неточностью данных о размерах элементов реактора, о загрузке и обогащении делящегося материала и т.п.; погрешности измерений таких технологических параметров (влияющих на распределение энерговыделения), как положение регулирующих стержней, уровень мощности, температура замедлителя и т.п. Для решения целого ряда задач контроля и регулирования распределения энерговыделения необходимо знать пространственно-временные характеристики СРЭ и, в первую очередь, гармонический состав и корреляционные моменты. Эти ха-

раактеристики могут оказаться также полезными для анализа причин перекосов распределения энерговыделения, наблюдающихся иногда при симметричной загрузке активной зоны реактора.

Характеристики СРЭ. Такие характеристики первоначально определялись [2] при сравнении расчетных и измеренных распределений энерговыделения, что затрудняло решение некоторых вопросов на стадии проектирования реакторов. Позднее для этой цели был применен МСЭ и разработаны аналитические методы. Сущность применения МСЭ сводится к следующему [3]. Для каждого j -го параметра j -й ячейки реактора (размера, загрузки, обогащения топлива и др.) определяется величина

$$\delta c_{ij} = \sigma_i x_{ij}, \quad (3.2)$$

где σ_i – указанная в спецификациях среднеквадратичная погрешность определения i -го параметра ячеек; x_{ij} – псевдослучайное число, принадлежащее i -й выборке с заданным (указанным в спецификациях) распределением плотности вероятности, единичным среднеквадратичным отклонением и нулевым математическим ожиданием.

Проводится два физических расчета распределения энерговыделения: первый – с исходными параметрами c_{ij} дает $\tilde{N}(r, c_{11}, \dots, c_{ij}, \dots)$, второй – с параметрами $c_{ij} + \delta_{ij}$ дает $N(r, c_{11} + \delta_{11}, \dots, c_{ij} + \delta_{ij}, \dots)$. СРЭ получаем в виде

$$\overset{\circ}{N}(r) = N(r, c_{11} + \delta_{11}, \dots, c_{ij} + \delta_{ij}, \dots) - \tilde{N}(r, c_{11}, \dots, c_{ij}, \dots). \quad (3.3)$$

Естественно, что σ_i различных параметров по-разному влияет на относительное среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\overset{\circ}{N}}$ величины

$\overset{\circ}{N}(r)$. Так, для реакторов РБМК-1000 основной вклад в $\sigma_{\overset{\circ}{N}}$ дают неопределенности в поглощающих свойствах регулирующих стержней, в обогащении и загрузке топлива [3]. Проверка по критерию Пирсона показала, что $\overset{\circ}{N}(r)$ для каждого розыгрыша (реализации) распределены по нормальному закону. Относительное

значение $\sigma_{\circ N}$, полученное для реактора РБМК-1000 по нескольким реализациям, составило $\sim 7\%$ (при максимальном отклонении $\sim 20\%$) и в пределах статистической точности совпало с аналогичной величиной ($5-6\%$), полученной из сравнения рассчитанного и измеренного распределения энерговыделения в период физического пуска реактора. Было также показано, что зависимость между $\sigma_{\circ N}$ и σ_i , меняющимися в реальных пределах, близка к линейной [3].

Поскольку реактор является сильно связанной системой, число степеней свободы распределения $\overset{\circ}{N}(r)$ должно быть значительно меньше числа ячеек реактора РБМК, в которых проводился розыгрыш δc_{ij} . Аппроксимация полученных плотностей вероятности величины $\sigma_{\circ N}^2$ распределением Пирсона показала, что радиально-азимутальное распределение энерговыделения цилиндрического реактора обладает в указанном смысле примерно семью степенями свободы.

Анализ результатов, полученных для реакторов различных типов, показал, что основной вклад в СРЭ дают низшие радиальные и радиально-азимутальные гармоники. Другими словами, случайные разбросы в поканальных характеристиках вызывают появление, в основном, плавно меняющихся перекосов распределения энерговыделения [3, 4], что можно видеть на рис. 3.1. Естественно, что знак и характер изменения $\overset{\circ}{N}(r)$ в каждой области реактора меняется при этом случайным образом (см. рис. 3.1).

Количественный анализ вклада различных гармоник в СРЭ может быть осуществлен аппроксимацией $\overset{\circ}{N}(r)$ рядами вида

$$\overset{*}{N}(r, \varphi) = \sum_{k=1}^{k_1} \sum_{n=0}^{n_1} C_{kn} J_n(\mu_{kn} r / R) \sin(n\varphi + \varphi_n), \quad (3.4)$$

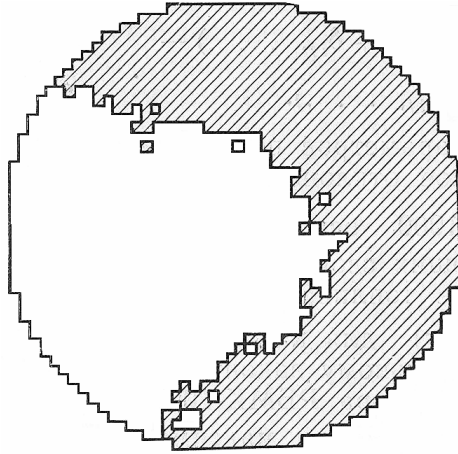


Рис. 3.1. Распределение $N(r)$ по реактору РБМК-1000, полученное методом статистического эксперимента: заштрихованная область – увеличение мощности ТВС; незаштрихованная – уменьшение мощности ТВС

или

$$N(r, \varphi) = \sum_{n=0}^{n_2} C_n J_n(\mu_{10} r / R) \sin(n\varphi + \varphi_n), \quad (3.5)$$

где J_n – функция Бесселя первого рода n -го порядка; k_1, n_1, n_2 – заданные числа; μ_{kn} – k -й корень функции Бесселя n -го порядка; r, φ_i – цилиндрические координаты; C_{kn}, C_n, φ_n – неизвестные константы, определяемые аппроксимацией $N(r)$ с помощью (3.4) и (3.5) методом наименьших квадратов.

Заметим, что (3.5) соответствует регулярной части решения волнового уравнения, используемой, в частности, в методе Нордгейма и Скалетара [6].

На рис. 3.2 представлена радиальная зависимость σ_o^2 , полученная экспериментально в период физического пуска реактора РБМК-1000 1 блока Ленинградской АЭС, и аналогичная зависимость, полученная методом статистического эксперимента.

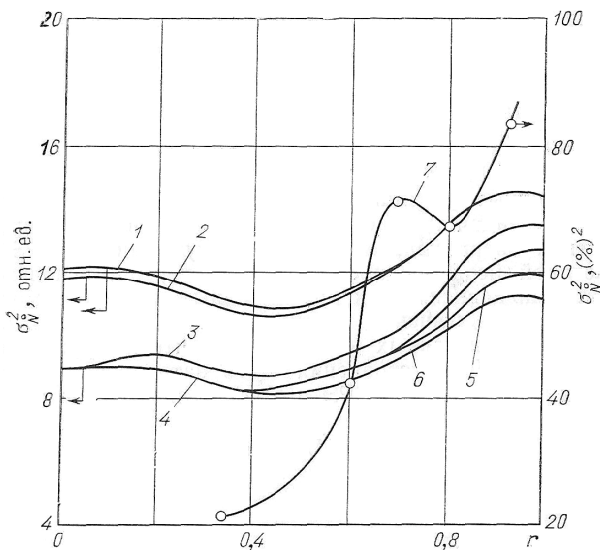


Рис. 3.2. Распределение дисперсии σ_N^2 по радиусу реактора РБМК-1000:

1 – МСЭ без гармонической коррекции математического ожидания, ($N(r) = 0$);
 2 – 6 – МСЭ с гармонической коррекцией согласно (3.5) при $n_2 = 0$; 1; 2; 3; 4; 5
 соответственно; 7 – по результатам сравнения при пуске реактора РБМК-1000
 измеренного распределения энерговыделения и данных физического расчета без
 гармонической коррекции

Наблюдается увеличение σ_N^2 к периферии реактора, подтвер-
 жденное в дальнейшем аналитическими исследованиями [5]. Для
 реактора РБМК имеет место также некоторое увеличение σ_N^2 вбли-
 зи регулирующих стержней, находящихся в промежуточном поло-
 жении, что не следует, однако, считать принципиальным фактором,
 поскольку оно определяется, по существу, применением двумерной
 программы физического расчета, в которой был принят эмпириче-
 ский метод учета частично погруженных регулирующих стержней.

Вообще учет более сложной пространственной зависимости $\sigma_{\circ N}^2$ не должен сказаться на общности дальнейших рассмотрений. Поскольку низшие гармоники (3.4) могут быть нестабильны (как, например, в реакторе РБМК), вклад их в $\overset{\circ}{N}(r)$ при использовании для определения $\tilde{N}(r)$ статического физического расчета распределения энерговыделения также может быть нестабилен. В частности, для реактора РБМК-1000 этот вклад может увеличиваться в отдельных режимах по сравнению с номинальным значением в 3-5 раз и более. Использование физического расчета, описывающего динамическое поведение распределения энерговыделения (трудноосуществимого в практике эксплуатации), может уменьшить колебания вклада низших гармоник, однако не устранил их из-за реально возможной неадекватности расчетной модели. Для обеспечения стабильных характеристик СРЭ (например, корреляционной функции) следует определять ДРЭ путем аппроксимации реального распределения энерговыделения распределением $\tilde{N}(r)$, полученным из физического расчета, гармониками вида (3.5) и нестабильными гармониками вида (3.4), т.е.

$$N(r) = \tilde{N}(r) + \overset{*}{N}(r) + \overset{\circ}{N}(r) = \tilde{N}(r) + \overset{\circ}{N}(r). \quad (3.6)$$

В выражении (3.6) сумма $\tilde{N}(r) + \overset{*}{N}(r)$ является математическим ожиданием РЭ.

Следует отметить, что при использовании трех-пяти первых гармоник и равномерно распределенных по реактору аппроксимируемых измерений в количестве $n_{\text{д}} > 100$ распределение $\overset{\circ}{N}(r)$ практически не меняется при увеличении $n_{\text{д}}$.

Представленная на рис. 3.2 радиальная зависимость дисперсии $\sigma_{\circ N}^2$ для математического ожидания вида (3.6) показывает, что существенное уменьшение $\sigma_{\circ N}^2$ происходит при учете первых гармо-

ник. Дальнейшее снижение этой величины для числа членов ряда $n_2 > 3$ происходит весьма медленно.

Корреляционные функции СРЭ. Такие функции представляют собой интерес при решении многих задач дискретного контроля и регулирования распределения энерговыделения. Поскольку данная СРЭ обладает некоторой неоднородностью по дисперсии, использование пространственно-зависимых корреляционных моментов могло бы заметно усложнить решение многих практических задач, особенно на ЭВМ, подключенных к системам контроля распределения энерговыделения. Для устранения этого затруднения часто осуществляется представление СРЭ в относительном виде [7]:

$$\overset{\circ}{N}(r) / \sigma_{\circ}(r) = \overset{\circ}{N}_1(r). \quad (3.7)$$

Корреляционную функцию (рис. 3.3) $\rho_{\circ}(r)$ радиально-

азимутального распределения $\overset{\circ}{N}_1(r)$ при $n_2 \geq 3$ можно рассматривать при решении многих практических задач как однородную. Вид ее зависит от количества членов ряда аппроксимационных выражений (3.4) или (3.5).

На рис. 3.3 видно, что расстояния в долях эффективного радиуса $r_{\text{эф}}$ реактора r , на котором расчетные и экспериментальные корреляционные функции СРЭ, полученные для реакторов РБМК-1000, обращаются в нуль, весьма близки и составляют $\sim 0,5r_{\text{эф}}$. Исследования, выполненные для других реакторов на тепловых нейтронах, указали на аналогичный вид корреляционной функции.

В ряде задач необходим расчет математического ожидания сигналов нелокальных ВРД. Он может быть проведен при подстановке ДРЭ $\left(\tilde{N}(r) + N(r) \right)^*$ в выражение (3.6) вместо $N(r)$. Корреляционная

функция случайной составляющей сигналов нелокальных ВРД может быть получена [7] в виде

$$K_{\circ}(r_1, r_2) = \int \int_V G(|r_1 - r'|) G(|r_1 - r''|) K_{\circ}(r', r'') dr' dr''. \quad (3.8)$$

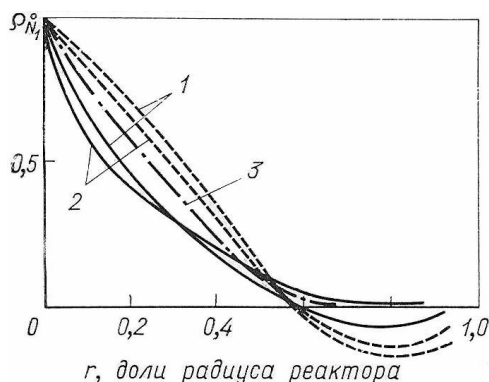


Рис. 3.3. Нормированные корреляционные функции СРЭ, полученные: 1, 2 – методом статистического эксперимента для реактора РБМК-1000, соответственно, для зоны плато и периферии реактора; 3 – по результатам сравнения измеренного и рассчитанного распределения энерговыделения для реактора РБМК-1000 с коррекцией двумя гармониками (где — — без гармонической коррекции математического ожидания; --- — с коррекцией математического ожидания четырьмя гармониками)

Вместе с тем она может быть определена с помощью МСЭ на основе рассчитанной в статистических розыгрышах случайной составляющей распределения сигналов нелокальных ВРД.

Полуэмпирические зависимости, описывающие микроструктуру и деформации распределения энерговыделения. Такие зависимости при внесении различных локальных возмущений находят широкое применение в алгоритмах контроля и регулирования реакторов. В одних случаях эти зависимости служат основой описания микроструктуры распределения энерговыделения при дискретном контроле, в других – инструментом коррекции микроструктуры в $\tilde{N}(r)$ в период между очередными физическими расчетами для учета локальных изменений загрузки, положения регулирующих стержней и т.п. По-видимому, роль этих соотношений в алгоритмах станционных ЭВМ по мере сокращения периодов между физическими расчетами распределения энерговыделения будет уменьшаться, однако они всегда будут необходимы для наглядной интерпретации многих явлений, возникающих при эксплуатации реакторов. Примерами возмущений, учитываемых таким образом, например, на реакторе РБМК-1000, могут служить изменение по-

ложение регулирующих стержней, замена ДП на ТВС или ДП другого типа, замена выгоревшей ТВС свежей или ТВС другого типа. По существу, любые локальные возмущения коэффициента размножения создают при постоянной мощности реактора деформацию всего распределения энерговыделения. Однако для упрощения расчетов в задачах контроля распределения энерговыделения чаще рассматривают деформации лишь в окрестностях возмущения. Методы определения таких локальных деформаций и деформаций по всему реактору имеют некоторые различия. Заметим, что при восстановлении РЭ деформации на больших расстояниях от возмущений учитываются по сигналам ВРД.

Полная относительная деформация исходного распределения энерговыделения $N_0(r)$ в результате введения локального возмущения в точке r_1 имеет вид

$$\Delta N_{\text{отн}}(r, r_1) = [N(r, r_1) - N_0(r)] / N_0(r) = \xi(r, r_1) - 1, \quad (3.9)$$

где $N(r, r_1)$ – возмущенное распределение энерговыделения; $\xi(r, r_1)$ – распределение коэффициента микроструктуры.

Исходное и возмущенное распределение энерговыделения могут быть получены при расчетах и экспериментах. В последнем случае $\xi(r, r_1)$ зависит от времени, и поэтому в каждом конкретном случае должен быть установлен свой диапазон времен между внесением возмущения и измерением. Величина $\xi(r, r_1)$ зависит от загрузки и режима работы реактора. Поэтому применение обобщенных зависимостей всегда несет в себе определенную погрешность. Тем не менее на практике обычно считается допустимым применение $\xi(|r, r_1|)$ как функции только расстояния между точкой возмущения и точкой наблюдения. Так, согласно физическим расчетам распределения энерговыделения, зависимость $\xi_{\text{рс}}(|r, r_1| = r)$ для полностью погруженных регулирующих стержней в зоне плато реактора РБМК-1000, усредненная для всех стержней этой зоны, имеет среднеквадратичное отклонение от реальных $\xi_{\text{рс}}(r_{\text{рс}} = r - r_1)$, не превышающее 1 %. Для периферийных стержней аналогичное отклонение значительно больше и составляет 4 %. Расчетные и экс-

периментальные зависимости $\xi_{рс}(r_{рс})$ для зоны плато и периферии приведены на рис. 3.4.

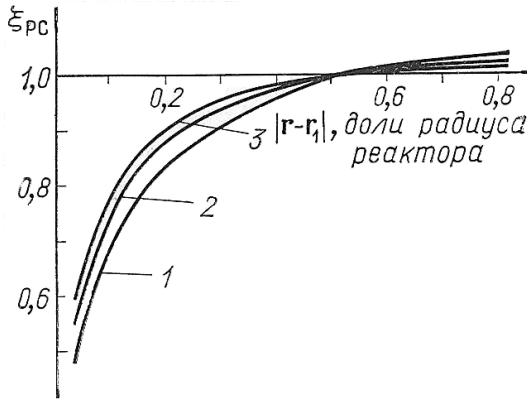


Рис. 3.4. Коэффициенты микроструктуры для полностью погруженного регулирующего стержня реактора РБМК-1000:

- 1 – измерения сразу после погружения центрального стержня;
2, 3 – физический расчет при погружении периферийного и центрального стержней

Видно, что периферийные стержни дают для малых $r_{рс}$ несколько большую деформацию распределения по сравнению с остальными. Нетрудно показать, что деформация радиально-азимутального распределения энерговыделения при полном погружении регулирующего стержня в однозонном, хорошо описываемом односкоростной диффузионной моделью, реакторе зависит только от:

- взаимного расположения регулирующего стержня и точки наблюдения;
- отношения эффективности регулирующих стержней (выраженной в δk_{∞} , необходимой для компенсации их введения) к доле боковой утечки нейтронов.

Так, при введении стержней по оси цилиндрического реактора

$$\Delta N_{отн}(r) = [J(B_r, r)]^2 Y_0(B_r, r) 1,223 \frac{\delta k_{\infty}}{k_{\infty} - 1} \cdot \frac{B^2}{B_r^2}, \quad (3.10)$$

где B^2 и $B_r^2 = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2$ – геометрический параметр реактора и его радиальная составляющая.

На практике для больших реакторов линейное соотношение между деформацией распределения энерговыделения и эффективностью введенного регулирующего стержня выполняется для всего диапазона реально используемых значений эффективности стержней. Многочисленные эксперименты, проведенные на реакторах АМБ и РБМК, показали, что зависимость деформации радиально-азимутального распределения энерговыделения от относительной эффективности (веса) погруженной части стержня также близка к линейной (рис. 3.5). Именно этот экспериментальный факт лег в основу представления частично погруженных регулирующих стержней в двумерных программах расчета радиально-азимутального распределения энерговыделения реакторов этих типов в виде полностью погруженных, но с меньшей эффективностью, равной эффективности частично погруженного стержня. Он обеспечил также лучшие возможности применения методов линейного программирования в задачах оптимизации радиально-азимутального распределения энерговыделения.

Рассмотрим влияние частично погруженных регулирующих стержней на гармонический состав аксиального распределения энерговыделения, положив в основу упрощенную модель:

$$N(r, h, z) = \begin{cases} \xi_{\text{pc}}(r) \sum_{i=1}^{n=\infty} c_i \sin \frac{\pi iz}{H}, & 0 \leq z < h; \\ \sum_{i=1}^{n=\infty} c_i \sin \frac{\pi iz}{H}, & h \leq z \leq H, \end{cases} \quad (3.11)$$

где h – глубина погружения стержня, измеряемая от эффективной границы активной зоны; z – расстояние по высоте реактора, измеряемое от эффективной границы активной зоны.

Разложение (3.11) в ряд Фурье имеет вид

$$N(r, z, h) = \sum_{k=1}^{n=\infty} B_k \sin \frac{\pi kz}{H} =$$

$$= \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{n=\infty} \left\{ \sum_{i=1}^{\infty} c_i \left[\left(\frac{1}{i-k} \left((\xi_{\text{pc}}(r) - 1) \sin \frac{\pi h(i-k)}{H} \right) \right) + \right. \quad (3.12)$$

$$\left. + \left(\frac{1}{i-k} (\sin \pi(i-k)) \right) - \frac{1}{i+k} \left((\xi_{\text{pc}}(r) - 1) \sin \frac{\pi k(i+k)}{H} \right) \right] \right\} \sin \frac{\pi z k}{H}.$$

Анализ экспериментальных данных, полученных на больших уран-графитовых реакторах, показывает, что хорошая точность описания аксиальных деформаций распределения энерговыделения от перемещения регулирующих стержней получается при использовании разложения модели (3.11) по первым четырем-семи аксиальным гармоникам. Следует отметить, что это разложение также дает близкую к линейной зависимость между деформацией радиально-азимутального распределения энерговыделения и весом частично погруженного регулирующего стержня (рис. 3.5).

Для оценки коэффициентов микроструктуры, учет которых искусственно ограничивается некоторой малой областью, чаще всего осуществляют нормировку $\xi(|r, r_1|)$ на единицу на границе области, и поэтому значения коэффициентов зависят от заданного радиуса области.

Коэффициенты микроструктуры можно также определить (в отличие от метода (3.9), требующего невозмущенного и возмущенного распределения энерговыделения) на основе подробно измеренного или рассчитанного распределения энерговыделения и данных о неоднородностях активной зоны, определяющих микроструктуру этого распределения. В общем случае должны быть найдены коэффициенты микроструктуры, обеспечивающие наименьшую среднеквадратичную погрешность контроля распределения энерговыделения для выбранной математической методики восстановления распределения энерговыделения и выбранных радиусов зоны влияния неоднородностей. Для этого имеющийся массив значений распределения энерговыделения разбивается на две части:

$$N_{1i} (i = 1, \dots, n_1) \text{ и } N_{2j} (j = 1, \dots, n_2). \quad (3.13)$$

Ячейки реактора, соответствующие каждому массиву, равномерно распределены по активной зоне. Значения N_{1i} первого массива используются для восстановления распределения энерговыделения в

ячейках, соответствующих N_{2j} ; значения N_{2j} – для оценки среднеквадратичной погрешности восстановления. Для определения оптимальных значений коэффициентов микроструктуры ξ_k методом наименьших квадратов решается система в общем случае несовместных уравнений:

$$N_{2i} = F(N_{1j}, \xi_k + \Delta\xi_k), \quad j = 1, \dots, n_1; \quad i = 1, \dots, n_2; \quad k = 1, \dots, n_3, \quad (3.14)$$

где n_3 – общее количество неизвестных коэффициентов микроструктуры; F – оператор программы восстановления распределения энерговыделения; ξ_k – исходные оценки коэффициентов микроструктуры.

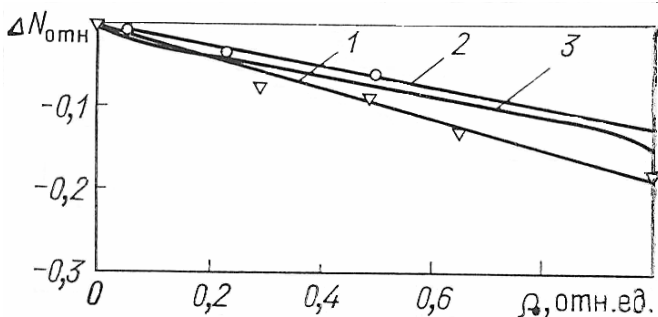


Рис. 3.5. Зависимость деформации распределения энерговыделения $\Delta N_{отн}$ от веса ρ частично погруженного регулирующего стержня:

- 1 – (∇) эксперимент на реакторе РБМК-1000 для $r_{pc} = 0,2R$;
- 2 – (O) эксперимент на реакторе АМБ-200 для $r_{pc} = 0,2R$;
- 3 – расчет для реактора АМБ-200 по формулам (3.11) и (3.12) с $n = 7$ для $r_{pc} = 0,2R$

Значения $\xi_k + \Delta\xi_k$, найденные в первой итерации, служат исходными значениями во второй и т.д. Расчет обычно дает устойчивые значения коэффициентов через две-три итерации.

Зависимость $\varphi(r) = \prod_{i=1}^{n_{л}} \xi_i (|r - r_i|)$, где $n_{л}$ – общее количество локальных неоднородностей в активной зоне, обычно трактуется как микроструктура распределения энерговыделения,

$N^M(r) = N(r)/\varphi(r)$ – как макрополе энерговыделения [2].

3.2. Восстановление распределения энерговыделения по дискретным измерениям

Математические методы восстановления распределения энерговыделения по дискретным измерениям развивались одновременно с внедрением систем внутриреакторного контроля [2, 8-13]. На первых этапах наибольшее применение нашли интерполяция и аппроксимация сигналов ВРД полиномами и гармониками. Исследовался также метод аппроксимации сигналов детекторов суммой базисных функций, в качестве которых предлагалось использовать расчетные или измеренные распределения энерговыделения, перекрывающие весь возможный диапазон его измерений при работе реактора.

Периодический контроль РЭ на первом этапе эксплуатации реактора АМБ. На первом этапе эксплуатации АМБ Белоярской АЭС периодический контроль РЭ осуществлялся путем поочередного измерения реактивности $\Delta\rho$, вносимой перемещением небольших участков стержней регулирования. При этом МО РЭ имело вид

$$\tilde{N}(\vec{r}) = N_M(\vec{r}) \left[\prod_{j=1}^{n_{\text{л}}} \xi(|\vec{r} - \vec{r}_j|) \right], \quad (3.15)$$

где \vec{r}_j – координата j -й локальной неоднородности.

Значения макрополя в местах размещения i -го РС определялись как $N_M(\vec{r}) = \text{const} \sqrt{\Delta\rho(\vec{r})}$ при взвешивании одних и тех же участков РС по высоте активной зоны.

СРЭ представлялось как

$$N_M^0(r_i) = N_M(r_i) - \overset{\cong}{N}_M(r_i), \quad (3.16)$$

где $\overset{\cong}{N}_M(r)$ – радиальное распределение, отражающее общий характер РЭ, получаемое путем аппроксимации значений $N_M(r_i)$.

Значения СРЭ в каждом ТК определялись плоскостной интерполяцией как

$$N_M^0(r_i) = \sum_{i=1}^3 a_i N_M(r_i). \quad (3.17)$$

Дисперсия восстановления РЭ в каждом ТК рассчитывалась как

$$\sigma_B^2 = A \sigma_0^2 + B \sigma_D^2, \quad (3.18)$$

где σ_D^2 – дисперсия измерения $N_M(r_i)$; σ_0^2 – дисперсия величин

$$N(r_i); \quad A = 1 + \sum_{i=1}^{n=3} \sum_{j=1}^{n=3} a_i a_j \rho_{ij} - 2 \sum_{i=1}^{n=3} a_i \rho_i; \quad \rho_{ij} = K_0 \left(\left| \bar{r}_i - \bar{r}_j \right| \right) / \sigma_0^2;$$

$$\rho_i = K_0 \left(\left| \bar{r} - \bar{r}_i \right| \right) / \sigma_0^2; \quad B = \sum_{i=1}^n a_i^2.$$

Программа, применявшаяся на первом этапе эксплуатации легководных корпусных реакторов (LWR). В программе, применяемой на легководных корпусных реакторах (LWR), мощность кассет, окружающих ВРД, связывалась с сигналом детектора коэффициентом, полученным из двумерных физических расчетов, который зависит от глубины погружения ближайших регулирующих стержней [11]. Сигналы четырех ВРД каждой аксиальной сборки аппроксимируются гармониками для определения среднего распределения энерговыделения по ближайшим кассетам. Для реакторов того же типа был описан метод определения подробного распределения энерговыделения на основе физического расчета и показаний дискретно расположенных ВРД [10]. Мощность отдельных кассет определялась как

$$N_i = N_p \frac{n_d(I_i / \tilde{I}_i) \tilde{N}_i}{\sum_i (I_i / \tilde{I}_i) \left(\sum_i \tilde{N}_i \right)}, \quad (3.19)$$

где N_p – тепловая мощность реактора; I_i и \tilde{I}_i – измеренный и рассчитанный сигналы ВРД; i – индекс, характеризующий ВРД и группу кассет, которые приписываются к этому ВРД; \tilde{N}_i – расчетная мощность кассеты; n_d – число ВРД.

При этом осуществлялась ступенчатая интерполяция отношения I_i/\tilde{I}_i путем условного разбиения кассет на группы по числу кассет с ВРД. Среднеквадратичная погрешность метода линейно зависит от расстояния между ВРД и составляет $\sim 6\%$ при одном детекторе на четыре кассеты. Многие последующие работы отличались от данной в основном методом интерполяции отношения I_i/\tilde{I}_i .

Алгоритм, используемый на реакторах CANDU. Данный алгоритм представляет, пожалуй, наибольший интерес среди ранних разработок. Алгоритм реализует метод наименьших квадратов [16]. Задачей алгоритма является восстановление двумерного радиально-азимутального распределения плотности потока нейтронов $\bar{\Phi}$ в $m = 1000$ каналах по сигналам $n = 100$ ванадиевых детекторов. В нем

$$\bar{\Phi} = \hat{N}\bar{a}, \quad (3.20)$$

где \bar{a} – амплитуды $l = 25$ гармоник разложения $\bar{\Phi}$; \hat{N} – матрица значений гармоник в каждом ТК.

Вектор значений плотности потока нейтронов в местах размещения ванадиевых детекторов имеет вид

$$\bar{\Phi}_d = \hat{M}\bar{a}, \quad (3.21)$$

где \hat{M} – матрица значений гармоник в местах размещения детекторов.

Оценкой амплитуд гармоник будет служить

$$\bar{a}^* = (\hat{M}^T \hat{M})^{-1} \hat{M}^T \bar{\Phi}_d = \hat{M}^+ \bar{\Phi}_d, \quad (3.22)$$

где \hat{M}^+ – псевдообратная матрица, обеспечивающая лаконичную запись решения задачи.

В итоге

$$\bar{\Phi} = \hat{N}\hat{M}^+ \bar{\Phi}_d. \quad (3.23)$$

В алгоритмах не предусмотрен оперативный расчет СКП восстановления РЭ.

Метод аппроксимации измеренного распределения энерговыделения расчетным посредством подгонки некоторых исходных констант физического расчета. Данный метод x_j можно рассматривать как одну из разновидностей способов нахождения математического ожидания по одной реализации [15]. Метод рас-

сма тривался как дополнительный в комплексе математического обеспечения эксплуатации реактора РБМК-1000 и позволял снизить результирующую погрешность контроля распределения энерговыделения. Каждое из n_d (или 130) экспериментальных значений $N_i^{\mathfrak{E}}$ радиально-азимутального распределения энерговыделения приводило к уравнению

$$N_i^{\mathfrak{E}} = \tilde{N}_i(x_1 + \Delta x_1, \dots, x_j + \Delta x_j, \dots, x_n + \Delta x_n), \quad (3.24)$$

где x_j и Δx_j – нейтронно-физические константы ячеек реактора и исходные поправки к ним.

Система из n_d несовместимых уравнений решалась методом наименьших квадратов. Сходимость результатов достигалась через четыре-шесть итераций. Программа «Кварц», реализующая метод, позволяла осуществлять одновременно подгонку двенадцати констант, среди которых обычно выбирались константы, обладавшие наибольшей неопределенностью и вносящие наибольший вклад в СРЭ, например константы, описывающие частично погруженные регулирующие стержни, на исходной точности которых сильно сказывалось текущее состояние аксиального распределения энерговыделения. Метод характеризуется значительной устойчивостью результатов по отношению к случайным погрешностям в измерениях $N_i^{\mathfrak{E}}$. На рис. 3.6 приведена зависимость Δx для частично погруженных регулирующих стержней от глубины их погружения. Она указывает на систематический характер аксиального перекоса распределения энерговыделения, искажившего константы стержней, а также на принципиальную возможность применения метода для оценки распределения по высоте реактора.

Метод подгонки макроконстант в НФР по коду SADCO, применяющийся в составе программ восстановления РЭ на реакторе РБМК-1000. Метод основан на аппроксимации РЭ, полученных с помощью НФР и по показаниям ВРД, зависимостями вида

$$W_M(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N A_i^M \Psi_i(\vec{r}), \quad (3.25)$$

где $m = P$ соответствует НФР, а $m = \mathfrak{E}$ – экспериментальному.

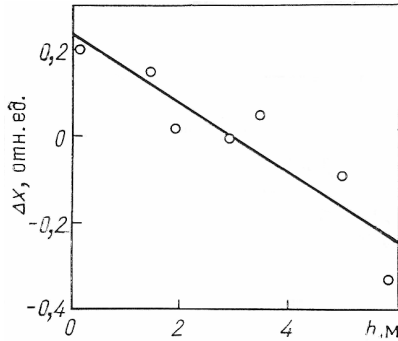


Рис. 3.6. Зависимость относительной поправки $\Delta\chi$ к макроскопической константе ячейки с регулирующим стержнем от глубины его погружения h для одного из рабочих состояний реактора РБМК-1000

В разложении используются функции, построенные в работе [17]. Проводится нормировка зависимостей $W_p(\vec{r})$ и $W_3(\vec{r})$ так, чтобы

$$\sum_{i=1}^N \bar{A}_i^p \int_V \Psi_i(\vec{r}) d\vec{r} = \sum_{i=1}^N \bar{A}_i^3 \int_V \Psi_i(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (3.26)$$

где V – объем активной зоны; \bar{A}_i^p и \bar{A}_i^3 – нормированные амплитуды.

Пространственную неадекватность $W_p(\vec{r})$ и $W_3(\vec{r})$ характеризует функция

$$\mu(\vec{r}) = \left(1 - \sum_{i=1}^N \bar{A}_i^p \Psi_i(\vec{r}) / \bar{A}_i^3 \Psi_i(\vec{r}) \right). \quad (3.27)$$

Итерационная процедура корректировки исходных данных НФР представлена в виде

$$\alpha^{L+1}(\vec{r}) = \begin{cases} \alpha^L(\vec{r}), & \text{если } |\mu(\vec{r})| \leq S; \\ \alpha^L(\vec{r})(1 + c_\alpha |\mu(\vec{r})|), & \text{если } |\mu(\vec{r})| > S; \\ \alpha^L(\vec{r})(1 - c_\alpha |\mu(\vec{r})|), & \text{если } |\mu(\vec{r})| < -S, \end{cases} \quad (3.28)$$

где α – корректируемый параметр; L – номер итерации; S – пороговое значение относительного отклонения; c_α – константа, определяющая степень корректировки параметра α .

Уточнение исходных данных заканчивается при достижении сходимости итерационного процесса. Метод уступает по дисперсии восстановления $2D$ РЭ алгоритмам программы «Призма-М» в ~ 2 раза, в том числе и в случае, когда его результаты используются в качестве исходной информации в программе «Призма-М».

Восстановление РЭ в реакторах ВВЭР-1000. Алгоритм восстановления РЭ \bar{q} [18] основан на математической модели, включающей в себя уравнение связи результатов измерения \bar{Q} с искомым РЭ \bar{q} в виде

$$\bar{Q} = \hat{M}\bar{q} + \bar{\delta}_M, \quad (3.29)$$

где M – оператор связи; $\bar{\delta}_M$ – погрешности измерений, а также уравнение диффузии нейтронов, записанное в разностном виде

$$\hat{L}\bar{q} = \bar{\delta}_L, \quad (3.30)$$

где L – оператор диффузии; $\bar{\delta}_L$ – невязки уравнения диффузии.

Система уравнений (3.29) и (3.30) избыточна по отношению к \bar{q} . Для ее решения можно использовать метод наименьших квадратов (в этом случае это правильнее было бы назвать методом максимума апостериорного распределения). Оптимальной оценкой \bar{q} будем считать такое решение, которое доставляет минимум функционалу

$$\Phi = \bar{\delta}_M^* \hat{D}_M^{-1} \bar{\delta}_M + \bar{\delta}_L^* \hat{D}_L^{-1} \bar{\delta}_L, \quad (3.31)$$

где $*$ – символ сопряжения; D_M – дисперсия погрешностей $\bar{\delta}_M$; D_L – дисперсия погрешностей $\bar{\delta}_L$.

Критерий оптимальности $\left(\frac{d\Phi}{d\bar{q}}\right) = 0$ оценки \bar{q} приводит к системе уравнений

$$\left(\hat{M}^* \hat{D}_M^{-1} \hat{M} + \hat{L}^* \hat{D}_L^{-1} \hat{L}\right) \cdot \bar{q} = \hat{M}^* \hat{D}_M^{-1} \bar{Q}. \quad (3.32)$$

Из-за сложности и большой размерности уравнения (3.32) его приходится решать итерационным способом.

Восстановление РЭ по методу максимума апостериорного распределения. В отличие от ОМП, где при обеспечении максимума функции правдоподобия

$$L(\bar{\theta}) = \max = \quad (3.33)$$

$$= \text{const} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^n [\bar{y}_{\mu} - \bar{f}(\bar{x}_{\mu}, \theta)]^T \hat{V}_{\mu}^{-1} [\bar{y}_{\mu} - \bar{f}(\bar{x}_{\mu}, \theta)] \right\}$$

($\bar{\theta}$ – оцениваемые константы, например константы физического расчета; \bar{y}_{μ} – результаты измерений; \bar{x}_{μ} – координаты измерений, не имеющие погрешностей; μ – номер блока АЭС; $\bar{f}(\bar{x}_{\mu}, \bar{\theta})$ – модель, описывающая РЭ) отсутствует какая-либо априорная информация по θ , в MAP используется плотность распределения вероятностей $p_0(\theta)$ для θ , и результат оценки приближается к ней при повышении точности априорной информации и при увеличении погрешности измерений \bar{y}_{μ} ; \hat{V}_{μ} – ковариационная матрица оценки [19].

Формулировка метода MAP имеет вид

$$P^*(\hat{\theta}) = L(\hat{\theta}) p_0(\hat{\theta}) \left[\int_{-\infty}^{\infty} L(\hat{\theta}) p_0(\hat{\theta}) d(\hat{\theta}) \right]^{-1} = \max. \quad (3.34)$$

В отличие от ОМП в MAP количество уточняемых констант не ограничено. В MAP не ставится условие обеспечения минимума погрешности восстановления, и поэтому этот метод, как и ОМП, уступает в этом смысле рассмотренному ниже методу оптимальной интерполяции.

Восстановление РЭ по методу обратной матрицы. На российском реакторе, используемом для переработки изотопов, существует покассетный контроль подогрева температуры теплоносителя с помощью нелокального детектора. Измеряемый подогрев, т.е. разность температур на входе и выходе кассеты, линейно зависит от мощностей N_{ij} i -й и m окружающих ее кассет:

$$\Delta T_i = \sum_{j=1}^m N_{ij} G_{ij}, \quad (3.35)$$

где $j = 1, \dots, m = 7$; $i = 1, \dots, n = 1000$; G_{ij} – весовые коэффициенты.

Значение G_{ij} для i -й кассеты составляет $\sim 0,5$, а для каждой из m остальных – $\sim 0,08$. Значения N_{ij} определяются путем решения алгебраического уравнения, т.е

$$\bar{N}_{ij} = \hat{G}^{-1} \bar{I}. \quad (3.36)$$

Из-за большой размерности задачи решение осуществляется методом итераций.

Резюмируя изложенный материал по методам восстановления распределения энерговыделения, можно сказать, что применяемые аппроксимационные методы являются, по существу, методами отыскания ДРЭ и, таким образом, полностью относят СРЭ к погрешности контроля. Анализ развития методов восстановления распределения энерговыделения и задач, возникающих при проектировании и эксплуатации реакторов АЭС, позволяет сформулировать следующие требования к математическим методам восстановления распределения энерговыделения по дискретным измерениям: максимально возможная точность и детальность восстановления; простота и быстроедействие программ, реализующих алгоритмы восстановления на станционных ЭВМ; однотипность алгоритма во всех областях активной зоны; применимость метода для реакторов различного типа; способность работы по сигналам локальных и нелокальных детекторов, внутри- и вне реакторных, размещенных по правильной решетке и произвольным образом; достаточная автономность от внешней ЭВМ; способность учета влияния на конечный результат погрешностей используемых методов физического расчета распределения энерговыделения и индивидуальных погрешностей ВРД; способность расчета погрешности контроля распределения в любой точке реактора и учета влияния на погрешность расстояния до детекторов, отказа отдельных детекторов, способность автоматического учета всех изменений, происходящих с детекторами и топливом в процессе работы и связанных с выгоранием, шлакованием и т.п.; минимальная частота ручных операций по замене констант, проверке, перекалибровке и т.п.; способность диагностики ложных показаний детекторов распределения энерговыделения, указателей положения регулирующих стержней и др. Перечисленные требования, по существу, задают необходимость

максимального использования при нахождении распределения энерговыделения любой полезной информации, получаемой как из физических расчетов, так и от систем контроля, проверки и т.п.

Обобщенная методика восстановления РЭ. Приведенная далее обобщенная методика восстановления распределения энерговыделения, применяющая на первом этапе описанные аппроксимационные подходы к решению задачи и на втором этапе «оптимальную статистическую интерполяцию», отвечает, в основном, перечисленным требованиям и может быть использована как с применением, так и без применения физических расчетов распределения [1, 16]. Рассмотрим наиболее общий случай, когда детекторы неэквивалентны и протяженны [см. (1.6)]. Будем также считать, что они либо безынерционны, либо их инерционность устранена методами, описанными далее.

Оценка математического ожидания радиально-азимутального РЭ для локальных и нелокальных ВРД. Такая оценка представляет собой первый этап решения задачи. Оценка МО радиально-азимутального РЭ для локальных детекторов может иметь вид

$$\tilde{N}(\vec{r}) = a_n \left[\tilde{N}(\vec{r}) + N(\vec{r}) \right], \quad (3.37)$$

где $\tilde{N}(\vec{r})$ – РЭ, полученное из НФР; $N(\vec{r})$ – выражение (3.4); a_n – нормировочный коэффициент.

Допустимо использовать $N(\vec{r})$ в виде

$$N(\vec{r}) = \sum_{k=1}^{n_3} \sum_{n=1}^{n_4} \left(A_{nk}^{(1)} r^k \sin n\varphi + A_{nk}^{(11)} r^k \cos n\varphi \right) + \sum_{k=2}^{n_5} A_k r^k.$$

Поскольку $N(\vec{r})$ не несет в себе информации о микроструктуре РЭ, в некоторых случаях удобнее представить МО РЭ в виде

$$\tilde{N}(\vec{r}) = a_n \tilde{N}(\vec{r}) \left[1 + N(\vec{r}) \right]. \quad (3.38)$$

Для нелокального детектора МО сигнала может быть представлено в виде

$$\tilde{I} = \hat{G}\tilde{N} + \hat{G}\hat{B}\hat{\theta}. \quad (3.39)$$

Элемент матрицы \hat{G} отражает долю сигнала, обусловленную мощностью отдельного ТК; $\hat{\theta}$ – амплитуды гармоник \hat{B} разложения $\tilde{N}(\vec{r})$.

Тогда оценка $\hat{\theta}$ имеет вид

$$\bar{\theta}^* = \left[\left[\hat{G}\hat{B} \right]^T \left(\hat{G}\hat{B} \right) \right]^{-1} \left(\hat{G}\hat{B} \right)^T \bar{I} = \left(\hat{G}\hat{B} \right)^+ \bar{I}. \quad (3.40)$$

А оценка \tilde{N} – вид

$$\tilde{N} = \hat{B}\bar{\theta}^* = \hat{B} \left[\left(\hat{G}\hat{B} \right)^T \hat{G}\hat{B} \right]^{-1} \left(\hat{G}\hat{B} \right)^T \bar{I}. \quad (3.41)$$

Для локальных детекторов

$$\tilde{N} = \hat{B} \left[\hat{B}^T \hat{B} \right]^{-1} \hat{B}^T \bar{I}. \quad (3.42)$$

В соответствии с (1.6) и (3.6) оценкой математического ожидания сигналов детекторов $\tilde{I}(r)$ будет результат воздействия интегрального оператора

$$\hat{G} = \int_{V_d} dr_d \int_V dr' G(r, r_d) \quad (3.43)$$

на $\tilde{N}(r)$. При этом неизвестные коэффициенты разложения (3.4) и (3.5) определяются путем аппроксимации методом наименьших квадратов измеренных сигналов детекторов выражением $\tilde{I}(r)$. В то же время, зная эти коэффициенты, можно найти $\tilde{N}(r)$. Таким образом, вычислив на первом этапе распределение $\tilde{N}(r)$, проведем на втором этапе оценку распределения $\overset{0}{N}(r)$ и получим в итоге восстановленное распределение в виде $\tilde{N}(\vec{r}) + \overset{0}{N}(\vec{r})$.

Сформулируем исходные предпосылки второго этапа решения задачи.

1. Существует неоднородное случайное радиально-азимутальное распределение $\overset{0}{N}(r)$ с известной корреляционной

функцией $K_{0N}(r, r_1) = \rho_{0N_1}(|r, r_1|) \sigma_{0N}^2(r)$ и неоднородное случайное распределение

$$I(r) = \hat{G} N(r) \quad (3.44)$$

с известной корреляционной функцией $K_0(I_\nu, I_\mu)$.

Известно также распределение взаимокорреляционных моментов для распределений $I(r)$ и $N(r) - K_{NI}(I_\nu, I_\mu)$.

2. Известны значения $I(r_i) + \varepsilon(r)$ в точках размещения i -х детекторов ($i = 1, \dots, n_d$). Причем погрешность $\varepsilon(r)$, с которой определены I_i , характеризуется корреляционной функцией $K_0(\varepsilon_\nu, \varepsilon_\mu)$, нулевым математическим ожиданием и отсутствием корреляции с $I(r)$.

3. Распределение плотности вероятности величин $N(r)$ близко к нормальному.

Необходимо найти такой оператор $\hat{L}(r)$, для которого дисперсия восстановления распределения энерговыделения минимальная:

$$\sigma_B^2 = D \left\{ \hat{L}(r) \left[I(r) + \varepsilon(r) \right] - N(r) \right\} = \min, \quad (3.45)$$

где D – символ оператора дисперсии, и восстановить с помощью него СРЭ, а затем и распределение энерговыделения:

$$N(r) = \tilde{N}(r) + \hat{L}(r) I. \quad (3.46)$$

Из теории оптимальных динамических систем [1] известно, что оптимальным оператором $\hat{L}(r)$ является линейный оператор. Будем искать оператор $\hat{L}(r)$ в классе n_0 -мерных векторов-функций

$L^T(r) = (l(r), \dots, l_{n_0}(r))$, где n_0 – фиксированное число детекторов, расположенных вблизи точки r . Тогда

$$D \left\{ L^T(r) I + L^T(r) \bar{\varepsilon} - N(r) \right\} =$$

$$= \sum_{v=1}^{n_0} \sum_{\mu=1}^{n_0} l_v(r) l_\mu(r) K_0 \begin{matrix} 0 & 0 \\ I & I_\mu \end{matrix} - 2 \sum_{v=1}^{n_0} l_v(r) K_0 \begin{matrix} 0 & 0 \\ I_v & N(r) \end{matrix} + \quad (3.47)$$

$$+ \sigma_N^2(r) + \sum_{v=1}^{n_0} \sum_{\mu=1}^{n_0} l_v(r) l_\mu(r) K_\varepsilon(\varepsilon_v, \varepsilon_\mu) = \sigma_B^2.$$

Дифференцируя (3.47) по компонентам $l_j(r)$ вектора $L(r)$ и приравнявая полученные частные производные нулю, получаем систему из n_0 линейных уравнений с n_0 неизвестными, решение которой даст вектор $L(r)$ (для него $\sigma_B^2 = \min$):

$$\sum_{\mu=1}^{n_0} l_\mu(r) \left[K_I \begin{matrix} 0 & 0 \\ I_v & I_p \end{matrix} + K_\varepsilon(\varepsilon_v, \varepsilon_\mu) \right] = K_{IN} \begin{matrix} 0 & 0 \\ I_v & N(r) \end{matrix}, \quad (3.48)$$

$$v_j = 1, 2, \dots, n_0 < n_d.$$

В результате СРЭ $N(r)$ будет представлена как линейная комбинация $I(r)$, а восстановленное распределение энерговыделения в точке r будет иметь вид

$$N(r) = \tilde{N}(r) + \sum_{j=1}^{n_0} l_j(r) (I_j + \varepsilon_j), \quad (3.49)$$

где коэффициенты $l_j(r)$ зависят только от взаимного размещения детекторов, координаты рассматриваемого твэла и указанных ранее корреляционных моментов.

Величина σ_B^2 снижается с ростом n_0 , однако этот рост практически прекращается при использовании детекторов, расположенных на расстоянии более $R_{\varepsilon\phi}$ от ТК.

Учет спектральной чувствительности ВРД на реакторах РБМК-1000 при восстановлении радиально-азимутального РЭ [20]. В существующих алгоритмах программы «Призма-М» ИИС

«Скала-Микро» реакторов РБМК-1000 ВРД рассматриваются как локальные детекторы, а мощность ТК с ВРД (только по показаниям этого ВРД) W рассчитывается по эмпирической формуле

$$W = JK_{гр}\xi_d(I)\xi_{тд}(E), \quad (3.50)$$

где J – ток детектора, мкА; $K_{гр}$ – градуировочный коэффициент, МВт/мкА; $\xi_d(I)$ – зависимость, учитывающая изменение чувствительности детектора с увеличением его интегрального тока I ; $\xi_{тд}(E)$ – зависимость, учитывающая изменение отношения мощности ТК к току свежего ВРД, установленного в ней, от энерговыработки ТВС E .

Формула (3.50) имеет методическую погрешность, связанную с учетом спектральной чувствительности ВРД, в то время как отклонение соотношения потоков тепловых нейтронов и надтепловых нейтронов от среднего составляет +82 и -19 %, а вклад надтепловых нейтронов в сигнал детектора достигает 30 %.

Основным нововведением алгоритма восстановления РЭ с учетом спектральной чувствительности ВРД является замена формулы (3.50) расчета мощности ТК на расчет средней по ячейке плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_{яч}^T$.

Ток свежего ВРД формируется из составляющих от тепловой и надтепловой частей спектра и определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} J_{св} &= \frac{\Phi_g^T \mu_T + \Phi_g^H \mu_H}{K_{отн}^{гр}} = \frac{\Phi_g^T \mu_T + \Phi_g^T K_g^{HT} \mu_T K_g(I)}{K_{отн}^{гр}} = \\ &= \frac{\Phi_{яч}^T \left[1 + (K_{яч}^{HT} K_{яд}^T(E) K_g(I) / K_{яд}^H(E)) \right] \mu_T}{K_{яд}^T(E) K_{отн}^{гр}}, \end{aligned} \quad (3.51)$$

где Φ_g^T , Φ_g^H – средняя плотность потока тепловых и надтепловых нейтронов в центре ТВС с детектором; $K_{отн}^{гр}$ – относительный градуировочный коэффициент детектора, учитывающий его отличия от эталонного; μ_T , μ_H – чувствительность эталонного детектора к плотности потока тепловых и надтепловых нейтронов; $K_{яч}^{HT}$, K_g^{HT} –

отношения плотности потока надтепловых Φ_g^H , $\Phi_{яч}^H$ и тепловых нейтронов Φ_g^T , $\Phi_{яч}^T$ в центре ТВС с детектором и в среднем по ячейке соответственно; $K_g(I)$ – зависимость отношения чувствительности детектора к плотности потока надтепловых и тепловых нейтронов μ_H/μ_T от интегрального тока детектора I ; $K_{яд}^T(E)$, $K_{яд}^H(E)$ – расчетные зависимости от энерговыработки ТВС отношения плотности потока тепловых и надтепловых нейтронов в ячейке $\Phi_{яч}^T$, $\Phi_{яч}^H$ и в центре ТВС с детектором Φ_g^T , Φ_g^H , соответственно, для ТВС разного типа.

Используя формулу (3.51) и учитывая, что ток выгоревшего детектора

$$J = J_{св} / \xi_D(I), \quad (3.52)$$

получим

$$\Phi_{яч}^T = \frac{J_D(I) K_{отн}^{ГР} K_{яч}^T(E)}{\left[1 + \left(K_{яч}^{HT} K_{яд}^T(E) K_g(I) \right) / K_{яд}^H(E) \right] \mu_T}. \quad (3.53)$$

Зависимость отношения чувствительности детектора к надтепловым и тепловым нейтронам от его интегрального тока $K_g(I)$ бралась в виде полинома третьей степени, коэффициенты которого определялись расчетно-экспериментальным методом [20] путем минимизации дисперсии восстановления мощности ТВС с ВРД.

Методика восстановления мощности ТК с учетом спектральной чувствительности ВРД позволяет существенно повысить точность определения мощности ТК.

3.3. Безынерционный контроль энерговыделения по сигналам БЭДН и γ -камер

Аналоговые устройства для коррекции инерционности БЭДН. Такие устройства разрабатывались уже на первых этапах исследований и применения детекторов этого типа [21]. Ниже приведено описание двух вариантов корректора инерционности БЭДН с эмиттером из серебра [21].

В первом варианте корректора передаточная функция корректора $W_k(S) = W_D^{-1}(S)$ реализована в устройстве, изображенном на рис. 3.7.

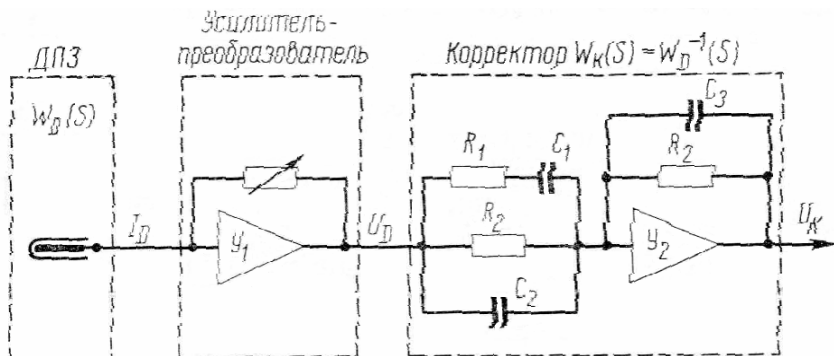


Рис. 3.7. Принципиальная схема корректора (первый вариант)

Ток БЭДН $I(S)$ поступает в практически безынерционный электрометрический усилитель Y_1 и преобразуется в напряжение $U_D(S)$. Это напряжение поступает на собственно корректор, выполненный на усилителе Y_2 . Напряжение на выходе корректора $U_k(S)$ будет пропорционально потоку нейтронов $\Phi_P(S)$.

На рис. 3.8 показан второй вариант корректора. Электронный имитатор БЭДН с передаточной функцией $W_{UD}(S) = W_D(S)$ (операционные усилители Y_3 и Y_4) включен в цепь отрицательной обратной связи интегрирующего звена $W_U(S)$ с большим коэффициентом усиления (операционный усилитель Y_2). Корректор второго типа обладает лучшими сглаживающими свойствами и меньшим уровнем собственных шумов.

Для расчета величин R и C в корректорах использовались: средние времена жизни радиоактивных изотопов, доли запаздывающих и мгновенной составляющей сигнала БЭДН, коэффициенты, учитывающие самопоглощение бета-частиц в материале эмиттера. Все эти величины, определенные экспериментально [21], практически совпали с известными в литературе значениями.

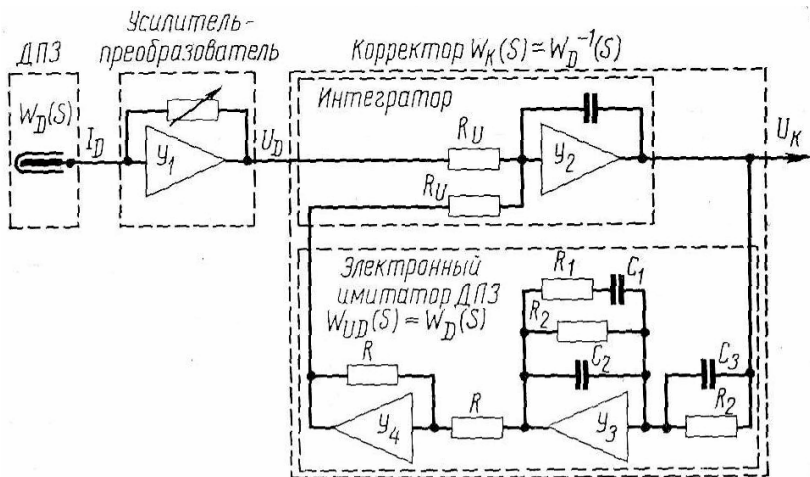


Рис. 3.8. Принципиальная схема корректора (второй вариант)

Цифровой корректор инерционности гамма-камеры, используемой в качестве детектора энерговыделения [22]. Соотношение между интенсивностью γ -излучения $I(r, t)$ в некоторой точке \vec{r} , которая может находиться как в активной зоне, так и вне ее, и скоростью делений $N(t)$ в момент времени t можно представить уравнением

$$I(r, t) = N(t)g + \int_0^t N(\tau)V(t - \tau)d\tau, \quad (3.54)$$

где $V(t)$ – временная зависимость в точке \vec{r} интенсивности запаздывающего γ -излучения на одно деление; g – коэффициент пропорциональности между скоростью делений в активной зоне и интенсивностью мгновенного γ -излучения в точке \vec{r} .

Изменение интенсивности γ -излучения после акта деления можно представить в виде

$$V(t) = \sum_{j=1}^n A_j e^{-\lambda_j t}. \quad (3.55)$$

Тогда

$$I(r, t) = N(t)g + \int_0^t N(\tau) \sum_{j=1}^n A_j e^{-\lambda_j(t-\tau)} d\tau. \quad (3.56)$$

Величины g , A_j , λ_j зависят от типа реактора, от места расположения и конструкции γ -детектора и должны определяться отдельно для каждого конкретного случая. Число экспонент в формуле (3.56) зависит от требуемой точности величины $N(t)$. Величина g будет несколько изменяться в процессе кампании из-за выгорания топлива, однако эти изменения достаточно медленные и их можно учесть расчетным путем. Уравнение (3.56) относительно $N(t)$ является уравнением Вольтера второго рода, решение которого [23] имеет вид

$$N(t) = \frac{I(t)}{g} - \frac{1}{g} \int_0^t I(\tau) \sum_{j=1}^n B_k e^{-\mu_k(t-\tau)} d\tau, \quad (3.57)$$

где $\mu_k = p_k$ – корни уравнения

$$g \prod_{j=1}^n (p + \lambda_j) + \sum_{j=1}^n A_j \prod_{i \neq j}^{n-1} (p + \lambda_i) = 0,$$

а B_k определяется формулой

$$B_k = \frac{\sum_{j=1}^n A_j \prod_{i \neq j}^{n-1} (p_k + \lambda_i)}{\left\{ \frac{d}{dp} \left[g \prod_{j=1}^n (p + \lambda_j) + \sum_{j=1}^n A_j \prod_{i \neq j}^{n-1} (p + \lambda_i) \right] \right\} \cdot p_k}.$$

Все μ_k положительны и по порядку величины близки λ_k .

Результаты сравнения расчета и эксперимента приведены на рис. 3.9.

Корректор этого типа может также использоваться для коррекции инерционности БЭДН.

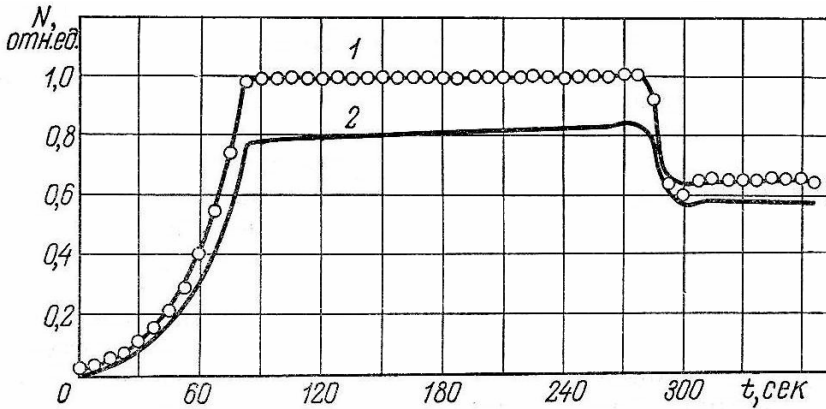


Рис. 3.9. Расчет мощности реактора по показаниям гамма-камеры:
 1 – ток нейтронной камеры; 2 – ток гамма-камеры; ○ – расчетные значения
 мощности, определенные из уравнения (3.57)

Цифровой корректор инерционности БЭДН. Рассмотрим цифровую коррекцию инерционности на простейшем примере – ванадиевом детекторе, обладающим одним периодом полураспада продукта активации эмиттера, равным 3,75 мин. Будем рассматривать только случаи, когда показания датчика снимаются через постоянный интервал времени h . Кроме того, сделаем допущение о возможности кусочно-линейной аппроксимации потока нейтронов, т.е. из j -х отрезков h :

$$\Phi(\tau) = \Phi_{(j-1)} + (\Phi_j - \Phi_{(j-1)})\tau/h, \quad (3.58)$$

где $h_{(j-1)} \leq \tau < h_j$.

Используем известное [16] выражение для сигнала БЭДН

$$I(t) = \int_0^t \Phi(\tau) A e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau. \quad (3.59)$$

Считаем, что в исходный момент времени $\Phi(t)$ и $I(t)$ равны нулю. Тогда

$$\begin{aligned}
I(t_j) = & A \int_0^{t_{(j-1)}} \Phi(\tau) e^{-\lambda(t_{(j-1)}-\tau)} d\tau + \\
& + A \int_{t_{(j-1)}}^{t_j} \Phi_{(j-1)} e^{-\lambda(t_j-\tau)} d\tau + A \int_{t_{(j-1)}}^{t_j} \frac{(\Phi_j - \Phi_{(j-1)})\tau}{h} e^{-\lambda(t_j-\tau)} d\tau,
\end{aligned} \tag{3.60}$$

где $I(t_j)$ – измеренный в момент t_j сигнал БЭДН; $\Phi(\tau)$ – рассчитанные к моменту $t_{(j-1)}$ значения потока нейтронов с интервалом h ; A – отношение сигнала детектора к потоку нейтронов, измеренному в стационарном режиме; Φ_j – подлежащее определению значение потока нейтронов на j -м шаге.

$$I(t_{(j-1)}) = A \int_0^{t_{(j-1)}} \Phi(\tau) e^{-\lambda(t_{(j-1)}-\tau)} d\tau.$$

Обозначив

$$\begin{aligned}
C_1 = & A \int_{t_{(j-1)}}^{t_j} \Phi_{(j-1)} e^{-\lambda(t_j-\tau)} d\tau; \\
\Delta\Phi_j = & \Phi_j - \Phi_{(j-1)}; \\
C_2 = & A \int_{t_{(j-1)}}^{t_j} \frac{\tau}{h} \cdot e^{-\lambda(t_j-\tau)} d\tau,
\end{aligned}$$

получим

$$I(t_j) = I(t_{(j-1)}) + C_1 + \Delta\Phi_j C_2 \tag{3.61}$$

и

$$\Delta\Phi_j = \frac{I(t_j) - I(t_{(j-1)}) - C_1}{C_2}. \tag{3.62}$$

Тогда

$$\Phi_j = \Phi_{j-1} + \Delta\Phi_j. \tag{3.63}$$

Выполняя указанный алгоритм последовательно во времени, обязательно начиная со стационарного уровня, получаем полную зависимость неискаженного сигнала потока от времени.

Список литературы к главе 3

1. Свешников А.А. Прикладные метода теории случайных функций. М.: Наука, 1973.
2. Емельянов И.Я., Ветюков В.Н., Назарян В.Г. и др. Дискретный контроль распределений энерговыделения в активных зонах ядерных реакторов // Атомная энергия. 1973. Т. 34. Вып. 2. С. 75.
3. Карпов В.А., Назарян В.Г., Постников В.В. Исследование случайной составляющей распределения тепловыделения в ядерном реакторе // Атомная энергия. 1976. Т. 40. Вып. 6. С. 456-460.
4. Brandon R.W., Waston R.A. Nuclear test results from a 2200-MW(th) HWR // Trans. Amtr. Nucl. Sci. 1971. V. 14. N 2. P. 57.
5. Горюнов В.К. Пространственные флуктуации распределения нейтронов и мощности в критическом реакторе // Атомная энергия. 1978. Вып. 4. С. 357-359.
6. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
7. Венцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1964.
8. Емельянов И.Я., Константинов Л.В., Постников В.В. Дискретный контроль за распределениями энерговыделения в активных зонах ядерных реакторов. Материалы совещания экспертов МАГАТЭ. IAEA-119, 1969.
9. Hurley T. Axial power monitoring with an on-line computer // Trans. Amer. Nucl. Sci. 1966. V. 9. P. 262.
10. Legget W. Flux wire and aero-ball accuracy for in-core power monitoring // Ibid. P. 484.
11. Htltns R.L., Ober T.G., Ober R.D. A method of analyzing in-core detector data in hower reactors // Ibid. 1969. V. 12. N 2. P. 820.
12. Емельянов И.Я., Дроздов А.В., Константинов Л.В. Дискретный контроль полей энерговыделения в активных зонах ядерных реакторов // Атомная энергия. 1974. Т. 37. Вып. 6. С. 451-454.
13. Потапенко П.Т., Дунаев В.Г., Кузнецов Н.А. Состояние и перспективы управления реакторами АЭС в Канаде // Атомная техника за рубежом. 1977. № 12. С. 3-9.
14. Левин М., Даймонд Д. Распределение мощности в реакторе по анализу показаний внутризонных детекторов // Атомная техника за рубежом. 1973. № 5. С. 10-14.

15. Емельянов И.Я., Постников В.В., Юркин Г.В. Расчетный метод аппроксимации дискретных измерений распределения мощности в энергетических реакторах // Атомная энергия. 1976. Т. 41. Вып. 5. С. 299-303.
16. Филипчук Е.В., Потапенко П.Т., Постников В.В.. Управление нейтронным полем ядерного реактора. М.: Энергоиздат, 1981. С. 144.
17. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1963.
18. РНЦ «Курчатовский институт». ИЯР. АЭС «Тяньвань». Система контроля, управления и диагностики (СКУД) РУВ – 428. Описание программного обеспечения 08624243.501310.003.ПА, 2000.
19. Бард Й. Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика, 1979.
20. Александров С.И., Постников В.В., Шубин Д.А. Учет спектральной чувствительности детекторов в алгоритмах системы «Скала-Микро» РБМК-1000 // Атомная энергия. 2010. Т. 109. Вып. 3. С. 133-137.
21. Емельянов И.Я., Володько Ю.И., Постников В.В. и др. Безынерционный контроль уровня нейтронного потока датчиком прямой зарядки с эмиттером из серебра // Атомная энергия. 1969. Т. 27. Вып. 3. С. 230-232.
22. Емельянов И.Я., Константинов Л.В., Постников В.В. и др. Безынерционный контроль мощности реактора по интенсивности γ -излучения // Атомная энергия. 1970. Т. 29. Вып. 4. С. 298-299.
23. Морс Ф., Фишбах Г. Методы теоретической физики. Т. 1. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Конечный цилиндрический реактор

При рассмотрении цилиндрического реактора конечной высоты оператор Лапласа берется в цилиндрических координатах. Направим ось z по вертикальной оси цилиндра. В этом случае надо учитывать только координаты z и r (рис. П.1) и волновое уравнение принимает вид [1]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + B_g^2 \cdot \Phi = 0. \quad (\text{П.1})$$

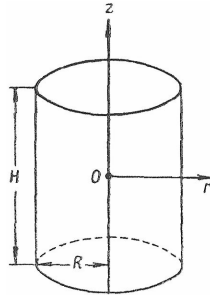


Рис. П.1. Система координат в реакторе, имеющем форму конечного цилиндра

Граничные условия данной задачи таковы: $\Phi(r, z)$ конечно и обращается в нуль на экстраполированных границах, т.е. при $r = R$ или $z = \pm H/2$ (начало координат помещено посередине цилиндра высоты H).

Приступим к решению уравнения (П.1). Разделим переменные r и z , полагая

$$\Phi(r, z) = \Theta(r) \cdot Z(z). \quad (\text{П.2})$$

Тогда (П.1) после деления на $\Theta \cdot Z$ превращается в

$$\frac{1}{\Theta} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + B_g^2 = 0. \quad (\text{П.3})$$

Здесь первый член зависит только от r , а второй – от z , поэтому каждый из них можно приравнять некоторой постоянной.

Пусть

$$\frac{1}{\Theta} \cdot \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) = -\alpha^2, \quad (\text{П.4})$$

где α^2 – постоянная априори любого знака, однако ниже будет показано, что она положительна. Аналогично положим

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -\beta^2, \quad (\text{П.5})$$

где β^2 – произвольная постоянная, как увидим дальше, положительная. Следовательно, из (П.3) получим

$$-\alpha^2 - \beta^2 + B_g^2 = 0,$$

и

$$B_g^2 = \alpha^2 + \beta^2. \quad (\text{П.6})$$

Перегруппируем члены в уравнении (П.4) и умножим его на $\Theta \cdot r^2$. Получится выражение

$$r^2 \cdot \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + r \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \alpha^2 \cdot \Theta \cdot r^2 = 0, \quad (\text{П.7})$$

которое следующим образом можно привести к уравнению Бесселя. Введем новую независимую переменную

$$u \equiv \alpha \cdot r. \quad (\text{П.8})$$

Так как α – постоянная, то $du/dr = \alpha$. Тогда можем написать

$$\frac{d\Theta}{dr} = \frac{d\Theta}{du} \cdot \frac{du}{dr} = \alpha \cdot \frac{d\Theta}{du} \quad (\text{П.9})$$

и, следовательно,

$$\frac{d^2 \Theta}{dr^2} = \frac{d}{dr} \left(\alpha \cdot \frac{d\Theta}{du} \right) = \frac{d}{du} \left(\alpha \cdot \frac{d\Theta}{du} \right) \cdot \frac{du}{dr} = \alpha^2 \cdot \frac{d^2 \Theta}{du^2}. \quad (\text{П.10})$$

Заменяя в (П.7) r , $\frac{\partial \Theta}{\partial r}$, $\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2}$ их выражениями из (П.8), (П.9) и (П.10), соответственно, получим

$$u^2 \cdot \frac{\partial^2 \Theta}{\partial u^2} + u \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial u} + u^2 \cdot \Theta = 0. \quad (\text{П.11})$$

Общее уравнение Бесселя порядка n имеет вид

$$x^2 \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} + x \cdot \frac{dy}{dx} + (x^2 - n^2) \cdot y = 0 ;$$

отсюда видно, что при положительном u^2 , а следовательно, и α^2 (П.11) есть уравнение Бесселя нулевого порядка. Общим решением этого уравнения является

$$\Theta = A \cdot J_0(u) + C \cdot Y_0(u), \quad (\text{П.12})$$

где J_0 и Y_0 – функции Бесселя нулевого порядка, соответственно, первого и второго рода.

При отрицательном α^2 уравнение (П.7) имеет вид видоизмененного уравнения Бесселя нулевого порядка

$$x^2 \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} + x \cdot \frac{dy}{dx} - (x^2 - n^2) \cdot y = 0 .$$

Решением его является выражение

$$\Theta = A' \cdot I_0(u) + C' \cdot K_0(u), \quad (\text{П.13})$$

где I_0 и K_0 – видоизмененные функции Бесселя нулевого порядка, соответственно, первого и второго рода.

Выбор между двумя возможными решениями независимо от того, положительно или отрицательно α^2 , можно сделать, используя граничные условия. Графики функций J_0 , Y_0 , I_0 и K_0 приведены на рис. П.2, где по оси абсцисс отложено u .

Из этих кривых видно, что Y_0 , I_0 и K_0 должны быть отброшены, так как Y_0 стремится к $-\infty$, а K_0 – к ∞ при u , стремящемся к нулю, тогда как I_0 неограниченно возрастает при увеличении u . Таким образом, из (П.13) получается единственное допустимое решение

$$\Theta = A \cdot J_0(u) = A \cdot J_0(\alpha \cdot r), \quad (\text{П.14})$$

и, следовательно, α^2 положительно.

Для вычисления α используется граничное условие, требующее, чтобы функция $\Phi(r, z)$ обращалась в нуль на экстраполированной границе, т.е. при $r = R$. Поскольку $\Theta(r)$ есть часть $\Phi(r, z)$, зависящая только от r , из (П.14) следует

$$\Theta(r) = A \cdot J_0(\alpha \cdot R) = 0 ;$$

постоянная A не может равняться нулю, так как в противном случае $\Theta(r)$ обратилось бы в нуль тождественно, поэтому

$$J_0(\alpha \cdot R) = 0 .$$

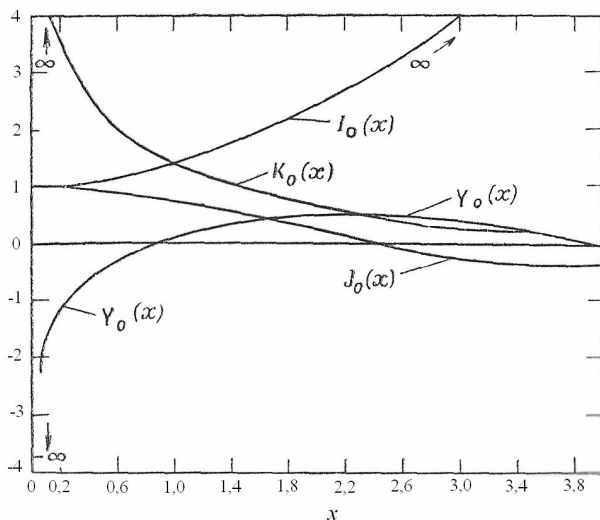


Рис. П.2. Функции Бесселя нулевого порядка

Отсюда следует, что $\alpha \cdot R$ равно корню функции $J_0(u)$. Существует более чем одно значение u , удовлетворяющее этому условию. Однако наименьшее собственное значение α^2 соответствует решению с минимальным u , равным первому корню функции Бесселя J_0 , а именно 2,405. Итак $\alpha \cdot R = 2,405$, так что

$$\alpha = \frac{2,405}{R} \text{ и } \alpha^2 = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2. \quad (\text{П.15})$$

Уравнение (П.14) дает

$$\Theta(r) = A \cdot J_0\left(\frac{2,405 \cdot r}{R}\right). \quad (\text{П.16})$$

Ранее было получено решение уравнения (П.4). Остается решить уравнение (П.5), определяющее зависимость от z . Распределение потока симметрично по оси z относительно начала координат. Принимая это во внимание и используя обычные граничные условия, можно получить, что решение (П.5) есть

$$Z(z) = C \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{H}\right) \quad (\text{П.17})$$

и наименьшее собственное число

$$\beta^2 = \left(\frac{\pi}{H} \right)^2. \quad (\text{П.18})$$

Комбинируя (П.6), (П.15) и (П.18), можно выразить геометрический параметр для конечного цилиндрического реактора через его радиус и высоту:

$$B_g^2 = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2. \quad (\text{П.18})$$

Как видно из (П.3), (П.16), (П.17), распределение потока тепловых нейтронов в критическом реакторе дается формулой

$$\Phi(r, z) = A \cdot J_0 \left(\frac{2,405 \cdot r}{R} \right) \cdot \cos \left(\frac{\pi \cdot z}{H} \right), \quad (\text{П.19})$$

где R и H – критические радиус и высота соответственно.

Эффективность стержня управления, расположенного в реакторе эксцентрично, можно рассчитать методом, предложенным Нордгеймом и Скалетаром [1, 2].

Рассмотрим простейший случай гомогенного реактора без отражателя и применим одногрупповую теорию. Пусть реактор имеет форму бесконечного цилиндра радиусом R . Будем искать такое значение эффективного радиуса стержня a , которое приводит к росту геометрического параметра B^2 от начального значения $(2,405/R)^2$ до несколько большего B^2 . Последняя величина является наименьшим собственным значением волнового уравнения

$$\Delta \psi + B'^2 \psi = 0 \quad (\text{П.20})$$

при граничных условиях, требующих обращения ψ в нуль на экстраполированных границах реактора и стержня. Ось стержня расположена на расстоянии b от оси реактора.

Введем полярные координаты ρ и φ ; расстояние произвольной точки от оси стержня обозначим через ρ' (рис. П.3).

Запишем ψ в виде суммы регулярного и нерегулярного решений

$$\psi = \psi_{\text{рег}} + \psi_{\text{нерег}}. \quad (\text{П.21})$$

Регулярную часть решения разложим в ряд по функциям Бесселя

$$\psi_{\text{рег}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \cdot J_n(B'\rho) \cdot e^{in\varphi}. \quad (\text{П.22})$$

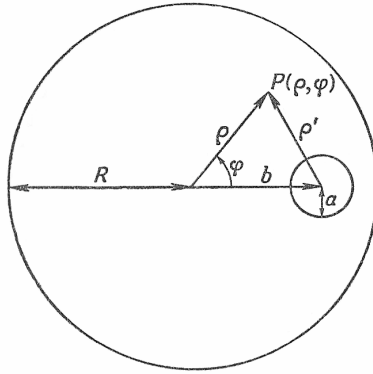


Рис. П.3. Схема, иллюстрирующая выбор координат и обозначений

Применяя разложение Эйлера, преобразуем (П.22)

$$\begin{aligned}
 \Psi_{\text{рег}} &= \sum_{n=-\infty}^{-1} A_n \cdot J_n(B'\rho) \cdot e^{in\varphi} + A_0 \cdot J_0 + \\
 &+ \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot J_n(B'\rho) \cdot e^{in\varphi} = \sum_{n=1}^{\infty} A_{-n} \cdot J_{-n}(B'\rho) \cdot e^{-in\varphi} + \\
 &+ A_0 \cdot J_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot J_n(B'\rho) \cdot e^{in\varphi} = \\
 &= \sum_{n=1}^{\infty} A_{-n} \cdot J_{-n}(B'\rho) \cdot (\cos(n\varphi) - i \cdot \sin(n\varphi)) + \\
 &+ A_0 \cdot J_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot J_n(B'\rho) \cdot (\cos(n\varphi) + i \cdot \sin(n\varphi)).
 \end{aligned} \tag{П.23}$$

Ввиду симметрии задачи

$$A_n = (-1)^n \cdot A_{-n}. \tag{П.24}$$

Примем в рассмотрение следующие три условия:

- все коэффициенты A – действительные;
- $J_n(B'\rho) = (-1)^n \cdot J_{-n}(B'\rho)$;
- $A_n = (-1)^n \cdot A_{-n}$.

Поэтому с учетом трех условий и (П.24) запишем (П.23) в виде

$$\begin{aligned}
\Psi_{\text{рег}} &= \sum_{n=1}^{\infty} A_{-n} \cdot J_{-n}(B'\rho) \cdot (\cos(n\varphi) - i \cdot \sin(n\varphi)) + \\
&+ A_0 \cdot J_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot J_n(B'\rho) \cdot (\cos(n\varphi) + i \cdot \sin(n\varphi)) = \\
&= \sum_{n=1}^{\infty} A_{-n} \cdot (-1)^n \cdot J_n(B'\rho) \cdot (\cos(n\varphi) - i \cdot \sin(n\varphi)) + A_0 \cdot J_0 + \quad (\text{П.25}) \\
&+ \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot (-1)^n \cdot J_n(B'\rho) \cdot (\cos(n\varphi) + i \cdot \sin(n\varphi)) = \\
&= \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot J_n(B'\rho) \cdot \cos(n\varphi) + A_0 \cdot J_0.
\end{aligned}$$

Нерегулярную часть решения запишем в виде

$$\Psi_{\text{нерег}} = Y_0(B'\rho'). \quad (\text{П.26})$$

Функция $\Psi_{\text{нерег}}$ имеет особую точку в центре стержня. Это допустимо, поскольку интерес представляет поток только вне эффективной границы стержня. В действительности, если функция ψ определена выражением (П.21), то метод Нордгейма и Скалетара не дает возможности удовлетворить всем граничным условиям; ψ будет обращаться в нуль не на поверхности кругового цилиндра, охватывающего эффективный объем стержня, а на цилиндрической поверхности несколько другой формы. Чтобы удовлетворить граничным условиям точно на поверхности стержня, в выражении (П.26) необходимо использовать бесконечный ряд нерегулярных решений. Однако увеличение точности, которого можно при этом достичь, не оправдывает затрачиваемых усилий [2].

Нерегулярная часть решения $\Psi_{\text{нерег}}$ обеспечивает адекватный учет локальных неоднородностей РЭ, которые в задачах восстановления РЭ применительно к реакторам РБМК достаточно хорошо описываются с помощью НФР. В то же время необходимость применения $\Psi_{\text{рег}}$ вызвана существенным расхождением реальных макрораспределений, измеренных внутриреакторными детекторами и полученных с помощью НФР.

Поскольку в окончательном выражении (П.25) для $\Psi_{\text{рег}}$ азимутальная координата нефиксирована, и не зависящая от азимута составляющая в упрощенном рассмотрении имеет вид $J_0(B'\rho)$, в ап-

проксимации реальных распределений целесообразно использовать выражение

$$\Psi_{\text{пер}} = \sum_{k=0}^K \sum_{n=0}^N \left[C_{kn}^{(1)} J_n \left(\mu_{kn} \frac{r}{R} \right) \sin(n\varphi) + C_{kn}^{(2)} J_n \left(\mu_{kn} \frac{r}{R} \right) \cos(n\varphi) \right], \quad (\text{П.27})$$

где J_n – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка; μ_{kn} – k -й корень функции Бесселя n -го порядка; r, φ – цилиндрические координаты; $C_{kn}^{(1)}, C_{kn}^{(2)}$ – неизвестные константы, определенные при аппроксимации показаний внутриреакторных детекторов методом наименьших квадратов.

Использование функций Бесселя облегчает решение поставленной задачи, так как эти функции являются собственными функциями волнового уравнения (П.20). Выбор собственных функций приводит к формированию ортогонального базиса, в то время как выбор произвольной системы базисных функций затрудняет решение.

На выбор выражения для аппроксимации математического ожидания в РБМК-1000 оказали влияние малые вычислительные мощности системы «Скала», внедренной при пуске энергоблока №1 Ленинградской АЭС. Поэтому выражение с функциями Бесселя было заменено следующим, более простым с позиции вычислений, выражением

$$\tilde{V}_j = \sum_{k=1}^7 a_k \cdot f_{kj}, \quad j = 1, \dots, n_d, \quad (\text{П.28})$$

где n_d – количество внутриреакторных детекторов (ВРДР), по которым ведется расчет; f_{kj} – набор базисных функций, имеющих следующий вид

$$\begin{aligned} f_{1j} &= r_j^3; & f_{2j} &= r_j^2; & f_{3j} &= 1; \\ f_{4j} &= r_j^2 \cdot \sin(\varphi_j); & f_{5j} &= r_j \cdot \sin(\varphi_j); \\ f_{6j} &= r_j^2 \cdot \cos(\varphi_j); & f_{7j} &= r_j \cdot \cos(\varphi_j). \end{aligned} \quad (\text{П.29})$$

В (П.29) (r_j, φ_j) – координаты j -го ВРДР в цилиндрической системе координат.

На рис. П.4 приведены характерные гармоники распределения плотности тепловыделения в активной зоне реактора, заимствованные из работы [3].

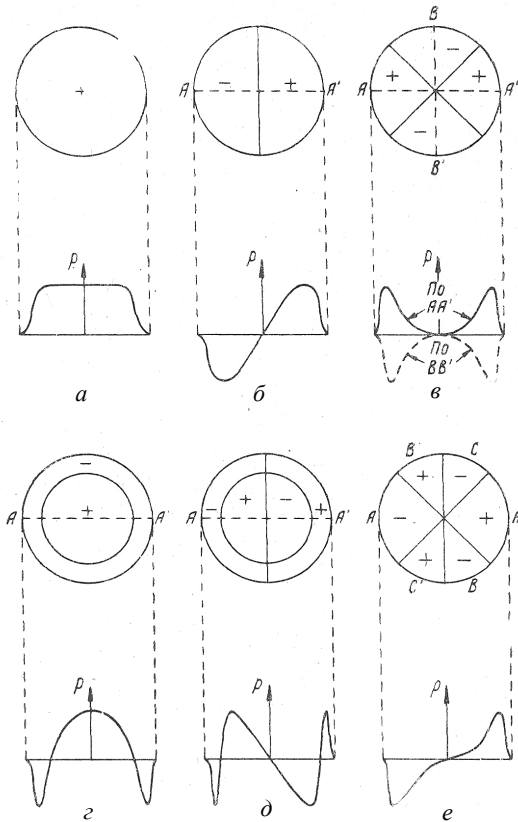


Рис. П.4. Различные составляющие распределения плотности тепловыделения: *a* – основной тип распределения; *б* – первая азимутальная (01) гармоника; *в* – вторая азимутальная (02) гармоника; *г* – первая радиальная (10) гармоника; *д* – тип изменения (11); *е* – третья азимутальная (03) гармоника. В каждом случае внизу показано изменение плотности тепловыделения ρ в плоскости AA' , а сверху – области положительных и отрицательных изменений. Для *б*, *в*, *д*, *е* ориентация этих областей произвольна, для *е* – изменения в плоскостях AA' , BB' и CC' одинаковы

В первый период эксплуатации РБМК-1000 без системы локального автоматического регулирования характерным было развитие деформаций профиля энергосвечения по 1-й азимутальной гармонике. Время τ_{01} ее изменения лежало в пределах от 10 до 30 мин. Измерение τ_{01} являлось на тот момент стандартной процедурой оценки нестабильности полей энергосвечения реактора.

Список литературы к приложению

1. Глесстон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
 2. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов / Под ред. Я.В. Шевелева. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
 3. Хитчкок А. Устойчивость ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1963.
-

Редактор М.В. Макарова
Оригинал-макет изготовлен И.С. Якуниным

Подписано в печать 15.11.2012. Формат 60x84 1/16.
Уч.-изд. л. 6,75. Печ. л. 6,75. Тираж 92 экз.
Изд. № 18/1. Заказ № 58

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
115409, Москва, Каширское ш., 31

ООО «Полиграфический комплекс «Курчатовский».
144000, Московская область, г. Электросталь, ул. Красная, д. 42